

НАУКОВО-ПРАКТИЧНИЙ ЖУРНАЛ + ЗАСНОВАНО В ЛЮТОМУ 1995 р. + ВИХОДИТЬ 6 РАЗІВ НА РІК + КИЇВ

# **3MICT**

# CONTENTS

## Ракетно-космічні комплекси

<i>Kalynychenko D., Manko T., Pavlenko V., Pavlenko T.</i> Technical and economic substantiation of the air launch aerospace system parameters	3	Kalyn Techi aeros
Дослідження Землі з космосу		Study
<i>Fedoniuk T. P., Skydan O. V.</i> Incorporating geographic information technologies into a framework for biological diversity conservation and preventing biological threats of landscapes	10	<i>Fedor</i> inform divers of lan
Науки про життя в космосі		Space
Yemets A. I., Plokhovska S. H., Shadrina R. Yu., Kra- vets O. A., Blume Ya. B. Elucidation of cellular mecha- nisms of autophagy involvement in plant adaptation to microgravity conditions	22	Yemen vets C nisms micro
Космічна й атмосферна фізика		Space
Mahmoud W. M., Elfiky D., Robaa S. M., Elnawa- wy M. S., Yousef S. M. Atomic Oxygen in Low Earth Or- bits, a retrospective review study	32	Mahn wy M bits, a
Федоренко А. К., Клименко Ю. О., Черемних О. К., Крючков Є. І., Жук І. Т. Особливі акустико-гравіта- ційні хвильові моди в ізотермічній атмосфері	45	Fedor Kryuc wave

#### **Space-Rocket Complexes**

Kalynychenko D., Manko T., Pavlenko V., Pavlenko T. Technical and economic substantiation of the air launch aerospace system parameters	3
Study of the Earth from Space	
<i>Fedoniuk T. P., Skydan O. V.</i> Incorporating geographic information technologies into a framework for biological diversity conservation and preventing biological threats of landscapes	10
Space Life Sciences	
Yemets A. I., Plokhovska S. H., Shadrina R. Yu., Kra- vets O. A., Blume Ya. B. Elucidation of cellular mecha- nisms of autophagy involvement in plant adaptation to microgravity conditions	22
Space and Atmospheric Physics	
Mahmoud W. M., Elfiky D., Robaa S. M., Elnawa- wy M. S., Yousef S. M. Atomic Oxygen in Low Earth Or- bits, a retrospective review study	32
Fedorenko A. K., Klymenko Yu. O., Cheremnykh O. K., Kryuchkov Ye. I., Zhuk I. T. Specific acoustic-gravity wave modes in isothermal atmosphere	45

<i>Чорногор Л. Ф.</i> Фізичні ефекти у системі Земля — ат- мосфера — іоносфера — магнітосфера, викликані потужним вибухом вулкану Тонга 15 січня 2022 р <b>5</b> 4	<i>Chernogor L. F.</i> Physical effects of the powerful Tonga volcano explosion in the Earth — atmosphere — ionosphere — magnetosphere system on January 15, 2022	54
Астрономія й астрофізика	Astronomy and Astrophysics	
Фис М. М., Бридун А. М., Согор А. Р., Лозинський В. А. Подання гравітаційного поля небесних тіл за допо- могою потенціалів плоских еліпсоїдальних дисків <b>78</b>	<i>Fys M. M., Brydun A. M., Sohor A. R., Lozynskyy V. A.</i> Presentation of the gravity field of celestial bodies using the potentials of flat ellipsoidal discs	78
Моніторинг космічного простору і космічне сміття	Space Environment Monitoring and Space Debris	
<i>Епішев В. П.</i> , <i>Кудак В. І., Мотрунич І. І., Періг В. М.,</i> <i>Найбауер І. Ф., Гуранич П. П., Сусла А. І., Кошкін М. І.</i> Аналіз фотометрії супутника «Січ-2» на багаторічно- му інтервалі спостережень	[Epishev V. P.], Kudak V. I., Motrunich I. I., Perig V. M., Neubauer I. F., Guranich P. P., Susla A. I., Koshkin M. I. Analysis of photometry of the Sich-2 satellite on a multi- year observation intervals	86
Історія космічних досліджень	History of Space Research	
<i>Яцків Я. С.</i> 3 історії космічних досліджень в Україні. 2. Міжнародне співробітництво щодо мирного до- слідження й освоєння космосу (1957—1987 рр.) <b>97</b>	<i>Yatskiv Ya. S.</i> From the history of space research in Ukraine. 2. International cooperation in peaceful space research and exploration (1957–1987)	<b>97</b>

*На першій сторінці обкладинки* — Приклад обчислень індексу NDVI для території Чорнобильського радіаційно-екологічного біосферного заповідника (див. статтю *Fedoniuk T. P., Skydan O. V.* Incorporating geographic information technologies into a framework for biological diversity conservation and preventing biological threats of landscapes, P. 10–21)

Журнал «Космічна наука і технологія» включено до переліку наукових фахових видань України, в яких публікуються результати дисертаційних робіт на здобуття наукових ступенів доктора і кандидата фізико-математичних, технічних, біологічних, геологічних та юридичних наук

### Відповідальний секретар редакції О.В. КЛИМЕНКО

Адреса редакції: 01030, Київ-30, вул. Володимирська, 54 тел./факс (044) 526-47-63, ел. пошта: reda@mao.kiev.ua Веб-сайт: space-scitechjournal.org.ua

Свідоцтво про реєстрацію КВ № 1232 від 2 лютого 1995 р. Перереєстровано Міністерством юстиції України 21.11.2018 р., Свідоцтво серія КВ № 23700-13540 ПР

Підписано до друку 15.05.2023. Формат 84 × 108/16. Гарн. Ньютон. Ум. друк. арк. 11,76. Обл.-вид. арк. 12,35. Тираж 50 прим. Зам. № 6930.

Видавець і виготовлювач ВД «Академперіодика» НАН України вул. Терещенківська, 4, м. Київ, 01024

Свідоцтво про внесення до Державного реєстру суб'єктів видавничої справи серії ДК № 544 від 27.07.2001 р.

# Ракетно-космічні комплекси

Space-Rocket Complexes

https://doi.org/10.15407/knit2023.02.003 УДК 629.782

**D. KALYNYCHENKO<sup>1</sup>**, Head of the Launch System Design Department Yuzhnoye State Design Office named after M. K. Yangel, laureate of the Boris Paton National Reward of Ukraine E-mail: info@yuzhnoye.com T. MANKO<sup>2</sup>, Professor at the Department of Rocket Space and Innovative Technologies of the Faculty of Physics and Technology Dnipro National University named after Oles Honchar, Doctor of Technical Sciences, Professor, laureate of the Boris Paton National Reward of Ukraine E-mail: dean@ftf.dnu.edu.ua V. PAVLENKO<sup>2</sup>, Dean of the Faculty of Physics and Technology Dnipro National University named after Oles Honchar, Doctor of Technical Sciences, Professor E-mail: dean@ftf.dnu.edu.ua T. PAVLENKO<sup>3</sup>, Associate Professor at the Department of Public Administration and Entrepreneurship of National Aerospace University «Kharkiv Aviation Institute», PhD in Economics, Docent E-mail: t.pavlenko@khai.edu <sup>1</sup>Yuzhnove State Design Office named after M. K. Yangel 3, Kryvorizka Str., Dnipro, 49008 Ukraine <sup>2</sup>Dnipro National University named after Oles Honchar 72, Gagarin Ave., Dnipro, 49010 Ukraine <sup>3</sup>National Aerospace University «Kharkiv Aviation Institute» 17, Chkalova Str., Kharkiv, 61070 Ukraine

# TECHNICAL AND ECONOMIC SUBSTANTIATION OF THE AIR LAUNCH AEROSPACE SYSTEM PARAMETERS

The substantiation of the technical and economic parameters of the air launch aerospace system, which consists of a reusable unmanned aerial vehicle and integrated launch vehicle, is given. A combination of a turbofan engine and a ramjet engine is used as the unmanned aerial vehicle propulsion system. The considered vehicle is capable of delivering a payload into low-Earth orbits without the use of a spaceport. We have developed the methodology of the technical and economic substantiation of the parameters of the air launch aerospace system. The results were obtained by searching for the minimum of the objective function, which established the relationship between the technical and economic parameters of the aerospace system. For the objective function solution, the design parameters of the integrated launch vehicle and unmanned aerial vehicle were determined, as well as the limitation of the total acceleration velocity of the aerospace system. The methods used allowed us to determine the velocity constraints provided by the operation of the turbofan engine, ramjet engine, and the three solid propellant motors of integrated launch vehicle stages, as well as maximum dynamic pressure and maximum permissible temperature on the unmanned aerial vehicle surface. We determined the scheme for estimating the cost of launching the spacecraft into Earth orbit by the air launch aerospace system. The result of the substantiation is the determination of the technical and economic parameters of the integrated launch vehicle, unmanned aerial vehicle, and the aerospace system as a whole. The influence of the maximum temperature on the surface of the unmanned aerial vehicle and the specific impulse of the ramjet engine on the parameters of the aerospace system was also evaluated. The substantiation is the first step towards the creation of the Ukrainian aerospace air launch system.

Keywords: aerospace system, air launch, technical and economic parameters, unmanned aerial vehicle.

Цитування: Kalynychenko D., Manko T., Pavlenko V., Pavlenko T. Technical and economic substantiation of the air launch aerospace system parameters. *Space Science and Technology*. 2023. **29**, № 2 (141). P. 3–9. https://doi.org/10.15407/ knit2023.02.003

© Publisher PH «Akademperiodyka» of the NAS of Ukraine, 2023. This is an open access article under the CC BY-NC-ND license (https://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/)

ISSN 1561-8889. Космічна наука і технологія. 2023. Т. 29. № 2

## INTRODUCTION

Using space around the Earth is essential for human life. It is difficult to imagine a world without satellite communication, the Internet, television, positioning systems, space images, and weather forecasting. Many countries of the world use outer space. Active participation of Ukraine in this type of activity is difficult because the country does not have its own launch site and infrastructure required for launching vehicles from its own territory, which is due to the territorial features and geographical location of Ukraine since there is a question of ensuring the safety of integrated launch vehicle drop zones.

An alternative option for delivering satellites to near-Earth orbits is the use of an air-launched aerospace system (ALASS) consisting of a reusable unmanned aerial vehicle (UAV) and an expendable integrated launch vehicle (ILV). Such a system can be operated from existing airfields. For Ukraine, the implementation of such a project will allow launching of both its own satellites and commercial satellites independently of other countries.

It should be noted that the leading countries of the world are conducting studies aimed at determining the technical and economic parameters of the airlaunched payload delivery system. Pursuant to Order #1581-r of the Cabinet of Ministers of Ukraine dated 16 December 2020, a list of priority investment projects has been determined for the state until 2023, which provides for investment into the air-launched system project.

## METHODOLOGY

The methodology of the technical and economic substantiation of the parameters of the air launch aerospace system (ASS) consists of the following main phases:

1. Analysis of the current status of payload delivery systems and selection of the ASS basic configuration;

2. Selection of a range of ASS technical and economic parameters;

3. Selection of a criterion for ASS costs minimization;

4. Establishing dependencies between technical and economic parameters and the criterion of ASS costs minimization and determining the target function; 5. Definition of:

• ASS main design parameters of the first approximation;

- Limiting the ASS total acceleration velocity;
- Allowable dynamic pressure for the UAV;
- Maximum allowable UAV surface temperature;
- Cost of the ASS development;
- Speed and altitude at UAV and ILV separation

6. Technical and economic substantiation of the ASS parameters.

An analysis of the current status of payload delivery systems was carried out in [8], as a result of which a basic configuration of the ASS was determined, containing a high-altitude hypersonic unmanned aerial vehicle as the first stage and a three-stage integrated launch vehicle as the second stage. A combination of a turbofan engine and a ramjet engine (RJE) is used as the UAV propulsion system. Selecting the range of parameters and the minimization criterion and establishing the relationship between them was carried out in [9], where the target function (1) was formed, reflecting the main design parameters that affect the efficiency of the ASS.

$$E = \left\{ B_p + n \left[ B_{s_p}^A \frac{(M_{ASS} - M_{ILV})m_k}{n} + B_{s_p}^O M_{ILV} + M_{ASS}\mu_P + B_{pp} \right] \right\} / (\mu_{pay}M_{ASS}n), \quad (1)$$

where  $B_p$  are the costs for the development and development tests of the ASS components, i. e., onetime costs,  $B_{sp}^A$  is the averaged specific depreciation expenses of the design of reusable ASS components,  $M_{ASS}$  is the ASS launch mass,  $M_{ILV}$  is the ILV mass,  $m_k$  is the UAV structure relative mass, n is the number of ASS launches,  $B_{sp}^O$  is the average unit cost of fabrication of the structure of expendable ASS components,  $\mu_p$  is the relative propellant mass,  $B_{pp}$  is the cost of routine maintenance and services of the aerodrome,  $\mu_{pay}$  is the relative payload mass.

For a feasibility study of the ASS parameters, it is necessary to find the minimum of the dependence (1). Relationship (2) was used to determine the mass of the entire ASS. At the same time, the relative masses of propellant consumed for acceleration using the turbofan and ramjet engines are functions that depend on the specific impulses and velocities to which the turbofan and ramjet engines operate, respectively, and are determined as a result of searching for the minimum of the target function (1). The ILV and ASS masses are found from expressions (2) and (3), respectively.

$$M_{ILV}f(V3, V4, V5) = M_{pay} \frac{1 - \varepsilon_{k1}}{1 - \mu_P f(V3, I_S) - \varepsilon_{k1}} \times \frac{1 - \varepsilon_{k2}}{1 - \mu_P f(V4, I_S) - \varepsilon_{k2}} \cdot \frac{1 - \varepsilon_{k3}}{1 - \mu_P f(V5, I_S) - \varepsilon_{k3}}, \quad (2)$$

where V3, V4, V5 are the velocities provided by the operation of the ILV first, second, and third stages,  $M_{pay}$  is the payload mass,  $\varepsilon_{k1}$ ,  $\varepsilon_{k2}$ ,  $\varepsilon_{k3}$  is the relative mass of the ILV stage (booster) structure,  $I_S$  is the specific impulse of solid propellant.

$$M_{ASS} f(V1, V2, V3, V4, V5) =$$
  
=  $M_{ILV} f(V3, V4, V5) / \{1 - [m_k + m_c + m_e + \mu_{PP} + \mu_P f(V1, I_{Turbofan}) + \mu_P f(V2, I_{RJE})]\},$  (3)

where V1, V2 are the velocities provided by the operation of the turbofan and RJE,  $m_c$  is the relative mass of the UAV equipment,  $m_e$  is the relative mass of the UAV engines,  $\mu_{PP}$  is the relative mass of propellant for the UAV return,  $I_{Turbofan}$  is the turbofan specific impulse,  $I_{RJE}$  is the RJE specific impulse.

To find the minimum of the target function (1), it is necessary to determine the following:

• Design parameters ILV and UAV used in expressions 2 and 3;

- Limiting the ASS total acceleration velocity;
- Allowable dynamic pressure;
- Maximum allowable UAV surface temperature;
- Plan for estimating the ASS development cost.

#### PROBLEM SOLUTION

First of all, the design parameters of the ILV and UAV were determined. The relative mass of the ILV stages structure was determined from the dependencies given in [4] for solid-propellant ILV. The following relative masses of the ILV stages structure were obtained:  $\varepsilon_{k1} = 0.173$ ,  $\varepsilon_{k2} = 0.206$ ,  $\varepsilon_{k3} = 0.296$ . The function of the relative mass of the propellant was determined by expression (4), where g is the free fall acceleration.

$$\mu_p f(V,I) = 1 - \exp\left(-\frac{V}{gI}\right). \tag{4}$$

ISSN 1561-8889. Космічна наука і технологія. 2023. Т. 29. № 2

The vacuum specific impulse for HTPB fuel for air-launched ILV solid-propellant motors, taking into account the research [10], was taken equal to  $\sim 290$  s.

The relative mass of the UAV structure, the relative mass of the UAV equipment, and the relative mass of the UAV engines were determined taking into account the relative masses of aerospace vehicle components [1, 6]. The following relative masses were adopted:  $m_k = 0.362, m_c = 0.09, m_{\rho} = 0.145.$ The specific impulse of the turbofan engine in the afterburner mode was determined from the results of an analysis of the characteristics of similar modern engines for the afterburner mode of the engine, which amounted to 1800 s. Determining the specific impulse RJE is hampered by the lack of close analogues and the complexity of the technique for determining the parameters of the air intake device [11]. Therefore, to determine the design parameters of the first approximation, we use the RJE specific impulse ranging from 500 to 1000 s.

The limitation of the total acceleration velocity of the ASS was determined, which is equation (5), in which the velocity provided by the turbofan, RJE, and ILV stages is equated to the required circular velocity, taking into account the losses.

$$V_{cir} + \Delta V = \Sigma V f \left( V1, V2, V3, V4, V5 \right)$$
(5)

where  $\Sigma V$  is the total acceleration velocity of the ASS,  $V_{cir}$  is the circular velocity in orbit,  $\Delta V$  is the losses of velocity.

The ASS total acceleration velocity was determined by expression (6).

$$\Sigma V f(V1, V2, V3, V4, V5) =$$

$$= I_{Turbofan} g \ln \left( \frac{1}{1 - [\mu_{P} f(V1, I_{Turbofan})]} \right) +$$

$$+ I_{RJE} g \ln \left( \frac{1}{1 - [\mu_{P} f(V2, I_{RJE})]} \right) +$$

$$+ I_{S} g \ln \left( \frac{1}{1 - [\mu_{P} f(V3, I_{S})]} \right) +$$

$$+ I_{S} g \ln \left( \frac{1}{1 - [\mu_{P} f(V4, I_{S})]} \right) +$$

$$+ I_{S} g \ln \left( \frac{1}{1 - [\mu_{P} f(V5, I_{S})]} \right).$$
(6)

5



Figure 1. Limitation of the dynamic pressure in analogous systems



Figure 2. ASS cost estimation plan

Table 1. ASS basic technical and economic parameters

The following constraints were also set to solve equation (5):

• The velocity provided by the operation of the turbofan engine  $0 \le V1 \le 600$  m/s;

• The velocity provided by the operation of RJE V2 < 2065 m/s - V1;

• The velocities provided by the ILV stages are assumed equal V3 = V4 = V5.

The value of the maximum dynamic pressure affects the UAV strength: the greater the dynamic pressure, the stronger the structure must be and the heavier. The magnitude of the dynamic pressure at UAV and ILV separation also affects the ability to achieve shock-free separation, and therefore, to reduce loads, the ILV must separate at lower dynamic pressure. Based on the results of the analysis of similar projects, shown in Fig. 1, and scientific articles [2, 3], the maximum dynamic pressure of 3500 kgf/cm<sup>2</sup> was adopted.

The maximum permissible temperature on the UAV surface was determined by expression (7) depending on the ILV / UAV separation velocity. At the same time, when searching for the minimum of the target function, it was limited by the maximum operating temperature of the available structural materials, namely, a BH-2AE heat-resistant niobium-based alloy, which has sufficient strength at the maximum operating temperature of 1400... 1500 °C without special coatings.

$$Tof(V2+V1) = T_{H}\left(1 + r_{t}\frac{k-1}{2}Mf(V2+V1)^{2}\right), (7)$$

where To is the UAV skin surface temperature,  $T_H$  is the temperature of the approach flow, which depends on the UAV/ILV separation altitude,  $r_t$  is

Parameter			Va	lue		
RJE specific impulse, s	500	600	700	800	900	1000
Velocity at stages separation, M	6.03	6.4	6.4	6.4	6.4	6.4
Altitude at stages separation, km	29.1	29.8	29.8	29.8	29.8	29.8
Payload mass, kg	30	30	30	30	30	30
ILV mass, kg	3438	3140	3140	3140	3140	3140
ASS mass, kg	27234	21881	18577	16640	15367	14468
UAV skin surface temperature, °C	1329	1500	1500	1500	1500	1500
ASS launch cost, USD million	2.81	2.55	2.46	2.41	2.37	2.34
1-kg payload delivery cost, USD thousand/kg	94	85	82	80	79	78

the boundary layer recovery coefficient, which is 0.89 for the turbulent boundary layer, k is the adiabatic coefficient, which is 1.4 for air, M is the Mach number of the approach flow.

The cost calculations were based on the recommendations and methods given in [5, 7, 12]. The cost estimation plan is shown in Fig. 2.

The following expressions were used to determine the cost (8)—(13).

$$B_{ILV}f(V3, V4, V5) = M_{3st}\varepsilon_{k3}b_{k} + +M_{3st}\mu_{p}f(V5, I_{s})b_{p} + M_{2st}\varepsilon_{k2}b_{k} + +M_{2st}\mu_{p}f(V4, I_{s})b_{p} + M_{1st}\varepsilon_{k1}b_{k} + +M_{1st}\mu_{p}f(V3, I_{s})b_{p},$$
(8)

$$B_{ASS} f(V1, V2, V3, V4, V5) = B_{ILV} f(V3, V4, V5) + + M_{ASS} m_k b_k + M_{ASS} m_c b_c + M_{ASS} m_e b_e + + M_{ASS} \mu_P f(V1, I_{Turbofan}) b_P + M_{ASS} \mu_P f(V2, I_{RJE}) b_P , (9) B_{test} f(V1, V2, V3, V4, V5) = B_{ILV} f(V3, V4, V5) n_{ILV} +$$

$$+B_{UAV}f(V3, V4, V5)n_{UAV} + B_{org}, \qquad (10)$$

$$B_{org}f(V1, V2, V3, V4, V5) -$$

$$= [B_{design} + B_{test} f(V1, V2, V3, V4, V5)] \cdot 1.1, (11)$$

$$B_{test} f(V1, V2, V3, V4, V5) = -$$

$$= \frac{M_{ASS}m_{k}b_{k} + M_{ASS}m_{c}b_{c} + M_{ASS}m_{e}b_{e}}{n} \cdot 1.1, \quad (12)$$

 $B_{launch}f(V1, V2, V3, V4, V5) =$   $= B_A f(V1, V2, V3, V4, V5) + B_{ILV}f(V3, V4, V5) +$   $+ M_{ASS}\mu_P f(V1, I_{Turbofan})b_P + M_{ASS}\mu_P f(V2, I_{RJE})b_P + B_{pp}.$ (13)

In the expressions (8)—(13), *b* is the relative mass of the corresponding component.

Having determined all the initial data and limitations, a search was made for the minimum of the target function (1) for delivery of a payload mass of 30 kg to an altitude of 500 km. The calculation results are shown in Table 1.

The effect of the reduction of the UAV maximum surface temperature to 1200 °C (for XH70IO alloy) and 1000 °C (for Inconel 718 alloy) on the velocity at separation was analyzed. The results are shown in Fig. 3. The effect of the RJE maximum operating ve-





**Figure 3.** Effect of UAV maximum surface temperature on velocity at UAV/ILV separation: 1, 1' – at  $T_{\text{max}} = 1500$  °C (BH-2AE); 2, 2' – at  $T_{\text{max}} = 1200$  °C (XH70IO); 3, 3' – at  $T_{\text{max}} = 1000$  °C (Inconel 718). Line 1, 2, 3 – for  $E_{\text{min}}$ , 1', 2', 3' – for  $M_{0\text{min}}$ 



*Figure 4.* Effect of RJE maximum operating velocity on ASS mass and 1 kg payload launch cost: 1, 2, 3 - ASS mass, 1', 2', 3' - 1-kg PL cost (1, 1' - at I = 500 s; 2, 2' - at I = 700 s; 3, 3' - at I = 1000 s)

locity on the ASS mass and the cost of 1 kg payload delivery was analyzed. The results are shown in Fig. 4.

#### CONCLUSIONS

The technical and economic substantiation of the parameters of the air launch system capable of launching payloads into Earth orbit without a launch site has been carried out. The substantiation is the first step towards the creation of the Ukrainian aerospace air launch system.

### REFERENCES

- 1. Badyagin A. A., Eger S. M., Mishin V. F., Sklyansky F. I., Fimin N. A. (1972). *Aircraft design*. M.: Mashinostroenie, 516 p. [In Russian].
- 2. Balakin V. L., Bebyakov A. A., Kochyan A. G. (2008). Optimization of the motion of a hypersonic aircraft-accelerator of a two-stage aerospace system. *Bull. Samara State Aerospace Univ.*, № 1, 23–32 [In Russian].
- 3. Bebyakov A. A. (2013). Optimal control of the angle of attack of a hypersonic aircraft at the stage of acceleration-climb in the atmosphere. *Bull. Samara State Aerospace Univ.*, № 1 (39), 26–38 [In Russian].
- 4. Blyznychenko V. V., Jur E. O., Krasnikova R. D., Kuchma L. D., Linnyk A. K., et al. (2007). *Design and construction of launch vehicles:* Textbook. Ed. of Acad. S. M. Konyukhov. D.: DNU Publ. House, 504 p. [In Ukrainian].
- 5. Dietrich E. (2007). Koelle Handbook of cost engineering for space transportation systems: Statistical-analytical model for cost estimation and economical optimization of launch vehicles. Revision 2. Report No TCS-TR-184, 283 p.
- 6. Eger S. M., Mishin V. F., Liseytsev N. K., et al. (1983). *Aircraft design: Textbook for universities*. Ed. by S. M. Eger. 3rd ed., revised and supplemented. M.: Mashinostroenie, 616 p. [In Russian].
- 7. Gstattenbauer G. J. (2006). Cost comparison of expendable, hybrid and reusable launch vehicles. AFIT/GSS/ENY/06-M06, 118 p.
- 8. Kalynychenko D. (2013). A technical approach to select design parameters of the air-launched space systems. 64th International Astronautical Congress, 7792–7799.
- 9. Kalynychenko D. S., Baranov E. Yu., Poluyan N. V. (2016). Formation of the efficiency criterion for the selection of design parameters of the aerospace system. *Space Science and Technology*, **22**, № 2 (99), 48–51 [In Ukrainian].
- 10. Khorolskyi M. S., Lavrynenko S. P., Potapov O. M., Kozys K. V. (2017). Prospects of creating the reliable thermal barrier coating systems from elastomeric materials for solid propellant rocket engines. *Space Science and Technology*, **23**, № 6 (109), 46–50 [In Russian].
- 11. Kornev A., Stetsenko S., Yatsenko V., Smolyakov A., Kalinichenko D. (2021). Integrated approach to gas-dynamic designing of supersonic air intakes of aircraft. *Aviation.*, 25, № 1, 1–9.
- 12. Valerdi R. (2005). *The constructive systems engineering cost model (COSYSMO)*: Dissertation doctor of philosophy. California, 152 p.

Стаття надійшла до редакції 11.10.2022 Після доопрацювання 11.10.2022 Прийнято до друку 31.10.2022 Received 11.10.2022 Revised 11.10.2022 Accepted 31.10.2022

*Д. Калиниченко*<sup>1</sup>, нач. комплексу з проєктування ракетних систем.

Лауреат Нац. премії України імені Бориса Патона

E-mail: info@yuzhnoye.com

*Т. Манько*<sup>2</sup>, проф. кафедри ракетно-космічних та інноваційних технологій фізико-технічного факультету, д-р техн. наук, проф. Лауреат Нац. премії України імені Бориса Патона

E-mail: dean@ftf.dnu.edu.ua

*В. Павленко*<sup>2</sup>, декан фіз.-техн. факультету, д-р техн. наук, проф.

E-mail: dean@ftf.dnu.edu.ua

*Т. Павленко*<sup>3</sup>, доцент кафедри публічного управління та підприємництва, канд. економ. наук, доцент *Б. mail: t. paylapko@khai.adu* 

E-mail: t.pavlenko@khai.edu

<sup>1</sup>Державне підприємство «Конструкторське бюро «Південне» ім. М. К. Янгеля»

вул. Криворізька 3, Дніпро, Україна, 49008

<sup>2</sup>Дніпровський національний університет імені Олеся Гончара

проспект Гагаріна 72, Дніпро, Україна, 49010

<sup>3</sup>Національний аерокосмічний університет імені М. Є. Жуковського «Харківський авіаційний інститут» вул. Чкалова 17, Харків, Україна, 61070

### ТЕХНІКО-ЕКОНОМІЧНЕ ОБГРУНТУВАННЯ ПАРАМЕТРІВ АВІАЦІЙНО-КОСМІЧНОЇ СИСТЕМИ ПОВІТРЯНОГО СТАРТУ

Проведено обгрунтування параметрів авіаційно-космічної системи повітряного старту у складі багаторазового гіперзвукового безпілотного літального апарата та одноразової ракети космічного призначення за технічними та економічними характеристиками. В якості силової установки безпілотного літального апарата застосовується поєднання турбореактивного двоконтурного двигуна та прямоточного повітряно-реактивного двигуна. Розглянутий засіб здатен виводити корисний вантаж на навколоземні орбіти без застосування космодрому. Наведено методологію техніко-економічного обґрунтування параметрів авіаційно-космічної системи повітряного старту. Отримання результатів відбувалося шляхом пошуку мінімуму цільової функції, що встановлювала залежність між технічними та економічними параметрами авіаційно-космічної системи. Для вирішення цільової функції було визначено проєктні параметри ракети космічного призначення та безпілотного літального апарата і обмеження сумарної швидкості розгону авіаційно-космічної системи. Було визначено обмеження швидкості, що надаються за рахунок роботи турбореактивного двоконтурного двигуна, прямоточного повітряно-реактивного двигуна та трьох ступенів ракети космічного призначення з ракетними твердопаливними двигунами, максимальний швидкісний напор та максимальна допустима температура на поверхні безпілотного літального апарата. Було визначено схему оцінки вартості запуску космічного апарату на навколоземну орбіту з застосуванням авіаційно-космічної системи повітряного старту. Результатом обґрунтування є визначення технічних та економічних параметрів ракети космічного призначення, безпілотного літального апарата та авіаційно-космічної системи в цілому. Також оцінено вплив максимальної температури на поверхні безпілотного апарата і питомого імпульсу повітряно-реактивного двигуна на параметри авіаційно-космічної системи. Наведене обґрунтування є першим кроком до створення української авіаційно-космічної системи повітряного старту.

*Ключові слова*: авіаційно-космічна система, повітряний старт, техніко-економічні параметри, безпілотний літальний апарат.

# Дослідження Землі з космосу

Study of the Earth from Space

https://doi.org/10.15407/knit2023.02.010 UDC 004.94:574.9

T. P. FEDONIUK, Full Doctor in Agricultural Sciences (Ecology), Professor, Head of the Educational and Scientific Center for Ecology and Environmental Protection E-mail: tanyavasiluk2015@gmail.com
O. V. SKYDAN, Full Doctor in Economic Sciences, Professor, Rector E-mail: skydanolegy@ukr.net

Polissia National University Staryy blvd, 7, Zhytomyr, 10008 Ukraine

# INCORPORATING GEOGRAPHIC INFORMATION TECHNOLOGIES INTO A FRAMEWORK FOR BIOLOGICAL DIVERSITY CONSERVATION AND PREVENTING BIOLOGICAL THREATS TO LANDSCAPES

As the long-term sustainability of both natural and artificial phytocenoses is under serious threat from biological invaders, the global community is working hard to prevent invasions and rapidly eradicate or halt the spread of invasive species. By tracking the actual spread of "invaders" or predicting areas at risk of invasion, geographic information systems (GIS) and remote sensing of the Earth (RSE) can significantly assist the process of ensuring biosecurity at the state level. Research has shown the potential of remote sensing and GIS applications for invasive species mapping and modeling, even though it is currently restricted to a small number of taxa. This article gives examples of how GIS and RSE can be used to track invasive species like Utricularia australis R. br. and Lemna aequinoctialis Welw. To describe the distribution of species, current Internet databases of species, like using NDVI indices, chlorophyll and xanthophyll content to find changes in regional biodiversity, some problems with finding changes in biodiversity in agricultural landscapes, and mapping invasion risk. The study also demonstrates how GIS technology may be used to identify agricultural landscape biodiversity using radiometric space data from Sentinel 1, followed by a verification of the findings. The prospects of spatial, spectral, and temporal analysis of images are determined, as they make it possible to outline the boundaries of ecosystems, biometric characteristics of species, characteristics of their current and potential areas of distribution, etc.

Keywords: invasive species, vegetation indices, distribution, bioinvasion, pest infestation.

### INTRODUCTION

Due to their rapid expansion, the threat to biodiversity, and damage to ecosystems, invasive species are now of concern to ecologists, agronomists, and conservationists. As a result of invasions, grasslands may experience changes to their hydrologic regime, nutrient accumulation and cycling, and carbon sequestration [17]. It is widely acknowledged that the fast proliferation and worldwide dispersal of invasive species are major contributors to the degradation of biodiversity around the world [9, 16]. According to [2], bioinvasion is an important aspect of global change and one of the key reasons why species become extinct.

Цитування: Fedoniuk T. P., Skydan O. V. Incorporating geographic information technologies into a framework for biological diversity conservation and preventing biological threats of landscapes. *Space Science and Technology*. 2023. **29**, № 2 (141). P. 10–21. https://doi.org/10.15407/knit2023.02.010

© Publisher PH «Akademperiodyka» of the NAS of Ukraine, 2023. This is an open access article under the CC BY-NC-ND license (https://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/)

In recent years, remote sensing technology has attracted considerable interest in the issue of ensuring the biological security of landscapes. It is a tool that offers well-documented advantages, including a synoptic overview, multispectral data, multitemporal coverage, and cost-effectiveness [5, 6]. It is now widely used for data collection and processing. This has proven to be an effective and practical approach to the study of complex geographic terrain types and a variety of hard-to-reach ecosystems. This method provides a wide variety of sensor systems, including field spectrometers, satellite electro-optical cameras, and airborne multispectral scanners.

Using remote sensing technologies, local species can be found, mapped, and monitored [7, 12]. The study of seasonal and long-term trends in biological invasion is complicated by spatial heterogeneity [7, 15]. However, remote sensing could provide pertinent information due to its broad perspective [15]. Satellite imagery has been available for most of the world since 1972.

Satellite images are reusable and allow observing the dynamic nature of landscape features, and therefore provide the means to detect major changes in land cover and quantify rates of change [18, 25].

For Ukraine's native flora and fauna of plant and animal species, the past several decades have seen a widespread invasion of foreigners. This process is heavily influenced by human economic activities. Moreover, global warming facilitates the speed and intensification of trade and other contacts among many countries. The invasion is increasingly seen as a major environmental issue.

Alien species are those that have made their home outside of the historical region because of direct or indirect human activity. They fall into two categories: invasive species are introduced via other means; introducers, whose emergence on the territory is brought about by intentional human activity (wild cultural or plant species introduced for the goal of naturalization; and animals); (water, land, and air transport; movement of goods; introduced organisms; active dispersal facilitated by economic activity, etc.). Humans generally have power over the first group of species' quantity and distribution but not over the second group. Aggressive species that drive out local populations can be divided between two categories of alien creatures. The presence of communities and neutral ones in a specific region is linked to their occupation of unoccupied ecological niches without causing any harm to the surrounding flora and wildlife.

In Ukraine nowadays, the number of species that are considered "invasive" is growing along with the spread of plant and animal species outside of their natural habitats. Ecosystems are being degraded by pollution, climate change, and fragmentation in many parts of the world. Additionally, there is difficult to foresee and control the growing pressure on natural ecosystems due to the expansion of invasive alien species.

The Global strategy on invasive alien species and the European strategy on invasive alien species have opened new perspectives and outlined fundamentally new approaches to solving these problems. Since this Strategy, in 2019, Ukraine adopted the National Strategy for the Treatment of Inhabitant Species and Invasive Alien Species of Flora and Fauna in Ukraine for the period until 2030, and on July 7, 2022, by Order No. 573 of the Cabinet of Ministers of Ukraine, the Action Plan was approved for the implementation of the Biosafety and Biological Protection Strategy for 2022—2025.

Nowadays, the Educational and Scientific Center of Ecology and Environmental Protection of the Polissia National University, together with the Chornobyl Radiation Ecological Biosphere Reserve, initiated the creation of regional databases on the spread of invasive alien plant species (quarantine species: *Ambrosia artemisiifolia L., Cuscuta campestris Yunk* and transformer species: *Quercus rubra L., Robinia pseudoacacia L., Acer negundo L., Echinocystis lobata* (Michx.) Torr. et Gray, Amelanchier spicata (Lam.) K.Koch, Impatiens parviflora DC., Heracleum mantegazzianum Sommier & Levier and Heracleum sosnowskii Manden, Solidago canadensis L.) as a potential part of the state flora.

An example of the successful use of databases and GIS technologies in nature conservation activities is the monitoring of the spread and assessment of the current state of invasive alien species that pose a threat to the natural ecosystems and biodiversity of Ukraine. Their diversity, territorial differentiation, and regional saturation with the use of GIS technol-

ogies 00, for further integration into open databases and the creation of maps of their distribution. According to the Decree of the Cabinet of Ministers of Ukraine dated July 7, 2022, No. 573-r "On Approval of the Plan of Measures for the Implementation of the Biosafety and Biological Protection Strategy for 2022—2025" [21], these issues have acquired national importance.

Open databases on the distribution of species can serve to solve several important problems: monitoring and forecasting the distribution of existing and the appearance of new, uncharacteristic for a specific region, species. Remote sensing (RS) and geographic information systems (GIS) can contribute to this, for example, by mapping the actual distribution of infestations or predicting their distribution for areas at risk of invasion. GIS could also be used to put together information about how to deal with invasive species [1, 8].

Data gathering and processing have made it possible to examine a variety of hard-to-reach ecosystems and complex geographic topographical types, which has considerably aided research on the spread of invasive species. The use of remote sensing technologies for invasive species detection, mapping, and monitoring has numerous beneficial aspects. It is well known that spatial variability makes it difficult to analyze seasonal and long-term trends in a biological invasion.

Mapping the distribution of various species, ecosystems, landscapes, and bioclimatic conditions of plant and animal existence can also help identify factors of invasiveness. Accurate assessment and modeling of species distribution are necessary for mapping the nature and extent of bioinvasions, the consequences of unchecked spread, or the potential threats of invasions. So, the goal of this article is to show how to improve the accounting and distribution of invasive species using GIS technologies.

## MATERIALS AND METHODS

The assessment of the features of the distribution of invasive species was carried out using satellite survey data. At the same time, the GIS tool ArcGis from ESRI was used.

To assess the spread of quarantine species, we used multi-time data sets collected in many observations and stored in herbariums, collections, and databases of the Ukrainian Biodiversity Information Network, UkrBin, and our own research results.

Materials from the set of Operational Land Imager (OLI) and Thermal Infrared Sensor (TIRS) instruments installed on the Landsat 8 satellite were used to solve the problems of applying GIS technologies for landscape security using remote sensing data of the Earth's surface. Processing products from satellite data used in this study are available on the Unated State Geological Survey Geoportal (USGS) [19]. Such a method has already been used by the authors of the article in several previous publications, where exactly this method of data processing was used during biodiversity monitoring and assessment of the consequences of fires in the Chornobyl Radiation-Ecological Biosphere Reserve [4, 21].

Indicators obtained from the spectral channels of sensors mounted on Landsat 8 or Sentinel 2 satellites (ratio of spectral bands) and Landsat 1 radiometric survey data were used to monitor the security of landscapes [6]. Sentinel 2's spectral channels generally have higher resolution than Landsat 8's. The Sentinel 2 spacecraft has been in orbit since June 23, 2015, nevertheless, it should be mentioned. Consequently, information from the Landsat 8 satellite can be used to gain retroactive information about ecosystems (or earlier Landsat series satellites). Information from the Sentinel 2 satellite is preferred for current monitoring. Additionally, by merging data from both sources, it is possible to create scenes with a low level of cloudiness or data with a better temporal resolution.

The state of biodiversity and coverage by dominant invasive species were assessed using satellite data and checked on field observations in natural ecosystems. By comparing the NDVI vegetation indices, the concentration of chlorophyll and xanthophyll, changes in the state of the vegetation cover were revealed. After analyzing the received satellite images, trips were made to the damaged territories in order to validate the decryption data. The specified methods made it possible to estimate the approximate area and location of invasive species with significant coverage areas.

To display the NDVI index, a standardized continuous gradient or discrete scale is used, showing values



Figure 1. Current distribution of Utricularia australis (resource: [24] and own research [14])

in the range from -1 to 1% on a scale in the range from 0 to 255 (used for display in some processing packages, which corresponds to the number of gray gradations), or in the range 0...200 (-100...+100), which is more convenient, because each unit corresponds to a 1% change in the indicator. Natural objects that are not related to vegetation have a fixed NDVI value due to the peculiarity of reflection in the NIR-RED parts of the spectrum (which allows you to use this parameter for their identification).

## **RESULTS AND DISCUSSION**

*Visualization of the actual (potential) distribution of species (individuals) in space.* This approach is implemented by creating maps of invasive species at the national or continental level, which are formed through the interpolation of data collected in many observations and stored in herbaria, collections, and databases. Examples of informational Internet resources for collecting such data are the Ukrainian Biodiversity Information Network, UkrBin, iNaturalist, etc.

Since 1972, satellite imagery has been accessible for the majority of the world's regions. Satellite photos are useful for tracking changes in the terrain and determining how quickly significant changes are occurring because they may depict many distinct periods in time.

We have previously identified potentially harmful organisms in earlier investigations. For instance, Utricularia australis, which can be found in Ukraine, is classified as "vulnerable" in the Red Book of Ukraine. Prior to about 20 years ago, only the Transcarpathian region of Ukraine was home to the species, which eventually migrated to western Ukraine.



Figure 2. Current distribution of Lemna aequinoctialis Welw. in the world (resource: [10] and own research [4])

New locations were documented with the help of up-to-date species distribution databases (such as the Ukrainian Biodiversity Information Network, UkrBin, and the author's own study) [16]. Previous research has shown that sunny locations with shallow water that is low in inorganic phosphorus (10 gdm<sup>-3</sup>) but high in nitrogen (800...1600 gdm<sup>-3</sup>) are ideal for the growth of *U.australis*. This research demonstrated a broader spectrum of responses to the presence of organogenic materials in the water. Migratory patterns of this species in Ukraine over the past 20 years are mapped, providing further evidence of this.

When considering thermoclimatic, cryoclimatic, and continental factors, Ukraine's climate is ideal for the development of phytocenoses, in which *U.australis* plays a significant role in both distribution and creation. This suggests that *U.australis* is a eurytopic species, able to adapt to a wide variety of environmental conditions across a broad range of the key chemical factors that characterize its habitats.

Their adaptability allows them to thrive in a variety of environments, both artificial and natural, and in a wide range of hydrochemical indicators, even in highly polluted reservoirs, leading us to anticipate the continued spread of this species in Ukraine and an increase in the number of its localities (Fig. 1). According to the Ukraine's Red List, the species is currently classified as "threatened". The GIS study concluded that the species' status should be reevaluated. Additionally, comparable findings came from a series of investigations (conducted in 2019) on the species identification of members of the family Lemnaceae's genus Lemna (Fig. 2). Duckweed samples were obtained in Ukraine's northern areas, and morphological and molecular markers were used to identify the species (barcoding) [14].

As a result, *Lemna aequinoctialis Welw*, a new species of watercress that is not native to Ukraine, was found. For this reason, we have currently completed the most thorough description of *Lemna aequinoctialis*' range in Europe, which also includes the most recent information on the distribution of watercress species in Ukraine. Thus, it was determined that there are 14 species in the genus Lemna L. based on educational Internet resources. *Lemna gibba L., L. minor L., L. trisulca L., and L. minuta Kunth* are the four species of the genus *Lemna* that are listed

on the List of Vascular Plants of Ukraine. The DNAdiagnostic method was used in our work to identify another adventive duckweed species that had been found in the village of Levkiv, in the Zhytomyr area, in northern Ukraine. This species, known as little duckweed, is new to Ukraine (*Lemna aequinoctialis Welw.*). So, there are six types of *Lemna* in Ukraine right now. Three of them are native, and the other three got there by accident.

We have been able to track and find the most likely places where this invasive species got into Ukraine by using GIS analysis.

*Remote sensing methods.* Remote sensing offers the possibility of a comprehensive evaluation of the Earth's surface. The vegetation and distinctive qualities of some plant species, such as canopy architecture, vegetative density, leaf pubescence, phenological stage, etc., can be evaluated via aerial photography. Recent advancements have made photography and videography from spacecraft and drones an affordable, practical, and adaptable substitute for conventional photography, particularly when the data needs to be recorded digitally.

The near-infrared (NIR) and infrared (IR) wavelength ranges are also covered by some systems. In the visible region of the electromagnetic spectrum, multispectral scanners record the reflectivity in a variety of spectral bands. Several spectral bands with a width of 100 nm or greater can be found in broadband scanners. More (from tens to several hundreds) but thinner (from tens to few nm) spectral bands are present in hyperspectral scanners. The distinction between various forms of land cover, such as woods, bare soils, and populated regions, has been accomplished with success using broadband scanners. Hyperspectral scanners' increased spectral resolution enables them to discern more minute distinctions, such as those between different species. This is impacted by atmospheric conditions. Additionally, this ratio is adversely impacted by declining spectral (bandwidth) and spatial (pixel size) resolution. For a spectral resolution of the order of 50...100 nm, modern SPOT HRIV and Landsat TM scanners support an acceptable signal-to-noise ratio with pixel sizes in the range of 10...20 m. The resolution of panchromatic satellite images like IKONOS is 1 m. Hyperspectral scanners like MODIS can capture data with a high level of spectral resolution thanks to their 250-meter-wide pixels.

The data obtained by remote sensing devices will be directly related to the properties of this cover. Currently, it is possible to classify some species based on the ability of the ecosystem cover (either vegetation or fauna) to reflect electromagnetic radiation, which is captured by remote sensing devices. In this way, the dominant species in the forest canopy, in the fields, on the surface, or in the layer of water bodies are easily detected. For example, when several invasive species dominate the canopy of the earth's surface, forming homogeneous single-species plantations that spread over large areas, such manipulations are possible for most forest ecosystems with many tree species, such as Quercus rubra L., Robinia pseudoacacia L., Acer negundo L., etc. The dominance of invasive species among "invaders" is not limited to tree species, it also occurs in grasses (for example, quarantine species: Ambrosia artemisiifolia L., Cuscuta campestris Yunk, and transform species: Echinocystis lobata (Michx.) Torr. et Gray, Amelanchier spicata (Lam.) K. Koch, Impatiens parviflora DC., Heracleum mantegazzianum Sommier & Levier and Heracleum sosnowskii Manden, Solidago canadensis L., etc.), floating (Eichhornia crassipes, Trapa natans, Acorus calamus L, Azolla caroliniana Willd.) and submerged aquatic vegetation (transformer species - Elodea canadensis Michx., etc.).

The aquatic ecosystems' layers are dominated by a few of the registered invasive species. The limitations of the remote sensing methods previously discussed for these habitats are due to how little light is reflected by submerged creatures. However, this is also doable with a portable fixed-band radiometer set up to gather data in Landsat TM. It is possible to connect the locations of some macrophytes to environmental elements that influence the growth of aquatic plants using herbicide application maps and GIS information on nutrients, dissolved oxygen, biological oxygen demand, and turbidity.

By performing spatial correlation, GIS tools often identify invasive species because of their impact on dominant plant species. The possibility of using remote sensing for research on invasive understory species has a certain basis. Examples of this category include plant species such as *Chromolaena odorata*, Ulex europaeus, Clidemia hirta, Lantana camara, Mimosa pigra, Psidium cattleianum, Rubus ellipticus, Schinus terebinthifolius, and most invasive animal species. Most invasive animals, as well as representatives of lower flora, grasses, shrubs, and fauna, are "inhabitants" of the understory, which makes their study using direct remote sensing methods almost impossible. Nevertheless, the combination of remote sensing techniques, GIS, and expert knowledge still offers the potential to detect understory infestations through the development of risk models and maps. This can help predict how likely it is that invasive species will spread in real and possible sites and areas where ecological conditions are good for it.

When characterizing the spread of invasive species over wide areas, the green NDVI index GreenNDVI might be instructive. It's a typical relative speed index that shows how much biomass is actively photosynthesizing (usually called the vegetation index). Plant cover assessment is one of the most popular indices used to address issues with quantitative indicators. It is used for regional mapping, analysis of various landscape types, and evaluation of resources and biosystem areas on the size of continents and nations. However, most of the time, NDVI is determined from a collection of images taken at various times (during various seasons) using predetermined temporal indications. This paints a dynamic picture of how the boundaries and properties of various vegetation kinds alter throughout time (monthly, seasonal, and annual changes).

Although NDVI, a man-made dimensionless indicator, is designed to evaluate vegetation's biological and climatic features, it can also demonstrate a strong relationship with some metrics that fall into a completely different category, such as productivity (temporal fluctuations), biomass, etc.

It is frequently necessary to consider the temporal difference between the parameter and the corresponding response of NDVI because the dependence between these parameters and NDVI is typically not direct and is related to the peculiarities of the studied territory, its climatic and ecological characteristics. NDVI maps are frequently employed as one of the additional intermediate layers for more complicated sorts of analysis because of all these qualities. Maps of various landscape types, vegetation kinds, natu-



*Figure 3.* An example of the calculation of NDVI indices for the territory of the Chornobyl Radiation-Ecological Biosphere Reserve of the Uzh district with continuous overgrowth of the water mirror species Trapa natans

ral habitats, soil types, phytohydrological maps, and other ecological and climatic maps can be produced as a result (Fig. 3). Additionally, on its foundation, a wealth of data can be gathered for use in assessments and forecasts of the spread of invasive species, biological variety, the intensity of disturbance and damage from different natural and anthropogenic disasters, accidents, etc. These statistics are frequently employed in the calculation of other, globally and territorially bound indexes (LSI leaf surface index, FPAR index of photosynthetically active radiation absorbed by plants).

Additionally, the expansion of higher aquatic plants and phytoplankton can be used to estimate the degree of eutrophication in a body of water. The index of chlorophyll-a concentration is used for this. Chlorophyll-a concentration is a useful indication of water productivity and trophicity, and it is connected to phytoplankton's primary production. According to the European Union's Framework Directive 2008/56/EU, the amount of chlorophyll in the water column is a collection of indicators for determining the degree of eutrophication and a clear indication of what happens when specific compounds are added to water.

Furthermore, xanthophyll activity indexes assess pigments found in stressed plants. In inhibited vegetation, xanthophyll production is seen to be intense. Chlorophyll is not considered by the indices because "greenness" indices are used to measure it.

The detection of plant cover areas that are under stress is one of the areas in which the Leaf Pigments Index is applied. In many cases, indices can detect vegetation stress before it is obvious to the naked eye. To calculate them, data from specific visible spectral bands are used.

This indication can be helpful in identifying places with drying forest plantations, areas with a higher degree of dehydration, and, thus, areas with a higher risk of fire during dry spells, among other things. Additionally, this indication can be used to recognize the development centers of plants whose colors range from red to yellow and orange, which can be crucial in recognizing the growth centers of species like Quercus rubra L. and others whose colors occasionally diverge from those of usual vegetation.

Monitoring and forecasting the hazards of the spread of invasive species. Ecologists have long sought to forecast the likelihood of biological invasions and likely invasions. The creation of models for predicting the likely or present threat of the appearance and spread of infestation is the key problem facing GIS technologies in this field. The degree to which introduced species become invasive varies by location. A species' ecological behavior in a novel setting may be nearly impossible to predict. The effects of a particular disturbance vary according to the characteristics of the ecosystem or community. It is important to assess changes from the perspective of ecological effects rather than from the perspective of species features. Compared to plants, it is far more challenging to estimate the number of animal species, population size, and associated characteristics. The properties of environmental contamination and the dynamics of species variety, and consequently the effective spread and resettlement of alien species, are typically found to be closely related.

The Invasive Species Vegetation Database is an integrated multimedia method to depict geographic features and related data regarding the interactions between flora, fauna, and human activities. We may be able to more accurately predict invasion spread patterns by utilizing these promising quantitative methodologies in an integrated GIS context. Satel-lite technologies and the simultaneous use of data can be used for a variety of purposes to monitor and control insect pests such as the screwworm (a nuisance of cattle), desert locust (a pest of agriculture depending on rainfall), and cyanobacteria (preventing water "blooms").

For the goal of regional early detection and prevention of crop losses or pest infestation or for the phenological mapping of natural vegetation, agricultural crops can be periodically monitored, and their economic efficiency projected (Fig. 4).

The evaluation of the possible scope of an invasion's expansion is one of the major problems associated with its occurrence. The spatial scale, the size of the area being researched, and the resolution of the remote sensor all influence the results of all observations. There is no "proper" scale; it all depends on what the study is trying to achieve. However, the landscape scale is typically employed as the proper size for modeling. Under these circumstances, unless the distribution of invasive species is quite widespread, LANDSAT TM and SPOT data with terrestrial resolutions of 30 and 20 meters, respectively, are not adequate for species-level mapping [13, 22]. In other words, this technique can only be used to model and map the landscape pollution brought on by the most widespread plant species. The accuracy and productivity of vegetation mapping could be increased by recent improvements in sensor technology. Some invasive species can be mapped with an accuracy of 75...95 % using remote sensing data with a high spatial resolution (less than or equal to 1 m) but low spectral resolution. Therefore, to overcome these issues, it is crucial to recognize the major significance of image quality and spectral features, and in these circumstances, aerial photographs should be selected. Additionally, it amply demonstrates the necessity of taking the phenological stage into account when taking aerial photos or producing images to map invasive species accurately. Even though dominant plant species can be accurately classified thanks to high spectral and spatial resolution, this is still a challenging task. Few such investigations on the spectral characteristics of invasive species have been made, with the majority using field spectrographs or low-altitude aerial photography. However, there won't be much information that reaches the remote observer. Physiological characteristics of plants, such as, for example, age-related changes in leaf orientation, variation of the leaf area index, and different slopes of places where individuals are found, can also make it difficult to identify a species. These additional factors include atmospheric noise, humidity, shadows, features of the ground cover, and atmospheric noise. Because there are so many invasive species in a



*Figure 4*. An example of identifying the biodiversity of agricultural landscapes of the Zhytomyr region based on the processing of images of the Sentinel-1 radar spacecraft with subsequent verification of the results

grouping, it is impossible to find the best wavelengths for discrimination. Additionally, it becomes more challenging to distinguish the different elements that make up the mixed spectrum as the number of invasive species per pixel rises. If species variability in spectral characteristics is considerable, these issues will worsen. Therefore, for some invasive species, there is a low likelihood of direct remote monitoring with the ability to accurately identify every individual utilizing direct mapping.

## CONCLUSION

The ability of remote sensing techniques and GIS technologies to track changes in various ecosystems can be crucial if the extent of spread or the effects of changing ecosystem structure are to be assessed, even

though the use of GIS methods to map invasive species and invasive ecosystems is expanding quickly. Various mapping techniques have been developed because of the development of remote sensing and GIS mapping in the field of bioinvasion distribution features, however the technology still requires development in terms of practical applications for mapping invasive species. Additionally, because biological processes are so complicated, mapping, modeling, and predicting biological invasions will always be a difficult task for ecologists. Because of this complexity, it is challenging to identify or pinpoint invasions that take place in many ecosystems. Research has shown the potential of remote sensing and GIS applications for invasive species mapping and modeling, even though it is currently restricted to a small number of taxa. When it comes to many animal species and the worst plant species in the world, remote sensing applications are severely constrained. However, progress will be accelerated if ecologists and remote sensing specialists use integrated approaches to their research on "invasions" of alien species, including RSE and GIS techniques, modeling, a meta-analysis of previous concept studies, and full utilization of available pre- and post-invasion models to test new hypotheses. Currently, the spatial, spectral, and temporal analysis of images holds great promise because it enables the delineation of ecosystem boundaries, species biometrics, characteristics of their current and potential distribution areas, etc.

### REFERENCES

- 1. Bolch E. A., Santos M. J., Ade C., Khanna S., Basinger N. T., Reader M. O., Hestir E. L. (2020). *Remote detection of invasive alien species*. Remote sensing of plant biodiversity. Springer, Cham, 267–307.
- Clavero M., Brotons L., Pons P., Sol D. (2009). Prominent role of invasive species in avian biodiversity loss. *Biological Conservation*, 142(10), 2043–2049.
- Fedoniuk T., Bog M., Orlov O., Appenroth K. J. (2022). Lemna aequinoctialis migrates further into temperate continental Europe — A new alien aquatic plant for Ukraine. Feddes Repertorium. doi:10.1002/fedr.202200001
- Fedoniuk T., Borsuk O., Melnychuk T., Zymaroieva A., Pazych V. (2021). Assessment of the consequences of forest fires in 2020 on the territory of the chornobyl radiation and ecological biosphere reserve. *Scientific Horizons*, 24(8), 26–36. doi:10.48077/scihor.24(8).2021.26-36
- 5. Fedoniuk T. P., Fedoniuk R. H., Romanchuk L. D., Petruk A. A., Pazych V. M. (2019). The influence of landscape structure on the quality index of surface waters. *J. Water and Land Development*, **43**(1), 56–63. doi:10.2478/jwld-2019-0063
- Fedonyuk T. P., Galushchenko O. M., Melnichuk T. V., Zhukov O. V., Vishnevskiy D. O., Zymaroieva A. A., Hurelia V. V. (2020). Prospects and main aspects of the GIS-technologies application for monitoring of biodiversity (on the example of the Chornobyl Radiation-Ecological Biosphere Reserve). *Space Science and Technology*, 26(6), 75–93.
- 7. Joshi C., De Leeuw J., van Duren I. C. (2004, July). Remote sensing and GIS applications for mapping and spatial modelling of invasive species. *Proc. ISPRS*, **35**, B7.
- 8. Klein I., Oppelt N., Kuenzer C. (2021). Application of remote sensing data for locust research and management a review. *Insects*, **12**(3), 233.
- 9. Lean C. H. (2021). Invasive species increase biodiversity and, therefore, services: An argument of equivocations. *Conservation Sci. and Practice*, **3**(12), e553.
- Lemna aequinoctialis Welw. GBIF.org (9 November 2022). GBIF Occurrence Download. https://doi.org/10.15468/ dl.3mg6yb URL: https://www.gbif.org/species/2867616 (Last accessed: 15.12.2022).
- 11. Miller H. M., Richardson L., Koontz S. R., Loomis J., Koontz L. (2013). Users, uses, and value of Landsat satellite imagery—Results from the 2012 survey of users. *US Geological Survey Open-File Report*, 1269, 51.
- Niphadkar M., Nagendra H. (2016). Remote sensing of invasive plants: incorporating functional traits into the picture. *Int. J. Remote Sensing*, 37(13), 3074–3085.
- Nykolyuk O., Skydan O., Pyvovar P. (2021). Assessment of the Relationship Between Farm Size and Flexibility: The Case of Ukraine. *Management Theory and Studies for Rural Business and Infrastructure Development*, 43, 21–37. doi:10.15544/mts.2021.03.
- Orlov O. O., Fedoniuk T. P., Iakushenko D. M., Danylyk I. M., Kish R. Y., Zymaroieva A. A., Khant G. A. (2021). Distribution and ecological growth conditions of Utricularia australis R. br. in Ukraine. *J. Water and Land Development*, 48(1-3), 32-47. doi:10.24425/jwld.2021.136144
- 15. Pettorelli N., Owen H. J. F., Duncan C. (2016). How do we want Satellite Remote Sensing to support biodiversity conservation globally? *Methods in Ecology and Evolution*, 7(6), 656–665.
- Pyšek P., Hulme P. E., Simberloff D., Bacher S., Blackburn T. M., Carlton J. T., ..., Richardson D. M. (2020). Scientists' warning on invasive alien species. *Biological Reviews*, 95(6), 1511–1534.
- 17. Qiu J. (2015). A global synthesis of the effects of biological invasions on greenhouse gas emissions. *Global Ecology and Biogeography*, **24**(11), 1351–1362.
- Rocchini D., Andreo V., Förster M., Garzon-Lopez C. X., Gutierrez A. P., Gillespie T. W., ... Neteler M. (2015). Potential of remote sensing to predict species invasions: A modelling perspective. *Progress in Phys. Geography*, 39(3), 283–309.
- 19. Sentinel Hub Public Collections. URL: https://collections.sentinel-hub.com/ (Last accessed: 15.12.2022).

- Skydan O. V., Danyk Yu. H., Fedoniuk T. P., et al. (2022). Space and geoinformation support for decision-making in key areas of national security and defense of Ukraine: monografy. Ed. red. O. V. Skydan. Zhytomyr: Poliskyi natsionalnyi universytet, 280 p. ISBN 978-617-7684-81-6 [In Ukrainian].
- Skydan O. V., Fedoniuk T. P., Pyvovar P. V., Dankevych V. Y., Dankevych Y. M. (2021). Landscape fire safety management the experience of Ukraine and the EU. *News Nat. Acad. Sci. Republic of Kazakhstan. Ser. Geology and Techn. Sci.*, 6(450), 125–132. doi:10.32014/2021.2518-170X.128
- 22. Skydan O., Pyvovar P., Topolnytskyi P., Prysiazhna T. (2022). Analysis of rural areas of Ukraine on the basis of ESA WorldCover 2020. *Scientific Horizons*, **25**(5), 74–85. doi:10.48077/SCIHOR.25(5).2022.74-85
- The decision of the National Security and Defense Council of Ukraine dated October 15, 2021 "On the Biosafety and Biological Defense Strategy". URL: https://zakon.rada.gov.ua/laws/show/668/2021?lang=en#Text (Last accessed 15.12.2022). [In Ukrainian].
- 24. Utricularia × australis R. Br. GBIF.org (9 November 2022). GBIF Occurrence Download. https://doi.org/10.15468/ dl.hspebk. URL: https://www.gbif.org/species/7297904 (Last accessed: 15.12.2022).
- 25. Wegmann M., Leutner B., Dech S. (eds.). (2016). *Remote sensing and GIS for ecologists: using open source software*. Pelagic Publishing Ltd.

 Стаття надійшла до редакції 14.11.2022
 Received 14.11.2022

 Після доопрацювання 15.12.2022
 Revised 15.12.2022

 Прийнято до друку 18.12.2022
 Ассерted 18.12.2022

*Т. П. Федонюк*, д-р сільськогосподарських наук, проф., керівник навчально-наукового центру, старш. наук. співроб. лабораторії Чорнобильського радіаційно-екологічного біосферного заповідника. Лауреат Премії Верховної Ради України для молодих вчених https://orcid.org/0000-0002-6504-0893 E-mail: tanyavasiluk2015@gmail.com *O. B. Скидан*, ректор, д-р економ. наук, проф. https://orcid.org/0000-0003-4673-9620 E-mail: skydanolegv@ukr.net Поліський національний університет бульвар Старий 7, Житомир, Україна, 10008

### ЗАЛУЧЕННЯ ГЕОІНФОРМАЦІЙНИХ ТЕХНОЛОГІЙ У СТРУКТУРУ ЗБЕРЕЖЕННЯ БІОЛОГІЧНОГО РІЗНОМАНІТТЯ ТА ЗАПОБІГАННЯ БІОЛОГІЧНИМ ЗАГРОЗАМ ЛАНДШАФТІВ

Оскільки довгострокова стійкість як природних, так і штучних фітоценозів знаходиться під серйозною загрозою з боку біологічних загарбників, світова спільнота наполегливо працює, шоб запобігти інвазіям і швилко викорінити або зупинити поширення інвазивних видів. Відстежуючи фактичне поширення «загарбників» або прогнозуючи території, яким загрожує вторгнення, географічні інформаційні системи (ГІС) і дистанційне зондування Землі (ДЗ) можуть суттєво допомогти процесу забезпечення біологічної безпеки на державному рівні. Дослідження показали потенціал дистанційного зондування та ГІС-додатків для картографування та моделювання інвазивних видів, навіть незважаючи на те, що наразі він обмежений невеликою кількістю таксонів. У цій статті описано приклади застосування ГІС-технологій та ДЗЗ для відстеження кількох інвазивних видів (Utricularia australis R. br. та Lemna aequinoctialis Welw.). Для опису поширень видів було використано актуальні інтернет-бази даних поширення видів та власні дослідження автора. Визначені перспективні шляхи виявлення та моніторингу поширення інвазивних видів, застосування індексів NDVI, вмісту хлорофілу, а також ксантофілу для виявлення змін у біорізноманітті регіонів, деякі питання ідентифікації змін біорізноманіття в агрокультурних ландшафтах, а також картографування ризиків вторгнення для територій, на яких раніше ці види не зустрічалися. У статті також показано можливості застосування ГІС-технологій при ідентифікації біорізноманіття агроландшафтів із застосуванням радіометричної космічної інформації з Sentinel-1 з подальшою верифікацією результатів. Визначені перспективи просторового, спектрального і часового аналізу зображень, оскільки вони дають змогу окреслити межі екосистем, біометричні характеристики видів, характеристики їх поточних і потенційних територій поширення тощо.

*Ключові слова:* інвазійний вид, вегетаційні показники, поширення, біоінвазія, зараження шкідниками.

## Науки про життя в космосі

Space Life Sciences

https://doi.org/10.15407/knit2023.02.022 UDC: 577.121.2+576.3+58.02+543.272.3

A. I. YEMETS, Head of Department of Cell Biology and Biotechnology, Doctor of Sciences, Prof., Corresponding member of NAS of Ukraine
E-mail: yemets.alla@nas.gov.ua
S. H. PLOKHOVSKA, Researcher of Department of Cell Biology and Biotechnology, Ph.D.
E-mail: svetaplohovska@gmail.com
R. Yu. SHADRINA, Postgraduate student
E-mail: ruslanashadrina@gmail.com
O. A. KRAVETS, Chief Researcher of Department of Molecular Biotechnology and Genomics, Doctor of Sciences
E-mail: kravetshelen@gmail.com
Ya. B. BLUME, Head of Department of Genomics and Molecular Biotechnology, Doctor of Sciences, Prof., Acad. NAS of Ukraine, Director of the Institute
E-mail: cellbio@cellbio.freenet.viaduk.net; blume.yaroslav@nas.gov.ua
Institute of Food Biotechnology and Genomics of the National Academy of Sciences of Ukraine
(IFBG of the National Academy of Sciences of Ukraine)
2a, Baidy-Vyshnevetskoho str., Kyiv, 04123 Ukraine

# ELUCIDATION OF CELLULAR MECHANISMS OF AUTOPHAGY INVOLVEMENT IN PLANT ADAPTATION TO MICROGRAVITY CONDITIONS

It was shown that clinostating conditions induce autophagy without increasing of programmed cell death (PCD) index in the epidermal cells of the root apex of A. thaliana seedlings. After the phase of activation of autophagy, its regulatory weakening occurs, which probably indicates adaptive changes to the conditions of clinostating. The induction of autophagy correlates with an increase in the expression levels of atg8 genes, some of which (atg8e and atg8i) may be involved in the implementation of autophagy under the simulated microgravity conditions. The transcriptional activity of cytoskeleton genes involved in the implementation of stress-induced autophagy, in particular  $\alpha$ - and  $\beta$ -tubulin genes, was analyzed. Joint expression of  $\alpha$ - and  $\beta$ -tubulin genes and atg8 under the simulated microgravity conditions was revealed. These results illustrate the role of the cytoskeleton in the development of microgravity-induced autophagy and make it possible to identify genes specific to this type of stress.

The induction of autophagy and PCD was studied under the action of gamma irradiation as a concomitant factor of space flights, as well as under the combined action of acute irradiation and clinostating. Gamma irradiation in doses equivalent to those in the spacecraft cabin (1 - 6 Gy) induced dose-dependent changes in the topology and cytogenetic state of the root apical meristem, as well as slightly inhibited of the early plant development. In the meristem, heterogeneity increased, PCD indexes, mainly proliferative death and autophagy, increased. With the combined action of gamma irradiation (2 Gy) and clinostating, the density of autophagosomes in the epidermal cell root apices of 6-day-old seedlings increased (24 hours after irradiation), and after 4 days it decreased, compared to the non-irradiated control.

Цитування: Yemets A. I., Plokhovska S. H., Shadrina R. Yu., Kravets O. A., Blume Ya. B. Elucidation of cellular mechanisms of autophagy involvement in plant adaptation to microgravity conditions. *Space Science and Technology*. 2023. **29**, № 2 (141). C. 22—31. https://doi.org/10.15407/knit2023.02.022

© Publisher PH «Akademperiodyka» of the NAS of Ukraine, 2022. This is an open access article under the CC BY-NC-ND license (https://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/)

Treatment of seeds of A. thaliana with a NO donor had a stimulating effect on plant development, increased the content of endogenous NO in root tissues and the resistance of plants to clinostating. During clinostating the concentration of NO decreased, possibly due to the contribution of NO to the generation of ROS. The negative effect of NO scavenger on seedling growth was enhanced by clinostating, including increased accumulation of autophagosomes in epidermal cells. These data indicate that endogenous NO content is an important component of intracellular signaling mechanisms involved in the response of plant cells to simulated microgravity, including autophagy induction mechanisms. The obtained data deepen the understanding of the molecular mechanisms of the development of stress-induced autophagy, in particular the involvement of different isotypes of ATG8 proteins and their interaction with  $\alpha$ - and  $\beta$ -tubulins, as well as other molecular components involved in the induction of autophagy, and will be the basis for the development of approaches to increase stress resistance and adaptation of plants to the conditions of long-term space flights.

*Keywords*: autophagy, atg8 genes, genes of  $\alpha$ - and  $\beta$ -tubulins, nitric oxide, adaptation, clinostating, gamma irradiation, Arabidopsis thaliana.

### 1. INTRODUCTION

Space experiments and experiments with simulated microgravity have shown that the reorganization of plant cell structure and metabolism depend on the taxonomic position and physiological state of the research objects, the growth phase, and the duration of exposure to real or simulated microgravity [11]. Under the conditions of microgravity, ultrastructural reorganization of organelles and changes in the calcium balance occur, the physicochemical properties of the plasma membrane change, and the activity of enzymes increases. These events cause acceleration of cell growth and differentiation and premature aging of plants. Complex signaling, which is involved in the response to stress, results in changes in gene expression and lateral distribution of auxin at the sites of reception [10]. Some responses can be seen as adaptive to microgravity conditions. Under the conditions of microgravity, the expression of genes coding for proteins responsible for cell wall metabolism, hormonal status, system polarity, cytoskeleton, oxidative stress, lipid metabolism, cell division, and PCD development is significantly modified [4, 6, 11, 19]. One of the most interesting issues related to microgravity is the induction of autophagy, which is the organism's adaptive response to stress. We have recently shown that the development of autophagy in plant cells can be initiated by various abiotic stresses — starvation, osmotic and salt stress, UV-B irradiation [15, 19, 20]. Although it is considered an important mechanism for maintaining cellular homeostasis, including different stresses, the physiological role and regulation of autophagy in plants remain insufficiently studied [14-16, 19, 20, 28].

Recent studies have established a functional relationship between  $\alpha$ -tubulin acetylation and the de-

velopment of stress-induced autophagy in plants [18, 21]. Expression patterns of  $\alpha$ -tubulin genes, ATG8 protein genes and genes of enzymes involved in  $\alpha$ -tubulin acetylation, as well as kinesin genes (motor proteins of microtubules), which may be involved in mediating autophagy processes involving microtubules, have been characterized [16, 18]. Inhibition of autophagy by the cysteine protease inhibitor E-64 under stress conditions (starvation, osmotic and salt stress, etc.) led to inhibition of plant growth, which confirms the adaptive role of autophagy [21]. However, the influence of such a factor as microgravity on the development of autophagy and the importance of this process for the adaptation of plants to weightlessness conditions remain unexplored. The study of autophagy and PCD becomes especially relevant with the development of ways to increase stress resistance and adaptation of plants to microgravity conditions. An example of works in this direction is the modification and correction of signaling pathways, in particular, with the participation of nitric oxide (NO), which increase the stress resistance of plants [4, 7, 9]. In particular, NO increases resistance to such stresses as drought, salinity, UV-B irradiation, exposure to heavy metals and low temperatures [4, 17, 23]. However, the role of NO in the mechanisms of adaptation to microgravity, including the possible induction autophagy, has not yet been studied.

The aim of the work was to study the induction of autophagy as an adaptive mechanism to simulated microgravity conditions, including the analysis of the transcriptional profiles of the *atg8*, tubulin genes and the role of NO in the mechanisms of adaptation to simulated microgravity using NO donors and scavengers. Detailed information about used research methods can be found in our works [18–20, 24, 26].

## 2. RESULTS OF RESEARCH AND DISCUSSION

2.1. The effect of clinostating on the growth of seedlings, the appearance of autophagosomes and the dynamics of autophagy in the cells of the apex of the main root of A. thaliana. Although experimental data about the possible influence of microgravity on autophagy processes in plant cells were practically absent until recently, we found that under clinostating, plants experience a certain lack of vital resources due to the weakening of the export of assimilates to the stem and root apices, which, with time, is overcome due to compensatory regulatory relationships [13]. It was logical to assume that as compensatory mechanisms of adaptation to microgravity conditions, plants can activate autophagy mechanisms. Therefore, the goal of the first stage of our research was to identify the first signs of seedling growth inhibition and cytological analysis of autophagy in cells of the main roots under clinostating conditions. The main results of these studies are presented in our previous publications [24, 26, 28].

Clinostating increased the degree of size variation and changed the spatial orientation of seedlings [13, 24, 28]. The difference between experimental and control plants was most pronounced in 5-6-day-old seedlings, as a result of inhibition of growth of clinostated seedlings; later this difference leveled out. After cell staining with propidium iodide (PI), it was shown that root cells of 6-10-day-old seedlings under clinostating conditions were characterized by high survival rates. The PCD index was within 5 %, which is the physiological norm for *A. thaliana*, and indicates that the development of autophagy did not lead to the activation of apoptosis.

Analysis of root apex tissues using two autophagosome markers — monodansyl cadaverine and Lyso-Tracker<sup>TM</sup> Red — showed that the density of autophagosomes in the root apices of clinostated plants was significantly higher than in the control [24, 25, 28]. The dynamic of the formation of autophagosomes in the root tissues of control and experimental plants was different. Under the conditions of clinostating, in 6-day-old seedlings in the epidermal cells of the meristematic zone, later, and in the transition zone, activation of autophagy was found (Fig. 1). On the 9<sup>th</sup> and 12<sup>th</sup> day of the study, the number of autophagosomes decreased. In the zone of root extension, the number of autophagosomes reached its maximum on the  $10^{\text{th}}$  day of clinostating. Instead, in the cells of the root cap on the  $10^{\text{th}}$  day of clinostating, the number of autophagosomes rapidly decreased, which is obviously related to the renewal cycle of these cells. In control plants, the density of autophagosomes in epidermal cells was inferior to that of clinostated plants and reached a maximum later. Weakening of autophagy activity after reaching a maximum may indicate the self-regulation of its nature — the creation of a certain regulatory optimum of the vital resources level [24, 26, 28].

**2.2. The influence of clinostating on the transcriptional activity of** atg8 genes. The goal of the next part of the research was to identify the relationship between changes in autophagy development and the transcriptional activity of atg8 genes involved in the formation of autophagosomes under simulated microgravity. The obtained results are presented in the publications [24, 26].

Using molecular genetic analysis of the expression profiles of 9 *atg8* genes it was found that the changes in the expression of these genes depend on the duration of clinostating. In particular, the expression levels of the *atg8e*, *atg8f* and *atg8i* genes increased on the 6<sup>th</sup>, 9<sup>th</sup>, and 12<sup>th</sup> days of clinostating (Table 1). Changes in the expression levels of *atg8i* gene during clinostating were the highest compared to other *atg8d* genes. The expression of *atg8a*, *atg8b*, *atg8c*, *and atg8d* genes increased on the 6<sup>th</sup> day of clinostating, and dramatically decreased on the 9<sup>th</sup> and, especially on the 12<sup>th</sup> day [24, 26]. The most sensitive to clinostating was the *atg8h* gene. Its expression changed dramatically during clinostating (Table 1).

Comparison of these data with gene expression levels of *atg8* genes under such stress as starvation, salt and osmotic stress, and UV-B irradiation [19, 20, 28] indicates that gene expression levels of *atg8e* increase 1.5-2 times under the action all these stress factors, except *atg8f* — only UV-B did not affect its expression. For the *atg8i* gene higher expression levels were noted only under starvation and clinostating. For the *atg8g* gene, no increase in expression levels was detected during clinostating, while its expression levels increased under salt stress and UV-B [19, 20, 26]. These data may indicate that *atg8g* and *atg8h* genes are not directly involved in the implementa-



*Fig. 1.* Visualization of autophagosomes in the epidermal cells of the transition zone of the root apex of *A. thaliana* on the 6th day of cultivation: a - control, b, c - clinostating. *Staining*: LysoTracker<sup>TM</sup> Red DND-99

Duration of the clinostating	atg8a	atg8b	atg8c	atg8d	atg8e	atg8f	atg8g	atg8h	atg8i	tua I	tua2	tua3	tua4	tua5	tua6	tub I	tub2	tub3	tub4	tub 5	tub 6	tub 7	tub 8	tub9
6 day	$\uparrow$	$\uparrow$	$\uparrow$	$\uparrow$	$\uparrow$	$\uparrow$	↓	$\downarrow$	↑	$\downarrow$	$\uparrow$	$\uparrow$	$\downarrow$	$\downarrow$	_	_	$\uparrow$	$\uparrow$	↑	$\uparrow$	1	$\uparrow$	$\uparrow$	$\uparrow$
9 day	1	$\uparrow$	—	_	$\uparrow$	$\uparrow$	_	$\uparrow$	1	_	1	1	1	1	↑	1	$\uparrow$	$\uparrow$	↓	$\downarrow$	↓	↓	$\downarrow$	$\downarrow$
12 day	$\downarrow$	$\downarrow$	$\downarrow$	$\downarrow$	1	1		$\downarrow$	$\uparrow$	_	$\downarrow$	$\downarrow$	$\downarrow$	$\downarrow$	$\downarrow$	$\uparrow$	$\downarrow$	$\downarrow$	1	$\uparrow$	1	1	1	$\uparrow$

Table 1. Schematic representation of comparative analysis of the expression profiles of atg8, α- and β-tubulin genes

Legend:  $\uparrow$  — increase in expression,  $\downarrow$  — decrease in expression, — unchanged. Joint expression (coexpressions) of studied genes are highlighted in gray

tion of the initial stages of autophagy, although they respond to the clinostating.

Considering the fact that the ATG8 protein is a structural unit of autophagosomes and is directly involved in the development of stress-induced autophagy the obtained results also indicate that a part of the *atg8 (atg8e and atg8i)* genes may be involved in the full implementation of autophagy under simulated microgravity. This assumption is supported by the increase in the expression level of these genes under starvation [20].

2.3. The influence of simulated microgravity on the transcriptional activity of  $\alpha$ - and  $\beta$ -tubulin genes. The transcriptional activity of genes involved in the implementation of stress-induced autophagy, in particular the  $\alpha$ - and  $\beta$ -tubulin genes of *A. thaliana* under microgravity conditions was present in [25]. As a result of the analysis of the expression of 6  $\alpha$ - and 9  $\beta$ -tubulin genes, an increase in the expression levels of *tua2, tua3, tua4, tua6* genes and a decrease

in expression of *tua4*, *tua5* genes on the 6<sup>th</sup> and 9<sup>th</sup> days of cultivation were found (Table 1). On the 12<sup>th</sup> day of plant growing under clinostating conditions, none of the six studied genes showed an increase in the level of expression (Table 1) [25]. The *tua1* gene is probably not involved in autophagy, as its expression level was consistently low during long-term cultivation. The results of the transcriptional analysis also showed an increase in the expression levels of *tub2* and *tub3* genes and a decrease in the expression of *tub4*, *tub5*, *tub6*, *tub7*, *tub8*, *tub9* genes on the 6-9th day of cultivation under clinostating (Table 1). On the 12<sup>th</sup> day, increased expression levels of *tub1*, *tub4*, *tub5*, *tub6*, *tub7*, *tub8*, and *tub9* genes under clinostating was detected [27].

As the result of the comparative analysis of the expression profiles of all studied genes, joint upregulation of the  $\alpha$ - and  $\beta$ -tubulin genes and *atg8* genes under the influence of microgravity was found (Table 1). These results illustrate the role of the microtu-



**Fig. 2.** Changes in the cell packaging (a, b) and the spectrum of chromosomal aberrations in the root meristem of *Pisum sativum* L. seedlings irradiated at doses from 2 to 6 Gy: *a*, c - control, d-j - single and double chromosomal bridges as well as multiaberrant telophases of mitosis. *Staining*: acetic carmine (c, d, g, j), methylene blue (a, b, e, f, h, i). *Scale*: 30 µm (a, b), 10 µm (c-j)

bules in the development of stress-induced autophagy, and provide an opportunity to identify genes specific to stress induced by simulated microgravity. In particular, it was established that certain *tua*, *tub* and *atg8* genes can be considered as key elements of plant adaptation to prolonged exposure to microgravity [25]. Thus, data on the expression of plant tubulin genes under clinostating were obtained for the first time, that provides a basis for the development of approaches to increase the adaptation of plants during their growing under the influence of such stress.

2.4. Induction of radiation damage in the root meristem after gamma irradiation as a concomitant factor of space flights. The induction of radiation damage, autophagy, and PCD was studied under the action of gamma irradiation, as well as under the combined action of gamma irradiation and clinostating. The effect of gamma irradiation in doses equivalent to those in the spacecraft cabin (from 1 to 6 Gy) was studied on *Pisum sativum* seedlings, which is an appropriate model for cytogenetic studies. The development of plants after irradiation was inhibited in a dose-dependent manner. Gamma irradiation causes dose-dependent changes in the topology and cytogenetic state of the root apical meristems (Fig. 2). The first signs of increased cell heterogeneity were visible at 2 Gy irradiation. When the radiation dose increased to 4–6 Gy, the heterogeneity of cell populations in the apical meristem increased, the number of cells with chromosomal aberrations and induced PCD were increased (Fig. 2). The spectrum of chromosomal aberrations was dominated by single and double bridges and fragments, less often - by multiaberrant cells and micronuclei (Fig. 2, g-j). The main form of PCD was the proliferative death of multiaberrant cells. The dose dependences of the induction of chromosomal aberrations in the irradiation range up to 4 Gy were characterized by linearity, and in the range of 4-6 Gy with an index of 30 %of aberrant anaphases, they reached a plateau due to the cytostatic effect and PCD. The combined effect of gamma irradiation (2 Gy) and clinostating did not significantly affect the growth and morphogenesis of the main roots of A. thaliana. In the seedlings of the AtGFP-MAP4 line under these conditions reorientation of cortical microtubules in the distal part of the roots was observed. With the combined effect of clinostating and irradiation the number of autophagosomes in the root meristematic cells of 7-day-old seedlings increased significantly after 24 h of exposure, and later (in 4 days) decreased, compared to the non-irradiated control.

2.5. Induction by clinostating of heat shock proteins and cross-adaptation. In addition to starvation, autophagy can be induced by oxidative stress and/ or the accumulation of partially denatured proteins and their aggregates in the cytoplasm (chaperone type of autophagy found in mammals). The subsequent type of autophagy development may be mediated by chaperones of the HSP70 family. Spaceflight factors, including gravity shift have recently been shown to enhance the expression of HSP proteins in plant cells. So, together with colleagues [12], it was established that clinostating stimulates the response to heat shock (expressed AtHSP70s and AtHSP90-1) in A. thaliana seedlings, which was confirmed both at the level of transcription and translation [12]. The obtained results indicate that seedlings after longterm clinostating are able to withstand the influence



*Fig. 3.* Endogenous NO content in *A. thaliana* seedlings after clinostating and SNP/cPTIO treatment

of high temperatures better than control plants under normal conditions. These data support the suggestion that clinostating may provide cross-adaptation to different abiotic stresses, correlating with data on HSP expression [12].

2.6. Development of ways to increase plant stress resistance to microgravity. The role of nitric oxide in the regulation of root system morphogenesis and the development of autophagy. The effect of the nitrogen oxide on the plant is characterized by diversity, which is due to the formation of physiologically active metabolites of NO, its interaction with various involved molecular targets, etc. [17, 24]. Nitric oxide can act both as a protector (antioxidant protection) and as a generator of free radicals. It is known that NO plays a key role as a signaling molecule under the action of various biotic and abiotic stress factors. The involvement of NO in the mechanisms of plant adaptation to microgravity, including the mediated participation in autophagy, remains unclear. The goal of this study was to investigate the role of NO in the regulation of seedling growth and the development of autophagy under simulated microgravity using exogenous NO donors and scavengers. The main results of these studies were published earlier [2, 23, 24].

In particular, it was found that SNP (as NO donor) at concentrations from 100 to 1000  $\mu$ M had a stimulating effect on the growth of seedlings and increased their resistance to clinostating. Treatment of seeds with PTIO (NO scavenger) had a negative effect

(root growth retardation) in dose-dependent manner. Under the influence of exogenous NO, a more intense formation of root hairs was observed in the differentiation zone of *A.thaliana* roots. Treatment with cPTIO led to the opposite effect — inhibition of the initiation and growth of root hair primordia, both in control and in clinostated seedlings. These results indicate the involvement of NO in the processes of root development. As for the mechanisms of action, NO can interact with other hormones, such as auxin, and the effect depends on their balance, including in the formation of gravitropic bending of the root [8, 27].

2.7. Determination of the intracellular content of nitrites (NO2<sup>-</sup>) and localization of NO in root apex tissues. The NO content was determined according to standard methods with some modifications [24, 30]. The method is based on the quantitative determination of nitrites using the Griess reagent after the formation of nitrite from endogenous NO. The concentration nitrites (µg/ml in crude substance) was determined in 6- and 9-day-old seedlings of A. thaliana, the seeds of which were treated with 500 µM SNP or cPTIO. The obtained results indicate an increase in the level of endogenous NO by 1.5 times in control and by 1.8 times - in clinostated plants, whose seeds were pretreated with SNP (Fig. 3). On the 9<sup>th</sup> day of cultivation, the content of NO gradually decreased, which may be the result of the consumption of the pool of stimulated NO or indicate the formation of



*Fig. 4.* Localization of NO in the epidermal cells of the root apex and root hairs of *A. thaliana* on the 6th day of cultivation (*a*). *Scale bar*: 100  $\mu$ m. Effects of SNP/cPTIO treatment on fluorescence intensity in root apex epidermal cells (*b*). *Staining:* DAF-FM DA [24]

plant adaptation to the influence of altered gravity. Treatment with cPTIO led to a decrease in the content of endogenous NO, both in control and clinostated plants. Moreover, NO production induced by clinostating was inhibited by NO scavenger treatment.

To determine the tissue localization of NO the fluorescent dye 4-amino-5-methylamino-2', 7'-difluorescein (DAF-FM DA) was used. As a result, more intense fluorescence was detected in epidermal cells and root hairs (Fig. 4) [24]. To confirm these data, we treated of *A. thaliana* seeds with SNP or cPTIO. Treatment of seeds with SNP led to an increase in the intensity of fluorescence in analysed cells, which indicates an increase in the level of NO, statistically significant in clinostated samples, and after treatment with cPTIO — to a decrease of this index in epidermal cells and root hairs (Fig. 4) [24].

The stimulating effect of NO may be related to the interaction between NO and ROS, which enhances redox homeostasis and increases the antioxidant capacity of cells [5]. Microgravity can increase both the activity of antioxidant enzymes and the content of glutathione, which is an important mechanism in the cell's defense system against oxidative stress. Microgravity affecting the level of NO formation, increase NO content and NOS activity, as well as reduce its buffering capacity [29], which can negatively affect cells, for example, induce apoptosis [3].

2.8. The influence of nitric oxide on the development of autophagy in the cells of the root apex of A. thaliana. Visualization of autophagosomes in root cells was performed starting with 6-day-old seedlings, when induction of autophagy was observed (Fig. 1). As noted, under the conditions of clinostating, the intracellular number of autophagosomes in seedlings first increases, and then their gradual decrease occurs. To find out the role of NO in the development of autophagy, we also used a donor and scavenger of NO and found that treatment with a NO donor leads to an increase in the development of autophagy in the epidermal cells of the roots of clinostated plants. Treatment with cPTIO slightly inhibited the growth of seedlings, and this effect was enhanced when plants were clinostated, including an increase in the accumulation of autophagosomes in root epidermal cells.

Possible molecular connection between NO-signaling and autophagy under stress conditions was found. In plants, as known, the intracellular level of S-nitrosoglutathione (GSNO), the main biologically active type of NO, is controlled by GSNO-reductase (GSNOR), which is a main regulator of NO signaling. NO-mediated S-nitrosylation can induce selective autophagy in A. thaliana in response to hypoxia [30]. S-nitrosylation of GSNOR1 at Cys-10 induces its local conformational changes that facilitate the interaction of GSNOR1 with ATG8. After binding to ATG8, GSNOR1 compartmentalized into autophagosomes and degraded [30]. Thus, this mechanism demonstrates the physiological dependence of selective autophagy on S-nitrosylation-induced GS-NOR1 under stress conditions, thereby establishing a possible molecular link between NO signaling and autophagy.

## **3. CONCLUSIONS**

The obtained results, which confirm the functional role of  $\alpha$ - and  $\beta$ -tubulin genes in the development

of stress-induced autophagy, create an initial platform for further investigation of the cellular functions of the different genes of ATG8 and their interaction with other cellular components involved in the development of autophagy under microgravity. Using effective donors and scavengers of NO made it possible to clarify the role of NO in mediating the action of such a stress as microgravity, and the obtained results will be used in the development of approaches to increase the plant adaptation to their cultivation during space flight. The obtained data can be used to solve the problems of growing plants in closed systems during long-term flights.

The work was carried out with the financial support of the project "Development of the concept of regulation of development and stress resistance of plants for their adaptation to the conditions of space flights by involving cell-biological resources" of the target complex program of the National Academy of Sciences of Ukraine on scientific space research for 2018–2022 (state registration number 01118U003742).

### REFERENCES

- 1. Aubry-Hivet D., Nziengui H., Rapp K., et al. (2014). Analysis of gene expression during parabolic flights reveals distinct early gravity responses in Arabidopsis roots. *Plant Biol.*, **16**, № 1, 129–141. https://doi.org/10.1111/plb.12130.
- Blume Ya. B., Plokhovska S. H., Shadrina R. Yu., et al. (2022). *The role of nitric oxide in Arabidopsis thaliana response to simulated microgravity and the participation of autophagy in the mediation of this process.* 44th COSPAR Scientific Assembly (Athens, Greece, July 16–24, 2022): Book of Abstrs. https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2022cosp...44.2902B.
- 3. Cao Y., Fan X., Shen Z., et al. (2007). Nitric oxide affects preimplantation embryonic development in a rotating wall vessel bioreactor simulating microgravity. *Cell Biol. Int.*, **31**, № 1, 24–29. https://doi.org/10.1016/j.cellbi.2006.09.003.
- Cassia R., Amenta M., Fernández M. B., et al. (2019). *The role of nitric oxide in the antioxidant defense of plants exposed to UV-B radiation*. Reactive Oxygen, Nitrogen and Sulfur Species in Plants. Eds M. Hasanuzzaman, V. Fotopoulos, K. Nahar, M. Fujita. Wiley-Blackwell, 555–572.
- Correa Aragunde M. N., Foresi N. P., Lamattina L. (2015). Nitric oxide is a ubiquitous signal for maintaining redox balance in plant cells: regulation of ascorbate peroxidase as a case study. J. Exp. Bot., 66, № 10, 2913–2921. https://doi.org/10.1093/ jxb/erv073.
- Correll M. J., Pyle T. P., Millar K. D. L., et al. (2013). Transcriptome analyses of *Arabidopsis thaliana* seedlings grown in space: implications for gravity-responsive genes. *Planta*, 238, 519–533. https://doi.org/10.1007/s00425-013-1909-x.
- 7. Fancy N. N., Bahlmann A-K., Loake G. J. (2017). Nitric oxide function in plant abiotic stress. *Plant Cell. Environ.*, **40**, № 4, 462–472. https://doi.org/10.1111/pce.12707.
- 8. Hu X., Neill S. J., Tang Z., Cai W. (2005). Nitric oxide mediates gravitropic bending in soybean roots. *Plant Physiol.*, **137**, № 2, 663–670. https://doi.org/10.1104/pp.104.054494.
- 9. Khan M., Al Azawi T. N. I., Pande A., et al. (2021). The role of nitric oxide-induced ATILL6 in growth and disease resistance in *Arabidopsis thaliana*. *Front. Plant Sci.*, **12**, 685156. https://doi.org/10.3389/fpls.2021.685156.
- 10. Kolesnikov Y. S., Kretynin S. V., Volotovsky I. D., et al. (2016). Molecular mechanisms of gravity perception and signal transduction in plants. *Protoplasma*, 253, № 4, 987–1004. https://doi.org/10.1007/s00709-015-0859-5.
- 11. Kordyum E. L. (1994). Effects of altered gravity on plant cell processes: results of recent space and clinostatic experiments. *Adv. Space Res.*, 14, № 8, 77–85.

ISSN 1561-8889. Космічна наука і технологія. 2023. Т. 29. № 2

- 12. Kozeko L. Ye., Buy D. D., Pirko Ya. V., Blume Ya. B., Kordyum E. L. (2018). Clinorotation affects induction of the heat shock response in *Arabidopsis thaliana* seedlings. *Gravit. Space Res.*, 6, № 1, 2–9.
- Kravets O. A., Berezhna V. V., Sakada V. I., et al. (2016). *Influence clinostating on structure, growth activity and attracting of apical meristem of bean plants*. 16th Ukrainian Conference on Space Research (Odesa, Ukraine, August 22–27, 2016): Book of Abstrs, 66.
- 14. Kravets O. A., Horyunova I. I., Plokhovskaya S. G., et al. (2017). *Development of adaptive processes to conditions of modified gravitation at tissue and cellular levels in plants.* 17th Ukrainian Conference on Space Research (Odesa, Ukraine, August 21–25, 2017): Book of Abstrs, 60.
- Kravets O. A., Yemets A. I., Horyunova I. I., Plokhovska S. G., Olenieva V. D., Lytvyn D. I., Spivak S. I., Blume Ya. B. (2018). *Investigation of plant cell and tissue adaptive mechanisms to modified microgravity*. Space Research in Ukraine. Ed. by O. P. Fedorov. Kyiv: ICD NAS of Ukraine and SCA of Ukraine, 66–72. ISBN 978-966-02-8590-3.
- 16. Lytvyn D. I., Olenieva V. D., Yemets A. I., Blume Ya. B. (2018). Histochemical analysis of tissue-specific acetylation of α-tubulin as a response for autophagy development in *Arabidopsis thaliana* induced by different stress factors. *Cytol. Genet.*, **52**, № 4, 245–252. https://doi.org/10.3103/S0095452718040059.
- 17. Mohd Amnan M. A., Pua T. L., Lau S. E., et al. (2021). Osmotic stress in banana is relieved by exogenousnitric oxide. *Peer J.*, **9**, e10879. https://doi.org/10.7717/peerj.10879.
- Olenieva V. D., Lytvyn D. I., Yemets A. I., Blume Ya. B. (2018). Expression of kinesins involved in the development of autophagy in *Arabidopsis thaliana* and the contribution of tubulin acetylation to the interaction of ATG8 protein with microtubules. *Factors Exp. Evolut. Organisms*, 22, 162–168 [in Ukrainian].
- 19. Olenieva V. D., Lytvyn D. I., Yemets A. I., Blume Ya. B. (2018). Effect of UV-B on the transcriptional profiles of genes of major proteins involved in the development of autophagy with the participation of microtubules. *Reports Nat. Acad. Sci. Ukraine*, № 1, 100–108. https://doi.org/10.15407/dopovidi2018.01.100 [in Ukrainian].
- 20. Olenieva V. D., Lytvyn D. I., Yemets A. I., Blume Ya. B. (2018). Influence of sucrose starvation, osmotic and salt stresses on expression profiles of genes involved in the development of autophagy by means of microtubules. *Bull. Ukr. Soc. Geneticists and Breeders*, **16**, № 2, 174–180. https://doi.org/10.7124/visnyk.utgis.15.2.876 [in Ukrainian].
- Olenieva V., Lytvyn D., Yemets A., Bergounioux C., Blume Ya. (2019). Tubulin acetylation accompanies autophagy development induced by different abiotic stimuli in *Arabidopsis thaliana*. *Cell. Biol. Int.*, 43, 1056–1064. https://doi. org/10.1002/cbin.10843.
- Paul A. L., Zupanska A. K., Schultz E. R., Ferl R. J. (2013). Organ-specific remodeling of the Arabidopsis transcriptome in response to spaceflight. *BMC Plant Biol.*, 13, 112. https://doi.org/10.1186/1471-2229-13-112.
- 23. Plohovska S. H., Krasylenko Y. A., Yemets A. I. (2019). Nitric oxide modulates actin filament organization in *Arabidopsis thaliana* primary root cells at low temperatures. *Cell. Biol. Int.*, **43**, № 9, 1020–1030. https://doi.org/10.1002/cbin.10931.
- 24. Plokhovska S. H., Shadrina R. Yu., Kravets O. A., Yemets A. I., Blume Ya. B. (2022). The role of nitric oxide in the *Arabidopsis thaliana* response to simulated microgravity and the involvement of autophagy in this process. *Cytol Genet.*, **56**, № 3, 244–252. https://doi.org/10.3103/S0095452722030100.
- 25. Shadrina R., Yemets A., Plokhovska S., Blume Ya. (2023). Microgravity induces interplay between *atg8*, *tua* and *tub* gene expression in *Arabidopsis thaliana*. Preprint available at Research Square. https://doi.org/10.21203/rs.3.rs-2119853/v1.
- 26. Shadrina R. Yu., Yemets A. I., Blume Ya. B. (2019). Development of autophagy as an adaptive response of *Arabidopsis thaliana* plants to microgravity conditions. *Factors Exp. Evol. Organisms*, 25, 327–332. https://doi.org/10.7124/FEEO. v25.1186 [in Ukrainian].
- 27. Sun H., Feng F., Liu J, Zhao Q. (2018). Nitric oxide affects rice root growth by regulating auxin transport under nitrate suppl. *Front Plant Sci.*, **9**, 659. https://doi.org/10.3389/fpls.2018.00659.
- Yemets A. I., Shadrina R. Yu., Horiunova I. I., et al. (2021). Development of autophagy in plant cells under microgravity: the role of microtubules and atg8 family proteins in autophagosome formation. Space Research in Ukraine. 2018–2020. Ed. O. Fedorov. Kyiv: Akademperiodyka, 79–84.
- 29. Yun B. W., Skelly M. J., Yin M., et al. (2016). Nitric oxide and S-nitrosoglutathione function additively during plant immunity. *New Phytol.*, **211**, № 2, 516–526. https://doi.org/10.1111/nph.13903.
- 30. Zhan N., Wang C., Chen L., et al. (2018). S-nitrosylation targets GSNO reductase for selective autophagy during hypoxia responses in plants. *Mol. Cell.*, **71**, № 1, 142–154. https://doi.org/10.1016/j.molcel.2018.05.024.

Стаття надійшла до редакції 10.11.2022 Після доопрацювання 10.11.2022 Прийнято до друку 14.11.2022

Received 10.11.2022 Revised 10.11.2022 Accepted 14.11.2022 А. І. Ємець, зав. відділу клітинної біології і біотехнології, д-р біол. наук, проф., чл.-кор. НАН України

E-mail: yemets.alla@nas.gov.ua

С. Г. Плоховська, наук. співроб. відділу клітинної біології і біотехнології, канд. біол. наук

E-mail: svetaplohovska@gmail.com

Р. Ю. Шадріна, аспірантка

E-mail: ruslanashadrina@gmail.com

О. А. Кравець, голов. наук. співроб. відділу геноміки та молекулярної біотехнології, д-р біол. наук

E-mail: kravetshelen@gmail.com

*Я. Б. Блюм*, зав. відділу геноміки та молекулярної біотехнології, д-р біол. наук, проф., акад. НАН України E-mail: cellbio@cellbio.freenet.viaduk.net; blume.yaroslav@nas.gov.ua

Інститут харчової біотехнології та геноміки Національної академії наук України (ІХБГ НАН України) вул. Байди-Вишневецького 2a, Київ-123, Україна, 04123

### З'ЯСУВАННЯ КЛІТИННИХ МЕХАНІЗМІВ ЗАЛУЧЕННЯ АВТОФАГІЇ У АДАПТАЦІЮ РОСЛИН ДО УМОВ МІКРОГРАВІТАЦІЇ

Показано, що умови клиностатування індукують розвиток автофагії без збільшення індексу програмованої клітинної загибелі (ПКЗ) в епідермальних клітинах апексів коренів проростків *A. thaliana*. Після фази активізації автофагії настає її регуляторне послаблення, що правдоподібно свідчить про адаптивні зміни до умов клиностатування. Індукція автофагії корелює з підвищенням рівнів експресії генів *atg8*, частина з яких (*atg8e* та *atg8i*) може бути залучена до реалізації автофагії, саме в умовах мікрогравітації. Проаналізовано транскрипційну активність генів цитоскелету, залучених до реалізації стрес-індукованої автофагії, зокрема генів  $\alpha$ - і  $\beta$ -тубуліну. Виявлено спільну експресію генів  $\alpha$ - і  $\beta$ -тубулінів та *atg8* в умовах симульованої мікрогравітації. Дані результати ілюструють роль цитоскелету при розвитку індукованої мікрогравітацією автофагії та дають можливість виявити специфічні до цього виду стресу гени.

Індукцію автофагії та ПКЗ досліджували за дії гамма-опромінення як фактора космічних польотів, супутнього мікрогравітації, а також в умовах комбінованої дії гострого опромінення і клиностатування. Гамма-опромінення в дозах, еквівалентних таким в кабіні космічного корабля (1—6 Гр), індукувало дозозалежні зміни топології та цитогенетичного стану апікальної меристеми кореня, а також незначно пригнічувало ранній розвиток рослин. У меристемі збільшувалась гетерогенність, збільшувались показники ПКЗ, переважно проліферативної загибелі та аутофагії. При комбінованій дії гамма-опромінення (2 Гр) і клиностатування щільність аутофагосом у клітинах коренів шестидобових проростків збільшувалась (24 год після опромінення), а через 4 доби зменшувалась порівняно з неопроміненим контролем.

Обробка насіння *A. thaliana* донором NO стимулювала розвиток рослин, підвищувала вміст ендогенного NO у тканинах кореня та стійкість рослин до клиностатування. В умовах клиностатування, у порівнянні з контролем, оптимум концентрації NO зменшувався, можливо, за рахунок внеску NO у генерацію AΦK. Негативний ефект дії скавенжера NO на ріст проростків посилювався клиностатуванням, включаючи збільшення накопичення автофагосом в епідермальних клітинах. Ці дані вказують на те, що ендогенний вміст NO є важливим компонентом внутрішньоклітинних сигнальних механізмів, залучених у відповідь рослинних клітин на імітовану мікрогравітацію, зокрема механізми індукції автофагії. Отримані дані поглиблюють розуміння молекулярних механізмів розвитку стрес-індукованої автофагії, зокрема залучення різних ізотипів білків ATG8 та їхньої взаємодії з α- і β-тубулінами, а також іншими молекулярними компонентами, залученими в індукцію автофагії, і будуть покладені в основу розробки підходів до підвищення стресостійкості і адаптації рослин до умов тривалих космічних польотів.

*Ключові слова:* автофагія, гени *atg8*, гени α- і β-тубулінів, оксид азоту, адаптація, клиностатування, гамма-опромінення, *Arabidopsis thaliana* 

# Космічні матеріали та технології

Space Materials and Technologies

https://doi.org/10.15407/knit2023.02.032

W. M. MAHMOUD<sup>1</sup>, Head of QA unit, AIT (Assembly, Integration and Testing) at EgSA E-mail: Wael.mohamed@egsa.gov.eg E-mail: Wael.mohamed@narss.sci.eg D. ELFIKY<sup>2\*</sup>, Head of Division of thermal, structure and space environment at NARSS (National Authority of Remote Sensing and Space Sciences) E-mail: delfiky@narss.sci.eg S. M. ROBAA<sup>3</sup>, Professor E-mail: robaa@sci.cu.edu.eg E-mail: robaa@cu.edu.eg M. S. ELNAWAWY<sup>3</sup>, Professor E-mail: msnawawy@sci.cu.edu.eg S. M. YOUSEF<sup>3</sup>, Professor E-mail: Shahinazmostafa15@vahoo.com <sup>1</sup>Assembly, Integration and Testing, AIT Center at Egyptian Space Agency, EgSA Cairo, Egypt <sup>2</sup>Thermal, Structure and Space Environment Dep. at National Authority of Remote Sensing and Space Sciences, NARSS Cairo, Egypt <sup>3</sup>Meteorology, Astronomy and Space Department Faculty of Science Cairo University Giza, Egypt \*Corresponding Author: D Elfiky. Tel. 202-01028887219

# ATOMIC OXYGEN IN LOW EARTH ORBITS, A RETROSPECTIVE REVIEW STUDY

The article presents a retrospective review of atomic oxygen (AO) research in low Earth orbit (LEO). The space environment of LEO is a barrier to all satellites passing through it. Several of its constituent parts pose a great danger to satellite materials and subsystems. Such orbits are convenient for remote sensing and experimental satellites. In order to maintain the operational level of spacecraft, it is necessary to carry out thorough studies of the LEO environment and its components. AO, which is a hyperactive state of oxygen, is considered one of the most dangerous components of the LEO environment. It can react with many materials and thereby change the physical, optical and mechanical properties that affect the functionality of the satellite. To maintain the satellite in its orbit with a certain margin of reliability, it is necessary to reduce the aggressive influence on it of the environmental components of LEO. Predicting the impact of AO on materials that will be used in space ensures their correct selection. The work provides some recommendations for the creation of AO facilities for testing materials exposed to the aggressive influence of the space environment.

Keywords: Atomic Oxygen (AO), Low Earth Orbits (LEOs), Coronal Mass Ejections (CMEs), Space Environment.

Цитування: Mahmoud W. M., Elfiky D., Robaa S. M., Elnawawy M. S., Yousef S. M. Atomic Oxygen in Low Earth Orbits, a retrospective review study. *Space Science and Technology*. 2023. **29**, № 2 (141). P. 32—44. https://doi.org/10.15407/knit2023.02.032

© Publisher PH «Akademperiodyka» of the NAS of Ukraine, 2022. This is an open access article under the CC BY-NC-ND license (https://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/)

1. INTRODUCTION. Space technologies benefit the Earth and human society in cases where they can be used to solve some life-support problems and gain experience in the use of planetary resources. In combination with terrestrial technologies, they are of undeniable interest both for the IT sector and for business. It improves global resource management and the protection of terrestrial resources.

**1.1.** Atomic Oxygen (AO). Atomic Oxygen is the most reactive gas in Low Earth Orbits (LEOs). It may affect the lifetime of the satellite or one or more of its components. It is produced either by photo-dissociation or by decomposition of the oxygen molecules  $O_2$ . The formation of AO depends on the presence of radiation of a wavelength shorter than 190 nm (especially the ultraviolet, UV, radiation) that has the ability to break the bonds of  $O_2$ .

Formation of AO occurs in the ionosphere by the photo-dissociation of the  $O_2$  using the UV radiation in the LEOs as given by eq. 1 [1].

$$O_2 \xrightarrow{hv} \begin{cases} O+O, & 99\%, \\ O^++O, & <<1\%. \end{cases}$$
(1)

Production of AO occurs in response to cosmic rays that cause the decomposition of the neutral atmosphere. AO represents 80 % of the total composition in the upper atmosphere (area at an altitude of 200 to 800 km above the Earth's surface) [2]. AO exists, with different densities, in LEOs and HEOs (Highly Elliptical Orbits), as summarized in Fig. 1 [3].

Among all atmospheric constituents in orbits below 1000 km, AO is considered the most abundant species. Fig. 2 shows the variation of density  $\rho$  in cm<sup>-3</sup> of atmospheric constituents with altitude *h* (km). The very high AO density is revealed in orbits at altitudes of 120 to 700 km [4].

Variation of AO flux F, atom/(cm<sup>2</sup>s), with altitude h, km, as in Fig. 3, shows an inverse relation between AO flux and altitude, i.e., AO flux decreases with increasing altitude [4].

At altitudes of 150 to 500 km, the AO density is higher ( $10^7$  to  $10^{10}$  atoms/cm<sup>3</sup>) than at altitudes about 1000 km ( $10^2$  to  $10^6$  atoms/cm<sup>3</sup>) [1].

**1.2.** AO and Solar Activity. There is a good coherence between solar activity and AO densities since the values of AO density and flux are higher during



*Figure 1.* Orbits having AO presence: 1 - Earth, 2 - perigee, 3 - apogee, 4 - altitude, 5 - LEO, 6 - highly elliptical orbit, 7 - ellipse focal point

h, km



*Figure 2.* Variation of density  $\rho$  of atmospheric constituents with altitude *h* 



Figure 3. Variation of AO flux F with altitude h



*Figure 4.* Variation of AO density  $\rho$  and flux *F* with solar activity



Figure 5. Photodissociation of molecular Oxygen

maximum solar activity rather than in its minimum, as follows from Fig. 4 [5, 6].

Although AO exists in LEO, PEO, and HEO, it is predominant in LEOs (altitude <<1000 km). The neutral oxygen atoms have a mean free path of the order  $10^4$  m at 400 km, which means that the re-association probabilities are very low [7].

Solar UV radiation (<< 190 nm) has enough energy to photodissociate  $O_2$  forming free and hyperenergized AO, as shown in Fig. 5 [3].

It was stated by [3] that the formation of AO in LEOs occurs by the photodissociation of  $O_2$  molecules. These molecules absorb the near solar UV radiation and then dissociate into free oxygen atoms O in the outer ionosphere (at altitudes higher than 80 km), as shown in Fig. 5.

The production rate of AO strongly depends on solar activity and UV radiation. AO fluxes are significantly related to the orbit and velocity vector of the spacecraft, as well as the incidence angle of AO on the surface. The reaction of AO with some materials creates excited state (short-lived) species that emit visible radiation near the incidence surface, forming the glow phenomena as described in [8-11].

At altitudes between 180 and 650 km, the solar radiation has enough energy to break the double bond of  $O_2$  to form AO with a very low probability of  $O_3$ formation, as shown in [11–13].

The AO flux depends on the solar activity cycle, seasonal cycle, geomagnetic behavior, orbital altitude, and inclination. Due to the orbital speed of spacecraft in LEOs (7-8 km/s), AO impacting energy ranges from 4 to 5 eV [14]. These energy ranges are sufficient to break the chemical bonds of many materials that will lead to very high erosion rates in the case of the outer surfaces of satellites [15].

If the orbital velocity of a spacecraft is 8 km/s (related to the LEOs), it will be exposed to highly energetic AO of about 5 eV energy. Exposure to AO leads to a high erosion rate of materials such as organic films, composites and many polymers, as well as extreme mass loss and changes in the physical and chemical properties of the surface. These changes, directly and indirectly, affect the functionality of the spacecrafts and, thus, its lifetime [3].

**1.3.** AO and LEOs Environment. The space environment is composed of many components such as vacuum, pressure difference, radiation, solar and galactic cosmic rays, solar wind plasma, micrometeoroids and debris, etc. Each group of altitudes has its own components or parameters. Fig. 6 shows all the space environmental components distributed with different altitudes from the sea level up to the HEOs. It is clear that AO is more abundant in orbits with altitudes of 180 to 800 km [16].

It is reported that AO is the main component of the LEOs since it has a high corroding ability after combining it with the outer surface materials [17].

The space environment of a spacecraft is the environment to which the spacecraft is subjected. Each space environment has its own characteristics and conditions, which control the target of the mission, choice of materials, and construction of the spacecraft. There are four categories for the environment, which are summarized in Table 1 [18].

**1.4.** *Effect of AO on materials.* The AO interaction with the materials of the LEO satellite depends on the type of AO [6]:

					Micromete	oroids				
		Space Debric	1400	Space	Debric	20000	Space Debric			
			N40°~N50° Van All S40°~S50° Radiatio	en Inner on Belts	13000 6000	<sup>33</sup> N40°~N50° 4 Re S40°~S50° e	Van Allen Outer Radiation Belts			
		High-energy particle concentrated in high South Atlantic Anon	es are mainly h latitude and maly regions		Solar Win an	nd Plasma, Solar C d Galactic Cosmic	Cosmic Rays Rays			
	60	Ionospheric Plasma	1000	Ma	ignetospheri					
			Temperature Field Large Temperature Difference							
		Stronger magnetic fie	Stronger magnetic field intensity in LEO Geomagnetic Field							
		Atomic Oxygen								
Pressure Difference	Discharge	Outgassing Adhesion	n and Cold Welding	Materi	als Evaporat	ion Sublimation	Decomposition			
Rough Vac	cuum	High Ultra-High Vacuum Vacuum	Upper Atmosphere							
See Level	100	) km 330 km LE	O 20	00 km	М	EO G 3578	EO HEO			

Figure 6. Space environmental components in all altitudes

### Table 1. Summary of four categories of environments

Environment	Inclusion
Neutral environment	<ul> <li>It includes the residual atmospheric gas.</li> <li>It is released through decomposition or outgassing, emitted during thruster firing, or deliberately vented from the spacecraft.</li> </ul>
Plasma environment	• It includes the ambient plasma (that is created by hypervelocity impact with the spacecraft surfaces). Its components are corpuscular and electromagnetic.
Radiation environment	<ul> <li>It includes the ambient solar photon flux (that is reflected and emitted from the Earth).</li> <li>It also includes electromagnetic waves (that are generated by the plasma environment) and photons emitted from nuclear sources of the spacecraft - Electromagnetic interference (EMI) is generated by the operation of spacecraft systems or arcing.</li> <li>The corpuscular radiation environment consists of the ambient flux of particles (Electrons, photons, heavy ions, and neutrons) and any high-energy particles emitted by nuclear sources or reactors.</li> </ul>
Particulate environment	• It consists of orbital debris, ambient meteoroids, and particulates (that are released by the spacecraft). It results in the dust on spacecrafts surfaces and materials decompositions (by thermal cycling or exposure to UV radiation)



Figure 7. Types of materials to be used in space technology



Figure 8. Erosion mechanisms
1 — Thermal AO; the interaction with material and degradation are a chemical process involving only chemical bonding changes, as the covalently bonded structure is broken apart, forming volatile products.

2 - Hyperthermal AO; impacts the material surface at 8 km/s. It causes erosion and degradation of organic polymers.

The interaction of AO with materials may form oxides for most organic materials or form volatile oxides at a continuous rate.

The interactions result in chemical composition change, mechanical degradation, mass loss, thickness loss, and/or erosion. Also, they generate a glow phenomenon that affects the visibility of the satellite's optical system.

**2. AO AND MATERIALS.** Types of materials to be used in space technology are summarized in Fig. 7.

AO may interact with materials via many mechanisms. These mechanisms are described in three categories mentioned by [6, 19], as shown in Fig. 8.

Based on the different types of materials to be used in space technology (Fig. 7) and the different mechanisms of AO interactions with different materials (Fig. 8), some notes for the results of AO interactions are summarized in Table 2.

The difference between different material samples before and after exposure of MISSE 2 PEACE polymers to the AO is shown in Fig. 9 [15].

Besides, the erosion of organic materials will cause condensable gas volatiles, which in turn can lead to the degradation and contamination of optical instruments [4, 15, 20].

To compare erosion rates of different materials, the efficiency of the reaction of AO erosion can be measured in the volumetric loss per incident oxygen atom,  $cm^3/atom$ .

Monte Carlo developed a two-dimensional model for AO interactions to predict the erosion of an oxidizable material under a non-reactive layer with an opening in it. This Erosion is obtained by direct arrival and by scattering inside the formed cavity [21].

**3. AO PREDICTION.** As an atomic species, O hasn't vibration-rotation spectra, but it has two fine structure lines: one is centered near 63 mm while the other is near 145 mm. The 63 mm line is optically thick and isn't observable in the upper mesosphere and lower thermosphere (MLT) from space. The



*Figure 9.* Pre-flight and post-flight photograph of the MISSE 2 PEACE polymers experiment tray

63 mm line was measured by rocket-borne instruments [22] and by high-altitude balloons [23]. The 145 mm line is optically thin, but it requires complex technology to be observed from a satellite. Thus, there aren't global observations of the O-atom concentration in the MLT obtained from direct observations of radiant emission from O itself [24].

When planning a space mission, especially in the LEOs, much attention must be focused on the AO and its erosion effects on the spacecraft's materials. For better understanding, NASA's space environment and experiment branch carried out many studies to investigate the AO erosion effect on materials in addition to the observable effects in ground-based experiments. Many studies have focused on the erosion depth of materials used in space [4, 25], and other studies have focused on the change of photoemission properties of materials [26, 27], and also some studies have concentrated on modeling AO exposure before and after the mission [28].

*3.1. ATOMOX.* Space Environment Information System (SPENVIS; web-site: http://www.SPEN-VIS.oma.be) provides the Atomic Oxygen Interaction Model (ATOMOX) to evaluate the AO flux, fluence and material erosion, based on reference atmosphere and wind model. The models are summarized in Table 3 [6]:

1. Mass-Spectrometer-Incoherent-Scatter (NRLM-SISE-00).

2. Marshall Engineering Thermosphere (MET-V 2.0).

Type of material	Interactions with AO
Organic and Polymers	<ul> <li>Polymers and other organics are among the most vulnerable materials when exposed to AO.</li> <li>Polymeric films may peel due to thermal cycling, which in turn opens new surfaces that can be attacked by AO.</li> <li>AO interaction with polymers leads to the formation of volatile oxidation products on the surface.</li> <li>Polymers with Cl and F have lower AO erosion yield.</li> <li>Polymers with O have higher AO erosion yield.</li> <li>AO interactions with change in surface texture will develop as the material oxidizes and becomes thinner.</li> <li>Surface texture can change the optical reflectance of material from specular to diffuse and increase the solar absorptance of opaque materials. Surface texture can also be the cause of crack initiation or tearing of thin film polymers</li> </ul>
Metallic: Except silver and osmium	<ul> <li>Silver and osmium react rapidly and are generally considered unacceptable for use in uncoated applications.</li> <li>Silver was used as a surface for a passive recording of the AO impact.</li> <li>Most alloys of aluminum have proven to be resistant to AO.</li> <li>Optical properties (solar absorptivity or thermal emissivity) may change due to AO bleaching or radiation darkening.</li> <li>Interactions with AO result in mass loss due to outgassing</li> </ul>
Nonmetallic	<ul> <li>AO reaction efficiencies ranged from 0.4-2.3 × 10<sup>-28</sup> cm<sup>3</sup>/atom for silicon oxides, magnesium fluoride, and aluminum oxides.</li> <li>The most commonly used nonmetallic, inorganic material is Beta cloth.</li> <li>It is a fabric woven from fine quartz threads. It resists mechanical wear as well as AO and AO+UV attacks.</li> <li>Both the Teflon and other materials can be eroded by AO and AO+UV exposure.</li> <li>Glass generally resists the AO attack well.</li> <li>Many forms of Beta cloth are impregnated with Teflon or silicone-based materials to lubricate the threads, so the fabric bends easily during handling without the threads abrading each other.</li> <li>Small decreases in reflectance were noted, except for MgF2-sapphire over silver, which had noticeable degradation.</li> </ul>
Optical Coatings	<ul> <li>The performance of most optical systems depends on coatings of various types.</li> <li>While most glasses generally resist AO erosion well, their coatings can be highly vulnerable.</li> <li>Erosion of reflective surfaces could greatly roughen the mirrors which must reflect X-rays at grazing incidence angles.</li> <li>The samples of fluorides of magnesium, calcium, and lithium plus sodium salicylate, a luminescing phosphor, showed no significant loss, but the sodium salicylate showed significant surface roughening and a 50-percent decrease in VUV luminescence.</li> <li>The camera comprises nested grazing incidence mirrors with filters — such as carbon, beryllium and aluminum-bonded to a Lexan substrate.</li> <li>To protect the wide-field camera's filters, several protective coatings were investigated before boron carbide was selected.</li> <li>Defects were observed on all reflective surfaces except SiO2/AI where a small decrease in reflection was measured</li> </ul>
Thermal coatings	<ul> <li>The Chem-glaze and Aero-glaze families of paints are widely used in various spacecraft applications.</li> <li>Ceramic-based paints, such as Z-93, were found to be quite durable in the space environment, but these paints have their own problems with molecular contamination absorption and difficulty in applying.</li> <li>In general, thermal control coatings with organic binders such as polyurethane should not be selected for long-term AO exposure. These binders degrade, leaving only pigment particles which then become a contamination hazard.</li> <li>A zinc oxide with potassium silicate binder. It varies from Z-93 with finer zinc oxide particle size and a pigment-to-binder ratio adjusted for lower solar absorptance; exhibited no color change or surface texturing; slight quenching of fluorescence was noted.</li> <li>Zinc ortho-titanate with potassium silicate binder. It was formulated similarly to zinc oxide developmental paint; no color or surface changes; black light fluorescence did not appear to change.</li> <li>Doped silica black ceramic paint, which did not appear to be affected by exposure.</li> </ul>

## Table 2. Notes for AO interactions with different types of materials

Model	Ionospheric layers	Description	Shortcoming
NRLMSISE	All	Empirical	None
MET-V	Thermosphere Lower & Upper (90—150 km)	Semi-empirical	The altitude range between 90 km and 2.500 km
IRI2001	E-Region	Empirical	Overestimation of electron densities in the upper topside (from about 500 km above the F peak upward)
DTMB78	Thermosphere	Thermopause temperature model and an analytical temperature profile	Not representative of low solar activity condition due to the dataset used, which in turn causes uncertain predictions during low solar activity
NeQuick v2.0	E, F1, and F2	Semi-empirical	Only electron as an ionospheric / atmospheric constituent

*Table 3.* Comparison between ATOMOX models

Table A	I East	Atomio	<b>O</b>	Teatime	Equilities	Development	<b>Effort</b> a
Tanie 4	I PASE	Alonne	UXV9en	resting	Facilities -	- Develonment	FIIOFIS
10010 1		1 HOUTH	- John	resemb	<b>Lucin</b> titos	Development	Linoito

	Organization	Location AO	AO Formation	FAO Flux formation/delivery	Refe- rences
1	Jet Propulsion Lab	Pasadena, CA	Ion source	Electrostatic acceleration/ laser	[31]
2	Jet Propulsion Lab	Pasadena, CA	Pulsed laser breakdown in O <sub>2</sub> /laser Cont. sustained plasma	Detonation / blast wave expan- sion through a nozzle	[32]
3	Los Alamos National Laboratory	Los Alamos, NM	Cont. plasma — induced break- down	Detonation / blast wave expan- sion through a nozzle	[33]
4	NASA-Langley Re- search Center	Hampton, VA	Oxygen dissociative adsorption 9 diffusion through AG	Electron-stimulated desorption	[34]
5	NASA-Lewis Research Center	Cleveland, OH	Ion source	Ion flux	[35]
6	NASA-Lewis Research Center	Cleveland, OH	Microwave plasma	Electrostatic acceleration	[36]
7	Physical Science Inc.	Andover, MA	Pulsed laser breakdown in $O_2$ /laser Cont. sustained plasma	Detonation / blast wave expan- sion through a nozzle	[37]
8	Princeton Plasma Physics Laboratory	Princeton, NJ	RF plasma source	Electrostatic acceleration / neutral on a biased plate	[38]
9	Toronto University of 9Aerospace Institute)	Downs view, On- tario, Canada	Microwave plasma in He/O <sub>2</sub>	Expansion through a skimmer	[39]
10	Zhukovskij Central Avi- ation Institute - TsAGi	Moscow	RF arc discharge plasma in He/O <sub>2</sub>	Expansion through a skimmer	[40]
11	Inst. Nuclear Physics, MSU	Moscow	Oxygen plasma by spark dis- charge	Electrostatic acceleration / ion deflection	[41]

3. Drag Temperature Model (DTMB78).

4. International Reference Ionosphere

(IRI2001) — (IRI is now outdated. It is functioning since 2020).

5. NeQuick Ionosphere Electron Density Model (NeQuickv2.0).

**4. AO FACILITIES AND EXPERIMENTS.** Based on the importance of AO and its effect on sat-

ellite materials, it is recommended to provide many facilities to simulate, investigate, analyze, test, and manufacture, practically, the behavior of AO interactions with all materials that can be used in all space technology purposes.

AO facility, generally, consists of type, mode and principle of operation, AO formation method, AO flux formation/delivery, mode, thermal vacuum

	Name, affiliation	Type, mode and principle of operation	AO Formation Method	FAO Flux Formation/De- livery	Mode	Energy of atomic O, eV	Flux density, cm <sup>-2</sup> s <sup>-1</sup> cont/pulse	Flux structure, %	Refe- rences
1	MSFC (USA)	Elecphys., pulse, plasma, rech.	RF plasma	Elec. accel., plate neutr. / Scattering	Pulsed	5	5 × 10 <sup>15</sup>	O -10 % + VUV (-200ES)	[42— 44]
2	PSI (USA) ESTEC (Netherlands) NASA JPL (USA) CERT-ONERA, (France)	Gas-dynamic, pulse, laser	Laser breakdown in O <sub>2</sub> /Laser sus- tained plasma	Detonation/ blast wave in supersonic nozzle	Pulsed	1-16	5×10 <sup>15</sup> /10 <sup>17</sup>	O <sub>2</sub> /O 10/90 (+UV/ VUV)	[45— 49]
3	Montana State Uni- versity (USA)	Gas-dynamic, pulse, laser	Laser: break- down in $O_2$ / sustained plasma.	Detonation/ blast wave in supersonic nozzle	Pulsed	~5	~10 <sup>14</sup>	O <sub>2</sub> /O ~60/40	[50]
4	LANL (USA)	Gas-dynamic, cont, laser	Laser breakdown Ar/O <sub>2</sub>	Detonation/ blast wave in supersonic nozzle	Cont.	1-3	10 <sup>16</sup>	Ar/O <sub>2</sub> /O 90/7/3	[51]
5	ITL/UTIAS (Canada)	Gas-dynamic, cont, UHF	Microwave plasma, He/O <sub>2</sub>	Supersonic expansion	Cont.	1-3	10 <sup>17</sup>	He/O <sub>2</sub> /O 97/1/2	[52]
6	Zhukovskij Central Aviation Institute -TsAGi (Russia)	Gas-dynamic, cont, HF	RF arc dis- charge, He/O <sub>2</sub>	Supersonic expansion	Cont.	1-5	10 <sup>16</sup>	He/O <sub>2</sub> /O 90/7/3	[53]
7	SOREQ NRC (Israel)	Electro-phys, cont, ionic	Ion source	Electrostatic accel. /decel.	Cont.	30-50	10 <sup>14</sup>	O - 100	[54]
8	Kobe Univ. (Japan)	Gas-dynamic pulse laser	Laser breakdown in $O_2/Laser$ sustained plasma	Detonation/ blast wave in supersonic nozzle	Pulsed	4.5-5.1	(0.36.5)× ×10 <sup>14</sup>	O <sub>2</sub> /O ~55/45	[55]
9	Inst. Nuclear Physics, MSU (Russia)	El-phys, cont, plasma +re- charging	Oxygen plasma	Electrostatic accel. / Ion deflection	Cont.	5-80	10 <sup>16</sup>	O <sub>2</sub> /O 15/80	[56, 57]
10	Moscow Phys. Inst. (Russia)	Gas-dynamic, pulse, spark	Oxygen plasma by spark discharge in O <sub>2</sub>	Shockwave/ supersonic expansion	Pulsed	1-5	5×10 <sup>15</sup> /10 <sup>18</sup>	O <sub>2</sub> /O 2/98	[58]
11	Phill Lab, Cal. Univ. (USA)	Phys., diffu- sion - desorption	O <sub>2</sub> dissocia- tion/ diffusion through Ag foil	Electron- stimulated desorption	Cont.	~5(4-6)	4.5×10 <sup>13</sup>	0-100	[59, 60]
12	Shanghai Univ, (Chi- na) (2001)	Electro-phys, pulse(?), plasma, recharging	RF plasma	Elec. accel., plate neu- tralization/ reflection	Pulsed	6-20	2×10 <sup>16</sup>	(NA)	[61]
13	Beijing Inst. of Space- craft Env. Eng. (China) (1999)	Electro-phys, ionic decel., recharging	ECR-based ion source	Deceleration/ neutralization	Cont.	5-10	(NA)	(NA)	[62]
14	Lanzhou Inst. of Phys. (China) (1998)	Electro-phys, plasma, re- charging	Microwave plasma	Electrostatic acceleration/ plate neu- tralization/ reflection	Pulsed	5-10	4×10 <sup>15</sup>	0-100(NA) 0+<0.1%	[63]

chamber, and other accessories (sample holder, quartz crystal microbalance (QCM), etc.

Many experiments are running to simulate the resistance of some materials (especially polymers that can be used in thermal control blankets) to the effect of AO. MDM2 (Material Degradation Monitor 2) is an experiment in which some materials were exposed onboard the International Space Station (ISS) that uses the Exposed Experiment Handrail Attachment Mechanism (ExHAM) developed by JAXA. MDM2 aimed at under standing surface reactions and degradation of the samples used in the MDM at a given AO fluence. In the MDM2, 16 samples of spacecraft material were exposed at an altitude of 400 km from May 26, 2015, to June 13, 2016, then returned for analysis [29].

Table 4 summarizes the development efforts of FAO testing facilities and Table 5 presents the main types of FAO sources in LEO space environment simulation facilities worldwide [30].

**5. SUMMARY.** AO is very dangerous atmospheric constituent since it has hazardous impacts on satellites and space technology of LEOs. It is formed by photodissociation of molecular oxygen. UV radiation and cosmic rays has a great ability to form AO by breaking the bonds of molecular oxygen. AO has the ability to react with almost all materials and it can change its physical, chemical, and optical properties. Many simulation techniques are required for more investigation to the interaction of AO with different types of materials (metallic, non-metallic, organic, thermal control coatings, and optical coatings). Surface material might be eroded by different mechanisms according to AO type (thermal and hyperthermal) and material type. ATOMOX models provide five different models to simulate the effect of AO on materials. The models are NRLMSISE, MET-V, IRI2001, DTMB78, and NeQuick v2.0. NRLM-SISE is the only model that predicts the mass and thickness loss through all ionospheric layers. Other models have been developed to study and investigate reactions between AO and materials. Many facilities must be provided to enhance studying, understanding and testing the AO effect on materials. A continuous improvement for models and facilities is required to protect space missions from AO.

### REFERENCES

- 1. Vest E. C. (1991). The effects of the space environment on spacecraft surfaces. *Johns Hopkins APL Technical Digest*, **12**(1), 46–54.
- Banks B. A., Miller S. K. R. (2006). Overview of space environment effects on materials and GRC's test capabilities. NASA Seal/Secondary Air System Workshop. Vol. 1
- 3. Mundari N. (2011). *Effect of Atomic Oxygen Exposure on Spacecraft Charging Properties*. Diss. PhD thesis. Department of Electrical and Electronic Engineering, Kyushu Institute of Technology, Japan.
- Bank B. B., de Groah K. K., Miller S. K. (2004). Low Earth Orbital Atomic Oxygen Interaction with Spacecraft Materials. NASA/TM-213400.
- 5. Samwell S. (2014). Low earth orbital atomic oxygen erosion effect on spacecraft materials. Space Res. J., 7(1), 1–13.
- Mahmoud W. M., Elfiky D., Robaa S. M. (2021). Effect of Atomic Oxygen on LEO CubeSat. *Int. J. Aeronaut. Space Sci.*, 22, 726–733. https://doi.org/10.1007/s42405-020-00336-w.
- Harris I. L., Chambers A. R., Roberts G. T. (1998). Results from the space technology research vehicle 1a atomic oxygen experiment. *Spacecraft and Rockets J.*, 35(5), 647–652.
- Mende S. B., Swenson G. R., Clifton K. S. (1984). Space plasma physics: atmospheric emissions photometric imaging experiment. *Science*, 225, 191–193.
- Caledonia G. E. (1989). Laboratory simulations of energetic atom interactions occuring in low Earth orbit. Raref ed Gas Dynamics: Space Related Studies. Eds E. O. Munts, D. P. Weaver and D. H. Campbell. Progress in Astronautics and Aeronautics Ser., AIAA, Menlo Park, CA, 116, 129–142.
- Banks B. A., de Groh K. K., Miller S. K. (2005). Low Earth orbital atomic oxygen interactions with spacecraft materials. *Materials Research Society Symposium Proceedings*, 851.
- Santiago-Prowald and Salghetti Drioli L. (2012). Space Environment and Materials. Space Antenna Handbook. W. A. Imbriale, S. (Shichang) Gao and L. Boccia. John Wiley & Sons, Ltd, 99, 106–137.
- 12. Dickerson R. E., Gray H. B., Haight G. P. (1979). *Chemical Principles*. The Benjamin/Cummings Publishing Company Cummings, Menlo Park, 457. doi: 10.1109/ACCESS.2019.2927811.

- 13. Dever J., Banks B., de Groh K., Miller S. (2005). *Degradation of spacecraft materials*. Handbook of Environmental Degradation of Materials. William Andrew, Norwich, NY., 465–501.
- 14. Arnold G. S., Peplinksi D. R. (1986). Reaction of high-velocity atomic oxygen with carbon. AIAA J., 24(4), 673-677.
- De Groh K. K., Banks B. A., Mccarthy C. E. (2008). MISSE 2 PEACE polymers atomic oxygen erosion experiment High Performance Polymers. *Int. Space Station J.*, 20(4-5), 388409.
- Lu Y., Shao Q., Yue H., Yang F., 2019: A review of the space environment effects on spacecraft in different orbits. *IEEE Access*, 7, 93473–93488.
- 17. Dennison J. R., Bruson J., Swaminathan P., Wesley N., Frederickson A. R. (2006). Method of high resistivity measurement related to spacecraft charging. *IEEE transaction on plasma society*, **34**(5), 2204 2218.
- Hasting D., Garrett H. (2004). Spacecraft Environment Interaction. Cambridge University press, Chapter 1, 1–11. ISBN 0-521-60756-6.
- Rana A., Abdulmajeed M. (2016). Tribocorrosion, advancesin tribology. Ed. Pranav H. Darji. IntechOpen. https://doi. org/10.5772/63657.
- Banks B. A., de Groh K. K., Backus J. A. (2008). Atomic Oxygen Erosion Yield Predictive Tool for Spacecraft Polymers in Low Earth Orbit. NASA/TM-215490.
- Banks B. A., Stueber T., Miller S. K., Groh K. K. (2017). Monte Carlo Computational Modeling of Atomic Oxygen Interactions. https://ntrs.nasa.gov/api/citations/20170006849/downloads/20170006849.pdf
- 22. Grossmann K. U., Vollmann K. (1997). Thermal infrared measurements in the middle and upper atmosphere. *Adv. Space Res.*, **19**, 631–638.
- Mlynczak M. G., Martin-Torres F. J., Johnson D. G., Kratz D. P., Traub W. A., Jucks K. (2004). Observations of the O (3 P) fine structure line at 63 mm in the upper mesosphere and lower thermosphere. *Geophys. Res. J.*, 109, A12306. doi:10.1029/2004JA010595.
- Mlynczak M. G., Hunt L. A., Mast J. C., Marshall B. T., J. M. R., Smith A. K., Siskind D. E., Yee J-H., Mertens C. J., Martin-Torres F. J., Thompson R. E., Drob D. P., Gordley L. L. (2013). Atomic oxygen in the mesosphere and lower thermosphere derived from SABER: Algorithm theoretical basis and measurement uncertainty. *Geophys. Res.: Atmospheres* J., 118(11), 5724–5735. https://doi.org/10.1002/jgrd.50401
- 25. Bourassa R. J., Gillis J. R. (1992). Atomic oxygen exposure of LDEF experiment trays. NASA Contractor Report.
- 26. Samaniego J. I., Wang X., Andersson L., Malaspina D., Ergun R. E., Horányi M. A. (2018). Investigation of coatings for Langmuir probes in an oxygen-rich space environment. *Geophys. Res.: Space Phys. J.*, **123**, 6054–6064. https://doi. org/10.1029/2018JA025563
- Samaniego J. I., Wang X., Andersson L., Malaspina D., Ergun R. E., Horányi M. A. (2019). Investigation of coatings for Langmuir probes: Effect of surface oxidation on photoemission characteristics. *Geophys. Res.: Space Phys. J.*, **124**, 2357– 2361. https://doi.org/10.1029/2018JA026127.
- Schumm G., Bonnell J. W., Wygant J. R., Mozer F. S. (2020). Calculation of the atomic oxygen fluence on the Van Allen Probes. *Geophys. Res.: Space Phys. J.*, 125, e2020JA027944. https://doi.org/10.1029/2020JA027944
- 29. Kleiman J., Iskanderova Z., Gudimenko Y., Horodetsky S. (2003). Atomic oxygen beam sources: a critical overview. *Materials in a Space Environment*, **540**, 313–324.
- 30. Goto A., Umeda K., Yukumatsu K., et al. (2021). Property changes in materials due to atomic oxygen in the low Earth orbit. *CEAS Space J.*, **13**, 415–432. https://doi.org/10.1007/s12567-021-00376-2
- Orient O. J., Chutjian A., Murad E. (1990). Collision of O-(2P) Ions and O (3P) Atoms with Surfaces. Materials Degradation in Low Earth Orbit (LEO). Eds V. Srinivasan and B. A. Banks. A Publication of TMS (Minerals, Metals, Materials), 87–95.
- Brinza D. E., Coulter D. R., Chung S. Y., Smith K. O., Moacanin J., Liang R. H. (1989). A Facility of Studies of Atomic Oxygen Interactions With 3rd Materials. *Proc. Int. SAMPLE Electronics Conf.*, 646–652.
- Cross J. B., Cremers D. A. (1986). High Kinetic Energy (1–10 eV) Laser Sustained Neutral Atom Beam Source. *NIMB13*, 658–662.
- Outlaw R. A. (1989). Producing essentialy pure beam of atomic oxygen by providing material which dissociates molecular oxygen and dissolves atomic oxygen into its bulk. US Patent, 4, 817–828.
- 35. Banks B. A., Rutledge S. K., Paulsen P. E., Stueber T. J. (1989). Simulation of the Low Earth Orbital Atomic Oxygen Interaction with Materials by Means of an Oxygen Ion Beam. *NASA TM-101971*.
- 36. Ferguson D. C. (1990). Atomic oxygen effects on refractory materials, materials degradation in Low Earth Orbit (LEO). *Annual Meeting of the Minerals, Metals, and Materials Society*, 97–105.
- 37. Caledonia G. E., Krech R. H. (1990). Studies of the interaction of 8 km/s oxygen atoms with selected materials. *Annual Meeting of the Minerals, Metals, and Materials Society*, 145–154.
- Cuthbertson J. W., Langer W. D., Motley R. W. (1991). Atomic oxygen beam source for erosion simulation. *Annual Meeting* of the Minerals, Metals, and Materials Society, 77–86.

- Tennyson R. C., Morison W. D. (1990). Atomic oxygen effects on spacecraft materials. Annual Meeting of the Minerals, Metals, and Materials Society, 59–76.
- Nikiforov A. P., Scurat V. E. (1993). Kinetics of polyimide etching by supersonic beams consisting of atomic and molecular oxygen mixtures. *Chemical Phys. Lett.*, 212(12), 43–49.
- 41. New Scientific Technologies in Industry. Encyclopedia. Chief ed. K. S. Kasayev (2000). Space Environment Effects on Spacecraft Materials and Equipment. Eds L. S. Novikov, M. I. Panasyuk. Moscow: Entsitech, 17 [in Russian].
- Finckenor M. M., Edwards D. L., Vaughn J., Schneider T. A., Hovater M. A., Hoppe D. T. (2002). Test and analysis capabilities of the space environment effects team at Marshall Space Flight Center. NASA/TP –2002-212076.
- Dooling D., Finckenor M. M. (1999). Material Selection Guidelines to Limit Atomic Oxygen Effects on Spacecraft Surfaces. NASA/TP-1999-0064119, 209–260.
- 44. Cuthbertson J. W., Langer W. D., Motley R. W. (1990). Atomic Oxygen Beam Source for Orbital Environments. *Materials & Manufacturing*, **5**(3), 387–396.
- 45. Krech R. H., Caledonia G. E. (1993). AO Experiments at PSI. Report PSI.
- Caledonia G. E., Krech R. H., Green B. D. (1987). A High Flux Source of Energetic Oxygen Atoms for Material Degradation Studies. *AIAA J.*, 25, 59–63.
- 47. Caledonia G. E., Krech R. H., Green B. D., Pirri A. N. (1990). US Patent Number 4,894,511, Jan. 16 1990.
- Cazaubon B., Paillous A., Siffre J., Thomas R. (1996). Five-Electron-Volt Atomic Oxygen Pulsed-beam Characterization by Quadrupolar Mass spectrometry. *Spacecraft and Rockets J.*, 33(6).
- Grossman E., Guzman I., Viel-Inguimbert V., Dinguirard M. (2003). Modification of 5 eV Atomic-Oxygen Laser Detonation Source. Spacecraft and Rockets J., 40(1), 110113.
- Zhang J. G., Donna J., Minton T. K. (2002). Reactive and inelastic scattering dynamic of hyperthermal oxygen atoms on a saturated hydrocarbon surface. *Chem. Phys. J.*, 17(13), 6239–6251.
- 51. Cross J. B., Spangler L. H., Hoffbauer M. A., Archuleta F. A. (1987). High intensity 5 eV CW laser sustained O-atom exposure facility for material degradation studies. *SAMPE Quarterly*, **18**(2), 41–47.
- Morison D., Tennyson R. C., French Y. B. (1988). *Microwave Oxygen Atom Beams Source*. Fourth European Symp. on Spacecraft Materials in Space Environment. CERT, Toulouse, France, 435–441.
- 53. Scurat V. E., Nikiforov A. P., Ternovoy A. I. (1994). *Investigations of reactions of thermal and fast atomic oxygen (up to 5 eV) with polymer films*. Proc. 6th Int. Symp. on Materials in a Space Environment, ESTEC, Noordwijk, The Netherlands, 183–187.
- 54. Vered R., Lempert G. D., Grossman E., Haruvy Y., Marom G., Singer L., Lifshitz Y. (1994). Atomic Oxygen Erosion on Teflon FEP and Kapton H by Oxygen from Different Sources: Atomic Force Microscopy and Complementary Studies. Proc. 6th Symp. on Materials in Space Environment. ESTEC, Noordwijk, The Netherlands, 175 179.
- Tagawa M., Kumiko Y., Nobuo O., Hiroshi K. (2000). Volume diffusion of atomic oxygen in.-SiO2 protective coating. *High Performance Polymers*, 12(1), 53–63.
- 56. Titov V. I., Solovyev G. G., Tarasov J. I., Chernik V. N., Naumov S. F., Demidov S. A., Kutlaliev A. I. (1991). «Complex-2» Low Earth Orbital Environment Simulation Faculty for Materials Durability Evaluation. Proc. 5<sup>th</sup> Int. Symp. on Spacecraft Materials in Space Environment. Cannes, 4345.
- 57. Chernik V. N. (1997). *Atomic Oxygen Simulation by Plasmadynamic Accelerator with Charge Exchange SP-399*. Proc. 7th Int. Symp. Materials in Space Environment. Toulouse, 237–241.
- 58. Danilichev P. V., Kudryavtsev N. N., Mazyar O. A., Smirnov N. V., Suhov A. M. (1993). Pulsed Source of Fast Molecular Flux on the Base of Electromagnetic Shock Tube. *Pribori i Tehnika Eksperimenta*, № 4, 151–155 [in Russian].
- Outlaw R. A., Davidson M. R. (1994). Small Ultrahigh vacuum compatible hyperthermal oxygen atom generator. J. Vac. Sci. Technol., 12(3), 854–860.
- Shively J., Miglionico C., Roybal R., King T., Robertson R., Baird J., Davis S., Stein C. (1997). Combined Effects of the Lower Earth Orbit Environment on polymeric materials. High temperature and environmental effects on polymeric composites. Vol. 2. ASTM STP1302, 223–242. DOI: 10.1520/STP11377S
- 61. Jia-nian S., Yan-fa H., Long-jiang Z., Meishuan L. (2001). The generation and control of high flux neutral atomic oxygen beam. *High Power Laser and particle Beams*, **13**(2), 228–232.
- 62. Sun G., Tong J., Li J. (1999). The deceleration and neutralization systems for microwave discharge atomic oxygen simulation. *Chinese Space Sci. and Technol.* (1000-758X), **19**(6), 5357.
- Wang J., Yu Z., Cai C., Li H., Zhang J. (1998). Coaxial atomic oxygen simulation facility and its properties. *Chinese Space Sci. and Technol.* (1000-758X), 18(5), 50–55.

Стаття надійшла до редакції	26.10.2022
Після доопрацювання	20.02.2023
Прийнято до друку	20.02.2023

Received 26.10.2022 Revised 20.02.2023 Accepted 20.02.2023

*В. М. Махмуд*<sup>1</sup>, керівник відділу E-mail: Wael.mohamed@egsa.gov.eg E-mail: Wael.mohamed@narss.sci.eg Д. Ельфікі<sup>2</sup>, керівник відділу E-mail: delfiky@narss.sci.eg С. М. Робаа<sup>3</sup>, професор E-mail: robaa@sci.cu.edu.eg E-mail: robaa@cu.edu.eg *М. С. Ельнававі*<sup>3</sup>, професор E-mail: msnawawy@sci.cu.edu.eg Ш. М.  $Юсе \phi^3$ , професор E-mail: Shahinazmostafa15@yahoo.com <sup>1</sup>Центр складання, інтеграції та тестування Єгипетського космічного агентства Каїр, Арабська Республіка Єгипет <sup>2</sup>Віллілення розробки супутникових систем, термоконтролю і космічного середовиша Національного управління з дистанційного зондування та наук про космос

Каїр, Арабська Республіка Єгипет

<sup>3</sup>Факультет метеорології, астрономії та космічного простору Каїрського університету Гіза, Арабська Республіка Єгипет

#### АТОМАРНИЙ КИСЕНЬ НА НИЗЬКИХ НАВКОЛОЗЕМНИХ ОРБІТАХ: РЕТРОСПЕКТИВНИЙ ОГЛЯД

У статті подано ретроспективний огляд досліджень атомарного кисню (AO) на низьких навколоземних орбітах (LEO). Космічний простір LEO є перешкодою для всіх супутників, які перебувають в ньому. Кілька його складових частин становлять велику небезпеку для матеріалів і підсистем супутників. Такі орбіти зручні для дистанційного зондування та експериментальних супутників. Для підтримки рівня працездатності космічних апаратів необхідно виконувати ретельні дослідження стану середовища LEO та його компонентів. АО, який є гіперактивним станом кисню, вважається одним із найнебезпечніших компонентів середовища LEO. Він може реагувати з багатьма матеріалами і тим самим змінювати фізичні, оптичні та механічні властивості, які впливають на функціональність супутника. Для підтримки супутника на його орбіті з певним запасом надійності потрібне зменшення агресивного впливу на нього екологічних компонентів LEO. Прогнозування впливу AO на матеріали, які будуть використовуватися в космосі, гарантує їхній правильний вибір. В роботі надаються деякі рекомендації щодо створення установок AO для тестування матеріалів, що піддаються агресивному впливу космічного середовища LEO.

*Ключові слова*: атомарний кисень (AO), низькі навколоземні орбіти (LEO), викиди корональної маси (CME), космічне середовище.

# Космічна й атмосферна фізика

Space and Atmospheric Physics

https://doi.org/10.15407/knit2023.02.045 УДК 551.51; 551.511.31

А. К. ФЕДОРЕНКО, старш. наук. співроб., канд. фіз.-мат. наук ORCID: 0000-0002-2327-9556
Е-mail: fedorenkoak@gmail.com
Ю. О. КЛИМЕНКО, старш. наук. співроб., канд. фіз.-мат. наук 720RCID: 0000-0003-3507-93
Е-mail: yurklim@gmail.com
О. К. ЧЕРЕМНИХ, зав. відділу, чл.-кор. НАН України ORCID: 0000-0001-6789-3382
Е-mail: oleg.cheremnykh@gmail.com
€. I. КРЮЧКОВ, старш. наук. співроб., канд. техн. наук ORCID: 0000-0002-9131-3277
Е-mail: kryuchkov.ye@gmail.com
I. Т. ЖУК, старш. наук. співроб., канд. фіз.-мат. наук
E-mail: zhukigor@gmail.com

Інститут космічних досліджень Національної академії наук України та Державного космічного агентства України Проспект Академіка Глушкова 40, к. 4/1, Київ-187, Україна, 03187

# ОСОБЛИВІ АКУСТИКО-ГРАВІТАЦІЙНІ ХВИЛЬОВІ МОДИ В ІЗОТЕРМІЧНІЙ АТМОСФЕРІ

Показано, що спектр акустико-гравітаційних хвиль в ізотермічній атмосфері включає чотири особливих еванесцентних моди. Ці моди є розв'язками системи гідродинамічних рівнянь для малих атмосферних збурень у припущенні, що одна з величин (горизонтальна або вертикальна складові швидкості частинок, флуктуації щільності чи температури) дорівнює нулю. Три з чотирьох вказаних мод (хвиля Лемба, коливання Брента — Вяйсяля та f-мода) є добре відомими, однак раніше вони отримувались з інших міркувань і розглядались як окремі розв'язки. Нещодавнє виявлення авторами роботи еванесцентної γ-моди дозволило показати, що всі чотири вказані моди утворюють певне сімейство особливих мод ізотермічної атмосфери. На спектральній діаграмі частота — хвильовий вектор є чотири дисперсійні криві особливих мод, на яких одна зі збурених величин дорівнює нулеві. Ці криві лежать в еванесцентній області спектру акустико-гравітаційних хвиль. Вони перетинаються одна з одною у п'яти точках. Показано, що у точках перетину особливі моди не можуть взаємодіяти. Поляризаційні співвідношення між двома збуреними величинами мають різний знак по обидва боки від особливих мод при експериментальному вивченні еванесцентного спектру АГХ. Проаналізовано можливість спостереження цих мод в атмосфері Землі та на Сонці за поляризаційними співвідношеннями.

Ключові слова: акустико-гравітаційна хвиля, специфічні еванесцентні хвильові моди, ізотермічна атмосфера.

Цитування: Федоренко А. К., Клименко Ю. О., Черемних О. К., Крючков Є. І., Жук І. Т. Особливі акустико-гравітаційні хвильові моди в ізотермічній атмосфері. *Космічна наука і технологія*. 2023. **29**, № 2 (141). С. 45—53. https://doi. org/10.15407/knit2023.02.045

© Видавець ВД «Академперіодика» НАН України, 2023. Стаття опублікована за умовами відкритого доступу за ліцензією СС ВУ-NC-ND license (https://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/)

## вступ

Теорія акустико-гравітаційних хвиль (АГХ) допускає існування в ізотермічній атмосфері неперервного спектру вільно поширюваних хвиль та горизонтальних (еванесцентних) хвиль. У фізиці планетних атмосфер основна увага зосереджується на вивченні вільно поширюваних під кутом до горизонтальної площини АГХ, які ефективно перерозподіляють енергію між різними висотними рівнями [8, 13, 14, 16]. Вільно поширювані АГХ спостерігаються на різних висотах атмосфери з використанням переважно дистанційних методів, а у верхній атмосфері — також за допомогою контактних супутникових вимірювань. Еванесцентні хвильові моди досліджено значно менше, переважно ці дослідження стосуються *f*-моди на Сонці [4, 10, 12, 15].

На відміну від вільно поширюваних акустико-гравітаційних хвиль, у еванесцентних збурень вертикальна складова хвильового вектора є чисто уявною величиною, яка визначає експоненційну зміну їхніх амплітуд з висотою [5]. Щоб уникнути збільшення енергії еванесцентних хвиль з висотою, для їхньої реалізації в атмосфері мають бути різкі висотні градієнти параметрів, наприклад, температури і щільності. В цьому випадку можна виконати умову зменшення енергії від висотного рівня поширення хвиль при певних обмеженнях на їхні спектральні властивості [3, 4].

В даній роботі показано можливість генерування в ізотермічній атмосфері чотирьох особливих мод в еванесцентній області спектра АГХ. Кожна з цих мод отримується у припущенні, що одна зі збурених величин дорівнює нулю: горизонтальна або вертикальна складові швидкості частинок, флуктуації температури чи щільності. Три з цих чотирьох мод — коливання Брента — Вяйсяля, хвиля Лемба і *f*-мода є добре відомими [7, 10, 11, 15]. Нещодавно було виявлено нову еванесцентну  $\gamma$ -моду [4]. Це дозволило розглянути вказані чотири моди з точки зору їхніх спільних властивостей і показати, що вони формують певне сімейство особливих мод ізотермічної атмосфери.

## ДИСПЕРСІЙНЕ РІВНЯННЯ АКУСТИКО-ГРАВІТАЦІЙНИХ ХВИЛЬ

В ізотермічній атмосфері лінійні хвильові збурення описуються відомою системою гідродинамічних рівнянь. Для малих збурень горизонтальної  $(V_x)$  і вертикальної  $(V_z)$  складових швидкості частинок, відносних флуктуацій щільності  $(\rho'/\rho_0)$ і температури  $(T'/T_0)$  ця система має вигляд [3, 8]

$$\frac{\partial V_x}{\partial t} + gH \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\rho'}{\rho_0} + \frac{T'}{T_0} \right) = 0 , \qquad (1)$$

$$\frac{\partial V_z}{\partial t} + gH \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{\rho'}{\rho_0} + \frac{T'}{T_0} \right) - g \frac{T'}{T_0} = 0 , \qquad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{\rho'}{\rho_0} \right) + \operatorname{div} \mathbf{V} - \frac{V_z}{H} = 0 , \qquad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{T'}{T_0} \right) + (\gamma - 1) \operatorname{div} \mathbf{V} = 0 .$$

Система (1) включає рівняння руху, теплового балансу та неперервності. Для спрощення розглянуто двовимірний випадок, де вісь z напрямлено вертикально вгору, а горизонтальна вісь xнапрямлена вздовж горизонтальної швидкості частинок. Рівняння (1) отримано для ізотермічної атмосфери, в якій фонова температура  $T_0 =$ = const, а щільність  $\rho_0$  змінюється з висотою за барометричними законом

$$\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \rho_0}{\partial z} = -\frac{1}{H} \, .$$

Тут  $H = kT_0 / mg$  — висота однорідної атмосфери, k — стала Больцмана, m — маса частинки атмосферного газу, g — прискорення вільного падіння,  $\gamma$  — показник адіабати.

Будемо шукати розв'язок системи (1) у вигляді:  $T'/T_0, \rho'/\rho_0, V_x, V_z \sim \exp(az) \exp[i(\omega t - k_x x)]$ . (2) Тут  $\omega$  — частота хвилі,  $k_x$  — горизонтальна складова хвильового вектора, a — стала величина, яка визначає зміну амплітуди збурень з висотою.

Після підстановки розв'язку (2) у систему (1) отримаємо таку систему рівнянь:

$$\begin{split} &i\omega V_{x} - ik_{x}gH[(\rho'/\rho_{0}) + (T'/T)] = 0,\\ &i\omega V_{z} + agH(\rho'/\rho_{0}) + (aH-1)g(T'/T_{0}) = 0,\\ &i\omega(T'/T_{0}) + (\gamma-1)aV_{z} - ik_{x}(\gamma-1)V_{x} = 0,\\ &i\omega(\rho'/\rho) - ik_{x}V_{x} + [a - (1/H)]V_{z} = 0. \end{split}$$

З умови рівності нулю визначника системи (3) випливає дисперсійне рівняння АГХ:

$$a^{2} - \frac{a}{H} + k_{x}^{2} \left( \frac{N^{2}}{\omega^{2}} - 1 \right) + \frac{\omega^{2}}{c_{s}^{2}} = 0.$$
 (4)

Звідси для величини а отримаємо

$$a = \frac{1}{2H} \pm \left[\frac{1}{4H^2} + k_x^2 \left(1 - \frac{N^2}{\omega^2}\right) - \frac{\omega^2}{c_s^2}\right]^{1/2}.$$
 (5)

Тут  $N^2 = g(\gamma - 1)/\gamma H$  — квадрат частоти Брента — Вяйсяля (БВ),  $c_s^2 = \gamma g H$  — квадрат швидкості звуку.

Система (1) описує два типи збурень, які відрізняються характером поширення в атмосфері. Перший тип — це вільно поширювані під кутом до горизонтальної площини акустичні та гравітаційні хвилі. Другий тип — горизонтально поширювані (еванесцентні) акустико-гравітаційні хвилі. Характер поширення хвиль визначається знаком підкореневого виразу в рівнянні (5). Якщо підкореневий вираз у (5) від'ємний, тоді *а* є комплексною величиною:  $a = (1/2H) \pm ik_{z}$ , де  $k_{z}$  — вертикальна складова хвильового вектора. Тут дійсна частина а визначає зміну амплітуди з висотою. Різні знаки перед  $k_z$  вказують на напрямок поширення хвиль по вертикалі (вгору або вниз). Підстановка цього значення а в дисперсійне рівняння (4) дає відоме дисперсійне рівняння для вільно поширюваних АГХ, спектр яких включає акустичні хвилі з частотами  $\omega > c_{c}/2H$  і гравітаційні хвилі з  $\omega < N$  [8]. Для додатних значень підкореневого виразу у (5)  $a = (1/2H) \pm \kappa$ , де к є дійсною величиною. В цьому випадку немає хвильового розв'язку по вертикальній координаті, тобто хвиля поширюється горизонтально. Відмітимо, що одній і тій же дисперсії відповідають два еванесцентних розв'язки, які відрізняються різними знаками перед к. Один з них є еванесцентною «модою», а інший — «псевдомодою» [4].

#### ОСОБЛИВІ ЕВАНЕСЦЕНТНІ ХВИЛЬОВІ МОДИ

Розв'язки у вигляді особливих мод випливають із системи гідродинамічних рівнянь при накладанні певних умов на властивості збурень [4, 5]. Покажемо, що система (1) містить чотири особливих розв'язки, які отримуються шляхом при-





**Рис. 1.** Дисперсійні залежності  $\omega(k_x)$  еванесцентних хвильових мод: крива 1 — залежність  $\omega = \sqrt{k_x g}$ , крива 2 —  $\omega = \sqrt{k_x g(\gamma - 1)}$ , пряма  $3 - \omega = N$ , крива  $4 - \omega = k_x c_s$ . Штрихові криві — границі акустичної та гравітаційної областей вільно поширюваних АГХ [4]

рівнювання до нуля однієї зі збурених величин: T',  $\rho'$ ,  $V_x$  або  $V_z$ . Ця умова одразу призводить до еванесцентних рішень і виключає можливість вільного поширення АГХ. Процедуру отримання вказаних мод описано нижче у Додатку. Поклавши  $V_x = 0$ , ми отримуємо розв'язок у вигляді коливань Брента — Вяйсяля:  $\omega^2 = N^2$ ,  $a = 1/\gamma H$  [7]. Якщо  $V_z = 0$ , тоді ми отримаємо хвилю Лемба:  $\omega^2 = k_x^2 c_s^2$ ,  $a = (\gamma - 1)/\gamma H$  [11]. Умова T' = 0 призводить до *f*-моди з  $\omega^2 = k_x g$ ,  $a = k_x$ . Для  $\rho' = 0$ із системи (1) випливає  $\gamma$ -мода:  $\omega^2 = k_x g(\gamma - 1)$ ,  $a = (1/H) - k_x$ .

Дисперсійні криві особливих еванесцентних мод показано на спектральній діаграмі рис. 1 [4], а їхні основні властивості узагальнено в табл. 1. Як випливає з (3) і Додатка, прирівнювання до нуля однієї зі збурених величин (T',  $\rho'$ ,  $V_x$ ,  $V_z$ ) одразу дає однозначний зв'язок між парою інших збурень. Якщо покласти рівною нулеві одну з термодинамічних флуктуацій, отримаємо зв'язок певного виду між складовими швидкості. Так, при T' = 0 отримаємо  $V_z = iV_x$ , а при  $\rho' = 0$  маємо  $V_x = iV_z$ . Поклавши рівною нулеві одну з кінематичних величин ( $V_x = 0$  або  $V_z = 0$ ), одразу фіксуємо зв'язок певного виду для термодинамічних флуктуацій. При  $V_x = 0$  маємо ( $\rho'/\rho_0$ ) =  $-(T'/T_0)$ , при  $V_z = 0$  отримаємо

 $(T'/T_0) = (\gamma - 1)(\rho'/\rho_0)$ . Відмітимо, що вказані зв'язки не залежать від спектральних властивостей хвиль.

Згідно з рис. 1, дисперсійні криві особливих мод мають п'ять точок перетину одна з одною. Крім того, дві з цих кривих дотикаються до областей вільного поширення АГХ: *f*-мода торкається в одній точці до акустичної області, а у-мода торкається гравітаційної області неперервного спектру АГХ. У зв'язку з цим виникає логічне запитання щодо можливої взаємодії особливих мод в точках перетину. В роботі [13] зроблено висновок, що *f*-мода не взаємодіє з хвилею Лемба в точці перетину їхніх дисперсійних кривих через різну поляризацію. Як випливає з табл. 1, всі чотири розглянуті особливі моди мають різні поляризації, а також різні залежності амплітуд від висоти. Тому вони не можуть взаємодіяти в точках перетину. Є й інше пояснення неможливості такої взаємодії, яке безпосередньо випливає із системи (1). Оскільки одна зі збурених величин  $(T', \rho', V_x \text{ або } V_z)$  дорівнює нулю на одній із чотирьох дисперсійних кривих, тоді в точці їхнього перетину одразу дві збурені величини повинні бути одночасно нульовими. При цьому кожне рівняння системи (1) містить тільки три величини. Тому вимога одночасної рівності нулю двох збурених величин автоматично означає, що і решта збурених величин дорівнюють нулю.

У теорії АГХ частіше використовується система рівнянь виду (1), в якій замість рівняння для флуктуацій температури T'/T<sub>0</sub> використовується рівняння для збурень тиску  $p'/p_0$ . Оскільки для ідеального атмосферного газу  $p'/p_0 =$  $= (T'/T_0) + (\rho'/\rho_0)$ , рівняння для флуктуацій тиску легко отримати, додавши третє і четверте рівняння системи (1). Для ідеального газу з першого рівняння системи (1) також випливає  $p' = \rho_0(\omega/k_x)V_x$ . Тобто умова  $V_x = 0$  автоматично означає і p' = 0. Якщо використовувати в системі (1) рівняння для збурень тиску, тоді отримання рішень у вигляді *f*-моди (T' = 0) є не таким наочним. Використання в системі (1) разом з двома кінематичними величинами  $V_z$  і  $V_x$ саме термодинамічних флуктуацій ρ' і Т' дозволяє отримати чотири особливих еванесцентних моди у найбільш зручний спосіб.

Поляризаційні співвідношення особливих еванесцентних мод наведено в табл. 1. Загальні особливості поляризації цих хвиль можна зрозуміти з простих енергетичних міркувань. Оскільки еванесцентні хвилі поширюються горизонтально, передачі енергії у вертикальному напрямку не відбувається. Як наслідок, середній за період вертикальний потік хвильової енергії  $\overline{F}_z = \langle p' \cdot \mathbf{V} \rangle_z = 0$ , а також середній потік вертикального імпульсу  $\overline{P}_z = \langle p' \cdot \mathbf{V} \rangle_z = 0$ . Із цих енергетичних умов випливають обмеження на поляриза-

Властивості	Бездивергентна (f-мода)	Непружна (ү-мода)	Коливання Брента — Вяйсяля	Хвиля Лемба
Умова отри- мання	$T' = 0$ $\operatorname{div} \mathbf{V} = 0$	$\rho' = 0$ $div(\rho_0 \mathbf{V}) = 0$	$V_x = 0$	$V_z = 0$
Дисперсія	$\omega^2 = k_x g$	$\omega^2 = k_x g(\gamma - 1)$	$\omega^2 = g(\gamma - 1) / \gamma H = N^2$	$\omega^2 = k_x^2 c_s^2$
Вертикальний профіль амплі- тули	$a = k_x$	$a = \frac{1}{H} - k_x$	$a = \frac{1}{\gamma H}$	$a = \frac{1}{H} - \frac{1}{\gamma H}$
Поляризація	$V_x = \frac{k_x}{\omega} g H \frac{\rho'}{\rho_0}$	$V_x = \frac{k_x}{\omega} g H \frac{T'}{T_0}$	$\frac{\rho'}{\rho_0} = -i\frac{\gamma - 1}{\gamma H}\frac{V_z}{\omega}$	$\frac{\rho'}{\rho_0} = \frac{k_x}{\omega} V_x$
	$V_z = i\omega H \frac{\rho'}{\rho_0}$	$V_z = -i\frac{\omega H}{(\gamma - 1)}\frac{T'}{T_0}$	$V_z = -i\frac{g}{\omega}\frac{T'}{T_0}$	$\frac{T'}{T_0} = \frac{k_x}{\omega} (\gamma - 1) V_x$
	$V_z = iV_x$	$V_x = iV_z$	$\frac{\rho'}{\rho_0} = -\frac{T'}{T_0}$	$\frac{T'}{T_0} = (\gamma - 1)\frac{\rho'}{\rho_0}$

Таблиця 1. Характеристики особливих еванесцентних мод в ізотермічній атмосфері

ційні співвідношення еванесцентних хвиль. Оскільки  $p' = \rho_0(\omega/k_x)V_x$ , то умова  $\overline{F}_z = 0$  означає, що коливання вертикальної і горизонтальної складових швидкості мають зсув фаз  $\pm \pi/2$  в еванесцентних хвилях. Відхилення від цього зсуву фаз означає наявність переносу енергії у вертикальному напрямку.

Для вільно поширюваних АГХ зсув фаз між коливаннями вертикальної та горизонтальної складових швидкості залежить від спектральних властивостей хвиль і може змінюватись в інтервалі  $(0, \pm \pi/2)$  [8]. Такі АГХ вільно поширюються під кутом до горизонтальної площини, переносячи енергію у вертикальному напрямку. Слід відмітити, що вертикальний потік хвильової енергії має виражений максимум при деяких спектральних параметрах [1]. Тобто, є АГХ з певними спектральними властивостями, які переносять енергію між різними висотними рівнями атмосфери найбільш ефективно.

Оскільки коливання  $V_x$  і  $V_z$  для еванесцентних хвиль зміщені по фазі на  $\pm \pi/2$ , то величина div $\mathbf{V} = (\partial V_x / \partial x) + (\partial V_z / \partial z) = -ik_x V_x + aV_z \sim V_z$ для дійсного значення a. Тоді з третього і четвертого рівнянь системи (1) випливає, що флуктуації T' і  $\rho'$  також зміщені по фазі на  $\pm \pi/2$  відносно  $V_z$ . Це узгоджується з умовою  $\overline{P}_z = 0$ . Згідно з даними супутникових спостережень, для АГХ у полярних областях на висотах термосфери коливання між флуктуаціями  $\rho'$  і  $V_z$  відбувається приблизно у фазі [2]. Це одразу виключає горизонтальне поширення хвиль, оскільки вказує на ефективне перенесення імпульсу у вертикальному напрямку.

#### СПОСТЕРЕЖУВАНІ ОСОБЛИВОСТІ ЕВАНЕСЦЕНТНИХ МОД

При аналізі спостережень хвильових флуктуацій атмосфери важливо ідентифікувати тип збурення. Відрізнити вільно поширювані АГХ від еванесцентних хвиль можна на основі аналізу поляризації збурених величин. Поляризаційні співвідношення АГХ загального виду безпосередньо випливають із системи (3):

$$V_{x} = i V_{z} k_{x} c_{s}^{2} (a - 1/\gamma H) / (\omega^{2} - k_{x}^{2} c_{s}^{2}), \qquad (6)$$

$$p'/p_0 = iV_z \gamma \omega (a - 1/\gamma H) / (\omega^2 - k_x^2 c_s^2), \qquad (7)$$

ISSN 1561-8889. Космічна наука і технологія. 2023. Т. 29. № 2

$$T'/T_{0} = iV_{z}(\gamma - 1)(a\omega^{2} - k_{x}^{2}g)/\omega(\omega^{2} - k_{x}^{2}c_{s}^{2}), \quad (8)$$
  
$$\rho'/\rho_{0} = iV_{z}(k_{x}^{2}g(\gamma - 1) + \omega^{2}(a - 1/H))/\omega(\omega^{2} - k_{x}^{2}c_{s}^{2}). \quad (9)$$

Тут всі збурені величини для зручності виражено через складову вертикальної швидкості  $V_{z}$ . Як випливає з виразів (6)—(9), в еванесцентних хвилях з дійсним значенням величини а зсуви фаз між окремими збуреними величинами не залежать від спектральних властивостей. Для вільно поширюваних АГХ фазові зсуви між різними флуктуаціями змінюються монотонно на всій спектральній площині  $\omega(k_{x})$ . Водночас в еванесцентному спектрі наявні розриви фаз на дисперсійних кривих особливих мод, що можна використовувати для їхньої експериментальної діагностики. Дисперсійні співвідношення загального виду (6)—(9) мають невизначеності. Для співвідношень, записаних відносно складової V<sub>z</sub>, ця невизначеність проявляється на дисперсійній кривій Лемба, на якій  $V_{r} = 0$ . Виражаючи поляризаційні співвідношення через будь-яку зі збурених величин, отримаємо невизначеність на тій дисперсійній кривій, яка відповідає нульовому значенню цієї величини. Щоб визначити поляризацію особливих мод, спочатку слід прирівняти до нуля відповідну складову збурення в системі (3). Тоді отримані поляризаційні співвідношення не містять невизначеностей (див. табл. 1 і Додаток).

Той факт, що на дисперсійних кривих особливих еванесцентних мод одна зі збурених величин  $(T', \rho', V_x, V_z)$  дорівнює нулю, є важливим для інтерпретації еванесцентного спектру АГХ. На чотирьох дисперсійних кривих особливих мод:  $\omega^2 = N^2$  (коливання БВ),  $\omega^2 = k_x^2 c_s^2$  (хвиля Лемба),  $\omega^2 = k_x g$  (*f*-мода) і  $\omega^2 = k_x g(\gamma - 1)$  (γ-мода) має спостерігатися зміна знаку у поляризаційних співвідношеннях, або стрибок різниці фаз на  $\pm \pi$ між парою збурених величин, якщо одна з них дорівнює нулю на кривій. Для моди Лемба повинен спостерігатися стрибок фази від  $+\pi/2$  to  $-\pi/2$  (або навпаки) між парами збурених величин  $V_x - V_z$ ,  $p' - V_z$ ,  $T' - V_z$ ,  $\rho' - V_z$  при перетині прямої  $\omega = k_x c_s$ . Фактично хвиля Лемба з  $V_z = 0$ «невидима» у спектрі вертикальної швидкості, *f*-мода не спостерігається у спектрі T' = 0 і т. д.

У зв'язку з цим при експериментальних дослідженнях різних типів еванесцентних хвиль важливим є вибір спостережуваних параметрів. В еванесцентному спектрі АГХ на Сонці зазвичай аналізуються фазові зсуви між флуктуаціями інтенсивності окремих спектральних ліній і вертикальної швидкості *I*-V<sub>2</sub> [6, 9]. Якщо припустити, що флуктуації інтенсивності спектральних ліній пропорційні змінам температури, тоді зсув фази  $T' - V_z$  буде змінюватися стрибком по обидва боки від дисперсійної кривої *f*-моди  $\omega^2 = k_x g$ (T'=0), а також при перетині моди Лемба  $\omega = k_{x}c_{s}$  ( $V_{z} = 0$ ). Однак спостереження хвильових флуктуацій на Сонці вказують на деяку неузгодженість з цими теоретичними уявленнями, особливо в низькочастотній ділянці еванесцентного спектру [6]. Ці розбіжності не вдалося пояснити врахуванням ефектів переносу в сонячній атмосфері [6, 9]. Можливо, що в цих спостереженнях слід врахувати залежність інтенсивності спектральних ліній не тільки від температури, а й від концентрації випромінюючих частинок. У такому випадку стрибок фази  $T' - V_z$  буде спостерігатися при перетині дисперсійної кривої *f*-моди  $\omega^2 = k_x g$ , а стрибок фази  $\rho' - V_z$  — при перетині кривої у-моди  $\omega^2 = k_x g(\gamma - 1)$ . Тобто, обидві ці особливості можуть відображатися у фазових зсувах  $I - V_z$ , що ускладнює аналіз діагностичної діаграми  $\omega(k_r)$ .

Можливість спостереження  $\gamma$ -моди в еванесцентному спектрі Сонця становить особливий інтерес, оскільки цю моду було виявлено тільки нещодавно [4]. За експериментальний індикатор  $\gamma$ -моди можна вважати умову  $\rho'=0$ , що виконується на її дисперсійній кривій  $\omega^2 = k_x g(\gamma - 1)$ . Проте є деякі обмеження, які можуть ускладнити спостереження  $\gamma$ -моди на Сонці. Для еванесцентних мод на Сонці потрібно забезпечити падіння хвильової енергії в напрямку вгору:

$$E \sim \rho_0(z)(V_x^2 + V_z^2) \rightarrow 0$$
 при  $z \rightarrow +\infty$ .

Для *f*-моди з вертикальною залежністю амплітуди  $a = k_x$ , щільність енергії

$$E_f \sim \exp\left(2k_x - \frac{1}{H}\right)z \to 0$$

при  $z \rightarrow +\infty$ , якщо  $k_r < 1/2H$ .

Для  $\gamma$ -моди з  $a = (1/H) - k_x$  щільність енергії

$$E_{\gamma} \sim \exp\left(2\left(\frac{1}{H}-k_{x}\right)-\frac{1}{H}\right)z = \exp\left(\frac{1}{H}-2k_{x}\right)z \to 0$$

при  $z \to +\infty$ , якщо  $k_x > 1/2H$ . Приймемо на рівні фотосфери  $H_0 \approx 150$  км. Тоді просторовий масштаб  $k_x = 1/2H_0$ , який відділяє зростаючі по енергії розв'язки від спадних, для *f*- та  $\gamma$ -мод становить близько 1900 км. Цей масштаб є близьким до розмірів фотосферних гранул (~1500...2000 км). Тому спостереження спадних по енергії розв'язків для  $\gamma$ -моди ускладнюються грануляцією сонячної поверхні. Водночас спадні по енергії вгору розв'язки у вигляді *f*-моди припадають на масштаб  $k_x < 1/2H_0$ , і тому реєструються у сонячній фотосфері на фоні грануляції.

## *додаток*. отримання розв'язків у вигляді особливих еванесцентних мод

*Коливання Брента* — *Вяйсяля*. Покладемо в системі (3)  $V_x = 0$ :

$$\begin{split} &i\omega V_z - g(T'/T_0) = 0 ,\\ &i\omega(T'/T_0) + (\gamma - 1)aV_z = 0 ,\\ &i\omega(\rho'/\rho_0) + [a - (1/H)]V_z = 0 . \end{split} \tag{D1}$$

Як видно з першого рівняння системи (3), умова  $V_x = 0$  еквівалентна наявності зв'язку між флуктуаціями щільності і температури виду  $(\rho'/\rho_0) = -(T'/T_0)$ . Використовуючи цей зв'язок, у третьому рівнянні (Д1) можна виключити  $\rho'/\rho_0$ . Потім додавши друге і третє рівняння, визначити величину  $a = 1/\gamma H$ . Також після деяких нескладних перетворень отримаємо дисперсію коливань БВ  $\omega^2 = N^2$ , а також поляризаційні співвідношення, показані в табл. 1. Відмітимо, що протифазність флуктуацій щільності і температури означає, що в коливаннях Брента — Вяйсяля відсутні хвильові збурення тиску p' = 0.

**Хвиля Лемба.** Поклавши в (3)  $V_z = 0$ , отримаємо:

$$\begin{split} &i\omega V_{x} - ik_{x}gH[(\rho'/\rho_{0}) + (T'/T_{0})] = 0, \\ &i\omega(T'/T_{0}) - ik_{x}(\gamma - 1)V_{x} = 0, \\ &i\omega(\rho'/\rho_{0}) - ik_{x}V_{x} = 0. \end{split} \tag{D2}$$

З умови рівності нулю визначника системи (Д2) одразу випливає дисперсійне рівняння для моди Лемба  $\omega^2 = k_x^2 c_s^2$ . З другого рівняння системи (3) видно, що умова  $V_z = 0$  одразу дає зв'язок

між флуктуаціями термодинамічних параметрів виду ( $\rho'/\rho_0$ ) + ( $T'/T_0$ ) = (1/aH)( $T'/T_0$ ). Враховуючи цей зв'язок, можна виключити  $\rho'/\rho_0$ в рівняннях (Д2). Потім після нескладних перетворень отримаємо для хвилі Лемба вертикальну залежність амплітуди  $a = (\gamma - 1)/(\gamma H)$  та поляризаційні зв'язки, показані в табл. 1.

*f-мода*. При T' = 0 із системи (3) випливає:

$$i\omega V_{x} - ik_{x}gH(\rho'/\rho_{0}) = 0,$$
  

$$i\omega V_{z} + agH(\rho'/\rho_{0}) = 0,$$
  

$$i\omega(\rho'/\rho_{0}) - ik_{x}V_{x} + [a - (1/H)]V_{z} = 0.$$
  
(Д3)

Умова T' = 0 означає одночасно і div $\mathbf{V} = 0$ , як це видно з (1). Відмітимо, що *f*-моду раніше отримали саме з умови div $\mathbf{V} = 0$ , тому її також називають бездивергентною модою [4, 10]. Для *f*-моди зв'язок між складовими швидкості випливає з умови div $\mathbf{V} = -ik_xV_x + aV_z = 0$ . Виключивши з системи (ДЗ) складову  $V_x$ , легко отримати дисперсію  $\omega^2 = k_x g$ , висотну залежність амплітуди  $a = k_x$  та поляризаційні співвідношення для *f*-моди.

*γ-мода*. З умови  $\rho' = 0$  із системи (3) отримаємо

 $i\omega V_x - ik_x gH(T'/T_0) = 0 ,$ 

 $i\omega V_z + (aH-1)g(T'/T_0) = 0$ , (Д4)

 $i\omega(T'/T_0) + (\gamma - 1)aV_z - ik_x(\gamma - 1)V_x = 0$ .

Як видно із системи рівнянь (1), умова  $\rho'/\rho_0 = 0$ означає і одночасне виконання іншої умови div $(\rho_0 \mathbf{V}) = 0$ . Звідси випливає одразу зв'язок між складовими швидкості  $ik_x V_x = [a - (1/H)]V_z$ . За допомогою цього зв'язку виключимо з системи (Д4) складову  $V_x$ , після чого знайдемо для  $\gamma$ -моди:  $a = (1/H) - k_x$ ,  $\omega^2 = (\gamma - 1)k_x g$ . Цю моду можна також отримати з умови div $(\rho_0 \mathbf{V}) = 0$ , тому вона ще називається непружною модою [4].

### ВИСНОВКИ

Показано, що в ізотермічній атмосфері можуть реалізуватися чотири особливих акустико-гравітаційних хвильових моди. Ці моди можна отримати як розв'язки системи гідродинамічних рівнянь (1) за умови, що одна зі збурених величин:  $V_x$ ,  $V_z$ ,  $\rho'$  або T' дорівнює нулю. Кожна з цих умов одразу призводить до еванесцентних хвильових рішень, виключаючи можливість вільно-

го поширення АГХ. Три з цих мод були відомі давно. Вони були отримані у припущенні різних обмежень на складові збурень швидкості частинок: коливання БВ ( $V_x = 0$ )  $\omega^2 = N^2$ , хвилі Лемба ( $V_z = 0$ )  $\omega^2 = k_x^2 c_s^2$ , *f*-мода (div $\mathbf{V} = 0$ )  $\omega^2 = k_x g$ . Нещодавно виявлену γ-моду  $\omega^2 = k_x g(\gamma - 1)$ можна отримати або з умови на складові швидкості div( $\rho_0 \mathbf{V}$ ) = 0, або з умови на складові швидцієї моди дозволило об'єднати всі названі чотири моди у сімейство особливих мод за однотипним способом отримання і рядом властивостей.

Властивості особливих мод зручно аналізувати за допомогою діагностичної діаграми  $\omega(k_x)$ . В еванесцентній області спектру АГХ є чотири особливі дисперсійні криві, на яких одна зі збурених величин, T',  $\rho'$ ,  $V_x$  чи  $V_z$  дорівнює нулю. Дисперсійні криві особливих мод перетинаються одна з одною у п'яти точках. Показано, що ці моди не можуть взаємодіяти в точках перетину. Неможливість цієї взаємодії обумовлена різною поляризацією мод, а також випливає безпосередньо із системи рівнянь.

При експериментальних дослідженнях різних типів мод важливим є вибір спостережуваних величин. Фактично  $\gamma$ -мода  $\omega^2 = k_{x}g(\gamma - 1)$  є «невидимою» у флуктуаціях  $\rho'$ , *f*-мода  $\omega^2 = k_x g - y$ змінах T', коливання БВ  $\omega^2 = N^2 - y$  горизонтальній швидкості  $V_x$ , а хвиля Лемба  $\omega^2 = k_x^2 c_x^2$  у вертикальній швидкості V<sub>2</sub>. Для різних комбінацій пар збурених величин фазові зсуви змінюються стрибком на величину  $\pi$  на особливих дисперсійних кривих, якщо одна з величин на цій кривій дорівнює нулю. Фактично поляризаційні співвідношення між двома збуреними величинами мають різний знак по обидва боки від особливої кривої. Цю властивість особливих мод можна використовувати для їхньої ідентифікації у спостереженнях, зокрема при аналізі еванесцентного спектру АГХ на Сонці.

Роботу виконано за підтримки Національного фонду досліджень України, проєкт 2020.02/0015 «Теоретичні та експериментальні дослідження глобальних збурень природного і техногенного походження в системі Земля — атмосфера — іоносфера» та часткової підтримки Цільової комплексної програми НАН України з наукових космічних досліджень на 2018—2022 роки.

#### ЛІТЕРАТУРА

- 1. Крючков Е. И., Федоренко А. К. Особенности переноса энергии в атмосфере акустико-гравитационными волнами. *Геомаенетизм и аэрономия*. 2012. **52**, № 2. С. 251—257.
- 2. Федоренко А. К., Захаров І. В. Специфічний коливальний режим у полярній термосфері. Космічна наука і технологія. 2012. 18, № 2. С. 26—32. doi.org/10.15407/knit2012.02.026
- 3. Федоренко А. К., Крючков Є. І., Черемних О. К., Мельничук С. В., Жук І. Т. Властивості акустико-гравітаційних хвиль на межі двох ізотермічних середовищ. *Кінематика і фізика небес. тіл.* 2022. **38**, № 6. С. 79—95. https://doi. org/10.15407/kfnt2020.04.015.
- 4. Cheremnykh O. K., Fedorenko A. K., Kryuchkov E. I., Selivanov Y. A. Evanescent acoustic-gravity modes in the isothermal atmosphere: systematization, applications to the Earth's and Solar atmospheres. *Ann. Geophys.* 2019. **37**, № 3. P. 405–415.
- Cheremnykh O. K., Fedorenko A. K., Selivanov Y. A., Cheremnykh S. O. Continuous spectrum of evanescent acousticgravity waves in an isothermal atmosphere. *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 2021. 503, № 4. P. 5545–5553. DOI:10.1093/ mnras/st.ab845.
- 6. Deubner F.-L., Fleck D., Marmolino C., Severino G. Dynamics of the solar atmosphere. IV. Evanescent waves of small amplitude. *Astron. and Astrophys.* 1990. 236. P. 509–514.
- 7. Gossard E., Hooke W. Waves in the Atmosphere: Atmospheric Infrasound and Gravity Waves: Their Generation and Propagation. Elsevier Scientific Publishing Company, 1975. 456 p.
- 8. Hines C. O. Internal gravity waves at ionospheric heights. *Can. J. Phys.* 1960. **38**. P. 1441–1481.
- Ichimoto K., Hamana S., Kumagai K., Sakurai T., Hiei E. *Phase relation between velocities and temperature fluctuations of the solar 5-minute oscillation*. Progress of Seismology of the Sun and Stars. Lecture Notes in Physics. Eds Y. Osaki, H. Shibahashi. Berlin, Heidelberg: ,Springer, 1990. 367. doi.org/10.1007/3-540-53091-6\_82.
- 10. Jones W. L. Non-divergent oscillations in the Solar atmosphere. Solar Phys. 1969. 7. P. 204–209.
- 11. Lamb H. Hydrodynamics. New York: Dover, 1932. 362 p.
- 12. Roy A., Roy S., Misra A. P. Dynamical properties of acoustic-gravity waves in the atmosphere. J. Atmos. and Solar-Terr. Phys. 2019. 186. P. 78-81.
- 13. Tolstoy I. The theory of waves in stratified fluids including the effects oh gravity and rotation. *Rev. Modern Phys.* 1963. 35, № 1. P. 207 230.
- Vadas S. L., Fritts M. J. Thermospheric responses to gravity waves: Influences of increasing viscosity and thermal diffusivity. J. Geophys. Res. 2005. 110. D15103. doi:10.1029/2004JD005574.
- 15. Waltercheid R. L., Hecht J. H. A reexamination of evanescent acoustic-gravity waves: Special properties and aeronomical significance. *J. Geophys. Res.* 2003. **108**, D11. 4340. doi:10.1029/2002JD002421.
- Zhang S. D., Yi F. A numerical study of propagation characteristics of gravity wave packets propagating in a dissipative atmosphere. J. Geophys. Res. 2002. 107, D14. P. 1–9.

#### REFERENCES

- Kryuchkov E. I., Fedorenko A. K. (2012). Peculiarities of energy transport in the atmosphere by acoustic gravity waves. *Geomagn. Aeron.*, 52, 251–257. doi.org/10.1134/S0016793212010057.
- 2. Fedorenko A. K., Zakharov I. V. (2012). Specific oscillatory mode in the polar thermosphere. *Kosm. nauka tehnol.*, 18, № 2, 26–32. doi.org/10.15407/knit2012.02.026.
- 3. Fedorenko A. K., Kryuchkov E. I., Cheremnykh O. K., Melnychuk S. V., Zhuk I. T. (2022). Properties of acoustic-gravity waves at the boundary of two isothermal media. *Kinematika i Fizika Nebes. Tel*, **38**, № 6, 79–95. https://doi.org/10.15407 / kfnt2020.04.015.
- 4. Cheremnykh O. K., Fedorenko A. K., Kryuchkov E. I., Selivanov Y. A. (2019). Evanescent acoustic-gravity modes in the isothermal atmosphere: systematization, applications to the Earth's and Solar atmospheres. *Ann. Geophys.*, **37**, № 3, 405–415.
- Cheremnykh O. K., Fedorenko A. K., Selivanov Y. A., Cheremnykh S. O. (2021). Continuous spectrum of evanescent acoustic-gravity waves in an isothermal atmosphere. *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 503, № 4, 5545–5553. DOI:10.1093/ mnras/st.ab845.
- 6. Deubner F.-L., Fleck D., Marmolino C., Severino G. (1990). Dynamics of the solar atmosphere. IV. Evanescent waves of small amplitude. *Astron. and Astrophys.*, **236**, 509–514.
- 7. Gossard E., Hooke W. (1975). Waves in the Atmosphere: Atmospheric Infrasound and Gravity Waves: Their Generation and Propagation. Elsevier Scientific Publishing Company, 456 p.
- 8. Hines C. O. (1960). Internal gravity waves at ionospheric heights. Can. J. Phys., 38, 1441-1481.
- Ichimoto K., Hamana S., Kumagai K., Sakurai T., Hiei E. (1990). *Phase relation between velocities and temperature fluctuations of the solar 5-minute oscillation*. Progress of Seismology of the Sun and Stars. Lecture Notes in Physics. Eds Y. Osaki, H. Shibahashi. 367.Berlin, Heidelberg, Springer. doi.org/10.1007/3-540-53091-6\_82.

- 10. Jones W. L. (1969). Non-divergent oscillations in the Solar Atmosphere. Solar Phys., 7, 204–209.
- 11. Lamb H. (1932). Hydrodynamics. Dover, New York, 362 p.
- 12. Roy A., Roy S., Misra A. P. (2019). Dynamical properties of acoustic-gravity waves in the atmosphere. J. Atmos. and Solar-Terr. Phys., 186, 78-81.
- 13. Tolstoy I. (1963). The theory of waves in stratified fluids including the effects on gravity and rotation. *Rev. Modern Phys.*, 35, № 1, 207–230.
- Vadas S. L., Fritts M. J. (2005). Thermospheric responses to gravity waves: Influences of increasing viscosity and thermal diffusivity. J. Geophys. Res., 110, D15103. doi:10.1029/2004JD005574.
- Waltercheid R. L., Hecht J. H. (2003). A reexamination of evanescent acoustic-gravity waves: Special properties and aeronomical significance. J. Geophys. Res., 108, D11. 4340. doi:10.1029/2002JD002421.
- Zhang S. D., Yi F. (2002). A numerical study of propagation characteristics of gravity wave packets propagating in a dissipative atmosphere. J. Geophys. Res., 107, D14, 1–9.

Стаття надійшла до редакції 31.10.2022 Після доопрацювання 14.11.2022 Прийнято до друку 25.11.2022 Received 31.10.2022 Revised 14.11.2022 Accepted 25.11.2022

A. K. Fedorenko, Senior Researcher, Ph.D. in Phys.&Math.
ORCID: 0000-0002-2327-9556
E-mail: fedorenkoak@gmail.com
Yu. O. Klymenko, Senior Researcher, Ph.D. in Phys.&Math.
ORCID: 0000-0003-3507-9372
E-mail: yurklim@gmail.com
O. K. Cheremnykh, Head of Department, Dr. Sci., Correspondent Member of the NAS of Ukraine
ORCID: 0000-0001-6789-3382
E-mail: oleg.cheremnykh@gmail.com
Ye. I. Kryuchkov, Senior Researcher, Ph.D. in Tech.
ORCID: 0000-0002-9131-3277
E-mail: kryuchkov.ye@gmail.com
I. T. Zhuk, Senior Researcher, Ph.D. in Phys.&Math.
E-mail: zhukigor@gmail.com

40, Glushkov Ave., build. 4/1, Kyiv, 03187 Ukraine

#### SPECIFIC ACOUSTIC-GRAVITY WAVE MODES IN ISOTHERMAL ATMOSPHERE

In the paper, we show that the spectrum of acoustic-gravity waves in an isothermal atmosphere includes four specific evanescent modes. These modes are the solutions of the system of hydrodynamic equations for small atmospheric disturbances under the assumption that one of the quantities (horizontal or vertical components of particle velocity, density fluctuations, or temperature) is equal to zero. Three of the four specific modes (the Lamb wave, the Brunt-Väisälä oscillation, and the *f*-mode) are well known, but they were previously obtained as independent solutions. The recent discovery by the authors of the evanescent  $\gamma$ -mode made it possible to show that all four specified modes form a certain family of special modes of the isothermal atmosphere. On the spectral diagram of the frequency and the wave vector, there are four dispersion curves of these special modes in which one of the perturbed quantities is equal to zero. These curves belong to the evanescent region of the acoustic-gravity wave spectrum. They intersect each other at five points. It is shown that the specific modes cannot interact at the intersection points. The polarization ratios between two perturbed quantities have a different sign on either side of a particular curve if one of the evanescent spectrum of AGWs. By using polarization relations, the possibility of observing these modes in the Earth's atmosphere and on the Sun is also analyzed.

Keywords: acoustic-gravity wave, specific evanescent wave modes, isothermal atmosphere.

https://doi.org/10.15407/knit2023.02.054 УДК 551.5:539.104

**Л. Ф. ЧОРНОГОР**, зав. кафедри, д-р фіз.-мат. наук, проф. ORCID ID: 0000-0001-5777-2392 E-mail: Leonid.F.Chernogor@gmail.com

Харківський національний університет імені В. Н. Каразіна майдан Свободи 4, Харків, Україна, 61022

# ФІЗИЧНІ ЕФЕКТИ У СИСТЕМІ ЗЕМЛЯ — АТМОСФЕРА — ІОНОСФЕРА — МАГНІТОСФЕРА, ВИКЛИКАНІ ПОТУЖНИМ ВИБУХОМ ВУЛКАНА ТОНГА 15 СІЧНЯ 2022 р.

Ефектам вибуху вулкана Тонга вже присвячено багато робіт. У них досліджуються ефекти цунамі, повітряна вибухова хвиля, рухомі іоносферні збурення, збурення екваторіальної іонізаційної аномалії, перебудова іоносферних струмів та атмосферної системи вітрів, збурення геомагнітного поля тощо. Надійно встановлено, що вибух вулкана Тонга викликав низку процесів у глобальних масштабах. Проте згадок про моделювання цих процесів у літературних джерелах немає. Вулкан здатен викликати цілий комплекс фізичних процесів у системі Земля (літосфера, тектоносфера, океан) — атмосфера — іоносфера — магнітосфера (ЗАІМ), у всіх геофізичних полях. Аналіз усієї сукупності процесів у системі, викликаних унікальним вибухом і виверженням вулкана, є актуальною науковою задачею. Мета цієї роботи — комплексний аналіз і моделювання головних фізичних процесів у системі ЗАІМ, що супроводжували потужний вибух вулкана Тонга 15 січня 2022 р. Зроблено першу спробу змоделювати або оцінити величину головних ефектів, викликаних вибухом і виверженням вулкана Тонга. Виконано комплексний аналіз і моделювання основних фізичних процесів у системі ЗАІМ, що супроводжували виверження. Оцінено енергетику вулкана та вибухової хвилі. Теплова енергія вулкана сягала 3.9·10<sup>18</sup> Дж, а середня теплова потужність — 9.1·10<sup>13</sup> Вт. Енергія вибухової хвилі була близькою до 16...18 Мт ТНТ. Встановлено, що вулканічний струмінь з початковим тиском у десятки атмосфер сягав висот у одиниці кілометрів. Вулканічний плюм поширився до висоти 50...58 км та перемістився на захід приблизно на 15 Мм. Оцінено основні параметри плюму. Його середня потужність становила близько 7.5 TBm, а потік тепла — 15 MBm/м<sup>2</sup>. При такому потоці слід було очікувати на розвиток вогняного смерчу з кутовою швидкістю обертання близько  $0.17 c^{-1}$  та періодом обертання 37 с. Отримано аналітичне співвідношення для оцінки максимальної висоти підйому плюму. Головний внесок у величину цієї висоти дає об'ємна швидкість викидів (продуктивність) вулкана. Вибух вулкана супроводжувався генерацією сейсмічної та вибухової хвиль, цунамі, хвилі Лемба, гравітаційних, інфразвукових і звукових хвиль, які поширювалися у глобальних масштабах. Важливо, що потужна вибухова хвиля була здатна викликати вторинну сейсмічну хвилю та вторинне цунамі. Це було одним із проявів взаємодії підсистем у системі ЗАІМ. Поширення потужних хвиль супроводжувалися нелінійними спотвореннями профілю хвиль і нелінійним загасанням в результаті самовпливу хвиль. Електричні процеси у тропосфері пов'язані з розпиленням продуктів викидів, електризацією частинок плюму, розділенням зарядів, підсиленням атмосферного електричного поля, електропровідності, електричного струму та збуренням глобального електричного кола. Електричні ефекти в іоносфері пов'язані зі збільшенням на один-два порядки напруженості іоносферного електричного поля, що призвело до вторинних процесів у магнітосфері та радіаційному поясі Землі. Встановлено, що магнітний ефект підводного вибуху та виверження

Цитування: Чорногор Л. Ф. Фізичні ефекти у системі Земля — атмосфера — іоносфера — магнітосфера, викликані потужним вибухом вулкана Тонга 15 січня 2022 р. *Космічна наука і технологія*. 2023. **29**, № 2 (141). С. 54—77. https://doi.org/10.15407/knit2023.02.054

© Видавець ВД «Академперіодика» НАН України, 2023. Стаття опублікована за умовами відкритого доступу за ліцензією СС ВУ-NC-ND license (https://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/) вулкана був значним (100...1000 нТл), але локальним. Магнітний ефект вулканічного плюму сягав 1...10 нТл. Магнітний ефект у іоносфері був зумовлений збуренням системи струмів під впливом іоносферної «діри» ( $\Delta B = 0.1...1$  нТл) та генерацією стороннього струму у полі атмосферних хвиль ( $\Delta B = 1...10$  нТл). Запилення атмосфери продуктами викидів вулкана призвело до розсіяння сонячного випромінювання аерозолями, порушення радіаційного балансу у системі земна поверхня океан — атмосфера, охолодження приземної атмосфери та тригерного ефекту. Вибух вулкана викликав генерацію аперіодичних (іоносферна «діра») та квазіперіодичних (хвильових) збурень. Хвильові збурення мали дві характерні швидкості: порядку 300 м/с (що близько до швидкості хвилі Лемба) та 700...1000 м/с (що властиво атмосферним гравітаційним хвилям у іоносфері). Магнітосферні ефекти, перш за все, викликані потужним електромагнітним випромінюванням з частотою 10...100 кГц десятків — сотень тисяч блискавок, що мали місце у вулканічному плюмі. Їхня енергія та потужність сягали відповідно 40...400 ГДж та 40...400 ГВт. У результаті дії цього випромінювання на високоенергійні частинки радіаційного поясу виникали стимульовані висипання частинок у іоносферу та додаткова іонізація на висотах 70...120 км. Важливо, що ефект висипання був тригерним. Певний вплив на магнітосферу завдавали альвенівські хвилі, що поширювалися від джерела вздовж магнітної силової трубки. Встановлено та обгрунтовано головні прямі та зворотні, позитивні та негативні зв'язки між підсистемами у системі ЗАІМ.

**Ключові слова:** вибух вулкана Тонга, фізичні ефекти, землетрус, цунамі хвилі, атмосфера, іоносфера, магнітосфера, збурення параметрів.

#### ВСТУП

Вулканізм — сукупність явищ, зумовлених вибухом та виверженням магми із глибин Землі на її поверхню та в атмосферу, що супроводжується викидами вулканічних бомб, попелу, вулканічних газів і тепла.

Вулкан — геологічне утворення, з кратера якого на земну поверхню вивергається лава, в атмосферу викидаються фрагменти гірських порід, вулканічні бомби, попіл, вулканічні гази та тепло. Вулканічні бомби є фрагментами гірських порід з розміром від 1 мм до 1...10 м. Вулканічний попіл — продукт дроблення та розпилення вулканічної речовини — має розмір від 0.1 мкм до 1 мм. Вулканічні гази складаються з парів H<sub>2</sub>O, SO<sub>2</sub>, H<sub>2</sub>, HCl, HF, H<sub>2</sub>S, CO<sub>2</sub>, CO та ін.

Розрізняють ефузивні, тобто виливні, та експлозивні, тобто вибухові вулкани [48]. Енергія вулкана в основному визначається термальною енергією викидів і сягає  $10^{21}...10^{22}$  Дж, а потужність теплового процесу —  $10^{16}...10^{17}$  Вт [11]. Діаметр кальдери (поглиблення) становить 0.1... 1 км, а кратера — 10...100 м. Початковий тиск у каналі вулкана сягає  $10^7...10^8$  Па, або 100...1000 атмосфер, початкова швидкість викиду — 100... 600 м/с та навіть більше [6]. Енергія вибухової хвилі не перевищує 1 % від теплової енергії та наближається до  $10^{19}...10^{21}$  Дж, або 2...200 Гт ТНТ. Маючи такий значний викид енергії, вулкан здатен викликати цілий комплекс фізичних процесів у системі Земля (літосфера, тектоносфера, океан) — атмосфера — іоносфера — магнітосфера (ЗАІМ), у всіх геофізичних полях. Аналіз усієї сукупності процесів у системі, викликаних унікальним вибухом і виверженням вулкана, є актуальною науковою задачею.

Мета цієї роботи — комплексний аналіз і моделювання головних фізичних процесів у системі ЗАІМ, що супроводжували потужний вибух вулкана Тонга 15 січня 2022 р.

### ЗАГАЛЬНІ ВІДОМОСТІ ПРО ВУЛКАН ТОНГА

Повна назва вулкана Хунга-Тонга-Хунга-Хаапай (далі — коротко Тонга). Він розташований на території Королівства Тонга і має такі географічні координати: 20°54′ пд. ш., 175°38′ зх. д. Кратер вулкана розміщується в океані на глибині близько 200 м. Розмір кальдери становить 4...5 км [30].

Вулкан належить до експлозивних. 15 січня 2022 р. в інтервалі часу 04:00...05:00 UT (тут і надалі час всесвітній) мали місце п'ять вибухів, найпотужніший із них реєструвався о 04:15 UT. Вибух спричинив землетрус магнітудою M = 5.8[36, 37]. Останній вибух був о 08:31 UT. Виверження вулкана тривало 12 ± 2 год [56]. За цей час у атмосферу було викинуто продуктів виверження масою m = 2.9 Гг, об'ємом V = 1.9 км<sup>3</sup>. Середня швидкість викиду маси  $\dot{m} = 67$  кт/с, а середня швидкість збільшення об'єму викиду  $\dot{V} \approx$  $\approx 4.5 \cdot 10^4$  м<sup>3</sup>с<sup>-1</sup> [56]. Маса газу SO<sub>2</sub>, викинутого вибухом, дорівнювала 0.4 Мт, а утвореної сірчаної кислоти — 0.8 Мт. Продукти викиду з середньою швидкістю  $v_z \approx 33$  м/с піднялися на рекордну висоту  $z_m = 50...58$  км та досягли мезосфери [56]. За висотою викиду вулкан Тонга став рекордним, випередивши такі знамениті вулкани, як Кракатау (1883 р.,  $z_m = 40...55$  км), Св. Олени (1980 р.,  $z_m = 19...25$  км), Єль-Чічон (1982 р.,  $z_m =$ = 30...32 км) та Пінатубо (1991 р.,  $z_m \approx 33$  км) [20].

За тепловою енергією вулкан Тонга ( $E_T \approx 3.9 \times 10^{18}$  Дж) поступається лише вулканам Кракатау ( $E_T \approx 5 \cdot 10^{19}$  Дж) та Пінатубо ( $E_T \approx 2 \cdot 10^{19}$  Дж) [20].

Силу вибухових вулканів характеризує індекс вулканічної вибуховості (volcanic explosivity index — VEI). Для вулкана Тонга він становить 5.8. Для найсильніших вулканів VEI = 8. Цей індекс визначає як об'єм, так і висоту викиду  $z_m$ .

Недоліком індексу VEI є те, що він дискретно змінюється від 1 до 8. Неперервною характеристикою вулкана є його магнітуда [48]

$$M = \lg m - 7,$$

де маса *m* дається в кг. Для вулкана Тонга  $m \approx 2.9 \times 10^{12}$  кг, а  $M \approx 5.5$  (для вулкана Кракатау  $M \approx 6.5$ ).

Швидкість викидів описується інтенсивністю вулкана [48]

$$I = \lg \dot{m} + 3 ,$$

де  $\dot{m}$  дається в кг/с. Для вулкана Тонга середнє значення  $\dot{m} \approx 6.7 \cdot 10^7$  кг/с, а  $I \approx 10.8$ , тоді як для вулкана Кракатау  $I \approx 11.7$ . За даними [40]  $\dot{m}_{\rm max} \approx 2.1 \cdot 10^9$  кг/с. Тоді  $I_{\rm max} \approx 12.3$ .

Ефектам вибуху вулкана Тонга вже присвячено багато робіт. У них досліджуються ефекти цунамі [9, 26, 30, 34—37, 42, 46, 47], повітряна вибухова хвиля [3, 7, 10, 31, 33, 36, 37, 39, 57], іоносферна «діра» [1, 4], рухомі іоносферні збурення [14, 49], збурення екваторіальної іонізаційної аномалії [1, 2], перебудова іоносферних струмів та атмосферної системи вітрів [1, 2, 32, 43], збурення геомагнітного поля [24, 32, 44, 55] тощо. Надійно встановлено, що вибух вулкана Тонга викликав низку процесів у глобальних масштабах. Моделювання цих процесів у літературі, проте, не проводилось. Цьому питанню присвячено нашу роботу, а також тези [14—18].

#### ЕНЕРГЕТИЧНІ ОЦІНКИ

**Основні обчислення.** Теплова енергія вулкана дається співвідношенням

$$E_T = CmT$$
,

де  $C \approx 800 \ \text{Дж} \cdot \text{кг}^{-1} \text{K}^{-1}$  — питома теплоємність продуктів викиду, m — їхня маса,  $T \approx 1700 \ \text{K}$  — температура викидів. Для  $m = 2.9 \ \text{Гт}$  маємо  $3.9 \cdot 10^{18} \ \text{Дж}$ .

Середня теплова потужність

$$P_T = C\dot{m}T$$
.

Якщо  $\dot{m} = 67$  кт/с, то  $P_T = 9.1 \cdot 10^{13}$  Вт. Кінетична енергія

$$E_k = \frac{mv^2}{2},$$

де v — середня швидкість викиду. При v = 100...300 м/с маємо  $E_k \approx 1.45 \cdot 10^{16} ... 1.31 \cdot 10^{17}$  Дж.

Потенціальна енергія

$$E_p = m_s g z_s$$

де  $m_s$  — маса продуктів виверження, що досягла висоти  $z_s$ . Покладаючи  $m_s \approx 0.1m \approx 2.9 \cdot 10^{11}$  кг,  $z_s \approx \approx 50$  км, отримаємо  $E_p \approx 1.4 \cdot 10^{17}$  Дж.

За магнітудою землетрусу *М* та співвідношенням для енергії землетрусу *E*<sub>eq</sub> оцінимо його енергію:

$$\lg E_{eq} = \frac{3}{2}M + 4.8.$$
 (1)

Звідси для M=5.8отримуємо  $E_{eq}\approx 3.2\cdot 10^{13}$ Дж $\approx \approx 7.6$ кт ТНТ.

Енергія вибуху. Енергія вибуху — ключовий параметр вулкана. Саме він визначає величину збурень у атмосфері, іоносфері та магнітосфері та відповідає за взаємодію цих підсистем у системі ЗАІМ.

Оцінюванню енергії вибуху присвячено багато робіт [3, 4, 31, 51, 54]. За даними НАСА [https:// earthobservatory.nasa.gov/images/149367/dramatic-changes-at-hunga-tonga-hunga-haapai] енергія вибуху *E* становила 4...18 Мт. У роботі [54] на основі методики оцінки енергії, розробленої для ядерних вибухів, за даними про надлишковий тиск  $\Delta p$  у вибуховій хвилі та часовий інтервал  $T_{1,2}$  між піками у тиску було отримано значення  $E \approx (20 \pm 8) \cdot 10^{18}$  Дж  $\approx 478 \pm 191$  Мт ТНТ.

У роботі [31], яка також базувалася на емпіричних формулах, отриманих зі спостережень за вибуховими хвилями від ядерних випробувань, було отримано оцінку  $E = (1.15...1.38) \cdot 10^{18} \text{ Дж} = 275...330 \text{ Мт ТНТ, а за даними про } T_{1,2} - 3$ начення  $E \approx 149 \text{ Мт ТНТ. У роботі [51] отримано оцінку <math>E \approx 18 \text{ Мт ТНТ. У роботі [4] за даними вимірювань збурень повного електронного вмісту$ 

(ПЕВ) у іоносфері та з використанням відповідної регресії встановлено, що E = 9...37 Мт ТНТ.

Наведені дані про енергію вибухової хвилі дуже різні, і тому необхідна більш коректна її оцінка.

Наведемо результати нашого оцінювання. Будемо виходити із закону збереження енергії, даних про амплітуду надлишкового тиску  $\Delta p$  у вибуховій хвилі та її залежності від відстані до вулкана. Амплітудні вимірювання для оцінки енергії вибуху необхідно використовувати дуже обережно, оскільки амплітуда хвилі зазнає сильного впливу атмосфери та атмосферної погоди на трасі поширення. Так, амплітуда вибухової хвилі змінюється під дією вітру, хвиля розсіюється на атмосферних неоднорідностях, вона послаблюється у процесі поширення. Що більшою є довжина траси, то більшими є варіації значень Др. Наприклад, на відстані від вулкана  $r \approx 16$  Мм амплітуда вибухової хвилі різнилася до 2 разів [20]. Тому довжину траси або відстань r не рекомендується брати більшою за 2 Мм. Не бажано вибирати значення r дуже малим (r << 100 км), оскільки залежність  $\Delta p(r)$  при цьому досить складна і достовірно невідома. У інтервалі відстаней 0.5...2 Мм можна вважати, що вибухова хвиля має циліндричну розбіжність фронту, тобто  $\Delta p \propto r^{-0.5}$  [20, 21].

Встановлено, що вибухова хвиля від вулкана Тонга поширювалася як хвиля Лемба. Ця хвиля належить до поверхневих, їхня амплітуда при збільшенні висоти зменшується за законом

$$\Delta p(z) = \Delta p(0) e^{-I_L} , \ I_L = \int_0^z \frac{dz}{H_L(z)} ,$$
 (2)

де  $\Delta p(0) = \Delta p|_{z=0}, H_L = 2\gamma H/(2 - \gamma)$  — масштаб загасання хвилі Лемба, H — висота однорідної атмосфери.

Вибухова хвиля є двополярною. На певній відстані від вулкана першою спостерігається фаза стиснення з амплітудою  $\Delta p_+$  та тривалістю  $\Delta T_+$ , а потім — фаза розрідження з амплітудою  $\Delta p_-$  та тривалістю  $\Delta T_-$ .

Об'ємна щільність енергії для цих фаз становить

$$\varepsilon_{+} = \frac{\Delta p_{+}^{2}}{\rho_{0} v_{s}^{2}}, \quad \varepsilon_{-} = \frac{\Delta p_{-}^{2}}{\rho_{0} v_{s}^{2}},$$

де  $\rho_0$  — щільність повітря на висоті  $z = 0, v_s$  — швидкість звуку.

Для елементу об'єму

$$dV = 2\pi r \Delta l dz = 2\pi r v_{s} \Delta T dz$$

Маємо закон збереження енергії

$$E = \int_{V} (\varepsilon_{+} + \varepsilon_{-}) dV = \frac{\pi r H_{L}}{2\rho_{0} v_{s}} (\Delta p_{+a}^{2} \Delta T_{+} + \Delta p_{-a}^{2} \Delta T_{-}) . \quad (3)$$

Тут враховано, що

$$\int_{T} \Delta p^2_{\pm} dt \approx \frac{1}{2} \Delta p_{\pm a} \Delta T ,$$

де  $\Delta p_{+a}$  — максимальне збурення.

Співвідношення (3) використовувалося для оцінки енергії вибухової хвилі. Результати обчислень наведено в табл. 1.

Як видно з табл. 1, значення енергії змінюються у межах від 9 до 20 Мт ТНТ, у середньому  $E = 16.1 \pm 3.2$  Мт ТНТ.

Без станції AFI маємо  $E = 17.6 \pm 2.7$  Мт ТНТ.

Наша оцінка енергії вибуху близька до оцінок НАСА (4...18 Мт ТНТ) [https://earthobservatory.nasa.gov/images/149367/dramatic-changes-

Станція	<i>r</i> , Мм	$\Delta p_+, \Pi a$	$\Delta T_+, { m c}$	∆р_, Па	$\Delta T_{-}, c$	E, MT THT	Літературне джерело
FUTU	0.744	600	1440	450	1440	19	[40]
MSVF	0.754	525	1440	550	1440	20	[40]
AFI	0.823	505	1440	375	1440	9	[40]
IS22	1.847	350	1440	375	1440	13	[40]
WIZ	2.015	408	1270	224	1270	18	[29]
NEZ	2.307	380	1270	210	1270	18	[29]

Таблиця 1. Параметри вибухової хвилі

at-hunga-tonga-hunga-haapai], робіт [51] (18 Мт ТНТ) та [4] (9...37 Мт ТНТ).

Оцінки енергії вибуху, наведені у роботах [54] і [31], сильно завищені. Це свідчить про незастосовність емпіричних співвідношень, отриманих для ядерних вибухів, до вибухів вулканів. Це і зрозуміло, тривалість ядерного вибуху становить порядку 1 мкс, а вибух вулкана розтягнутий у часі. Для ядерного вибуху фаза стиснення набагато коротша від фази розрідження, а для вулкана ці фази мають приблизно однакову тривалість.

### ВУЛКАНІЧНИЙ СТРУМІНЬ

Початковий радіус струменя  $R_0$ , його площа S і початкова швидкість  $v_0$  точно невідомі. Тому далі оцінки виконано для ймовірних інтервалів зміни цих параметрів. Оскільки швидкість викиду маси

$$\dot{n} \approx \rho_0 S_0 v_0$$
 ,

де  $\rho_0\approx 1.5{\cdot}10^3~{\rm kr/m}^3$  — початкова щільність викидів, то

$$S_0 v_0 = \frac{\dot{m}}{\rho_0} \approx 4.5 \cdot 10^5 \text{ m}^3/\text{c}.$$

Таблиця 2.	Ймовірні значення початкових	параметрів
вулканічно	ого струменя	

<i>v</i> <sub>0</sub> , м/с	100	150	200	250	300
<i>S</i> <sub>0</sub> , м <sup>2</sup>	450	300	225	180	150
<i>R</i> <sub>0</sub> , м	12	9.8	8.5	7.6	6.9

Таблиця З. Значення початкового тиску

<i>v</i> <sub>0</sub> , м/с	100	150	200	250	300
<i>р<sub>d</sub></i> , МПа	7.5	16.9	30	46.9	67.5

Таблиця 4. Значення початкової сили напору (ГН)

Результати обчислень  $S_0$  і  $R_0$  для різних значень  $v_0$  наведено у табл. 2. Як видно, радіус  $R_0$  змінюється у відносно невеликих межах, у середньому  $R_0 \approx 10$  м.

Якби на початку виверження  $\dot{m}_{\rm max} \approx 1.5 \cdot 10^9 \, {\rm kr/c}$ ,  $\dot{V} \approx 10^6 \, {\rm m}^3/{\rm c}$ , то при  $R_0 \approx 10 \, {\rm m}$  ми б мали  $v_0 \approx \approx 3.2 \, {\rm km/c}$ , що малоймовірно. Отже, малоймовірними є значення  $1.5 \cdot 10^9 \, {\rm kr/c}$  та  $10^6 \, {\rm m}^3/{\rm c}$ .

Гідродинамічний тиск у струмені становив

$$p_{d0}\approx\frac{1}{2}\rho_0 v_0^2\,.$$

Результати розрахунків тиску показано у табл. 3. Сила початкового напору вулканічного струменя дається співвідношенням

$$F_0 = p_{d0} S_0$$

Результати обчислень наведено у табл. 4.

Із табл. З видно, що тиск  $p_{d0} = 7.5...67.5$  МПа = = 75...675 атм. Тиск води  $p_w$  на глибині  $h \approx 200$  м становить 20 атм. Видно, що  $p_{d0} >> p_w$ . Тому вулканічний струмінь з незначним послабленням проривався через товщу води. Його радіус по мірі підйому збільшувався згідно із законом

$$R \approx R_0 \left( 1 + \frac{h+z}{R_0} \text{tg}\alpha \right), \tag{4}$$

де  $\alpha \approx 12.5^{\circ}$  — півширина струменя [11]. На глибині  $z \approx -200$  м маємо  $R \approx R_0$ , а на поверхні води, де  $z \approx 0$  км,  $R \approx R_0 + 40$  м  $\approx 50$  м.

Максимальна висота струменя не перевищувала значення

$$z_j \approx \frac{v_0^2}{2g}.$$

При  $v_0 = 100...300$  м/с маємо  $z_j = 0.5...4.5$  км. При цьому R = 0.1...0.9 км.

	<i>R</i> <sub>0</sub> , км										
<i>U</i> <sub>0</sub> , м/с	10	15	20	25	30	35	40				
100	2.4	5.4	9.6	15	21.6	29.4	38.4				
150	5.3	11.9	21.2	33.1	47.7	64.9	84.8				
200	9.4	21.2	37.7	58.9	84.8	115.4	150.7				
250	14.7	33.1	58.8	91.9	132.3	180	235				
300	21.2	47.7	84.8	132.5	190.8	260	339				

### ЕФЕКТ ПЛЮМУ

*Енергетика плюму.* На більших висотах гарячі продукти виверження утворювали високотемпературний (сотні градусів) термік або плюм, який продовжував підйом за рахунок конвекції. Перші 10...20 хв радіус плюму збільшувався відповідно до формули (4). Одночасно плюм деформувався та розширювався у горизонтальному напрямку під впливом вітру та турбулентності. За даними спостережень [56] середня швидкість підйому плюму  $v_z \approx 33$  м/с. Потужність процесу конвекції становить

$$P_k = C \rho S v_z \Delta T_z$$

де  $\rho$  — щільність продуктів викиду, S — площа перерізу плюму,  $\Delta T = T - T_0$  — надлишок температури у плюмі,  $T_0$  — температура навколишнього середовища.

Кількість тепла у плюмі дорівнює

$$Q_k = Cm_s \Delta T$$

де  $m_s = k_s m, k_s$  — відносна маса продуктів вибуху у плюмі, а потік тепла —

$$\Pi_k = \frac{P_k}{S} = C \rho v_z \Delta T \, .$$

Коефіцієнт  $k_s << 1$ , оскільки тільки легкі частинки з розмірами  $r_p = 0.1...100$  мкм беруть участь у конвективному підйомі. Більш масивні частинки, як і вулканічні бомби, випадають на поверхню Землі.

Наведемо результати обчислень  $\Pi_k$ ,  $P_k$  і  $Q_k$ . Вважалося, що  $C = 800 \, \text{Дж·кг}^{-1}\text{K}^{-1}$ ,  $\Delta T = 1400 \, \text{K}$ ,  $T_0 = 300 \, \text{K}$ ,  $k_s \approx 0.1$ . Тоді  $Q_k \approx 3.2 \cdot 10^{17} \, \text{Дж}$ ,  $P_k \approx \approx 7.5 \cdot 10^{12} \, \text{Вт.}$  Для  $z_j \approx 2 \, \text{км}$  маємо  $R \approx 400 \, \text{м}$ ,  $S \approx \approx 5 \cdot 10^5 \, \text{м}^2$ , а  $\Pi_k \approx 1.5 \cdot 10^7 \, \text{Вт/м}^2$ . Важливо, що  $\Pi_k >> \Pi_{kcr} \approx 10 \, \text{кВт/м}^2$ , за якого виникають вогняні смерчі.

*Вогняний смерч.* Якщо у процесі виверження вулкана Тонга вогняний смерч виникав, то його кутова швидкість дається співвідношенням

$$\omega = \frac{a}{R} \sqrt{2gz \frac{\Delta T}{T_0}}$$

де *a* ≈ 0.16 — емпіричний коефіцієнт. При *z* ≈ *z<sub>i</sub>* ≈ ≈ 2 км,  $\Delta T \approx 1400$  К, *R* ≈ 400 м маємо  $\omega \approx 0.17$  с<sup>-1</sup>, а період обертання 37 с.

*Максимальна висота підйому плюму.* Для максимальної висоти  $z_m$  отримано таке співвідно-

ISSN 1561-8889. Космічна наука і технологія. 2023. Т. 29. № 2

шення [14, 18]:

$$z_m \approx 2\pi^2 \left( \frac{C\rho \Delta T \dot{V} L_t^{3/2}}{C_a \rho_a T_0 g^{1/2}} \right)^{1/4},$$

де  $L_t$  — зовнішній масштаб турбулентності,  $C_a$  і  $\rho_a$  — теплоємність і щільність повітря на поверхні Землі. Для  $L_t$  = 1.8...2.2 км маємо співвідношення

$$z_m \approx (1.50...1.75) V^{1/4}$$
, (5)

де  $z_m$  дається в км, а  $\dot{V}$  — в м<sup>3</sup>/с. Для середнього значення  $\dot{V} \approx 4.5 \cdot 10^4$  м<sup>3</sup>/с отримуємо  $z_m \approx 22...$ 25 км. Щоб плюм досягнув максимальної висоти  $z_m \approx 47...55$  км, необхідно, щоб незабаром після вибуху  $\dot{V}_{max} \approx 10^6$  м<sup>3</sup>/с. Таке значення є дуже малоймовірним, оскільки при цьому  $\dot{m} \approx 1.5 \cdot 10^9$  т/с, а характерний час викиду  $t_{ch} = m / \dot{m} \approx 2 \cdot 10^3$  с.

Аномальне значення  $z_m \approx 50...58$  км пояснюється не величиною  $\dot{V}$ , а механізмом вибуху вулкана. При цьому головну роль грали продукти викиду та їхня взаємодія з океанічною водою.

Додамо, що наша формула (5) добре відповідає емпіричному співвідношенню, наведеному у роботі [48]. Воно має вигляд

$$z_m [\text{KM}] \approx 1.67 \cdot \dot{V}^{0.259}.$$

Тут  $z_m$  вимірюється в км, а  $\dot{V}$  — в м<sup>3</sup>/с.

За рахунок вітру та турбулентних процесів продукти викиду поширювалися у горизонтальному напрямку. Так, за перші чотири доби площа атмосфери, покрита цими продуктами, становила близько 12 млн км<sup>2</sup>, а за сім діб продукти викиду спостерігалися на відстані  $r \approx 15$  Мм [47]. Їхня швидкість переносу становила близько 25 м/с. Таку швидкість має переважний вітер на висотах стратосфери.

### ХВИЛЬОВІ ЕФЕКТИ

Вибух вулкана Тонга згенерував низку хвиль різної фізичної природи, які спостерігалися у глобальних масштабах за допомогою наземних та космічних засобів. Отримано безпрецедентний обсяг вимірювань [36, 37, 40].

*Сейсмічні хвилі.* Вибух вулкана призвів до землетрусу з магнітудою M = 5.8 та генерації сейсмічних хвиль, що спостерігалися на відстані в тисячі — десятки тисяч кілометрів від вулкана [36, 37, 40]. Цікаво, що сейсмографи зафіксу-

вали сейсмічні хвилі двох типів. Перші з них мали швидкість порядку 3.6 км/с, тобто швидкість поверхневих хвиль Релея. Другий тип мав швидкість 0.3 км/с та частоту  $f \approx 3.7$  мГц [36]. Ця частота відповідає частоті нормальної моди Землі  $_0S_{29}$  [36]. Механізм генерації цих сейсмічних хвиль пов'язаний з атмосферно-літосферною взаємодією, а саме атмосферні хвилі, згенеровані вибухом вулкана, збуджували хвилі у твердій оболонці Землі. Оцінимо їхню енергію. Для цього спочатку обчислимо ефективність передачі енергії від атмосферної хвилі до сейсмічної. Відомо, що френелівський коефіцієнт відбиття на межі атмосфера — літосфера становить [11]

$$R_F = \frac{\rho_2 / \rho_1 - v_1 / v_2}{\rho_2 / \rho_1 + v_1 / v_2}, \qquad (6)$$

де  $\rho_1$  і  $v_1$  — щільність повітря та швидкість звуку у повітрі,  $\rho_2$  і  $v_2$  — те ж у літосфері. Врахуємо, що  $\rho_1 \approx 1$  кг/м<sup>3</sup>,  $v_1 \approx 0.3$  км/с,  $\rho_2 \approx 3 \cdot 10^3$  кг/м<sup>3</sup>,  $v_2 \approx \approx 3$  км/с. Тоді для  $v_1 \rho_1 << v_2 \rho_2$  із (6) маємо

$$R_F \approx 1 - 2 \frac{v_1}{v_2} \frac{\rho_1}{\rho_2}$$

Енергетичний коефіцієнт відбиття дорівнює

$$R_{Fe} \approx R_F^2 \approx 1 - 4 \frac{v_1}{v_2} \frac{\rho_1}{\rho_2} ,$$

а коефіцієнт проходження —

$$D_F = 1 - R_{Fe} \approx 4 \frac{v_1}{v_2} \frac{\rho_1}{\rho_2} \approx 1.33 \cdot 10^{-4}.$$

При енергії атмосферної хвилі  $E \approx 17.6$  Мт ТНТ  $\approx 7.4 \cdot 10^{16}$  Дж маємо енергію землетрусу

$$E_{ea} = D_F E \approx 9.6 \cdot 10^{12}$$
Дж.

Із формули (1) випливає, що магнітуда землетрусу, викликаного вибуховою хвилею, становить  $M \approx 5.45$ . Це значення близьке до значення магнітуди землетрусу, що супроводжував вибух вулкана (5.8).

**Хвиля цунамі.** Цунамі, викликане вибухом вулкана Тонга, спостерігалося у глобальних масштабах [9, 26, 30, 34—37, 42, 46, 47]. Поблизу вулкана висота хвилі  $h_{ts} \approx 15$  м, біля берегів Чилі — до 3 м, поблизу Перу — до 2 м, біля Японії — до 1.2 м, біля США — до 1 м, в Атлантичному океані та Середземному морі — 0.1...0.3 м. Ця подія була першою із зареєстрованих багатьма інструментами під час вибуху такого потужного вулкана. Величину амплітуди цунамі від вулкана Тонга можна порівняти з аналогічним параметром для вулкана Кракатау (1883 р.). Це означає, що подібне потужне цунамі не спостерігалося впродовж 139 років.

Цунамі було викликане трьома механізмами. По-перше, підводним вибухом вулкана. Цей механізм був найбільш ефективним поблизу джерела, де висота цунамі за даними [25] сягала 90 м. По-друге, вибухова ударна хвиля завдяки взаємодії підсистем атмосфера — океан та перетворенню частини енергії ударної хвилі в енергію цунамі призвела до генерації цунамі. По-третє, атмосферна хвиля, яка огинала земну кулю декілька разів, була генератором глобальних найбільш слабких хвиль цунамі.

Оцінимо початкову потенційну енергію цунамі поблизу джерела. За даними моделювання [25] найбільший сплеск води над кратером становив  $h_{ts} \approx 90$  м, а його довжина —  $L \approx 12$  км. Апроксимуємо поверхню купола води такою функцією:

$$z(x, y) = h_{ts} \left[ 1 - \frac{4}{L^2} (x^2 + y^2) \right],$$

де x і y — горизонтальні координати, z — вертикальна координата. Тоді об'єм купола з водою дорівнює

$$Y_{ts} = \frac{7}{12} h_{ts} L^2$$
.

Центр ваги утворення  $h_c = 0.4 h_{ts}$ . Потенційна енергія цунамі над вулканом становила

$$E_{pts} = \rho_w V_{ts} g h_c = \frac{7}{30} \rho_w g h_{ts}^2 L^2 ,$$

де  $\rho_w \approx 10^3 \text{ кг/м}^3$  — щільність води. Енергія цунамі  $E_{pts}$  пропорційна квадрату його висоти та площі  $S_{ts} \sim L^2$ . Обчислення дали  $E_{pts} \approx 2.7 \cdot 10^{15}$  Дж. При енергії вибуху  $E \approx 7.4 \cdot 10^{16}$  Дж маємо ККД

$$\eta_{ts} = \frac{E_{pts}}{E} \approx 3.6 \cdot 10^{-2},$$

або близько 3.6 %. Цікаво, що енергія цунамі на два порядки більша від енергії землетрусу, тобто підводний вибух вулкана не був ефективним джерелом землетрусу.

У міру поширення цунамі на відстань *r* його площа збільшується за законом

$$S_{ts} = \pi r L$$
.

Тоді [11]

$$E_{pts} = \frac{1}{2} \rho_w g S_{ts} h_{ts}^2 = \frac{\pi}{2} \rho_w g r L h_{ts}^2 .$$

Звідси

$$h_{ts} = \left(\frac{2E_{pts}}{\pi\rho_w grL}\right)^{1/2}$$

Наприклад, для r = 1 Мм маємо висоту цунамі  $h_{ts} \approx 3.8$  м, а для r = 15 Мм —  $h_{ts} \approx 1$  м. Такі результати добре підтверджуються даними спостережень [9, 26, 34, 35, 42, 46, 47].

Додамо, що швидкість цунамі, викликаного підводним вибухом, дається співвідношенням

$$v_{ts} \approx \sqrt{gh_0}$$

де  $h_0$  — глибина океану. При  $h_0 \approx 4$  км маємо  $v_{ts} \approx 200$  м/с. Швидкість цунамі, згенерованого атмосферною хвилею, близька до швидкості хвилі Лемба:

$$v_L \approx \sqrt{\gamma \frac{kT_0}{M_m}}$$

де γ — показник адіабати,  $T_0$  — середня температура повітря у приземному хвилеводі,  $M_m$  — середня маса молекули повітря. За  $T_0 \approx 230$  K,  $M_m \approx 4.6 \cdot 10^{-26}$  кг маємо  $v_L \approx 313$  м/с. Швидкості приблизно 200 м/с та 313 м/с згадуються в роботах [9, 30, 34, 46].

**Вибухова хвиля.** Енергію вибухової хвилі оцінено вище ( $E \approx 7.4 \cdot 10^{16}$  Дж). Характерний розмір  $R_a$ , де надлишок тиску дорівнює атмосферному тиску на поверхні Землі ( $p_0 \approx 10^5$  Па), дається таким співвідношенням [11]:

$$R_0 = \sqrt[3]{\frac{E}{p_0}} \approx 9 \text{ KM}.$$

Оскільки  $R_0 > H \approx 7$  км, то вибухова хвиля «проривається» через атмосферу. Нелінійна вибухова хвиля у горизонтальному напрямку поступово перетворюється у лінійну на відстані  $R_L \approx 3.16R_0 \approx 28$  км. У вертикальному напрямку картина зовсім інша.

Для сферичного фронту вибухової хвилі відносний надлишок тиску збільшується з висотою за законом

$$\frac{\Delta p}{p} = \left(\frac{\Delta p}{p}\right)_{R_L} \frac{R_L}{z} e^{I_e}$$

ISSN 1561-8889. Космічна наука і технологія. 2023. Т. 29. № 2

де

$$I_e = \int_{R_L}^z \frac{dz}{2H(z)} \, .$$

Якщо на висоті  $z \approx R_0 \approx 9$  км  $\Delta p/p \approx 3$ , то без врахування поглинання ця відносна амплітуда становила б 30, 300 та 3000 на висотах близько 40, 70 та 110 км. Насправді цього не відбувається, оскільки нелінійна вибухова хвиля з пилоподібним профілем ефективно поглинається за рахунок самовпливу, нагріваючи повітря. Якщо у атмосфері щільність енергії вибухової хвилі стає сумірною зі щільністю внутрішньої енергії повітря, то це призводить до генерації вторинних атмосферних хвиль, що поширюються у атмосфері. За оцінками відносна амплітуда цих хвиль становить 1...3 %. Сама вибухова хвиля на всіх висотах залишається досить слабкою, тобто  $\Delta p/p$ не перевищує 0.2...0.3.

За даними роботи [34] надлишок тиску поблизу вулкана становить  $\Delta p \approx 3$  МПа, а число Маха більше за 6, тобто швидкість вибухової хвилі більша від 2 км/с. При цій швидкості час поширення на відстань  $R_0$  становить 5 с. Для середньої швидкості  $v \approx 1$  км/с маємо  $t_I = R_I/v \approx 28$  с.

*Хвиля Лемба*. Хвиля цього типу генерується тільки під час значного енерговиділення (не менш ніж 1...10 Мт ТНТ). Джерел з таким енерговиділенням мало. До них належать ядерні вибухи мегатонного класу та вибухи вулкана [23].

Енергія вибуху вулкана Тонга була близькою до 16...18 Мт ТНТ. Хвилі Лемба присвячено роботи [3, 7, 39, 50]. Хвиля Лемба, поширюючись без загасання та дисперсії вздовж земної поверхні, обігнула планету п'ять разів і спостерігалася упродовж семи діб. Як поверхнева хвиля, вона загасала у вертикальному напрямку. Згідно з формулою (2) її абсолютна амплітуда зменшувалась за експоненціальним законом при збільшенні висоти. Важливо, що відносна амплітуда хвилі при цьому збільшувалась за законом

$$\frac{\Delta p}{p} = \frac{\Delta p(0)}{p(0)} \exp\left(\frac{3\gamma - 2}{2\gamma}I_H\right),$$
$$I_H = \int_0^z \frac{dz}{H(z)}.$$

Це означає, що хвиля Лемба проникає на висоти верхньої атмосфери, викликаючи там хвильові процеси.

Оцінку значення коефіцієнта підсилення хвилі Лемба з висотою

$$k_{L} = \frac{\Delta p}{p} \bigg/ \frac{\Delta p(0)}{p(0)}$$

наведено у табл. 5.

Видно, що  $k_L >> 1$ . Звичайно, збільшення  $k_L$  зі збільшенням висоти можливе доти, поки  $\Delta p/p << 1$ . Наприклад, для  $r \approx 20$  Мм  $\Delta p(0) \approx 100$  Па, а  $\Delta p(0)/p(0) \approx 10^{-3}$ . Тоді умова  $\Delta p/p \leq 0.1$  виконується лише для  $z \leq 40$  км. При  $\Delta p/p > 0.1$ ...0.2 починають даватися взнаки нелінійні спотворення профілю хвилі, які призводять до збагачення спектру високими частотами. Що більша частота спектральної складової, то на менших висотах вона поглинається. Тобто, за рахунок нелінійного поглинання у верхній атмосфері  $\Delta p/p << 1$ .

Хвиля Лемба належить до циліндричних [20, 21, 23]. Це означає, що зі збільшенням відстані r від вулкана її амплітуда зменшується вздовж поверхні Землі за законом  $\Delta p \propto r^{-0.5}$ .

**Гравітаційні хвилі.** За значного енерговиділення в атмосфері генеруються також гравітаційні хвилі [22, 31, 36, 37, 50, 54]. Їхня частота  $f < f_{BV} \approx$  $\approx 3 \,\mathrm{MFu}$ , де $f_{BV}$ — частота Брента — Вяйсяля. Період  $T_g > T_{BV} \approx 330$  с. Для  $T_g \approx 10...120$  хв швидкість гравітаційних хвиль наближається до швидкості звуку  $v_s$ , яка у атмосфері змінюється від 340 м/с до 1 км/с на висотах 300...400 км. За даними роботи [54] швидкість гравітаційних хвиль у стратосфері становила 238...269 м/с. Гравітаційні хвилі мають чітко виражену анізотропію, вони поширюються у глобальних масштабах під кутом до горизонту.

**Інфразвук.** Вибух вулкана супроводжувався також генерацією інфразвукових коливань з частотою від  $f_a \approx 4$  мГц до 20 Гц та періодом від  $T_a \approx 250$  с до 0.05 с [29, 37, 50]. Інфразвук поширюється ізотропно також у глобальних масштабах. Його швидкість приходу становить 220... 320 м/с. Вона залежить від орієнтації траси, сили та напрямку вітру, атмосферної погоди. Інфразвук зазвичай поширюється у хвилеводах, утворених зверху стратосферою або термосферою, а знизу — поверхнею Землі. Для стратосферного хвилевода швидкість приходу інфразвуку 270... 320 м/с, а для термосферного — 220...270 м/с [50]. Інфразвук від вибуху вулкана Тонга обігнув земну кулю вісім разів і спостерігався упродовж 13 діб після вибуху [50]. Його амплітуда становила приблизно 100, 25, 20 Па для відстані 1.847, 2.6, 4 Мм відповідно [50]. Для *г* ≈ 64 км Δ*p* ≈ 2 кПа [50]. Тривалість інфразвукового сигналу була близькою до 30 хв.

Звукова хвиля. Звук має частоту  $f \approx 20$  Гц ... 20 кГц. Звукові хвилі з такою частотою поширюються на відстані в десятки — сотні кілометрів. Проте за даними [36, 37] звук від вибуху вулкана («гул») було чути на Алясці, тобто на відстані  $r \approx$  $\approx 10$  Мм. Для порівняння вкажемо, що звук від вибуху вулкана Кракатау було чути на відстані 4.8 Мм [11, 36, 37]. Поширення звуку на відстань 10 Мм не можна пояснити у межах лінійної теорії поширення звукових хвиль. Швидше за все, при поширенні мало місце нелінійне укручення профілю хвилі Лемба та збагачення спектру звуковими частотами на великих (~10 Мм) відстанях від вулкана. Про це свідчить швидкість поширення звуку, що становила 309 м/с (для  $r \approx$ ≈ 10 Мм час запізнювання  $\Delta t \approx 9$  год). Це значення дуже близьке до швидкості хвилі Лемба ( $v_I \approx$ ≈ 313 ± 3 м/с) [20, 21].

## ЕЛЕКТРИЧНИЙ ЕФЕКТ

Механізми електричних явищ у межах плюму та на висотах іоносфери різні. Розглянемо їх окремо [15].

*Електричний ефект у тропосфері*. У незбурених умовах об'ємна щільність електричного

0.000	
	4
	~
•	luno

<i>z</i> , км	15	30	45	60	80	100	120	150	200	300
$I_H$	2.3	4.6	6.9	9.2	11.5	13.8	16.1	18.4	20.7	23
k <sub>L</sub>	6.1	37.1	226	$1.4 \cdot 10^3$	$8.4 \cdot 10^3$	$5.1 \cdot 10^4$	3.1·10 <sup>5</sup>	$1.9 \cdot 10^{6}$	1.15·10 <sup>7</sup>	$7.10^{7}$

заряду  $q_{e0} \approx 10^{-10}$  Кл/м<sup>3</sup>. У тропосфері питома електропровідність  $\sigma_0 = 2 \cdot 10^{-14}$  Ом<sup>-1</sup>м<sup>-1</sup>. Має місце вертикальний електричний струм, щільність якого  $j_0 = 3 \cdot 10^{-12}$  А/м<sup>2</sup>. Напруженість електричного поля  $E_{e0} \approx 100$  В/м [5].

Виверження вулкана призводить до різкої зміни електричного стану атмосфери у межах плюму. Викиди продуктів виверження суттєво активізують процеси електризації, розділення зарядів, підсилення електричного струму тощо.

Головну роль відіграють пилові частинки та аерозолі. Механізм електризації частинок описано в роботі [41]. Він, перш за все, пов'язаний з розпиленням речовини, що інжектується в атмосферу. Гарячий висхідний потік продуктів виверження, швидкість якого поступово зменшується від 100 м/с до 10 м/с, підіймає вгору позитивно заряджені частинки. Більш масивні частинки осідають донизу. Вони мають негативний заряд. Розділення зарядів супроводжується підсиленням щільності електричного струму до  $j = 10^{-8}...10^{-7}$  А/м<sup>2</sup>. Величина  $q_e$  збільшується до  $10^{-9}...10^{-8}$  Кл/м<sup>3</sup>. При цьому різко збільшується напруженість електричного поля. Оцінимо значення  $E_e$ . Скористаємося законом Гаусса:

$$\oint_{S} \mathbf{E}_{e} dS = \frac{1}{\varepsilon_{0}} \oint_{V} q_{e} dV , \qquad (7)$$

де S — площа, що охоплює об'єм V із щільністю  $q_e$ ,  $\varepsilon_0$  — електрична стала. Апроксимуємо плюм циліндром з висотою  $h_{pl}$  і радіусом  $r_{pl}$ . Тоді із закону (7) маємо

Звідси

$$E_e = \frac{q_e h_{pl}}{2\varepsilon_0} \, .$$

 $2\pi r_{pl}^2 E_e = \pi r_{pl}^2 h_{pl} \frac{q_e}{\varepsilon_o} \,.$ 

Таблиця 6. Напруженість електричного поля у плюмі (МВ/м)

Результати оцінок  $E_e$  (у MB/м) наведено у табл. 6.

Видно, що значення напруженості електричного поля могли сягати 1...11 МВ/м. Відомо, що пробій чистого повітря на поверхні Землі настає при  $E_{ecr} \approx 3$  МВ/м, а на висоті z = 10...20 км — при  $E_{ecr} = 0.8...0.2$  МВ/м. У забрудненому продуктами виверження вулкана значення  $E_{ecr}$  ще менші. Це означає, що у вулканічному пломі постійно виникали блискавки, оскільки  $E_e > E_{ecr}$ . Саме про це свідчать результати роботи [56], де було встановлено, що за п'ять годин виверження вулкана Тонга спостерігалося близько 400 000 блискавок. Найбільша інтенсивність блискавок мала місце з 05:00 до 05:15 UT. При цьому їхня частота становила 20 000 хв<sup>-1</sup>, або 333 с<sup>-1</sup>.

Якщо безпосередньо у плюмі напруженість електричного поля збільшувалась на 3-5 порядків, то за межами плюму вона збільшувалась лише на 1-2 порядки. Можна стверджувати, що виверження вулкана призвело до суттєвого збурення глобального електричного кола та низки вторинних процесів.

*Електричний ефект у іоносфері*. Процеси у проміжку Земля — іоносфера мають характерний час становлення

$$t_{ch} = \frac{\varepsilon_0}{\sigma_0} \approx 440 \text{ c.}$$

Тому електричні процеси у цьому проміжку можна розглядати як квазістаціонарні.

Відповідно до робіт [27, 28] для оцінки напруженості електричного поля на висотах іоносфери, породженого діяльністю вулкана, прийдемо до такого співвідношення:

$$E_{ei} = E_{e0} \frac{\sigma_0}{\sigma_i} \frac{j}{j_0},$$

h m	$q_e, 10^{-9}  \mathrm{K} \mathrm{m} / \mathrm{m}^3$									
<i>n<sub>pl</sub></i> , км	1	2	4	6	8	10				
5	0.28	0.56	1.1	1.7	2.2	2.8				
10	0.57	1.1	2.3	3.4	4.5	5.7				
15	0.85	1.7	3.4	5.1	6.8	8.5				
20	1.1	2.2	4.6	6.8	9.0	11.3				

де  $\sigma_i \approx 10^{-6}$  Ом<sup>-1</sup>м<sup>-1</sup> — питома електропровідність на межі іоносфери ( $z \approx 60$  км). При  $E_{e0} \approx \approx 150$  В/м,  $j_0 = 3 \cdot 10^{-12}$  А/м<sup>2</sup>,  $j = 10^{-8}$ ... $10^{-7}$  А/м<sup>2</sup>,  $\sigma_0 = 2 \cdot 10^{-14}$  Ом<sup>-1</sup>м<sup>-1</sup>маємо  $E_{ei} = 10$ ...100 мВ/м. У незбурених умовах це поле становить 0.1... 1 мВ/м, тобто виверження вулкана призводить до збільшення на два порядки величини іоносферного електричного поля. Важливо, що електричне поле майже без загасання переноситься вздовж магнітних силових ліній до магнітосфери, викликаючи вторинні процеси у магнітосфері та радіаційному поясі Землі.

Додамо, що максимальне збурення електричного поля виникало не безпосередньо над вулканом, а дещо збоку. Зміщення пов'язане з впливом атмосферних вітрів і переносом збурення магнітними силовими лініями з висот порядку 100 км на більші висоти. Згідно з даними робіт [27, 28] зміщення може сягати 600...800 км.

#### МАГНІТНИЙ ЕФЕКТ

Механізми магнітних ефектів в океані, атмосфері та іоносфері відрізняються. Розглянемо це детальніше [17].

*Магнітний ефект в океані.* Океанічна вода має питому електропровідність  $\sigma_0 \approx 4 \text{ Om}^{-1}\text{m}^{-1}$ . Океанам властиві течії, швидкість *v* яких зазвичай не перевищує 1...3 м/с. Течії генерують електричне поле напруженістю

$$E_e = vB_0,$$

де  $B_0$  — індукція геомагнітного поля. При  $B_0\approx 2{\cdot}10^{-5}$  Тл та  $v\approx 1$  м/с маємо  $E_{e0}=2{\cdot}10^{-5}$  В/м та щільність струму

 $j_{e0} = \sigma_0 E_e$ , близьку до 8·10<sup>-5</sup> A/м².

Таблиця 7. Збурення магнітного поля (нТл) струменем вулкана

Із рівняння Максвелла

$$\operatorname{rot} \mathbf{B} = \boldsymbol{\mu}_0 \mathbf{j}_{e0} ,$$

де µ<sub>0</sub> — магнітна стала, отримаємо оцінку збурення магнітного поля течією:

$$\Delta B_0 \approx \mu_0 j_{e0} L$$

Тут L — характерний вертикальний розмір течії. Для L = 1...10 км маємо  $\Delta B_0 = 10^{-7}...10^{-6}$  Тл.

За відсутності крупної течії є лише флуктуації швидкості  $v \sim 0.1$  м/с та розміру течії L = 1...100 м. Тоді  $\Delta B_0 = 10^{-11}...10^{-9}$  Тл = 0.01...1 нТл, тобто фоновий магнітний ефект є незначним.

Вибух підводного вулкана генерує струмінь зі швидкістю v = 100...300 м/с та діаметром 10... 100 м. При цьому збільшується напруженість індукованого електричного поля, питома електропровідність  $\sigma$  (до 8 Ом<sup>-1</sup>м<sup>-1</sup> [11]) та щільність електричного струму, а значить і величина локального магнітного ефекту. Результати обчислення  $\Delta B$  наведено в табл. 7.

Як видно з табл. 7, магнітний ефект підводного вибуху та виверження вулкана є дуже значним. Але він є практично локальним, оскільки належить до квазімагнітостатичних. При цьому зі збільшенням відстані *г* значення змінюється за законом

$$\Delta B(r) = \Delta B(L) \left(\frac{L}{r}\right)^3.$$

Наприклад, при  $\Delta B = 1000$  нТл, L = 100 м і r = =1 км маємо  $\Delta B(r) \approx 1$  нТл.

*Магнітний ефект цунамі*. Рух великих мас води зі швидкістю  $v_{ts} \approx 200$  м/с призвів до генерації електричного поля з напруженістю

$$E = v_{ts} B_{0z} ,$$

		<i>L</i> , м											
<i>0</i> <sub>0</sub> , м/с	10	20	30	40	50	60	70	80	90	100			
100 150 200 250 300	100 150 200 250 300	200 300 400 500 600	300 450 600 750 900	400 600 800 1000 1200	500 750 1000 1250 1500	600 900 1200 1500 1800	700 1050 1400 1750 2100	800 1200 1600 2000 2400	900 1350 1800 2250 2700	1000 1500 2000 2500 3000			

де  $B_{0z}$  — вертикальна складова індукції геомагнітного поля. За  $v_{ts} \approx 200$  м/с,  $B_{0z} = 2 \cdot 10^{-5}$  Тл маємо  $E \approx 4$  мВ/м. Вектор Е перпендикулярний до вектора швидкості. Вектор щільності електричного струму, паралельного вектору Е, дорівнює

$$J = \sigma E$$
,  
де  $\sigma = 4 \text{ Om}^{-1}\text{m}^{-1}$  отримуємо  $j = 16 \text{ мA/m}^2$ . Цир-  
куляція вектора збурення магнітного поля

$$\oint \Delta \mathbf{B} d\mathbf{l} = \mu_0 \oint \mathbf{j} d\mathbf{S} ,$$

де dI — елемент контура, dS — елемент площі, через яку втікає та витікає електричний струм.

Виберемо контур з горизонтальним розміром L, що дорівнює розміру цунамі в напрямку його поширення та вертикальним розміром z, що дорівнює висоті над незбуреною поверхнею океану. Тоді довжина контура l = 2(L + z). При висоті цунамі h площа S = Lh. Звідси

$$\Delta B = \frac{1}{2} \mu_0 j \frac{Lh}{L+z} = \frac{1}{2} \mu_0 \sigma v_{ts} B_{0z} \frac{Lh}{L+z}$$

Оскільки  $L \approx 1...2$  Мм, то при  $z \le L$  маємо

$$\Delta B \approx \frac{1}{2} \mu_0 jh \approx \frac{1}{2} \mu_0 \sigma v_{ts} B_{0z} h \,.$$

Аналогічне співвідношення отримано в роботі [11]. Для  $j \approx 16$  мА/м<sup>2</sup>, h = 1 м отримуємо  $\Delta B \approx \approx 10$  нТл. Коли z = L, маємо  $\Delta B \approx 5$  нТл.

Отримане значення збурення магнітного поля видається завищеним більш ніж на порядок. Причин для цього дві. По-перше, магнітний ефект визначається не горизонтальною проєкцією швидкості цунамі, а її вертикальною складовою  $v_{tsz}$ , яка дається співвідношенням

$$v_{tsz} \approx \frac{2h}{T},$$

де T— тривалість або період цунамі. При  $T \approx 2000$  с,  $h \approx 1$  м маємо  $v_{tsz} \approx 10^{-3}$  м/с, що набагато менше за  $v_{ts} \approx 200$  м/с. По-друге, магнітне збурення швидко «розпливається» у просторі за рахунок дифузії. Рівняння для вертикальної складової  $B_z$ збурення магнітного поля має такий вигляд [38]:

$$\frac{\partial B_z}{\partial t} = (\mathbf{B}_0 \nabla) \mathbf{v}_{tsz} + D \nabla^2 B_z ,$$

де  $D = (\mu_0 \sigma)^{-1} \approx 2 \cdot 10^5 \text{ м}^2/\text{с}$  — коефіцієнт дифузії. Джерело збурення при  $B_0 \approx 2 \cdot 10^{-5}$  Тл та  $h \approx 1$  м має такий порядок:

$$|(\mathbf{B}_0 \nabla) \mathbf{v}_{tsz}| \approx 2 \cdot 10^{-8} \, \mathrm{Tr}/\mathrm{c}$$

ISSN 1561-8889. Космічна наука і технологія. 2023. Т. 29. № 2

Характерний час дифузії при *h* ≈1 м становить

$$\tau_D = \frac{h^2}{D} \approx 5$$
 MKC.

Тому дифузійний член навіть для  $B_z \approx 10^{-10}$  Тл має такий порядок:

$$D\nabla^2 B_z \mid \approx \frac{D}{h^2} B_z \approx 2 \cdot 10^{-5} \,\mathrm{Tn/c}.$$

Тобто, дифузійний член значно переважає за величиною член, який є джерелом збурення.

За даними спостережень навіть для землетрусів з магнітудою  $M \approx 8...9$  величина магнітного ефекту не перевищувала 0.1...1 нТл [38].

На відміну від магнітного ефекту вулканічного струменя, магнітний ефект цунамі є великомасштабним (~1 Мм). Зі збільшенням h значення  $\Delta B$  збільшується пропорційно висоті цунамі.

Додамо, що висота цунамі, згенерованого хвилею Лемба, *anpiopi* менша від висоти цунамі, згенерованого безпосередньо вибухом вулкана. Тому і величина магнітного ефекту менша.

Переміщення цунамі та його періодичність з періодом  $T \approx 2000$  с викликало коливання магнітних силових ліній, що призводило до вторинних процесів у магнітосфері та радіаційному поясі Землі.

*Магнітний ефект в атмосфері*. Електричне поле, індуковане струменем, становить

$$E_e = vB_0.$$

Для  $B_0 = 2 \cdot 10^{-5}$  Тл, v = 100...300 м/с маємо  $E_e = 2...6$  мВ/м. Індукований струм є дуже незначним, оскільки у незбурених умовах  $\sigma_0 \approx 2 \cdot 10^{-14}$  Ом<sup>-1</sup>м<sup>-1</sup>. Тоді  $j_q \approx (4...12) \cdot 10^{-17}$  А/м<sup>2</sup>, тобто  $j << j_0 = 3 \cdot 10^{-12}$  А/м<sup>2</sup>.

Магнітний ефект в атмосфері пов'язаний, перш за все, з різким збільшенням щільності вертикального струму у струмені та плюмі за рахунок електризації продуктів вибуху. При цьому *j* збільшується до значень порядку 10<sup>-7</sup>...10<sup>-6</sup> A/м<sup>2</sup>.

Оцінимо магнітний ефект вулканічного струменя та плюму в атмосфері. Циркуляція вектора магнітної індукції вздовж зовнішньої межі струменя (плюму), що має радіус R, дається таким співвідношенням:

$$\oint \mathbf{B} d\mathbf{l} = \mu_0 \mathbf{j} \mathbf{S}$$
ле  $l = 2\pi R$ .  $S = \pi R^2$ .

65

Звідси

$$\Delta B \approx \frac{1}{2} \mu_0 j R \,. \tag{8}$$

Для струменя з радіусом R = 100...1000 м та  $j \approx 10^{-6}$  А/м<sup>2</sup> маємо  $\Delta B = 0.06...0.6$  нТл.

Для плюму радіус R сягає сотень кілометрів і величина магнітного ефекту значно більша (1...10 нТл).

*Магнітний ефект у іоносфері.* Для магнітного ефекту у іоносфері можуть бути суттєвими два механізми. Перший з них пов'язаний зі збуренням системи струмів у динамо-області іоносфери (висоти z = 90...130 км) за рахунок генерації вулканом іоносферної «діри», описаної в роботі [4]. Другий механізм збурення магнітного поля зумовлений генерацією стороннього електричного струму у полі атмосферних хвиль, викликаних як безпосередньо вибухом вулкана, так і цунамі, породженим вибухом. Перший з механізмів є аперіодичним, другий — квазіперіодичним.

Для оцінки магнітного ефекту іоносферної «діри» скористаємося формулою (8), де замість *R* фігурує товщина динамо-області  $\Delta z_i \approx 40$  км, а замість  $j - \Delta j = j_{i0} \delta_N$ ,  $j_{i0}$  — незбурене значення щільності іоносферного струму,  $\delta_N$  — відносне зменшення концентрації електронів у «дірі». Тоді

$$\Delta B \approx \frac{1}{2} \mu_0 \Delta j \Delta z_i \,. \tag{9}$$

Результати обчислень  $\Delta B$  наведено у табл. 8. Видно, що магнітний ефект «діри» міг бути суттєвим.

Хвиля щільності (хвиля Лемба, гравітаційна хвиля, хвиля від цунамі) в атмосфері породжує сторонній струм з щільністю

$$j_w = eNv_w$$

де e — заряд електрона,  $v_w$  — швидкість частинок у полі хвилі. При  $N \approx 10^{11} \text{ м}^{-3}$ ,  $v_w = 10...100 \text{ м/с}$  маємо  $j_w = 1.6 \cdot 10^{-7} ... 1.6 \cdot 10^{-6} \text{ А/м}^2$ . Для амплітуди квазіперіодичного збурення  $\Delta B_a$  отримуємо формулу

$$\Delta B_a \approx \frac{1}{2} \mu_0 j_w \Delta z_i \, .$$

Результати оцінок  $\Delta B_a$  наведено у табл. 9.

Порівняння даних у табл. 8 і 9 свідчить про те, що магнітний ефект у другому випадку на порядок більший, ніж у першому.

#### ЕФЕКТИ ЗАПИЛЕННЯ АТМОСФЕРИ

**Динаміка вулканічних частинок.** У продуктах вибуху містилися фрагменти з радіусом  $r_p$  від 1 м до 1 мкм. Масивні фрагменти (масою понад 1 г) випали на поверхню планети. Частинки з  $r_p = 10^{-7}$ ...  $10^{-3}$  м конвективним потоком піднялися вгору на висоти аж до  $z_m \approx 58$  км. При загальній масі викиду m = 2.9 Гт маса частинок  $m_s$  була порядку 1 Гт.

У подальшому частинки брали участь у трьох процесах. По-перше, у повільному осіданні на поверхню Землі. По-друге, у турбулентному перемішуванні з навколишнім повітрям. По-третє, у перенесенні переважними вітрами навколо планети, здійснюючи повний оборот приблизно за 10 діб (за середньої швидкості вітру 40 м/с).

Початковий горизонтальний розмір продуктів викиду в атмосфері був близьким до 500 км [46]. 19 січня 2022 р. площа запилення становила 12 млн км<sup>2</sup>. 22 січня 2022 р. хмара пилу досягла Східної Африки, здолавши відстань у 15000 км [47]. Швидкість осідання частинок дається відомим співвідношенням [11]:

$$v_p = \frac{2\rho_p g}{9\eta} r_p^2,$$

	05		· D				
Tahuug X	Ористен	значення	<u> </u>	ГНІТНОГО	emekty b	10HOCC	heni
raomagn o.	00 meatem	Jila leilin /		minut	equally b	IOHOCU	pep

$\Delta j, 10^{-8} \mathrm{A/m^2}$	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
$\Delta B$ , нТл	0.25	0.50	0.75	1.0	1.25	1.50	1.75	2.0	2.25	2.5

Tаблиця 9. Обчислені значення  $\Delta B_a$  магнітного ефекту у полі хвилі щільності

$j_w, 10^{-7} \mathrm{A/m^2}$	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
$\Delta B_a$ , нТл	2.5	5	7.5	10	12.5	15	17.5	20	22.5	25

де  $\rho_p \approx 1.5 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$  — об'ємна щільність частинок,  $\eta = 1.7 \cdot 10^{-5} \text{ Па \cdot с}$  — коефіцієнт динамічної в'язкості повітря. Час осідання частинок  $\tau_p = z_p / v_p$  наведено у табл. 10.

Вважалося, що середня висота  $z_p = 50$  км. Із табл. 10 видно, що найдрібніші частинки з  $r_p = 10^{-7}...10^{-6}$  м можуть перебувати в атмосфері роками. Насправді цього не відбувається. За рахунок турбулентного перемішування з повітрям ці частинки осідають на землю за час

$$\tau_{pt} = \frac{z_p^2}{D_{t0}}$$

де  $D_{t0}$  — коефіцієнт турбулентної дифузії. Вважаючи, що  $z_p = 50$  км, а  $D_{t0} = (1...3) \cdot 10^3 \text{ м}^2/\text{с}$ , отримаємо  $\tau_{pt} = 9.6...29$  діб.

Таким чином, частинки вулканічного походження з розміром 0.1...10 мкм залишались в атмосфері не менш ніж 10...30 діб.

Охолодження поверхні Землі та приземної атмосфери. Частинки вулканічного походження в атмосфері розсіюють сонячне випромінювання, екрануючи приземну атмосферу та поверхню Землі. При цьому щільність потоку сонячної радіації на поверхні планети зменшиться на величину [11]

$$\Delta \Pi_s = \Pi_{s0}(0)(1 - e^{-\gamma_s})\cos\chi$$

де  $\Pi_{s0}(0)$  — незбурена вибухом вулкана щільність потоку сонячного випромінювання для зенітно-

Таблиця	10.	Залеж	ніст	ь швидк	сості та	часу
осідання	aej	юзолів	від	їхнього	радіуса	ł

<i>r<sub>p</sub></i> , мкм	<i>v<sub>p</sub></i> , м/с	$\tau_p, c$	т <sub><i>p</i></sub> , діб
0.1	$1.7 \cdot 10^{-5}$	2.9·10 <sup>9</sup>	3.3·10 <sup>4</sup>
0.2	$6.9 \cdot 10^{-5}$	$7.2 \cdot 10^8$	8.3·10 <sup>3</sup>
0.3	$1.6 \cdot 10^{-4}$	3.1.108	3.6·10 <sup>3</sup>
0.5	$4.3 \cdot 10^{-4}$	$1.2 \cdot 10^{8}$	$1.4 \cdot 10^{3}$
1	$1.7 \cdot 10^{-3}$	2.9·10 <sup>7</sup>	330
2	6.9.10-3	$7.2 \cdot 10^{6}$	83
3	0.016	3.1·10 <sup>6</sup>	36
5	0.43	$1.2 \cdot 10^{6}$	14
10	0.17	2.9·10 <sup>5</sup>	3.3
20	0.69	$7.2 \cdot 10^4$	0.83
30	1.6	3.1.104	0.36
50	4.3	$1.2 \cdot 10^4$	0.14
100	17	$2.9 \cdot 10^3$	0.03
		1	

го кута  $\chi = 0$ ,  $\gamma_s$  — оптична товщина розсіяння сонячного випромінювання. В свою чергу [11],

$$\gamma_s \approx 0.225 \frac{\alpha_s m_s s}{V_s} = 0.225 \frac{\alpha_s m_s \Delta z_s}{V_s \cos \chi}$$

де  $\alpha_s = 3 \cdot 10^3 \text{ м}^2/\text{кг}$  — коефіцієнт екстинкції при розсіянні сонячної радіації,  $m_s$  — маса пилинок, що розсіюють,  $s = \Delta z_s/\cos \chi$ ,  $\Delta z_s$  — товщина шару атмосфери з пилинками,  $V_s = S\Delta z_s$  — об'єм цього шару, S — його площа.

Співвідношення для  $\gamma_s$  перепишемо в такому вигляді:

$$\gamma_s \approx 0.225 \frac{\alpha_s m_s}{S \cos \chi} = \frac{S_s}{S \cos \chi}, \qquad (10)$$

де  $S_s = 0.255 \alpha_s m_s$  – характерна площа.

Для перших декількох діб  $S \approx 10^{13} \text{ м}^2$ ,  $m_s \approx 10^{12} \text{ кг.}$ Тоді для  $\chi = 0^{\circ}$  маємо  $\gamma_s \approx 7.65$ , тобто  $\gamma_s >> 1$  та  $\Delta \Pi_s \approx \Pi_{s0}(0)$ . Екранування сонячного випромінювання було сильним. Це призвело до зниження температури повітря на величину  $\Delta T$ . Оцінимо  $\Delta T$ . Недоотримана енергія сонячного випромінювання в середньому за добу становить

$$E_s = \frac{1}{2} \Pi_s(0) S \Delta t_s \cos \chi ,$$

а зменшення внутрішньої енергії повітря —

$$Q = C_a m_a \Delta T = C_a \rho_a S H \Delta T$$

де  $m_a$  — маса повітря в об'ємі *SH*, *H* — висота однорідної атмосфери,  $\rho_a$  — щільність повітря. Тоді з рівності  $E_s = Q$  маємо

$$\Delta T = \frac{\prod_{s}(0)\Delta t_{s}\cos\chi}{2C_{a}\rho_{a}H}$$

Для  $\Pi_s(0) \approx 630 \text{ Вт/м}^2 [11], \Delta t_s \approx 3.10^5 \text{ c, } \cos \chi =$ = 0.5,  $C_a \approx 10^3 \text{ Дж} \cdot \text{кr}^{-1} \text{K}^{-1}$ ,  $H \approx 7.5 \text{ км}$ ,  $\rho_a \approx \approx 1.25 \text{ кг/м}^3$  отримаємо  $\Delta T \approx 5 \text{ K}$ . Насправді зменшення температури повітря було помітно меншим через демпферний вплив океану, який не встигає охолоджуватися.

Через 10...30 діб після виверження вулкана запилення поширилося практично на всю атмосферу, а маса  $m_s$  зменшилася до  $3 \cdot 10^{11}$  кг. Тоді  $\gamma_s \approx 0.5$ , зменшення  $\Delta T \approx 2$  К, а реальне значення не перевищувало 0.5...0.6 К.

*Коефіцієнт тригерності*. Під енергією первинного процесу розуміємо теплову енергію вулкана:

$$E_T = CmT \approx 3.6 \cdot 10^{19}$$
Дж.



**Рис. 1.** Часова залежність ПЕВ за даними станції СКІЅ та супутника G32 для 11, 12, 13, 15, 16, 17 та 18 січня 2022 р. (числа біля кривих). Вертикальні лінії — моменти заходу Сонця на висотах z = 0 і z = 350 км. На горизонтальній осі показано п'ять моментів вибуху вулкана



Рис. 2. Те, що і на рис. 1, для станції AUCK і супутника G10

Недоотримання енергії  $E_s \in$  вторинним процесом. Для характеристики енергетики вторинних процесів зручно ввести спеціальний коефіцієнт [11]:

$$K_{tr} = \frac{E_s}{E_T}$$

Якщо  $\gamma_s >> 1$ , то

$$K_{tr} = \frac{\prod_{s}(0)S\Delta t_{s}}{2CmT}\cos\chi = \frac{\prod_{s}(0)S\Delta t_{s}}{2\varepsilon_{T}m}\cos\chi, \quad (11)$$

де  $\varepsilon_T = CT$  — питомий енерговміст продуктів виверження вулкана. Якщо  $\gamma_s < < 1$ , то

$$K_{tr} = \frac{\prod_{s}(0)\gamma_{s}S\Delta t_{s}}{2\varepsilon_{T}m}\cos\chi = \frac{\prod_{s}(0)S_{s}}{2\varepsilon_{T}m}\Delta t_{s}.$$
 (12)

З урахуванням (10) замість (12) маємо

$$K_{tr} = 0.255 \frac{\prod_{s}(0)\alpha_{s}m_{s}}{2\varepsilon_{T}m} \Delta t_{s} \approx 0.127 \frac{\prod_{s}(0)\alpha_{s}k_{s}}{\varepsilon_{T}} \Delta t_{s}, (13)$$

де  $k_s = m_s/m$ . Оцінимо  $K_{tr}$  для  $\Pi_s(0) = 630$  Вт/м<sup>2</sup>,  $\alpha_s \approx 3 \cdot 10^3 \text{ м}^2/\text{кг}, k_s = 0.1, \varepsilon_T \approx 1.36 \cdot 10^6 Дж/кг і \Delta t_s =$   $= 10^5 \dots 3 \cdot 10^6$  с. Виходячи з виразу (13), отримаємо  $K_{tr} = 1.8 \cdot 10^3 \dots 5.3 \cdot 10^4$ . Важливо, що  $K_{tr} >> 1$ , тобто енергетика вторинних процесів значно більша за енергетику первинного процесу (виверження вулкана). Виверження слугує тригером для запуску більш енергійних процесів. Тому в роботі [11] автор назвав коефіцієнт  $K_{tr}$  коефіцієнтом тригерності. Як випливає зі співвідношення (13), при  $\gamma_s << 1$  цей коефіцієнт пропорційний відносній масі  $k_s$  і часу тривалості запилення атмосфери. При  $\gamma_s >> 1$  коефіцієнт тригерності  $K_{tr}$ практично пропорційний  $\Delta t_s^2$ , оскільки  $S \propto \Delta t_s$ , тобто площа S збільшується зі збільшенням інтервалу часу  $\Delta t_s$ .

#### ІОНОСФЕРНІ ЕФЕКТИ

Вибух вулкана Тонга призвів як до аперіодичних, так і квазіперіодичних (хвильових) збурень у іоносфері [19].

*Іоносферна «діра»*. Ми дослідили часові варіації повного електронного вмісту (ПЕВ), який вимірювався за допомогою Глобальної супутникової навігаційної системи. Для цього було використано 42 наземні станції та низку супутників (G01, G03, G07, G08, G10, G15, G18, G23, G24, G26, G27, G29, G31 і G32). Відстань від вулкана до станцій змінювалась у межах 57...5021 км. Встановлено, що для станцій, віддалених на відстань не більше 3 Мм, приблизно з 05:00... 05:30 до 07:00...08:00 мало місце зниження ПЕВ на 3...10 ТЕСU (в середньому на 5 ТЕСU) (рис. 1). Для більш віддалених станцій ефект був слабшим або його не було. У роботі [4] ефект зменшення ПЕВ приблизно через 45 хв після вибуху був названий іоносферною «дірою». Механізм генерації «діри» залишається невідомим.

Хвильові ефекти в іоносфері. Хвильові процеси в атмосфері не могли не викликати квазіперіодичні збурення в іоносфері. Спостерігалися два типи хвильових збурень. Найбільші за амплітудою (до 1.5...2 TECU) збурення мали найбільшу швидкість (~1 км/с). Така швидкість у *F*-області іоносфери властива гравітаційним хвилям. Найімовірніше, збурення були згенеровані вибуховою хвилею безпосередньо над вулканом і поширювалися у всі боки від джерела. Збурення складалося з двох періодів: спочатку фаза стиснення, а потім фаза розрідження, знову фаза стискання, на зміну якій приходила фаза розрідження. За першим збуренням спостерігалося друге. Воно мало значно меншу швидкість, амплітуду та період. Приклади хвильових процесів у іоносфері наведено на рис. 1 і 2. Видно, що тільки 15 січня 2022 р. мали місце квазіперіодичні збурення ПЕВ. Залежність  $N_{\rm L}(t)$  для 14 січня не наведено тому, що в цей день була іоносферна буря.

Із рис. 1 видно, що перше збурення мало час запізнювання  $\Delta t_1 \approx 40$  хв, тривалість  $\Delta T_1 \approx 80...$ 90 хв, амплітуду  $\delta N_{Va} \approx 1.3...1.6$  ТЕСU. Для відстані від вулкана  $r_1 \approx 2.6$  Мм отримуємо швидкість  $v_1 \approx 1$  км/с. Друге збурення мало час запізнювання  $\Delta t_2 \approx 125$  хв, тривалість  $\Delta T_1 \approx 120...130$  хв і  $\delta N_{Va} \approx 0.6$  ТЕСU. Для  $r_2 \approx 2.4$  Мм отримуємо швидкість  $v_2 \approx 320$  м/с. 3 05:30 до 07:30 спостерігалося зменшення тренду  $N_V(t)$  на 3...4 ТЕСU, що було зумовлено генерацією іоносферної «діри».

Іоносферні процеси на більшій відстані (3... 3.2 Мм) якісно були подібні до описаних вище процесів (рис. 2). Перше збурення мало такі параметри:  $\Delta t_1 \approx 50$  хв,  $\Delta T_1 = 105...110$  хв,  $\delta N_{Va} \approx 2$  TECU, а  $v_1 \approx 1$  км/с для  $r \approx 3$  Мм. Параметри другого збурення:  $\Delta t_2 \approx 165$  хв,  $\Delta T_2 \approx 180$  хв,  $\delta N_{Va} \approx 0.5$  TECU, а  $v_2 \approx 320$  м/с для  $r \approx 3.2$  Мм. «Діра» виражена слабше:  $\Delta N_V = 2...3$  TECU. Таким чином, перше збурення було безпосередньо пов'язане з вибухом вулкана, а друге — з поширенням хвилі Лемба у приземній атмосфері та проникненням частини її енергії на іоносферні висоти. Про це свідчить близькість швидкості  $v_2 \approx 320$  м/с до швидкості  $v_L \approx 313 \pm 2$  м/с [20, 21].

Збурення іоносфери електромагнітним випромінюванням блискавок. 15 січня 2022 р. з 05:00 до 05:15 UT частота блискавок у вулканічному плюмі сягала 20 тисяч за хвилину, або 333 за секунду [56]. При потужності однієї блискавки  $P_1 \approx 10^9$  Вт та її тривалості  $\tau_1 \approx 1$  с маємо сумарну потужність близько 3.33·10<sup>11</sup> Вт. У електромагнітне випромінювання перетворюється частка  $\eta_{e} = 10^{-4}...10^{-3}$  [52]. Тоді для  $\eta_{e} \approx 3.10^{-3}$  маємо потужність електромагнітного випромінювання 10<sup>9</sup> Вт. Частка цього випромінювання вздовж магнітної силової лінії поширюється до іоносфери та магнітосфери. Будемо вважати, що ця частка становить 10<sup>8</sup> Вт. Такої потужності впродовж 15 хв вистачало для збурення температури і концентрації електронів у іоносфері на сотні процентів [13]. Збурення у магнітній силовій трубці призвело до генерації альвенівських хвиль, які поширювалися вздовж трубки. Крім того, повинен був мати місце і повільний процес переносу тепла та концентрації електронів у напрямку до магнітоспряженої області. Цьому сприяла досить мала довжина магнітної силової трубки (~5 Мм).

#### МАГНІТОСФЕРНІ ЕФЕКТИ

Дія на магнітосферу. Магнітосферні ефекту вулкана Тонга, перш за все, пов'язані з інтенсивним впливом електромагнітного випромінювання блискавок [16]. Активна електризація продуктів виверження вулкана призвела до того, що кількість розрядів блискавок за п'ять годин досягла 400 тисяч [56]. Найбільша інтенсивність блискавок спостерігалась із 05:00 до 05:15 UT. При цьому частота розрядів становила близько 20 тисяч за хвилину [56]. Оцінимо енергетику блискавок. При середній енергії однієї блискавки порядку  $10^9$  Дж та середній потужності  $10^9$  Вт маємо сумарну енергію близько  $4 \cdot 10^{14}$  Дж та сумарну потужність порядку  $4 \cdot 10^{14}$  Вт. Більша частина енергії витрачалася на нагрівання та іонізацію

повітря. У енергію електромагнітного випромінювання перетворилася частка  $\eta_e = 10^{-4}...10^{-3}$ [52]. Тоді сумарна енергія та потужність електромагнітного випромінювання відповідно становили 4·10<sup>10</sup>...4·10<sup>11</sup> Дж та 4·10<sup>10</sup>...4·10<sup>11</sup> Вт.

Частота випромінювання 10...100 кГц. Електромагнітні хвилі такого діапазону ефективно поширюються у порожнині Земля — іоносфера та, головне, вздовж магнітних силових ліній у так званих дактах, сягаючи радіаційного поясу Землі, де збуджують циклотронну нестійкість. У радіаційному поясі випромінювання взаємодіє з високоенергійними електронами (~10... 100 кеВ), викликаючи їхнє часткове висипання з магнітосфери в іоносферу на висотах z = 70...120 км. При цьому збурюється струмова система динамо-області іоносфери, генеруються збурення геомагнітного поля та альвенівські хвилі. Останні, поширюючись до магнітосфери, взаємодіють із високоенергійними електронами радіаційного поясу Землі. Так активується іоносферно-магнітосферна взаємодія [16].

**Динаміка електромагнітного випромінювання** та високоенергійних частинок. Система рівнянь, що описує динаміку електромагнітного випромінювання та високоенергійних частинок у магнітній силовій трубці, має вигляд [11]

$$\frac{dw}{dt} = I_w + \Gamma nw - v_w w , \qquad (14)$$

$$\frac{dn}{dt} = I_n - \gamma nw , \qquad (15)$$

де *w* – об'ємна щільність енергії електромагнітного випромінювання, І<sub>w</sub> – об'ємна щільність потужності джерела цього випромінювання,  $\Gamma = 2.5 \cdot 10^{-12} \, \text{м}^2/\text{с}$  — коефіцієнт зв'язку, *n* — число високоенергійних частинок у магнітній силовій трубці,  $v_w^{-1}$  – час становлення щільності енергії випромінювання, I<sub>n</sub> – джерело високоенергійних частинок,  $\gamma = 10^{12} \text{ м}^3 \text{Д} \text{ж}^{-1} \text{c}^{-1}$  – коефіцієнт зв'язку.

До вибуху вулкана  $I_w = I_{w0}, I_n = I_{n0}$  та d/dt = 0. Тоді розв'язок системи (14) і (15) має вигляд

$$w_0 = \frac{I_{w0} + I_{wcr}}{v_w}, \ n_0 = \frac{I_{n0}v_w}{\gamma(I_{w0} + I_{wcr})},$$

де критичне значення  $I_{wcr} = \Gamma I_{n0} \gamma$ .

Далі оцінимо часи  $\tau_w = v_w^{-1} \approx 1 \text{ c},$ 

$$\tau_n = \frac{1}{\gamma w_0} = \frac{v_w}{\gamma (I_{w0} + I_{wcr})}.$$

Для *I*<sub>w0</sub> << *I*<sub>wcr</sub> час

$$_{n} \approx \frac{v_{w}}{\gamma I_{wcr}} = \frac{v_{w}I_{n0}}{\gamma}.$$

Для  $I_{n0} = 10^9 \dots 10^{11} \text{ м}^{-2} \text{с}^{-1}$  [11] маємо  $\tau_n = 10^{-3} \dots$ 10<sup>-1</sup> с. Час дії блискавки був значно більшим за  $\tau_w$  та  $\tau_n$ . Тому в системі (14) і (15)  $d/dt \approx 0$ . Тоді

$$w = \frac{I_w + I_{wcr}}{v_w}, \ n = \frac{I_n v_w}{\gamma (I_w + I_{wcr})}$$

Якщо  $I_w << I_{wcr}$ , то  $n \approx n_0$ , і процес висипання частинок несуттєвий. Якщо  $I_w >> I_{wcr}$ , то  $n << n_0$ . Оцінимо  $I_{wcr}$ . Для  $I_{n0} = 10^9 \dots 10^{11} \text{ m}^{-2} \text{c}^{-1}$  маємо  $I_{wcr} = 2.5 \cdot 10^{-15} \dots 2.5 \cdot 10^{-13} \text{ Дж} \cdot \text{м}^{-3} \text{c}^{-1}$ . При сумарній потужності випромінювання 4·10<sup>10</sup>...4·10<sup>11</sup> Вт та об'ємі магнітної силової трубки 4·10<sup>17</sup> м<sup>3</sup> маємо об'ємну щільність потужності  $I_w = 10^{-6}...$  $10^{-7}$  Дж·м<sup>-3</sup>с<sup>-1</sup>, тобто  $I_w >> I_{wcr}$ . Це означає, що під дією електромагнітного випромінювання майже всі високоенергійні частинки повинні були залишити радіаційний пояс Землі.

Тригерний ефект. Уведемо коефіцієнт тригерності

$$K_{tr} = \frac{\Delta n \varepsilon_e}{I_{wcr} L_w},$$

де  $\Delta n = n_0 - n$ ,  $\varepsilon_e$  – енергія електрона в радіаційному поясі,  $L_w$  – довжина магнітної силової трубки. Максимальне значення

$$K_{tr\max} = \frac{n_0 \varepsilon_e}{I \quad L}.$$

Для  $I_{w0} \leq I_{wcr}$  отримаємо  $n_0 \approx v_w/\Gamma$  та

$$K_{tr\max} = \frac{v_w \varepsilon_e}{\Gamma I_{wcr} L_w} = \frac{v_w \gamma \varepsilon_e}{\Gamma^2 I_{n0} L_w} \,.$$

Для  $v_w = 1 \text{ c}^{-1}$ ,  $\gamma = 10^{12} \text{ м}^3 \text{Дж}^{-1} \cdot \text{c}^{-1}$ ,  $\varepsilon_e = 10...$ 100 кеВ,  $\Gamma = 2.5 \cdot 10^{-12} \text{ M}^2 \text{c}^{-1}$ ,  $I_{n0} = 10^{-10} \text{ M}^{-2} \text{c}^{-1}$  і  $L_w = 4 \cdot 10^7 \text{ м}$  маємо  $K_{trmax} = 6.4 \cdot 10^2 \dots 6.4 \cdot 10^3$ .

Таким чином, електромагнітне випромінювання, згенероване виверженням вулкана, є тригером магнітосферних процесів, які суттєво збурюють стан радіаційного поясу Землі.

Альвенівський механізм. Є ще один механізм дії на магнітосферу. Південна півкуля, де лежить

вулкан Тонга, на відміну від Північної півкулі, була освітлена Сонцем. Вибухова хвиля від вулкана, досягнувши іоносфери, на висотах динамо-області ( $z \approx 90...130$  км) згенерувала збурення концентрації електронів і електричного поля, точніше альвенівський імпульс. Останній з альвенівською швидкістю порядку 300 км/с вздовж магнітної силової лінії перемістився у Північну півкулю, викликавши там збурення електричного поля та потоків плазми з плазмосфери в іоносферу. Для швидкості потоку  $v \sim 100$  м/с маємо індуковане електричне поле  $E_e \approx vB_0 \approx 2$  мВ/м.

Описані ефекти дійсно спостерігалися у дослідженні [45], коли було виявлено збурення у магнітоспряженій області, що перебувала над Японією. Швидкість потоку плазми була 100...110 м/с, а  $E_e = 2.8...3.1$  мВ/м, що повністю узгоджується з нашими оцінками.

#### ВЗАЄМОДІЯ ПІДСИСТЕМ

Вибух і виверження вулкана Тонга супроводжувалися генерацією сейсмічних хвиль, цунамі, вибухової хвилі, хвилі Лемба, гравітаційної, інфразвукової та звукової хвиль. Суттєвого збурення зазнали баричне, магнітне та електричне поля Землі. Викиди попелу та аерозолів змінили прозорість атмосфери, помітно порушили радіаційний баланс і взаємодію підстильної поверхні (океану) з приземною атмосферою, викликавши вторинні процеси. Вибух та виверження вулкана змінили параметри глобального електричного кола, виникли збурення атмосферно-іоносферного електричного поля. Ці збурення передалися до магнітосфери. Підсилення електричного поля в іоносфері, викликане порушенням динаміки вітру, призвело до джоулевого нагрівання атмосферної плазми, низки плазмових проце-



*Рис. 3.* Взаємодія підсистем та основні фізичні процеси під час вибуху та виверження вулкана (УНЧ, ДНЧ і ВЧ — ультранизькочастотні, дуже низькочастотні та високочастотні випромінювання, ХЛ — хвилі Лемба, ГХ — гравітаційні хвилі)

сів, збурення системи іоносферних струмів, які вплинули на магнітосферні процеси [11].

Вибухова хвиля, хвиля Лемба, гравітаційна та інфразвукова хвилі, поширюючись до іоносфери, модулювали її параметри, призводячи до генерації МГД-хвиль. Останні взаємодіяли з високоенергійними частинками, стимулюючи їхнє висипання з радіаційного поясу в атмосферу (іоносферу).

Найбільше на магнітосферу та радіаційний пояс вплинуло електромагнітне випромінювання блискавок, що мали місце у вулканічному плюмі.

Схему взаємодії підсистем у системі ЗАІМ показано на рис. 3. Видно, що вибух і виверження вулкана викликали цілу низку складних фізикохімічних процесів, активізували взаємодію підсистем у системі ЗАІМ, спрацювання прямих і зворотних зв'язків, позитивних і негативних зв'язків, появу вторинних і третинних процесів, прояв тригерних механізмів вивільнення енергії тощо.

## ОБГОВОРЕННЯ

Вибух і виверження вулкана Тонга призвели до цілого комплексу складних взаємопов'язаних процесів. Їхній детальний опис є справжньою проблемою. Для її вирішення необхідно застосовувати міждисциплінарний підхід. Вирішенню проблеми сприяє багатий набір результатів спостережень наземними та космічними засобами [36, 37].

Складність моделювання фізичних процесів, викликаних вибухом і виверженням вулкана, полягає у тому, що вулкан є підводним. Згенеровані хвилі були потужними, що призвело до нелінійного характеру їхнього поширення, до нелінійного самовпливу та перетворення, до взаємодії мод тощо.

Сейсмічні, гідродинамічні, аеродинамічні процеси доповнені електричними, магнітними та електромагнітними процесами. Збурення від літосфери та океану поширилися в атмосферу, іоносферу та навіть у магнітосферу. Все це супроводжувалося активізацією прямих і зворотних, позитивних і негативних зв'язків. Особлива роль належала тригерним механізмам взаємодії підсистем. Очевидною є складність детального моделювання усього комплексу фізико-хімічних процесів у системі ЗАІМ.

У статті зроблено першу спробу промоделювати або оцінити величину головних ефектів, викликаних вибухом і виверженням вулкана Тонга. У майбутньому подібні дослідження будуть продовжені. Уже сьогодні можна стверджувати, що сама природа подарувала безцінний науковий матеріал для вулканологів, сейсмологів, океанологів, спеціалістів із фізики атмосфери, іоносфери та магнітосфери.

## ГОЛОВНІ РЕЗУЛЬТАТИ

1. Виконано комплексний аналіз і моделювання основних фізичних процесів у системі ЗАІМ, що супроводжували потужний вибух і виверження вулкана Тонга 15 січня 2022 р.

2. Оцінено енергетику вулкана та вибухової хвилі. Теплова енергія вулкана сягала 3.9·10<sup>18</sup> Дж, а середня теплова потужність — 9.1·10<sup>13</sup> Вт. Енергія вибухової хвилі була близькою до 16... 18 Мт ТНТ.

3. Встановлено, що вулканічний струмінь з початковим тиском у десятки атмосфер сягав висоти в одиниці кілометрів. Вулканічний плюм поширився до висоти 50...58 км та перемістився на захід приблизно на 15 Мм.

4. Оцінено основні параметри плюму. Його середня потужність становила близько 7.5 ТВт, а потік тепла —  $15 \text{ MBt/m}^2$ . За такого потоку слід було очікувати на розвиток вогняного смерчу з кутовою швидкістю обертання близько 0.17 с<sup>-1</sup> та періодом обертання 37 с.

Отримано аналітичне співвідношення для оцінки максимальної висоти підйому плюму. Головний внесок у величину цієї висоти дає об'ємна швидкість викидів (продуктивність) вулкана.

5. Вибух вулкана супроводжувався генерацією сейсмічної та вибухової хвиль, цунамі, хвилі Лемба, гравітаційних, інфразвукових і звукових хвиль, які поширювалися в глобальних масштабах. Важливо, що потужна вибухова хвиля була здатна викликати вторинну сейсмічну хвилю та вторинне цунамі. Це було одним із проявів взаємодії підсистем у системі ЗАІМ.
Поширення потужних хвиль супроводжувалися нелінійними спотвореннями профілю хвиль і нелінійним загасанням у результаті самовпливу хвиль.

6. Електричні процеси у тропосфері пов'язані з розпиленням продуктів викидів, електризацією частинок плюму, розділенням зарядів, підсиленням атмосферного електричного поля, електропровідності, електричного струму та збуренням глобального електричного кола.

7. Електричні ефекти в іоносфері пов'язані зі збільшенням на один-два порядки напруженості іоносферного електричного поля, що призвело до вторинних процесів у магнітосфері та радіаційному поясі Землі.

8. Встановлено, що магнітний ефект підводного вибуху та виверження вулкана був значним (100...1000 нТл), але локальним.

9. Магнітний ефект вулканічного плюму сягав 1...10 нТл.

10. Магнітний ефект у іоносфері був зумовлений збуренням системи струмів під впливом іоносферної «діри» ( $\Delta B \sim 0.1...1$  нТл) та генерацією стороннього струму у полі атмосферних хвиль ( $\Delta B \sim 1...10$  нТл).

11. Запилення атмосфери продуктами викидів вулкана призвело до розсіяння сонячного випромінювання аерозолями, порушення радіаційного балансу у системі земна поверхня океан — атмосфера, охолодження приземної атмосфери та тригерного ефекту.

12. Вибух вулкана викликав генерацію аперіодичних (іоносферна «діра») та квазіперіодичних (хвильових) збурень. Хвильові збурення мали дві характерні швидкості: 300 м/с (що близько до швидкості хвилі Лемба) та 700...1000 м/с (що властиво атмосферним гравітаційним хвилям у іоносфері).

13. Магнітосферні ефекти викликані насамперед потужним електромагнітним випромінюванням з частотою 10...100 кГц десятків — сотень тисяч блискавок, що мали місце у вулканічному плюмі. Їхня енергія та потужність сягали відповідно 40...400 ГДж та 40...400 ГВт. У результаті дії цього випромінювання на високоенергійні частинки радіаційного поясу виникали стимульовані висипання частинок у іоносферу та додаткова іонізація на висотах 70...120 км. Важливо, що ефект висипання був тригерним.

Певний вплив на магнітосферу завдавався альвенівськими хвилями, що поширювалися від джерела вздовж магнітної силової трубки.

14. Встановлено та обґрунтовано головні прямі та зворотні, позитивні та негативні зв'язки між підсистемами у системі ЗАІМ.

Дослідження проведено в рамках проєкту Національного фонду досліджень України (номер 2020.02/0015 «Теоретичні та експериментальні дослідження глобальних збурень природного і техногенного походження в системі Земля — атмосфера — іоносфера»). Робота виконувалась за часткової підтримки держбюджетних НДР, заданих МОН України (номери держреєстрації 0121U109881 та 0122U001476).

### REFERENCES

- Aa E., Zhang S.-R., Erickson P. J., Vierinen J., Coster A. J., Goncharenko L. P., Spicher A., Rideout W. (2022). Significant ionospheric hole and equatorial plasma bubbles after the 2022 Tonga volcano eruption. *Geophys. Res. Letters.* 20(7), e2022SW003101. DOI:10.1029/2022SW003101
- Aa E., Zhang S.-R., Wang W., Erickson P. J., Qian L., Eastes R., Harding B. J., Immel T. J., Karan D. K., Daniell R. E., Coster A. J., Goncharenko L. P., Vierinen J., Cai X., Spicher A. (2022). Pronounced suppression and X-pattern merging of equatorial ionization anomalies after the 2022 Tonga volcano eruption. *J. Geophys. Res.: Space Phys.* 127(6), e2022JA030527. DOI:10.1029/2022JA030527
- Amores A., Monserrat S., Marcos M., Argüeso D., Villalonga J., Jordà G., Gomis D. (2022). Numerical simulation of atmospheric Lamb waves generated by the 2022 Hunga-Tonga volcanic eruption. *Geophys. Res. Lett.* 49(6), e2022GL098240. DOI:10.1029/2022GL098240
- Astafyeva E., Maletckii B., Mikesell T. D., Munaibari E., Ravanelli M., Coisson P., Manta F., Rolland L. (2022). The 15 January 2022 Hunga Tonga eruption history as inferred from ionospheric observations. *Geophys. Res. Letters.* 49(10), e2022GL098827. DOI:10.1029/2022GL098827

- 5. *Atmosphere. Handbook. (Reference Data and Models).* Eds Avdyushin S. I., Sedunov Yu. S., Borisenkov E. P., et al. (1991). Leningrad: Gidrometeoizdat [in Russian].
- Brodsky E. E., Kanamori H., Sturtevant B. (1999). A seismically constrained mass discharge rate for the initiation of the May 18, 1980 Mount St. Helens eruption. J. Geophys. Res. 104(B12), 29387–29400. DOI:10.1029/1999JB900308.
- Burt S. (2022). Multiple airwaves crossing Britain and Ireland following the eruption of Hunga Tonga-Hunga Ha'apai on 15 January 2022. Weather. Special Issue: The January 2022 eruption of Hunga Tonga-Hunga Ha'apai. 77(3), 76–81. DOI: 10.1002/wea.4182
- Carr J. L., Horváth Á., Wu D. L., Friberg M. D. (2022). Stereo plume height and motion retrievals for the record-setting Hunga Tonga-Hunga Ha'apai eruption of 15 January 2022. *Geophys. Res. Letters*, 49, e2022GL098131. DOI:10.1029/ 2022GL098131
- Carvajal M., Sepúlveda I., Gubler A., Garreaud R. (2022). Worldwide signature of the 2022 Tonga volcanic tsunami. *Geophys. Res. Letters*, 49(6), e2022GL098153. DOI:10.1029/2022GL098153
- Chen C.-H., Zhang X., Sun Y.-Y., Wang F., Liu T.-C., Lin C.-Y., Gao Y., Lyu J., Jin X., Zhao X., Cheng X., Zhang P., Chen Q., Zhang D., Mao Z., Liu J.-Y. (2022). Individual wave propagations in ionosphere and troposphere triggered by the Hunga Tonga-Hunga Ha'apai underwater volcano eruption on 15 January 2022. *Remote Sensing*, 14(9), 2179. DOI:10.3390/ rs14092179
- 11. Chernogor L. F. (2012). *Physics and ecology of the catastrophes*. Kharkiv, Ukraine: V. N. Karazin Kharkiv National University Publ. [in Russian].
- 12. Chernogor L. F. *Physics of powerful radio emission in geospace*. Kharkiv, Ukraine: V. N. Karazin Kharkiv National University Publ. [in Russian].
- 13. Chernogor L. F. (2020). Parameters of the infrasonic signal generated in the atmosphere by explosion of powerful volcano. *Physics of atmosphere and geospace*. **1**(1), 5–20.
- 14. Chernogor L. F. (2022). Effects of the Tonga volcano explosion on January 15, 2022. *International Conference "Astronomy and Space Physics in the Kyiv University" in part of the World Science Day for Peace and Development. October 18–21, 2022. Kyiv, Ukraine. Book of Abstracts.*12–13.
- Chernogor L. F. (2022). Electrical effects of the Tonga volcano unique explosionon January 15, 2022. International Conference "Astronomy and Space Physics in the Kyiv University" in part of the World Science Day for Peace and Development. October 18–21, 2022. Kyiv, Ukraine. Book of Abstracts. 79–80.
- 16. Chernogor L. F. (2022). Magnetospheric effects that accompanied the explosion of the Tonga volcano on January 15, 2022. International Conference "Astronomy and Space Physics in the Kyiv University" in part of the World Science Day for Peace and Development. October 18 – 21, 2022. Kyiv, Ukraine. Book of Abstracts.81–82.
- 17. Chernogor L. F. (2022). Magnetic effects of the unique explosion of the Tonga volcano. *International Conference "Astronomy and Space Physics in the Kyiv University" in part of the World Science Day for Peace and Development. October 18 21, 2022. Kyiv, Ukraine. Book of Abstracts.* 89–90.
- 18. Chernogor L. F. (2022). The Tonga super-volcano explosion as a subject of applied physics. International Scientific Conference "Electronics and Applied Physics", APHYS 2022. 18-22 October, 2022. Kyiv, Ukraine.
- 19. Chernogor L. F., Mylovanov Y. B., Dorohov V. L. (2022). Ionospheric effects accompanying the January 15, 2022 Tonga volcano explosion. *International Conference "Astronomy and Space Physics in the Kyiv University" in part of the World Science Day for Peace and Development. October 18–21, 2022. Kyiv, Ukraine. Book of Abstracts.*83–84.
- 20. Chernogor L. F., Shevelev M. B. (2023). A statistical study of the explosive waves launched by the Tonga super-volcano on January 15, 2022. *Space Science and Technology*.
- Chernogor L. F., Shevelev M. B. (2022). Statistical characteristics of atmosphericwaves, generated by the explosion of the Tonga volcano on January 15, 2022. International Conference "Astronomy and Space Physics in the Kyiv University" in part of the World Science Day for Peace and Development. October 18 – 21, 2022. Kyiv, Ukraine. Book of Abstracts.85–86.
- Ern M., Hoffmann L., Rhode S., Preusse P. (2022). The mesoscale gravity wave response to the 2022 Tonga volcanic eruption: AIRS and MLS satellite observations and source backtracing. *Geophys. Res. Letters.* 49(10), e2022GL098626. DOI:10.1029/2022GL098626
- 23. Gossard E. E., Hooke W. H. (1975). Waves in the Atmosphere. New York: Elsevier, 456 p.
- 24. Harding B. J., Wu Y.-J. J., Alken P., Yamazaki Y., Triplett C. C., Immel T. J., Gasque L. C., Mende S. B., Xiong C. (2022). Impacts of the January 2022 Tonga volcanic eruption on the ionospheric dynamo: ICON-MIGHTI and swarm observations of extreme neutral winds and currents. *Geophys. Res. Letters*, **49**(9), e2022GL098577. DOI:10.1029/2022GL098577
- Heidarzadeh M., Gusman A. R., Ishibe T., Sabeti R., Šepić J. (2022). Estimating the eruption-induced water displacement source of the 15 January 2022 Tonga volcanic tsunami from tsunami spectra and numerical modelling. *Ocean Engineering*, 261, 112165. DOI:10.1016/j.oceaneng.2022.112165

- Imamura F., Suppasri A., Arikawa T., Koshimura S., Satake K., Tanioka Y. (2022). Preliminary observations and impact in Japan of the tsunami caused by the Tonga volcanic eruption on January 15, 2022. *Pure and Applied Geophys.*, 179, 1549– 1560. DOI:10.1007/s00024-022-03058-0
- Isaev N. V., Sorokin V. M., Chmyrev V. M., Serebryakova O. N. (2002). Ionospheric electric fields related to sea storms and typhoons. *Geomagnetism and Aeronomy*. 42(5), 638–643.
- 28. Isaev N. V., Sorokin V. M., Chmyrev V. M., Serebryakova O. N., Yaschenko A. K. (2002). Disturbance of the electric field in the ionosphere by sea storms and typhoons. *Cosmic Res.* **40**(6), 591–597.
- 29. Johnson J. B. (2003). Generation and propagation of infrasonic airwaves from volcanic explosions. J. Volcanology and Geothermal Res., 121, № 1–2, 1–14. DOI:10.1016/S0377-0273(02)00408-0.
- Kubota T., Saito T., Nishida K. (2022). Global fast-traveling tsunamis driven by atmospheric Lamb waves on the 2022 Tonga eruption. *Science*, 377(6601), 91–94. DOI:10.1126/science.abo4364
- Kulichkov S. N., Chunchuzov I. P., Popov O. E., Gorchakov G. I., Mishenin A. A., Perepelkin V. G., Bush G. A., Skorokhod A. I., Vinogradov Yu. A., Semutnikova E. G., Šepic J., Medvedev I. P., Gushchin R. A., Kopeikin V. M., Belikov I. B., Gubanova D. P., Karpov A. V., Tikhonov A. V. (2022). Acoustic-gravity Lamb waves from the eruption of the Hunga-Tonga-Hunga-Hapai volcano, its energy release and impact on aerosol concentrations and tsunami. *Pure and Applied Geophys.*, 179, 1533–1548. DOI:10.1007/s00024-022-03046-4
- Le G., Liu G., Yizengaw E., Englert C. R. (2022). Intense equatorial electrojet and counter electrojet caused by the 15 January 2022 Tonga volcanic eruption: Space- and ground-based observations. *Geophys. Res. Letters*, 49(11), e2022GL099002. DOI:10.1029/2022GL099002
- Lin J.-T., Rajesh P. K., Lin C. C. H., Chou M.-Y., Liu J.-Y., Yue J., Hsiao T.-Y., Tsai H.-F., Chao H.-M., Kung M.-M. (2022). Rapid conjugate appearance of the giant ionospheric Lamb wave signatures in the northern hemisphere after Hunga-Tonga volcano eruptions. *Geophys. Res, Letters*, 49(8), e2022GL098222. DOI:10.1029/2022GL098222
- 34. Lynett P. (2022). The tsunamis generated by the Hunga Tonga-Hunga Ha'apai volcano on January 15, 2022. PREPRINT (Version 1) available at Research Square. DOI:10.21203/rs.3.rs-1377508/v1.
- Lynett P., McCann M., Zhou Z., et al. (2022). Diverse tsunamigenesis triggered by the Hunga Tonga-Hunga Ha'apai eruption. *Nature*, 609, 728–733. DOI:10.1038/s41586-022-05170-6
- 36. Matoza R. S., Fee D., Assink J. D., Iezzi A. M., Green D. N., Kim K., Toney L., Lecocq T., Krishnamoorthy S., Lalande J. M., Nishida K., Gee K. L., Haney M. M., Ortiz H. D., Brissaud Q., Martire L., Rolland L., Vergados P., Nippress A., Park J., Shani-Kadmiel S., Witsil A., Arrowsmith S., Caudron C., Watada S., Perttu A. B., Taisne B., Mialle P., Le Pichon A., Vergoz J., Hupe P., Blom P. S., Waxler R., De Angelis S., Snively J. B., Ringler A. T., Anthony R. E., Jolly A. D., Kilgour G., Averbuch G., Ripepe M., Ichihara M., Arciniega-Ceballos A., Astafyeva E., Ceranna L., Cevuard S., Che I. Y., De Negri R., Ebeling C. W., Evers L. G., Franco-Marin L. E., Gabrielson T. B., Hafner K., Harrison R. G., Komjathy A., Lacanna G., Lyons J., Macpherson K. A., Marchetti E., McKee K. F., Mellors R. J., Mendo-Pérez G., Mikesell T. D., Munaibari E., Oyola-Merced M., Park I., Pilger C., Ramos C., Ruiz M. C., Sabatini R., Schwaiger H. F., Tailpied D., Talmadge C., Vidot J., Webster J., Wilson D. C. (2022). Atmospheric waves and global seismoacoustic observations of the January 2022 Hunga eruption, Tonga. *Science*, **377**(6601), 95–100. DOI:10.1126/science.abo7063
- 37. Matoza R. S., Fee D., Assink J. D., Iezzi A. M., Green D. N., Kim K., Toney L., Lecocq T., Krishnamoorthy S., Lalande J. M., Nishida K., Gee K. L., Haney M. M., Ortiz H. D., Brissaud Q., Martire L., Rolland L., Vergados P, Nippress A., Park J., Shani-Kadmiel S., Witsil A., Arrowsmith S., Caudron C., Watada S., Perttu A. B., Taisne B., Mialle P., Le Pichon A., Vergoz J., Hupe P., Blom P. S., Waxler R., De Angelis S., Snively J. B., Ringler A. T., Anthony R. E., Jolly A. D., Kilgour G., Averbuch G., Ripepe M., Ichihara M., Arciniega-Ceballos A., Astafyeva E., Ceranna L., Cevuard S., Che I.-Y., De Negri R., Ebeling C. W., Evers L. G., Franco-Marin L. E., Gabrielson T. B., Hafner K., Harrison R. G., Komjathy A., Lacanna G., Lyons J., Macpherson K. A., Marchetti E., McKee K. F., Mellors R. J., Mendo-Pérez G., Mikesell T. D., Munaibari E., Oyola-Merced M., Park I., Pilger C., Ramos C., Ruiz M. C., Sabatini R., Schwaiger H. F., Tailpied D., Talmadge C., Vidot J., Webster J., Wilson D. C. (2022). Supplementary materials for atmospheric waves and global seismoacoustic observations of the January 2022 Hunga eruption, Tonga. *Science*, 377(6601). DOI:10.1126/science.abo7063
- Minami T. (2017). Motional induction by tsunamis and ocean tides: 10 years of progress. Surv. Geophys., 38, 1097–1132. DOI:10.1007/s10712-017-9417-3
- Otsuka S. (2022). Visualizing Lamb waves from a volcanic eruption using meteorological satellite Himawari-8. *Geophys. Res.* Letters, 49(8), e2022GL098324. DOI:10.1029/2022GL098324
- Poli P., Shapiro N. M. (2022). Rapid characterization of large volcanic eruptions: measuring the impulse of the Hunga Tonga Ha'apai explosion from teleseismic waves. *Geophys. Res. Letters*, 49(8), e2022GL098123
- 41. Raist P. (1987). Aerosols. Introduction to the Theory. Moscow: Mir [in Russian].

- Ramírez-Herrera M. T., Coca O., Vargas-Espinosa V. (2022). Tsunami effects on the coast of Mexico by the Hunga Tonga-Hunga Ha'apai volcano eruption, Tonga. *Pure and Applied Geophys.*, 179, 1117–1137. DOI:10.1007/s00024-022-03017-9
- 43. Saito S. (2022). Ionospheric disturbances observed over Japan following the eruption of Hunga Tonga-Hunga Ha'apai on 15 January 2022. *Earth, Planets and Space*, **74**, 57. DOI:10.1186/s40623-022-01619-0
- 44. Schnepf N. R., Minami T., Toh H., Nair M. C. (2022). Magnetic signatures of the 15 January 2022 Hunga Tonga-Hunga Ha'apai volcanic eruption. *Geophys. Res. Letters*, **49**(10), e2022GL098454
- 45. Shinbori A., Otsuka Y., Sori T., Nishioka M., Perwitasari S., Tsuda T., Nishitani N. (2022). Electromagnetic conjugacy of ionospheric disturbances after the 2022 Hunga Tonga-Hunga Ha'apai volcanic eruption as seen in GNSS-TEC and Super-DARN Hokkaido pair of radars observations. *Earth Planets Space*, **74**, № 106. https://doi.org/10.1186/s40623-022-01665-8
- 46. Tanioka Y., Yamanaka Y., Nakagaki T. (2022). Characteristics of the deep sea tsunami excited offshore Japan due to the air wave from the 2022 Tonga eruption. *Earth, Planets and Space.* **74**, 61. DOI:10.1186/s40623-022-01614-5
- Terry J. P., Goff J., Winspear N., Bongolan V. P., Fisher S. (2022). Tonga volcanic eruption and tsunami, January 2022: globally the most significant opportunity to observe an explosive and tsunamigenic submarine eruption since AD 1883 Krakatau. *Geosci. Letters*, 9, 24. DOI:10.1186/s40562-022-00232-z
- 48. The Encyclopedia of Volcanoes (2015). Second Edition, Academic Press, 1421 p. DOI:10.1016/B978-0-12-385938-9.00063-8
- Themens D. R., Watson C., Žagar N., Vasylkevych S., Elvidge S., McCaffrey A., Prikryl P., Reid B., Wood A., Jayachandran P. T. (2022). Global propagation of ionospheric disturbances associated with the 2022 Tonga volcanic eruption. *Geophys. Res. Letters*, 49(7), e2022GL098158. DOI:10.1029/2022GL098158
- 50. Vergoz J., Hupe P., Listowski C., Le Pichon A., Garcés M. A., Marchetti E., Labazuy P., Ceranna L., Pilger C., Gaebler P., Näsholm S. P., Brissaud Q., Poli P., Shapiro N., De Negri R., Mialle P. (2022). IMS observations of infrasound and acoustic-gravity waves produced by the January 2022 volcanic eruption of Hunga, Tonga: A global analysis. *Earth and Planetary Sci. Letters*, **591**, 117639. DOI:10.1016/j.epsl.2022.117639
- Wall M. Tonga undersea volcano eruption released up to 18 megatons of energy. 2022. https://www.space.com/tonga-volcano-eruption-18-megatons#. Accessed 25 Jan 2022.
- 52. Watt A. D. (1967). International series of monographs in electromagnetic waves. New York: Pergamon, 724 p.
- 53. Witze A. (2022). Why the Tongan volcanic eruption was so shocking. *Nature*, **602**, 376–378. https://media.nature.com/ original/magazine-assets/d41586-022-00394-y/d41586-022-00394-y.pdf
- Wright C. J., Hindley N. P., Alexander M. J., Barlow M., Hoffmann L., Mitchell C. N., Prata F., Bouillon M., Carstens J., Clerbaux C., Osprey S. M., Powell N., Randall C. E., Yue J. (2022). Surface-to-space atmospheric waves from Hunga Tonga-Hunga Ha'apai eruption. *Nature*, doi:10.1038/s41586-022-05012-5
- 55. Yamazaki Y., Soares G., Matzka J. (2022). Geomagnetic Detection of the Atmospheric Acoustic Resonance at 3.8 mHz During the Hunga Tonga Eruption Event on 15 January 2022. J. Geophys. Res.: Space Phys., 127(7), e2022JA030540. doi:10.1029/2022JA030540
- 56. Yuen D. A., Scruggs M. A., Spera F. J., Zheng Y., Hu H., McNutt S. R., Thompson G., Mandli K., Keller B. R., Wei S. S., Peng Z., Zhou Z., Mulargia F., Tanioka Y. (2022). Under the surface: Pressure-induced planetary-scale waves, volcanic lightning, and gaseous clouds caused by the submarine eruption of Hunga Tonga-Hunga Ha'apai volcano. *Earthquake Res. Advs.*, 2(3), 100134. doi:10.1016/j.eqrea.2022.100134
- Zhang S.-R., Vierinen J., Aa E., Goncharenko L. P., Erickson P. J., Rideout W., Coster A. J., Spicher A. (2022). 2022 Tonga Volcanic Eruption Induced Global Propagation of Ionospheric Disturbances via Lamb Waves. *Frontiers in Astron. and Space Sci.*, 9, 871275. doi:10.3389/fspas.2022.871275

Стаття надійшла до редакції 24.10.2022 Після доопрацювання 26.02.2023 Прийнято до друку 01.03.2023 Received 24.10.2022 Revised 26.02.2023 Accepted 01.03.2023  L. F. Chernogor, Head of the Department of Space Radiophysics, Dr. Sci. in Phys. & Math., Professor ORCID ID: 0000-0001-5777-2392
 E-mail: Leonid.F.Chernogor@gmail.com
 V. N. Karazin Kharkiv National University

4 Svoboda Sq., Kharkiv, 61022 Ukraine

#### PHYSICAL EFFECTS OF THE POWERFUL TONGA VOLCANO EXPLOSION IN THE EARTH – ATMOSPHERE – IONOSPHERE – MAGNETOSPHERE SYSTEM ON JANUARY 15, 2022

The Tonga volcano explosion has already been considered in many papers, which investigate the effects of tsunamis, explosiveatmospheric waves, traveling ionospheric disturbances, the perturbations of the equatorial anomaly, rearrangement of the ionospheric currents and of the atmospheric wind pattern, disturbances in the geomagnetic field, etc. It is reliably established that the explosion of the Tonga volcano caused a number of processes on a global scale. However, the modeling of these processes is absent in the literature. The volcano is able to launch a whole complex of physical processes in all geophysical fields of the Earth (lithosphere, tectonosphere, ocean) – atmosphere – ionosphere – magnetosphere (EAIM) system. Analysis of the entire set of processes in the system caused by a unique explosion and volcanic eruption is a pressing scientific issue. The scientific objective of this study is to perform a comprehensive analysis and modeling of the main physical processes within the EAIM system, which accompanied the powerful explosion of the Tonga volcano on January 15, 2022. The article attempts to model or estimate the magnitude of the main effects caused by the explosion and eruption of the Tonga volcano. A comprehensive analysis and modeling of the main physical processes in the EAIM system, which accompanied the powerful explosion and eruption of the Tonga volcano on January 15, 2022, has been performed. The energetics of the volcano and the explosive atmospheric wave has been estimated.

The thermal energy of the volcano attained ~  $3.9 \times 10^{18}$  J, while the mean thermal power has been estimated to be  $9.1 \times 10^{13}$  W. The energy of the explosive atmospheric wave was about 16–17 Mt TNT. The volcanic flow with an initial pressure of tens of atmospheres was determined to reach a few kilometers height, while the volcanic plume attained the peak altitude of 50-58 km and moved 15 Mm westward. The main parameters of the plume have been estimated. The plume's mean power was 7.5 TW, and its heat flux was 15 MW/m<sup>2</sup>. With such a flux, one should have expected the appearance of a fire tornado with an  $\sim 0.17 \text{ s}^{-1}$ angular frequency or a 37 s tornado rotation period. An analytical relation has been derived for estimating the maximum altitude of the plume rise. The main contribution to the magnitude of this altitude makes the volumetric discharge rate. The volcano explosion was accompanied by the generation of seismic and explosive atmospheric waves, tsunamis, Lamb waves, atmospheric gravity waves, infrasound, and sound, which propagated on a global scale. It is important to note that the powerful explosiveatmospheric wave could launch a secondary seismic wave and a secondary tsunami, which was one of the manifestations of subsystem couplings in the EAIM system. The propagation of powerful waves was accompanied by non-linear distortions of the wave profiles and non-linear attenuation as a result of the self-action of the waves. The electric processes in the troposphere are associated with spraying the eruption products, the electrification of the constituent particles in the plume, a charge separation, perturbations in the global electric circuit, and with an increase in the atmospheric electric field, the electric conductivity, and the electric current. The electric effect in the ionosphere is due to an increase in the strength of the ionospheric electric field by one or two orders of magnitude, which resulted in the secondary processes in the magnetosphere and the inner radiation belt. The magnetic effect of the submarine volcano explosion and eruption was established to be significant ( $\sim 100-1,000$  nT) but local. The magnetic effect in the ionosphere was due to the perturbations of the ionospheric dynamo current system under the action of the ionospheric hole ( $\Delta B \sim 0.1-1$  nT) and due to the generation of the external current in the field of atmospheric waves ( $\Delta B \sim 1-10$  nT). Dusting the atmosphere with the eruption plume led to the scattering of solar radiation by aerosols, the disturbance of the radiation balance in the Earth's surface-ocean-atmosphere system, the cooling of the atmosphere at the airearth boundary, and the trigger effect. The volcano explosion caused the generation of aperiodic (ionospheric hole) and quasisinusoidal (wave) perturbations. Wave perturbations exhibited two characteristic speeds, ~300 m/s, which is close to the speed of the Lamb wave, and 700–1,000 m/s, which are typical for atmospheric gravity waves at ionospheric heights. The magnetospheric effects, first of all, are caused by powerful electromagnetic waves in the  $\sim 10-100$  kHz range from tens to hundreds of thousands of lightning discharges that occurred in the volcanic plume. The energy and power of these radio emissions have been estimated to be 40-400 GJ and 40-400 GW, respectively. These emissions acted to cause precipitation of relativistic electrons from the radiation belt into the ionosphere and to enhance the ionization in the  $\sim 70-120$  km altitude range. It is important to note that the burst of precipitation was triggered. The Alfvén waves that propagated from their source along magnetic field lines had a certain effect on the magnetosphere. The direct and reverse, positive and negative couplings between the components of the EAIM system have been determined and validated.

**Keywords:** Tonga volcano explosion, physical effects, earthquake, tsunami, waves, atmosphere, ionosphere, magnetosphere, parameter disturbance.

# Астрономія й астрофізика

Astronomy and Astrophysics

https://doi.org/10.15407/knit2023.02.078 УДК 528.2

М. М. ФИС, д-р техн. наук, доцент, проф. кафедри КГМ ORCID ID: 0000-0001-8956-2293
E-mail: mykhailo.m.fys@lpnu.ua
А. М. БРИДУН, канд. фіз-мат. наук, доцент, доцент кафедри КГМ ORCID ID: 0000-0001-5634-0512
E-mail: andrii.m.brydun@lpnu.ua
А. Р. СОГОР, канд. техн. наук, доцент, доцент кафедри КГМ ORCID ID: 0000-0002-0084-9552
E-mail: andrii.r.sohor@lpnu.ua
В. А. ЛОЗИНСЬКИЙ, канд. техн. наук, інженер кафедри КГМ ORCID ID: 0000-0002-1843-7986
E-mail: viktor.a.lozynskyi@lpnu.ua
Національний vніверситет «Львівська Політехніка»

вул. С. Бандери 12, Львів, Україна, 79013

# ПОДАННЯ ГРАВІТАЦІЙНОГО ПОЛЯ НЕБЕСНИХ ТІЛ ЗА ДОПОМОГОЮ ПОТЕНЦІАЛІВ ПЛОСКИХ ЕЛІПСОЇДАЛЬНИХ ДИСКІВ

Запропоновано один з варіантів подання зовнішнього гравітаційного поля планети потенціалами плоских дисків, оснований на класичній теорії потенціалу. При цьому для опису використовуються потенціали простого та подвійного прошарку з розміщенням областей інтегрування в екваторіальній площині. Коефіцієнти розкладу в ряд за цими функціями є лінійними комбінаціями стоксових постійних гравітаційного поля та однозначно виражаються через них. Члени сум — це потенціали простого або подвійного прошарку, що дає можливість обчислювати їх із залученням результатів теорії потенціалу еліпсоїда. Збіжність такого розкладу, на відміну від традиційного за кульовими функціями, є значно ширшою та практично охоплює дію зовнішнього потенціалу, за виключенням області інтегрування, зокрема і у приповерхневих частинах поверхні. Це дозволяє повніше проводити інтерпретацію отриманих результатів, бо не виникають труднощі зі збіжністю отриманих розкладів. Побудова плоских розподілів щільності для потенціалів простого та подвійного прошарку є додатковим інструментом при дослідженнях внутрішньої структури небесного тіла, через те що по суті це проєкції об'ємної щільності надр планети на екваторіальну площину. Тому екстремуми цих функцій об'єднують особливості тривимірної функції розподілу надр планети.

Ключові слова: гравітаційне поле, потенціал, еліпсоїд, стоксові постійні.

Вступ. Дія гравітації небесного тіла визначається її потенціалом та здійснюється різними способами з урахуванням потреб його використання [4, 8, 14]. Традиційно найбільш уживаним на сьогодні є зображення потенціалу сили у вигляді розвинення у ряд по кульових функціях [17]:

Цитування: Фис М. М., Бридун А. М., Согор А. Р., Лозинський В. А. Подання гравітаційного поля небесних тіл за допомогою потенціалів плоских еліпсоїдальних дисків. *Космічна наука і технологія*. 2023. **29**, № 2 (141). С. 78—85. https://doi.org/10.15407/knit2023.02.078

© Видавець ВД «Академперіодика» НАН України, 2023. Стаття опублікована за умовами відкритого доступу за ліцензією СС ВУ-NC-ND license (https://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/)

$$V(P) = \frac{1}{R} \left( 1 + \sum_{n=0}^{\infty} \left( \frac{a_e}{r} \right)^n \left( C_{n,0} P_n(\cos \vartheta) + \right) + \sum_{k=1}^n P_n^r(\cos \vartheta) \left( C_{n,k} \cos k\lambda + S_{n,k} \sin \lambda \right) \right),$$
(1)

де

$$_{k},S_{n,k}$$
 (2)

— коефіцієнти розвинення (стоксові постійні).

 $C_n$ 

У науках про Землю приводяться дещо інші величини — так звані нормовані коефіцієнти  $A_{n,k}, B_{n,k}$ , пов'язані з (2) таким чином:

$$C_{n,k} + iS_{n,k} = \sqrt{R \frac{(n-k)!(2n+1)}{(n+k)!}} (A_{n,k} + iB_{n,k}) , \quad (3)$$
$$R = \begin{cases} 1, k = 0, \\ 2, k \neq 0. \end{cases}$$

При цьому у зв'язку поширенням GPS-технологій формула (2) подається у прямокутній системі координат [15, 16].

Величини (2) або (3) повністю описують зовнішнє гравітаційне поле планети в області збіжності ряду (1), яка визначається сферою охоплення всіх інтеграційних мас. Проте розкладом (1) на практиці користуються і для внутрішньої частини сфери, отримуючи при цьому повністю адекватні результати. Простіше кажучи, ряд (1) може збігатись і всередині сфери. У теоретичній геодезії [17] навіть вводиться спеціальний термін: «сфера Берхаммера» — мінімальна сфера, поза якою ряд збіжний.

Коефіцієнти розкладу (1) відображають внутрішню структуру планети, та для Землі є основним джерелом її дослідження. Проте не просто знайти можливу інтерпретацію формування стоксових постійних та пов'язати її з будовою Землі. Цими питаннями займались ряд дослідників (геофізиків, геодезистів, гравіметристів), серед яких можна відзначити Морітца [17], Пеллінена [11] та інших.

Слід зауважити, що є багато варіантів подання потенціалу *V*, причому дослідження в цьому напрямі продовжуються як в практичній [7], так і теоретичній площині [1,15]. Вибір способу подання зумовлений завданнями, що стоять перед дослідником. Наприклад, урахування гравітації при інтегруванні орбіт небесних тіл (зокрема штучних) найбільш економічним є подання гравітаційного поля точковими масами [10]. Дослідження областей, близьких до поверхні, раціонально здійснювати розкладом (1), хоча і з деякими застереженнями на можливу розбіжність ряду. Саме тому виникають проблеми зображення потенціалу в цих областях та необхідність пошуку таких представлень потенціалу, для яких проблема збіжності була б розв'язана хоча б частково, а носії, які їх генерують, були б наділені геофізичною інформацією [16]. В даній роботі ми пропонуємо один з варіантів вирішення задачі на основі реалізації запропонованої проф. Мещеряковим Г. О. концепції гравітаційних плоских дисків. Слід зауважити, що її було використано в роботах [5, 6, 19]. Проте повністю її реалізувати стало можливим з використанням біортогональних систем в еліпсоїдальних тілах [9].

Виклад основного матеріалу. В роботі [9] показано, що зовнішній потенціал планети можна представити сумою потенціалів двох плоских фігур *S*, розміщених у площині екватора (еліпсів, для простоти беремо їх як один) зі змінною щільністю:

$$V = V' + V'', \tag{4}$$

де

$$V'(P) = \iint_{S} \frac{\mu(\xi, \eta)}{r(Q, P)} dS_Q$$
(5)

потенціал простого прошарку,

$$V''(P) = \iint_{S} \frac{v(\xi, \eta)z}{r^{3}(Q, P)} dS_{Q}$$
(6)

— потенціал подвійного прошарку S.

Співвідношення (5) та (6) для фіксованої області інтегрування *S* та відомих функцій  $\mu(\xi,\eta)$ ,  $\nu(\xi,\eta)$ дають значення зовнішнього потенціалу. Враховуючи, що зовнішнє гравітаційне поле планети ототожнюється відповідним на сьогодні набором стоксових постійних [9], постає питання зв'язку між ними та значеннями величин, залежних від функцій  $\mu,\nu$ .

Для встановлення відповідних співвідношень обернену відстань  $1/r_{Q,P}$  двох точок  $Q(r', \pi/2, \lambda')$  та  $P(r, 9, \lambda), Q \in S, P \in \mathbb{R}^3$  подаємо таким чином:

$$\frac{1}{r_{Q,P}} = \frac{1}{R} + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{r^n}{R^{n+1}} P_n(\cos \psi) =$$

ISSN 1561-8889. Космічна наука і технологія. 2023. Т. 29. № 2

$$= \frac{1}{R} + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{r^n}{R^{n+1}} \left[ P_n(0) P_n(\cos \vartheta) + \sum_{k=0}^{n} P_n^k(0) P_n^r(\cos \vartheta) \cos m(\lambda - \lambda') \right].$$
(7)

Значення приєднаних многочленів Лежандра в точці нуль [3, 13]:

$$P_{n}^{k}(0) = L_{n,k} =$$

$$= \begin{cases} \frac{(n+k-1)!!(-1)^{m}}{m!2^{m}}, & 2m = n-k - \text{парнi}, \\ 0, & n-k - \text{непарнi}, \end{cases}$$

$$P_{2m}(0) = \begin{cases} \frac{(2m-1)!!(-1)^{m}}{m!2^{m}}, & n = 2m, \end{cases} (8)$$

n – непарне.

Тому

$$\frac{1}{r_{Q,P}} = \frac{1}{R} \left( 1 + \sum_{n=1}^{\infty} \left( \frac{r}{R} \right)^n \left( L_{n,0} P_n \left( \cos \vartheta \right) + \right) \right) + \sum_{k=0}^n L_{n,k} P_n^k \left( \cos \vartheta \right) \left( \cos m\lambda \cos m\lambda' + \sin m\lambda \sin m\lambda' \right) \right).$$
(9)

0,

Підставивши вираз (8) у рівність (2), отримаємо

$$V' = \frac{GM'}{R} \left( a_{0,0} + \sum_{n=1}^{\infty} \left( \frac{1}{R} \right)^n \left( a_{n,0} P_n \left( \cos \vartheta \right) + \right) \right)$$
$$+ \sum_{\substack{k=0 \ n-k-\text{ naphi}}}^n L_{n,k} P_n^k \left( \cos \vartheta \right) \left( a_{n,k} \cos k\lambda + b_{n,k} \sin k\lambda \right) \right),$$

де

$$a_{n,k} = \frac{1}{R^n M} \iint_{S} \mu(\xi, \eta)(r)^n \cos k\lambda' dS, b_{n,k} =$$
$$= \frac{1}{R^n M} \iint_{S} \mu(\xi, \eta)(r)^n \sin k\lambda' dS$$

 параметри функції π (аналог стоксових постійних для плоского випадку).

Прирівнюючи традиційний запис потенціалу (1) з отриманим співвідношенням (10) при парному n - k, отримаємо зв'язок між коефіцієнтами:

$$C_{n,k} = L_{n,k}a_{n,k}, S_{n,k} = L_{n,k}b_{n,k},$$
 (11)  
 $n - k - \text{парнi.}$ 

Таким чином, за відомими стоксовими постійними  $C_{n,k}$ ,  $S_{n,k}$  визначаємо коефіцієнти розкладу  $a_{n,k}$ ,  $b_{n,k}$ , за допомогою яких знаходимо інші характеристики функції. Для цього подаємо  $a_{n,k}, b_{n,k}$  у плоскій прямокутній системі координат, враховуючи зв'язок з полярною системою:

$$r = \sqrt{x^2 + y^2}, \quad \cos k\lambda + i\sin k,$$
$$\lambda = \left(\cos\lambda + i\sin\lambda\right)^k = \frac{\left(x + iy\right)^k}{\left(x^2 + y^2\right)^{k/2}}.$$

Тому маємо:

$$a_{n,k} + ib_{n,k} = \frac{1}{R^{n}M} \iint_{S} \mu(\xi, \eta) (\xi^{2} + \eta^{2})^{(n-k)/2} (\xi + i\eta)^{k} dS =$$
  
=  $\sum_{p+q=n} (\alpha_{p,q} I_{p,q} + \beta_{p,q} I_{p,q}),$   
$$I_{p,q} = \frac{1}{R^{n}M} \iint_{S} \mu(\xi, \eta) \xi^{p} \eta^{q} dS$$
 (12)

степеневі моменти функції µ.

Кількість рівнянь (11) та коефіцієнтів розкладу (12) є однаковою, а тому їх можна визначити однозначно. Значить, задача визначення функції розкладу  $\mu$  (в математиці такий розв'язок носить назву проблеми моментів) також формально має розв'язок, і нижче подається за допомогою узагальнених многочленів Лежандра двох змінних [17].

Подання за сферичними функціями оберненого радіуса в третьому степені знайдемо, користуючись розкладом за многочленами Гегенбауера [9, 18]:

$$\left(r^{2}-2rR\cos\psi+R^{2}\right)^{-3/2}=\frac{1}{R^{3}}\sum_{l=0}^{\infty}\rho^{l}C_{l}^{3/2}\left(\cos\psi\right),$$

де  $\rho = r/R$ .

(10)

Нескладні, але громіздкі перетворення дають такі вирази:

$$V'' = \frac{GM'}{R} \left( \sum_{n=1}^{\infty} \left( \frac{1}{R} \right)^{n+2} \times \left( \sum_{\substack{k=0\\n-k-\text{ непарні}}}^{n} K_{n,k} P_{n+1}^{k} (\cos \vartheta) (c_{n,k} \cos k\lambda + d_{n,k} \sin k\lambda) \right) \right).$$
(13)

де

$$K_{n,k} = (-1)^{(n-k)/2} \left( \left( \frac{n-k}{2} \right)! \right)^{-1} \left( \frac{3}{2} \right)_k \left( \frac{3}{2} \right)_{(n-k)/2},$$
  
$$(x)_k = x(x+1)(x+k-1), \quad (x)_0 = 1.$$
  
(14)

ISSN 1561-8889. Космічна наука і технологія. 2023. Т. 29. № 2

$$c_{n,k} + id_{n,k} = \frac{1}{R^n M} \iint_{S} v(\xi, \eta) (\xi^2 + \eta^2)^{\frac{n-k}{2}} (\xi + i\eta)^k dS =$$

$$= \sum_{p+q=n} (\alpha_{p,q} J_{p,q} + \beta_{p,q} J_{p,q}).$$
(15)

$$J_{p,q} = \frac{1}{R^n M} \iint_{S} \nu(\xi, \eta) \xi^p \eta^q dS \tag{16}$$

степеневі моменти функції µ.

Зауважимо, що системи (15) та (11) відрізняються лише правими частинами, а тому їхнє розв'язування виконується за однаковим алгоритмом.

Торкнемось визначення функцій  $\mu(\xi,\eta)$ ,  $\nu(\xi,\eta)$ . В наших дослідженнях область інтегрування приймаємо у вигляді еліпса з півосями *a*, *b*.

Кожна з функцій  $\mu, \nu$  — кусково-неперервна, отже їх можна розкласти в ряд за біортогональними многочленами  $W_{m,n}(\xi,\eta), \omega_{m,n}(\xi,\eta)$ , які можна розглядати як спрощений відповідний варіант просторових біортогональних систем [9]. Детальні дослідження будуть виконані в окремій публікації. Тут використаємо лише необхідні для апроксимації властивості та формули:

$$\begin{split} \omega_{mn} &= \frac{1}{a^{m}b^{n}} \sum_{l=0}^{N/2} (-1)^{l} \frac{(2N-2l+1)!!}{l!2^{l}} \times \\ &\times \sum_{i+j=l} \frac{\left(\frac{x}{a}\right)^{m-2i} \left(\frac{y}{b}\right)^{n-2j}}{i!j!(m-2i)!(n-2j)!}, \\ W_{mn} &= \frac{1}{a^{m}b^{n}} \frac{1}{2^{N}m!n!k!} \sum_{l=0}^{N} \frac{(-1)^{l}2^{l}}{l!} \times \\ &\times \sum_{t_{1}+t_{2}=l}^{N} \frac{(2t_{1}-1)!!(2t_{2}-1)!!}{(2t_{1}-m)!(2t_{2}-n)!} \left(\frac{x}{a}\right)^{2t_{1}-m} \left(\frac{y}{b}\right)^{2t_{2}-n}. \end{split}$$
(17)  
$$W_{mn} &= \frac{1}{2^{N}m!n!} \frac{\partial^{n}}{\partial x^{m} \partial y^{n}} \left(\frac{x^{2}}{a^{2}} + \frac{y^{2}}{b^{2}} - 1\right)^{N}, \\ &l_{mn} &= \int_{\tau} W_{mn} \omega_{m,n} d\tau = \\ &= \begin{cases} 0, & \text{якщо } m \neq m, \text{ або } n \neq n, \\ \frac{S_{e}(2N+1)!!}{2^{N}(N+1)m!n!a^{2m}b^{2n}}, & \text{якщо } m = m_{1}, \quad n = n_{1}. \end{cases}$$

Можливість апроксимації функції можна сформулювати теоремою.

**Теорема:** Будь-яку функцію  $\mu \in l_2$  (інтегровану з квадратом) можна представити у вигляді ряду

ISSN 1561-8889. Космічна наука і технологія. 2023. Т. 29. № 2



Рис. 1. Область інтегрування

$$\mu(\xi,\eta) = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^{\infty} a_{mn} W_{mn}(\xi,\eta), \qquad (18)$$

де

$$a_{mn} = \frac{\iint_{S} \mu W_{mn}(\xi, \eta) dS}{\iint_{S} \omega_{mn}(\xi, \eta) W_{mn}(\xi, \eta) dS}$$

— коефіцієнти розкладу,  $\omega_{mn}$ ,  $W_{mn}$  — біортогональні системи многочленів у еліпсі *S*, причому ряд (18) збігається в середньому, тобто

$$\lim_{N \to \infty} \iint_{S} \left( \mu - \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^{N} a_{mn} W_{mn} (\xi, \eta) \right)^{2} dS = 0.$$
(19)

Доведення теореми практично повторює доведення для випадку трьох змінних (для еліпсоїда), наведеного в роботі [12]. Формальний його виклад потребує визначення та властивостей систем  $W_{m,n}, \omega_{m,n}$ , а тому в подальшому воно буде наведене при їхньому дослідженні. Наслідком цієї теореми є рівномірна збіжність ряду, що представляє потенціал V'. Потенціал V' можна подати сумою

$$V' = G \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^{\infty} a_{mn} \iint_{S} \frac{W_{mn}}{r} dS.$$
 (20)

Це випливає з нерівності Буняковського — Коші для (19) та оцінки інтегралу

$$\iint_{S} \frac{1}{r^{2}} dS \leq \frac{S}{R_{msn}^{2}(P,Q)} \to 0 \left(P \to \infty, P \notin S\right).$$
(21)

Сукупність функцій

$$u_{mn} = \iint_{S} \frac{W_{mn}}{r} dS$$

81

— це набір гармонічних функцій, що повністю описують частину потенціалу (1) зі стоксовими постійними, з парними індексами k+n.

Для їхнього обчислення скористаємось методами класичної теорії потенціалу еліпсоїда та математичного аналізу. З використанням формули Стокса маємо

$$u_{mn} = \iint_{S} \frac{W_{mn}}{r} dS =$$

$$= \frac{1}{2^{N} m! n!} \iint_{S} \frac{\frac{\partial^{N}}{\partial \xi^{m} \partial \eta^{n}} \left(\frac{\xi^{2}}{a^{2}} + \frac{\eta^{2}}{b^{2}} - 1\right)^{N}}{r} dS =$$

$$= \frac{\left(-1\right)^{N}}{2^{N} m! n!} \iint_{S} \left(\frac{\xi^{2}}{a^{2}} + \frac{\eta^{2}}{b^{2}} - 1\right)^{N} \frac{\partial^{N}}{\partial \xi^{m} \partial \eta^{n}} \left(\frac{1}{r}\right) dS =$$

$$= \frac{1}{2^{N} m! n!} \frac{\partial^{n}}{\partial x^{m} \partial y^{n}} \iint_{S} \frac{\left(\rho^{2} - 1\right)^{N}}{r} dS =$$

$$= \frac{1}{2^{N} m! n!} \frac{\partial^{n}}{\partial x^{m} \partial y^{n}} \iint_{S} \frac{\left(\rho^{2} - 1\right)^{N}}{r} dS =$$

де

$$U_{N} = \iint_{S} \frac{(\rho^{2} - 1)^{n}}{r} dS .$$
 (22)

 $\setminus N$ 

Визначення виразу (22) здійснюємо за формулою для потенціалу еліптичного диска [15], коли  $\alpha = N + 1/2$ :

$$U_{N} = \sigma_{0} \frac{2\pi ab}{(2N+1)} \frac{\Gamma(\alpha+1/2)}{\sqrt{\pi}\Gamma(\alpha)} \int_{\xi}^{\infty} \frac{P_{2}^{\alpha}}{Q_{1}(u)} du,$$
$$P_{2} = 1 - \frac{x^{2}}{a^{2}+u} - \frac{y^{2}}{b^{2}+u} - \frac{z^{2}}{u},$$

де  $\Gamma(\alpha+1/2)$  — гамма-функція,

$$Q_1(u) = (a^2 + u)(a^2 + u)u,$$
 (23)

ξ — найбільший корінь рівняння

$$\frac{x^2}{a^2+\xi} + \frac{y^2}{b^2+\xi} + \frac{z^2}{\xi} = 1$$

Підставляючи відповідні формули, отримаємо

$$U_{N} = \sigma_{0} \frac{2\pi ab}{(2N+1)} \frac{\Gamma(\alpha+1/2)}{\sqrt{\pi}\Gamma(\alpha)} \int_{\xi}^{\infty} \frac{(1-\rho_{1}^{2})^{(2N+1)/2}}{(a^{2}+u)(a^{2}+u)u} du,$$
$$\rho_{1}^{2} = \frac{x^{2}}{a^{2}+u} + \frac{y^{2}}{b^{2}+u} + \frac{z^{2}}{u}.$$
 (24)

З виразу (23) видно, що безпосереднє диференціювання по змінних x, y, z практично не є можливим, на відміну від просторового випадку [2]. Тому попередньо розкладемо підінтегральну функцію в ряд:

$$P_{2}^{(2N+1)^{2}} = \left(\sum_{l=0}^{N} \frac{(2N-2l+1)!!}{(2N-1)!!2^{l}} \varepsilon(N-l) + (2N+1)!!\sum_{l=N}^{\infty} \frac{(2l-2N+1)!!\varepsilon(l-N)}{2^{l}!} \rho_{1}^{2l}(-1)^{l}\right).$$
(25)

Ряд (25) збігається для  $u > \xi$  за ознакою Даламбера, а при  $u = \xi$  вираз (25) має вигляд

$$\left\{\sum_{l=0}^{N} \frac{(-1)^{l} (2N-2l+1)!!}{(2N-1)!!2^{l}} + (2N+1)!!\sum_{l=N}^{\infty} \frac{(-1)^{l} (2l-2N+1)!!}{2^{l}!}\right\}, \quad (26)$$

і є також збіжним (умовно) за ознакою Лейбніца. Тому підстановкою (25) у (22) отримаємо

$$U_{n} = \sigma_{0} \frac{2\pi ab}{(2N+1)} \frac{\Gamma(\alpha+1/2)}{\sqrt{\pi}\Gamma(\alpha)} \times \\ \times \int_{\xi}^{\infty} \frac{(1-\rho_{1}^{2})^{(2N+1)/2}}{\sqrt{(a^{2}+u)(a^{2}+u)u}} du = \\ = \sigma_{0} \frac{2\pi ab}{(2N+1)} \frac{\Gamma(\alpha+1/2)}{\sqrt{\pi}\Gamma(\alpha)} \times \\ \times \left[ \frac{1}{(2N-1)!!} \sum_{l=0}^{N} \frac{(2N-2l+1)!!}{2^{l}l!} \varepsilon(N-l) + \\ + (2N+1)!! \sum_{l=N}^{\infty} \frac{(2l-2N+1)!!\varepsilon(l-N)}{2^{l}l!} \right] (-1)^{l} v_{l}.$$

де

$$v_{l} = \int_{\xi}^{\infty} \frac{(\rho_{1}^{2})}{\sqrt{(a^{2} + u)(b^{2} + u)u}} du =$$
  
=  $l! \sum_{t_{1}+t_{2}+t_{3}=l} \frac{x^{2t_{1}}y^{2t_{2}}z^{2t_{3}}}{t_{1}!t_{2}!t_{3}!} M_{t_{1},t_{2},t_{3}},$   
$$M_{t_{1},t_{2},t_{3}} = \int_{\xi}^{\infty} \frac{du}{(a^{2} + u)^{t_{1}+1/2}(b^{2} + u)^{t_{2}+1/2}} u^{t_{3}+1/2}}$$

тому

$$V_l = \frac{1}{2^{N-1}m!n!} \frac{\partial^n}{\partial x^m \partial y^n} u_N = \frac{l!}{2^N m!n!} \times$$

ISSN 1561-8889. Космічна наука і технологія. 2023. Т. 29. № 2

× 
$$\sum_{t_1+t_2+t_3=l} \frac{(2t_1-1)!!(2t_2-1)!!x^{2t_1-m}y^{2t_2-n}z^{2t_3}}{t_3!(2t_1-m)!(2t_2-n)!} M_{t_1,t_2,t_3}$$
. Остаточно можна записати:

$$u_{mn} = \iint_{S} \frac{W_{mn}}{r} dS =$$

$$= \frac{1}{2^{N} m! n!} \iint_{S} \frac{\frac{\partial^{n}}{\partial \xi^{m} \partial \eta^{n}} \left(\frac{\xi^{2}}{a^{2}} + \frac{\eta^{2}}{b^{2}} - 1\right)^{N}}{r} dS =$$

$$= \frac{1}{2^{N} m! n!} \iint_{S} \left(\frac{\xi^{2}}{a^{2}} + \frac{\eta^{2}}{b^{2}} - 1\right)^{N} \frac{\partial^{n}}{\partial \xi^{m} \partial \eta^{n}} \left(\frac{1}{r}\right) dS =$$

$$= \frac{1}{2^{N} m! n!} \frac{\partial^{n}}{\partial x^{m} \partial y^{n}} \iint_{S} \frac{\left(\rho^{2} - 1\right)^{N}}{r} dS =$$

$$= \frac{1}{2^{N} m! n!} \frac{\partial^{n}}{\partial x^{m} \partial y^{n}} \iint_{S} \frac{\left(\rho^{2} - 1\right)^{N}}{r} dS =$$

$$= \frac{1}{2^{N} m! n!} \frac{\partial^{n}}{\partial x^{m} \partial y^{n}} \iint_{S} \frac{\left(\rho^{2} - 1\right)^{N}}{r} dS =$$

$$= \frac{1}{2^{N} m! n!} \frac{\partial^{n}}{\partial x^{m} \partial y^{n}} u_{N} .$$
(27)

Подібні викладки проведемо для непарної відносно координати z частини потенціалу, попередньо визначивши функцію  $v(\xi,\eta)$ . Для цього скористаємось формулами (11)—(13).

Нескладні, але громіздкі перетворення приводять до формул (11)

$$V'' = \frac{GM}{R} \left[ \sum_{n=1}^{\infty} R^{-n-1} \times \sum_{\substack{k=0\\n-k-\text{ непарнi}}}^{n} K_{n,k} P_n^k(\cos \vartheta) (r_{n,k} \cos k\lambda) + d_{n,k} \sin k\lambda \right], (28)$$

де

$$K_{n,k} = (-1)^{(n-k)/2+1} \left( \left( \frac{n-k}{2} \right)! \right)^{-1} \left( \frac{3}{2} \right)_k \left( \frac{3}{2} \right)_{(n-k)/2},$$
$$(x)_k = x(x+1)...(x+k-1), (x)_0 = 1.$$
(29)

Прирівнюючи праві частини співвідношення (11) та враховуючи, що

$$V'' = \frac{GM}{R} \left( \sum_{n=1}^{\infty} \left( \frac{1}{R} \right)^n \times \sum_{\substack{k=0\\n-k-\text{ непарнi}}}^n P_n^k (\cos \vartheta) (c_{n,k} \cos k\lambda) + s_{n,k} \sin k\lambda \right), \quad (30)$$

$$r_{n,k} + id_{n,k} = \frac{1}{R^n M} \iint_{S} v(\xi, \eta) (\xi^2 + \eta^2)^{-2} (\xi + i\eta)^n dS =$$
$$= \sum_{p+q=n} (\alpha_{p,q} J_{p,q} + \beta_{p,q} J_{p,q}).$$

ISSN 1561-8889. Космічна наука і технологія. 2023. Т. 29. № 2

Аналогічно, як для функції  $\mu$ , отримуємо її розклад за многочленами  $W_{mn}$ :

$$\mu(\xi,\eta) = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^{\infty} a_{mn} W_{mn}(\xi,\eta), \qquad (31)$$

що дає можливість подати потенціал V'' у вигляді:

$$V'' = G \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^{\infty} b_{mn} \iint_{S} W_{mn} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{r}\right) dS =$$
$$= G \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^{\infty} b_{mn} w_{m,n}, \qquad (32)$$

де

$$w_{m,n} = \iint_{S} W_{mn} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{r}\right) dS .$$
 (33)

Ряд (32) також рівномірно збіжний для точок  $P \notin S$ , бо

$$\iint_{S} \left( \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{1}{r} \right) \right)^{2} dS \leq \frac{z^{2}S}{R_{msn}^{6}(P,Q)} \to 0 \ \left( P \to \infty, P \notin S \right).$$

Формули для обчислення функцій  $w_{m,n}$  практично такі ж, як для  $u_{m,n}$  за винятком додаткового диференціювання за змінною *z*, тобто:

$$V_{l} = \frac{1}{2^{N-l}m!n!} \frac{\partial^{n+1}}{\partial x^{m} \partial y^{n} \partial z} u_{N} = \frac{l!}{2^{N}m!n!} \times \\ \times \sum_{t_{1}+t_{2}+t_{3}=l} \frac{2t_{3}(2t_{1}-1)!!(2t_{2}-1)!!x^{2t_{1}-m}y^{2t_{2}-n}z^{2t_{3}-1}}{t_{3}!(2t_{1}-m)!(2t_{2}-n)!} M_{t_{1},t_{2},t_{3}},$$

Отже, ми отримали подання потенціалу планети за допомогою потенціалів плоских дисків.

Висновки. Очевидно, що такий запис має свої позитивні та негативні сторони. До позитивних можна віднести насамперед гарантовану збіжність таких розкладів поза плоскими областями інтегрування. Отримання функцій, що породжують потенціал, може давати певну геофізичну інформацію про внутрішню будову планети. Негативним елементом можна вважати наявність коефіцієнтів розкладу в ряд за сферичними функціями нижчих порядків у коефіцієнтах розкладу функцій μ, ν що може впливати на швидкість збіжності рядів (20), (32). При використанні великої кількості членів розкладу в області спільної збіжності значення, знайдені двома способами, повинні збігатися. Коли ж враховується незначна кількість елементів, така розбіжність може бути суттєвою, а у проблемних областях збіжності взагалі значення можуть суттєво відрізнятись. Тобто, такий підхід дає інструмент дослідження збіжності рядів за кульовими функціями. Очевидно, в кожному конкретному випадку шляхом числових експериментів необхідно встановлювати область збіжності рядів за кульовими функціями та можливий діапазон їхнього використання.

#### ЛІТЕРАТУРА

- 1. Ахиезер Н., Крейн М. О некоторых вопросах теории моментов. Харьков: ГНТИУ, 1938. 256с.
- 2. Бейтмен Г., Эрдейн А. Высшие трансцедентные функции. М.: Наука, 1974. Т. II. 294 с.
- 3. Гобсон Е. В. Теория сферических и эллипсоидальных функций. М.: Изд-во ин. лит., 1953. 476с.
- 4. Грушинский Н. П. Основы гравиметрии. М.: Наука, Гл. ред. физ.-мат. лит., 1983. 352с.
- 5. Завізіон О. В. Самогравітуючі диски як засоби описання зовнішніх гравітаційних полів небесних тіл. *Кинематика и фізика небес. тел.* 2000. **16**, № 5. С. 477—480.
- 6. Завізіон О. В. Про визначення щільності еквігравітуючих стержнів, за допомогою яких описується зовнішнє гравітаційне поле планет-гигантів. *Кинематика и физика небес. тел.* 2001. **17**, № 1. С. 89—92.
- 7. Кондратьев Б. П. Теория потенциала. Новые методы и задачи с решениями. М.: Мир, 2007. 512 с.
- 8. Ландкоф Н. С. Основы современной теории потенциала. М.: Наука, 1966. 515 с.
- 9. Мещеряков Г. А. Задачи теории потенциала и обобщенная Земля. М.: Наука, 1991. 216с.
- 10. Муратов Р. З. Потенциалы эллипсоида. М.: Атомиздат, 1976. 144 с.
- 11. Пеллинен Л. П. Высшая геодезия (Теоретическая геодезия). М.: Недра, 1978. 264 с.
- 12. Фыс М. М. О сходимости в среднем биортогональных рядов внутри эллипсоида. Дифференциальные уравнения и их приложения. 1983. Вып. 172. С. 131—132.
- 13. Appell P., Kampé de Feriet J. Fonctions hypergéometriques et hypersphériques. Paris, Gauthier-Villars, 1926. 434 p.
- 14. Axler S., Bourdon P., Ramey W. *Harmonic Function Theory* (2nd edition). Springer-Verlag, 2001. 273 p. https://sites.math. washington.edu/~morrow/336\_18/HFT.pdf
- 15. Fys M. M., Brydun A. M., Yurkiv M. I. On representation of the internal spherical functions and their derivatives in the planetary coordinate system. *Mathematical modeling and computing*. 2019. 6, № 2. P. 251–257.
- Fys M. M., Brydun A. M., Yurkiv M. I. On approach to determine the internal potential and gravitational energy of ellipsoid. *Mathematical modeling and computing*. 2021. 8, № 3. P. 359–367.
- 17. Hofmann-Wellenhof Dr. B., Moritz Dr. H. Physical Geodesy. New York: Springer, 2005. 403 p.
- Marchenko A. N., Abrikosov O. A., Tsyupak I. M. Point mass models and their use in the orbital method of satellite geodesy.
   Application of point mass models for differential refinement of the orbits of artificial Earth satellites (AES). *Kinematics and Phys. Celestial Bodies*. 1985. 1, № 5. P. 72–80.
- 19. Pavlis N. K., Holmes S. A., Kenyon S. C., et al. An Earth Gravitational Model to degree 2160: EGM2008. *EGU General Assembly. Geophys. Res. Abstracts.* 2008. **10**. P. 2 (EGU2008-A-018991).

#### REFERENCES

- 1. Akhyezer N., Krejn M. (1938). On some questions of moment theories. Khar'kov: HNTYU, 256 p. [in Russian].
- 2. Bejtmen H., Erdejn A. (1974). Higher transcendental functions. Moskov: Nauka. T. II. 294 p. [in Russian].
- 3. Hobson E. V. (1953). Theory of spherical and ellipsoidal functions. Moskov: Izd-vo yn. lyt. 476 p. [in Russian].
- 4. Hrushynskyj N. P. (1983). Basics of gravimetry. Moskov: Nauka. 352 p. [in Russian].
- 5. Zavizion O. V. (2000). Self-gravitating disks as a means of describing the external gravitational fields of celestial bodies. *Kinematics and Phys. Celestial Bodies*, **16**, № 5, 477–480 [in Russian].
- 6. Zavizion O. V. (2001). On determining the density of equigravitating rods, which are used to describe the outer gravitational poles of giant planets. *Kinematics and Phys. Celestial Bodies*, **17**, № 1, 89–92 [in Ukrainian].
- 7. Kondrat'ev B. P. (2007). New methods and problems with solutions. Moskov: Myr, 512 p. [in Russian].
- 8. Landkof N. S. (1966). Basics of modern potential theory. Moskov: Nauka, 515 p. [in Russian].
- 9. Mescheriakov H. A. (1991). Problems of theories of potential and the general earth. Moskov: Nauka, 216 p. [in Russian].
- 10. Muratov R. Z. (1976). Ellipsoid potentials. Moskva, Atomyzdat, 144 p. [in Russian].
- 11. Pellynen L. P. (1978). Cherry geodesy (Theoretical geodesy). Moskva: Nedra, 264 p. [in Russian].
- 12. Fys M. M. (1983). On convergence in the mean of biorthogonal series inside an ellipsoid. *Differencial'nye uravnenija i ih prilozhenija*, № 172, 131–132 [in Russian].
- 13. Appell P., Kampe de Feriet J. (1926). Fonctions hypergéometriques et hypersphériques. Paris, Gauthier-Villars, 434 p.
- Axler S., Bourdon P., Ramey W. (2001). *Harmonic Function Theory*. 2nd edition. Springer-Verlag, 273 p. URL: https://sites. math.washington.edu/~morrow/336\_18/HFT.pdf

- 15. Fys M. M., Brydun A. M., Yurkiv M. I. (2019). On representation of the internal spherical functions and their derivatives in the planetary coordinate system. *Mathematical modeling and computing*, **6**, № 2, 251–257.
- 16. Fys M. M., Brydun A. M., Yurkiv M. I. (2021). On approach to determine the internal potential and gravitational energy of ellipsoid. *Mathematical modeling and computing*, **8**, № 3, 359–367.
- 17. Hofmann-Wellenhof Dr. B., Moritz Dr. H. (2005). Physical Geodesy. New York: Springer, 403 p.
- Marchenko A. N., Abrikosov O. A., Tsyupak I. M. (1985). Point mass models and their use in the orbital method of satellite geodesy. 2. Application of point mass models for differential refinement of the orbits of artificial Earth satellites (AES). *Kinematics and Phys. Celestial Bodies*, 1(5), 72–80.
- 19. Pavlis N. K., Holmes S. A., Kenyon S. C., et al. (2008). An Earth Gravitational Model to degree 2160: EGM2008. EGU General Assembly. Geophys. Res. Abstrs, 10, 2.

Стаття надійшла до редакції 02.11.2022 Після доопрацювання 15.12.2022 Прийнято до друку 18.12.2022 Received 02.11.2022 Revised 15.12.2022 Accepted 18.12.2022

M. M. Fys, Dr. Sci. in Tech., Docent, Prof. at CGM Department
ORCID ID: 0000-0001-8956-2293
E-mail: mykhailo.m.fys@lpnu.ua
A. M. Brydun, Ph.D. in Phys&Math., Docent, Associate Prof. at CGM Department
ORCID ID: 0000-0001-5634-0512
E-mail: andrii.m.brydun@lpnu.ua
A. R. Sohor, Ph.D. in Tech., Docent, Associate Prof. at CGM Department
ORCID ID: 0000-0002-0084-9552
E-mail: andrii.r.sohor@lpnu.ua
V. A. Lozynskyy, Ph.D. in Tech., Engineer of CGM Department
ORCID ID: 0000-0002-1843-7986
E-mail: viktor.a.lozynskyi@lpnu.ua

Lviv Polytechnic National University 12, Bandery Str., Lviv, 79013 Ukraine

# PRESENTATION OF THE GRAVITY FIELD OF CELESTIAL BODIES USING THE POTENTIALS OF FLAT ELLIPSOIDAL DISCS

One of the possible ways for representing the external gravitational field of the planet by the potentials of flat discs, based on the classical potential theory, is proposed. At the same time, the potentials of a single- and double-layer are used for the description with the placement of the integration regions in the equatorial plane. The coefficients of the series expansion of these functions are linear combinations of the Stokes constants of the gravitational field and are uniquely expressed in terms of them. Series terms are single- or double-layer potentials. This makes it possible to calculate these terms using the results of the ellipsoid potential theory. The convergence of such a series, in contrast to the traditional one for spherical functions, is much wider and practically covers the effect of the external potential excluding the region of integration, including in the superficial parts of the surface. Since there is no problem with the convergence of the obtained expansions, we can interpret the obtained results more fully. The construction of flat density distributions for the potentials of a single and double layer is an additional tool in the study of the internal structure of the celestial body, as it is essentially a projection of the volume density of the planet's interior onto the equatorial plane. Therefore, the extrema of these functions combine the features of the three-dimensional distribution function of the planet's interior.

Keywords: gravitational field, potential, ellipsoid, Stokes constants.

# Моніторинг космічного простору і космічне сміття

Space Environment Monitoring and Space Debris

https://doi.org/10.15407/knit2023.02.086 УДК 520.82, 520.88

**В. П. ЄПІШЕВ**<sup>1</sup>, старш. наук. співроб., доц. каф. оптики, канд. фіз.-мат. наук E-mail: lkd.uzhgorod@gmail.com **В. І. КУДАК**<sup>1</sup>, наук. співроб. E-mail: viktor.kudak@uzhnu.edu.ua **І. І. МОТРУНИЧ**<sup>1</sup>, старш. наук. співроб., канд. фіз.-мат. наук E-mail: lkd.uzhgorod@gmail.com **В. М. ПЕРІГ**<sup>1</sup>, наук. співроб. E-mail: vasyl.perig@uzhnu.edu.ua І. Ф. НАЙБАУЕР<sup>1</sup>, інж. І кат. E-mail: lkd.uzhgorod@gmail.com **П. П. ГУРАНИЧ**<sup>1</sup>, доц. каф. оптики, зав. кафедри оптики, канд. фіз.-мат. наук E-mail: pavlo.guranich@uzhnu.edu.ua А. І. СУСЛА<sup>1</sup>, викладач каф. оптики E-mail: anatoliv.susla@uzhnu.edu.ua М. І. КОШКІН<sup>2</sup>, старш. наук. співроб., канд. фіз.-мат. наук E-mail: nikkoshkin@vahoo.com <sup>1</sup>ДВНЗ «Ужгородський національний університет», Лабораторія космічних досліджень вул. Далека 2а, Ужгород, Україна, 88000 <sup>2</sup>Науково-дослідний інститут «Астрономічна обсерваторія» Одеського національного університету ім. І. І. Мечнікова вул. Маразліївська буд. 1 В, Одеса, Україна, 65014

# АНАЛІЗ ФОТОМЕТРІЇ СУПУТНИКА «СІЧ-2» НА БАГАТОРІЧНОМУ ІНТЕРВАЛІ СПОСТЕРЕЖЕНЬ

17 серпня 2011 року з пускової бази «Ясний» здійснено пуск ракети-носія «Дніпро», яка вивела на навколоземну орбіту супутник «Січ-2». Українські станції оптичних спостережень одразу почали записувати фотометричні криві блиску супутника. У середині 2012 року було встановлено, що КА «Січ-2» має певний період обертання навколо власної осі і можливо вийшов з ладу. Це було підтверджено пізніше офіційними джерелами. На основі багаторічних спостережень итучного супутника Землі «Січ-2» з пунктів Ужгород і Одеса було досліджено його поведінку на орбіті з моменту запуску і по 2022 рік. В роботі розкрито можливості фотометричного методу у поєднанні з позиційними даними в області досліджень динаміки обертання космічних апаратів, що мають три ступені свободи і складні конструктивні особливості поверхонь. У роботі отримано, що вісь власного обертання КА «Січ-2» збігається з його вертикальною віссю, яка прецесує навколо напрямку «центр ШСЗ — центр Землі». Визначено, що пара протилежних ПСБ розміщуються перпендикулярно одна до одної. Розраховано величну орбітального періоду супутника  $P_{opf} = 99.5$  хв та встановлено середнє значення періоду прецесії  $P_{np} = 90.5$  с. Проаналізовано зміну періоду власного обертання КА «Січ-2», який на інтервалі 9 років після дестабілізації

Цитування: Єпішев В. П., Кудак В. І., Мотрунич І. І., Періг В. М., Найбауер І. Ф., Гуранич П. П., Сусла А. І., Кошкін М. І. Аналіз фотометрії супутника «Січ-2» на багаторічному інтервалі спостережень. *Космічна наука і технологія*. 2023. **29**, № 2 (141). С. 86—96. https://doi.org/10.15407/knit2023.01.086

© Видавець ВД «Академперіодика» НАН України, 2023. Стаття опублікована за умовами відкритого доступу за ліцензією СС ВУ-NC-ND license (https://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/) супутника змінювався в межах  $P_o = 11.95...3.63...5.06$  с. Також встановлено, що період прецесії за цей же час змінювався у межах  $P_{np} = 71...234...226$  с. Кут прецесії осі обертання відносно напрямку з центра супутника до центра Землі лежить у межах  $38^{\circ}...28^{\circ}$ .

**Ключові слова:** штучний супутник Землі, орієнтація, методика, фотометрія, панелі сонячних батарей, прецесія осі обертання.

### ВСТУП

В 2011 році 17 серпня о 10 год 12 хв 20 с за київським часом з пускової бази «Ясний» за безпосередньої участі українських спеціалістів було здійснено пуск ракети-носія «Дніпро», яка вивела на навколоземну орбіту супутник «Січ-2». Запуск космічного апарата присвячено 100-річчю від дня народження Михайла Кузьмича Янгеля, першого керівника Конструкторського бюро «Південне» протягом 18 років.

Після виходу з ладу супутника в 2012 р. оптичними станціями Ужгорода та Одеси було організовано регулярні фотометричні спостереження з метою визначення періоду власного обертання та орієнтації даного об'єкта.

Визначення орієнтації і її змін для будь-якого космічного об'єкта (КО) у вибраній системі координат на основі пасивних наземних спостережень за ним є однією із найскладніших задач у системі моніторингових заходів. Тут немає однозначного підходу до спостережуваних проявів відбиття світла від різноманітних поверхонь [1—2]. Практика показує, що розв'язок такого складного питання слід розділити як мінімум на дві складові. Перша — розв'язок базується на аналізі дзеркального відбиття світла [9], друга на основі дифузного розсіювання світла поверхнею КО [6].

Методика визначення орієнтації штучного супутника Землі (ШСЗ) у випадку дзеркального відбивання світла, яку було використано у процесі дослідження динаміки обертання дестабілізованого космічного апарата (КА) «Січ-2», не залежить від конструкції і положення відбивальних ділянок відносно його головних осей або осі його власного обертання [3]. Головна умова в цьому випадку — це наявність у відбитому від супутника світловому потоці короткочасних дзеркальних спалахів. Здійснювані в Лабораторії космічних досліджень УжНУ та Астрономічній обсерваторії ОНУ фотометричні спостереження різнопланових КА показали, що серед них є досить велика кількість таких об'єктів [10, 12]. Відбивати дзеркально можуть панелі сонячних батарей (ПСБ), об'єктиви телескопів, кутикові відбивачі, параболічні радіоантени та гладкі ділянки їхніх поверхонь. Отримані на момент спалаху значення напрямків від об'єкта на спостерігача та Сонце дають можливість встановити координати відбивача у будь-якій системі координат, а за ними, при достатній кількості інформації, — положення ШСЗ в просторі. Тому основу застосованої методики складають результати синхронних фотометричних і позиційних спостережень КА в достатній кількості для кожного окремого об'єкта. Поняття «в достатній кількості» конкретизується у процесі розв'язування поставленої задачі.

В свою чергу, аналіз орієнтації об'єкта, визначений за напрямками дзеркально відбитого світла, допомагає встановити положення дзеркальних ділянок поверхні КО до його головних осей, а саме — як розкрилися ПСБ, яке їхнє положення на момент спостережень, куди напрямлені антени або об'єктиви. Крім того, встановлення змін в орієнтації ШСЗ на тривалих відрізках часу розкриває характер динаміки його поведінки на орбіті і часто причини таких змін. На наш погляд, результати спостережень дестабілізованого КА «Січ-2» протягом 10 років досить об'єктивно відображають можливості застосованої методики досліджень та характер поведінки на низьких орбітах об'єктів, подібних до цього ШСЗ.

### РЕЗУЛЬТАТИ АНАЛІЗУ ДИНАМІКИ ОБЕРТАННЯ СУПУТНИКА «СІЧ-2» НА ІНТЕРВАЛІ 10 РОКІВ

Спостереження ШСЗ «Січ-2» (рис. 1, *a*) в Ужгороді і Одесі розпочалися практично одразу після його виведення на робочу орбіту в серпні 2011 року. Результати спостережень підтвердили ста-



**Рис. 1.** Загальний вигляд ШСЗ «Січ-2»: a — плановане розміщення панелей,  $\delta$  — розміщення панелей відповідно до отриманих результатів



*Рис. 2*. Крива зміни блиску ШСЗ «Січ-2», отримана у спектральній смузі *V* у пункті Ужгород 17.08.2011 р.



*Рис. 3.* Крива зміни блиску ШСЗ «Січ-2», отримана в інтегральному світлі у пункті Одеса 22.08.2011 р., без поправок за зміну віддалі до об'єкта

білізацію КО на орбіті (рис. 2, 3) і його орієнтацію у бік земної поверхні. Відмінності форм кривих блиску на рис. 2, 3 зумовлені тим, що в Ужгороді для приймання світлових потоків у каналах B, V використовуються фотопомножувачі ФЕП-79, а в Одесі — ПЗЗ-матриця.

У середині 2012 року КА «Січ-2» вийшов з ладу і почав обертатися навколо власної осі. У роботі [14] приведено результати визначення періоду власного обертання, отримані в 2012...2013 рр., проте ми не маємо цих даних в розпорядженні і не можемо їх використати, але наші данні спостережень перекривають цей часовий інтервал.

Для аналізу подальшого стану об'єкта на орбіті ми включили результати його спостережень з квітня 2013 р. до червня 2018 р. в Одесі [10], і



Рис. 4. Фрагмент кривої блиску ШСЗ «Січ-2», отриманої в інтегральному світлі в пункті Одеса 11.05.2018 р.



*Рис. 5.* Крива зміни блиску ШСЗ «Січ-2», отримана у спектральних смугах *B*, *V* у пункті Ужгород 27.04.2020 р.

з липня 2013 р. до листопада 2022 р. в Ужгороді. В основному ці спостереження провадилися кожного року з квітня по серпень, коли наступав сезон найкращої вечірньої видимості об'єкта на орбіті. Відібрано 40 кривих блиску, 25 з яких отримано в Одесі і 15 — в Ужгороді, що дозволяло чітко визначити період власного обертання об'єкта. На рис. 4, 5 приведено дві такі криві блиску, з яких видно, що даний супутник має власне обертання.

Аналіз кривих блиску, отриманих в Одесі, показує, що супутник досяг мінімального періоду 3.64 с власного обертання в липні 2018 року, а полюс осі обертання мав напрямок  $\alpha_{rot} = 56^\circ$ ,  $\delta_{rot} = 75.7^{\circ}$ . Автори вже тоді припускали наявність прецесії, але величину періоду прецесії не визначали [11].

Тривалий моніторинг поведінки даного об'єкта показав, що це обертання протягом 2013 р. досить швидко прискорювалось, потім практично стабілізувалось, а в 2018 р. почало проявляти признаки гальмування (рис. 6, табл. 1), яке продовжується до кінця 2022 р. За цей час прецесійний період обертання змінювався у межах  $P_{\rm np}$ =71.0...234.0...226.0 с. Значення періодів власного обертання були визначені за допомогою відомого в астрономії методу Ломба — Скаргла [13, 16].



*Рис. 6.* Зміна видимого періоду власного обертання ШСЗ «Січ-2»: кружки — дані вимірювань в Одесі, точки — в Ужгороді

Таблиця 1. Зміни періоду власного обертання	ſ
КА «Січ-2» на річних інтервалах	

Інтервали спостережень, роки		Період власного обертання, с
	2013 2014 2015 2016 2017 2018 2020 2022	$13.505.50 \\ 5.505.15 \\ 5.154.00 \\ 4.003.85 \\ 3.853.70 \\ 3.703.63 \\ 3.633.68 \\ 4.235.06$

### ОТОТОЖНЕННЯ ДЗЕРКАЛЬНИХ ДІЛЯНОК І ЇХНЄ РОЗТАШУВАННЯ НА ПОВЕРХНІ ДЕСТАБІЛІЗОВАНОГО СУПУТНИКА «СІЧ-2»

Головним джерелом інформації, на якій базується визначення орієнтації, є відбите від поверхні ШСЗ сонячне світло. Його реєстрація дозволяє визначити як положення КА на орбіті, так і окремі характеристики конструкцій їхніх поверхонь. За результатами позиційних спостережень ШСЗ визначаються необхідні в цьому випадку напрямки «супутник — спостерігач», «супутник — Сонце», «супутник — центр Землі», елементи орбіти досліджуваного об'єкта на момент спостережень. Фіксація моменту дзеркального відбивання світла від поверхні КА з експозиціями 0.1...0.3 с може забезпечити точність визначення орієнтації високостабілізованих об'єктів до 0.1°, а дестабілізованих КА — до 1.5°. Таку точність в даний час для низькоорбітальних супутників забезпечують ефемеридні данні з каталогів типу NORAD. Тому з похибкою такого ж порядку точності розраховуються і напрямки з центра супутника до спостерігача, Сонця та центра Землі, а також відповідні кути освітлення і відбивання світлового променя від поверхні КА. Об'єднання такого рівня інформації з параметрами власного і прецесійного обертання КА є базовим для дослідження, виявлення і оцінки джерел збурень з боку фізичних полів навколоземного космічного простору на рух ШСЗ на різних висотах.

Фотометрія дає інформацію про характер розсіювання світла поверхнею КА, наявності дзеркальної чи дифузної складової у відбитому поверхнею ШСЗ світлі, моментів дзеркального спалаху, його потужності, тривалості і частоті, різновидності поверхневих конструкцій об'єкта.

Дзеркальні спалахи блиску КА «Січ-2» спостерігалися не під час всіх його проходжень. Навіть тоді, коли на перший погляд зміна блиску на кривій виглядала як дзеркальна, насправді вона була квазідзеркальною. Використання таких спалахів для визначення орієнтації осі власного обертання об'єкта та інших дзеркальних конструкцій його поверхні значно погіршували кінцевий результат оцінки динаміки поведінки супутника на орбіті. Тому для дослідження змін в орієнтації супутника було відібрано 10 кривих блиску, на яких зафіксовано найбільш потужні дзеркальні спалахи. Через те що саме в такі моменти найкраще виконуються умови дзеркального відбивання світла, і, відповідно, напрямок нормалі до відбивальної поверхні визначався з найменшою похибкою. Внаслідок швидкого власного обертання КО та прецесії осі обертання на окремих кривих блиску встигло проявитися ще кілька спалахів меншої потужності (рис. 5), які практично вже можна вважати квазідзеркальними. Тому надалі визначені на ці моменти напрямки нормалей розглядалися як допоміжна інформація.

Ключовим питанням у процесі досліджень стало ототожнення природи дзеркальних ділянок

поверхні ШСЗ і їхнього розміщення відносно осі обертання КА, а також напрямку «супутник центр Землі», який розміщений у площині орбіти супутника. У Лабораторії космічних досліджень УжНУ розроблено програмне забезпечен-«Орієнтація», що дозволяє визначити НЯ напрямки нормалей та допоміжні кути до них, базуючись на позиційній інформації положення на орбіті КА у момент спостережень. Дане програмне забезпечення знайшло застосування при визначенні орієнтації багатьох КА, наприклад MIDAS 3-7, Topex/Poseidon, AJISAI та інших [4, 7, 12].

Ототожнити дзеркальні конструкції допомогли результати колориметричних спостережень супутника в Ужгороді у полосах В, V. Протягом часу, коли КА був стабілізований, і спостерігач бачив в основному нижню його частину і деякі бокові грані, дзеркальні спалахи не спостерігалися, а колор-індекс C = B - V з кривих блиску (рис. 2, 3) дорівнював 1.90<sup>*m*</sup>, що свідчило про видиму темну і шорстку поверхню. Коли супутник перейшов у дестабілізований стан, у моменти потужних дзеркальних спалахів показник дорівнював  $C = -0.40^m$ . Таке значення колор-індексу притаманне панелям сонячних батарей [15]. Їхнє розташування на поверхні ШСЗ у момент переходу супутника в дестабілізований режим визначалося за позиційними даними через напрямки нормалей у моменти дзеркальних спалахів відносно напрямку «супутник — центр Землі» згідно з формулою (7) з роботи [12]:

$$\vec{n} = \begin{pmatrix} x_n \\ y_n \\ z_n \end{pmatrix} = [(x_0 + x_C)^2 + (y_0 + y_C)^2 + (z_0 + z_C)^2]^{-1/2} \times \begin{pmatrix} x_0 + x_C \\ y_0 + y_C \\ z_0 + z_C \end{pmatrix}, (1)$$
The

 $x_0 = \cos \alpha_0 \times \cos \delta_0$  $y_0 = \sin \alpha_0 \times \cos \delta_0$ ,  $z_0 = \sin \alpha_0$ ,

- напрямок з центра супутника до центра Сонця. а

$$x_{\rm C} = \cos \alpha_{\rm C} \times \cos \delta_{\rm C},$$

ISSN 1561-8889. Космічна наука і технологія. 2023. Т. 29. № 2

$$y_{\rm C} = \sin\alpha_{\rm C} \times \cos\delta_{\rm C},$$
$$z_{\rm C} = \sin\alpha_{\rm C},$$

 напрямок із центра супутника до спостерігача;  $\alpha_0$  і  $\delta_0$ ,  $\alpha_C$  і  $\delta_C$  — відповідно координати Сонця і спостерігача в екваторіальній супутникоцентричній системі координат. Останні обчислюються за результатами синхронних позиційних спостережень.

З приведених вище рівнянь визначаємо  $\alpha_n$ ,  $\delta_n$ :

$$\alpha_n = \operatorname{arctg} \frac{x_n}{y_n}, \ \delta_n = \operatorname{arcsin} z_n,$$
(2)

де  $\alpha_n$  і  $\delta_n$  — супутникоцентричні екваторіальні координати напрямку нормалі до ділянки поверхні КА, яка відбиває дзеркально.

Кути падіння і відбивання світла від КА та нахил нормалей до напрямку «супутник — центр Землі» і кут прецесії розраховувались за відомою формулою косинусів. У табл. 2 представлено: дату спостережень, зареєстровані моменти UT найпотужніших дзеркальних спалахів на окремих кривих, супутникоцентричні екваторіальні координати  $\alpha_g$  і  $\delta_g$  напрямку «супутник — центр Землі», супутнико́центричні координати  $\alpha_{n1}, \delta_{n1},$  $\alpha_{n2}$  і  $\delta_{n2}$  напрямків нормалі від першої та другої з двох дзеркальних ділянок поверхні ШСЗ, кути v<sub>1</sub> і v<sub>2</sub> нахилу напрямків нормалей від дзеркальних ділянок поверхні до напрямку «супутник центр Землі», кут β між віссю власного обертання ШСЗ та напрямком «супутник — центр Землі», він же кут прецесії, назви пунктів, де було записано криві блиску.

З наведених в таблиці значень кутів  $v_1$  і  $v_2$  видно, що дзеркальних ділянок на поверхні ШСЗ є дві, і вони, за цими нашими розрахунками, розміщені одна відносно одної під кутом приблизно 90°. Пам'ятаємо, що кути  $v_1$  і  $v_2$  відображають нахил нормалей до дзеркальних ділянок відносно напрямку «центр супутника — центр Землі», який перебуває у площині орбіти. У випадку кута  $v_1$  нормаль  $\mathbf{n}_1$  переважно була напрямлена вліво від площини орбіти ( $\alpha_n < \alpha_g$ ), а кута  $v_2$  — вправо від орбіти ( $\alpha_n > \alpha_g$ ). Отже загальна сума їхніх значень близька до 90°. Чотири грані корпуса супутника покрито теплоізоляційним матеріалом, який не в змозі відбивати світло дзеркально. І це добре видно на лівій половині приведеної кривої

UT	$\alpha_g$	δ <sub>g</sub>	α <sub>n1</sub>	δ <sub>n1</sub>	α <sub>n2</sub>	δ <sub>n2</sub>	ν <sub>1</sub>	v <sub>2</sub>	β	Примітка
20h20m56s	75 70	44.0°	102.00	1.5°				55.60	25.0°	Vyronoz
20.20.30	/3./	-44.9	105.8	4.5				55.0	33.0	ужгород
$20^{h}21^{m}17^{s}$	45.8°	-46.2°	104.6°	2.0°				52.4°	37.5°	Ужгород
$20^{h}37^{m}21^{s}$	28.2°	-48.1°			21.2°	-18.2°	30.2°		30.2°	Одеса
$20^{h}55^{m}50^{s}$	33.1°	-43.3°	41.5°	7.8°				52.0°	38.0°	Ужгород
$21^{h}35^{m}25^{s}$	33.2°	-49.6°	24.3°	8.8°				53.3°	36.7°	Ужгород
$20^{h}16^{m}24^{s}$	37.6°	-46.7°			38.4°	-12.8°	33.7°		33.7°	Одеса
$20^{h}27^{m}38^{s}$	71.5°	-50.3°			63.6°	-22.4°	29.0°		29.0°	Одеса
$19^{h}52^{m}48^{s}$	49.3°	-48.6°			353.5°	-16.3°	32.6°		32.6°	Ужгород
$17^{h}13^{m}35^{s}$	128.4°	-45.5°	178.0°	-13.9°				52.2°	37.8°	Ужгород
$17^{h}53^{m}00^{s}$	142.2°	-43.5°			166.3°	-12.5°	37.0°	52.2°	37.0°	Ужгород
	$UT \\ 20^{h}20^{m}56^{s} \\ 20^{h}21^{m}17^{s} \\ 20^{h}37^{m}21^{s} \\ 20^{h}55^{m}50^{s} \\ 21^{h}35^{m}25^{s} \\ 20^{h}16^{m}24^{s} \\ 20^{h}27^{m}38^{s} \\ 19^{h}52^{m}48^{s} \\ 17^{h}13^{m}35^{s} \\ 17^{h}53^{m}00^{s} \\ \end{bmatrix}$	$\begin{array}{c c c c c c c c c c c c c c c c c c c $	UT $\alpha_g$ $\delta_g$ $20^h 20^m 56^s$ $75.7^\circ$ $-44.9^\circ$ $20^h 21^m 17^s$ $45.8^\circ$ $-46.2^\circ$ $20^h 37^m 21^s$ $28.2^\circ$ $-48.1^\circ$ $20^h 55^m 50^s$ $33.1^\circ$ $-43.3^\circ$ $21^h 35^m 25^s$ $33.2^\circ$ $-49.6^\circ$ $20^h 16^m 24^s$ $37.6^\circ$ $-46.7^\circ$ $20^h 27^m 38^s$ $71.5^\circ$ $-50.3^\circ$ $19^h 52^m 48^s$ $49.3^\circ$ $-48.6^\circ$ $17^h 13^m 35^s$ $128.4^\circ$ $-45.5^\circ$ $17^h 53^m 00^s$ $142.2^\circ$ $-43.5^\circ$	$\begin{array}{c c c c c c c c c c c c c c c c c c c $	$\begin{array}{c c c c c c c c c c c c c c c c c c c $	$\begin{array}{c c c c c c c c c c c c c c c c c c c $	$\begin{array}{c c c c c c c c c c c c c c c c c c c $	$\begin{array}{c c c c c c c c c c c c c c c c c c c $	$\begin{array}{c c c c c c c c c c c c c c c c c c c $	$\begin{array}{c c c c c c c c c c c c c c c c c c c $

Таблиця 2. Результати розрахунку орієнтації ШСЗ «Січ-2»



Рис. 7. Крива зміни блиску ШСЗ «Січ-2», отримана у смузі R у пункті Деренівка 27.10.2022 р.

блиску (рис. 5). Дзеркально відбивати світло могли панелі сонячних батарей, які на даному КА у моменти спостережень були розташовані попарно та хрестоподібно.

Якщо одна пара ПСБ розташована на КА, як видно на рис. 1, то інша тоді повинна бути розвернутою навколо його поперечної осі на 90° до цієї пари. Звідси у першої пари ПСБ напрямок нормалі  $(\mathbf{n}_1)$  буде збігатися з напрямком повздовжньої осі zz' супутника, яка штучно збільшується у такого класу ШСЗ викидом штанги для покращення його робочої стабілізації на орбіті. А напрямок нормалі  $\mathbf{n}_2$  до іншої пари ПСБ становитиме практично 90° до цієї осі і перебуватиме в одній площині з двома протилежними гранями корпусу ШСЗ (рис. 1,  $\delta$ ).

Саме цим можна пояснити збільшення блиску на першій половині кривої блиску (рис. 5) як сумарного від цієї пари ПСБ і від однієї з чотирьох граней корпуса об'єкта. Практично від цієї пари ПСБ на кривій проявилося кілька малопотужних квазідзеркальних спалахів, за якими напрямок нормалі визначався з великою (понад 20%) похибкою. Найбільш потужний спалах був зареєстрований від іншої пари ПСБ, нормаль до яких збігалася з напрямком повздовжньої осі zz'КА «Січ-2» а кут  $v_1$ =32.64° відображав уже і нахил осі власного обертання до напрямку «супутник — центр Землі» у момент спостережень.

У випадку дестабілізації більшість КА розкручуються саме навколо повздовжньої осі, яка в свою чергу, внаслідок прецесії, обертається навколо вектора центральної сили, що діє на супутник на орбіті і збігається з напрямком «супутник — центр Землі»[5]. Прояв у даному випадку прецесії осі власного обертання супутника «Січ-2» добре видно з кривої, отриманої 27.10.2022 р. (рис. 7).

Тут період власного обертання КА ( $P_0 = 5.06$  с) дорівнює величині проміжків між окремими дзеркальними спалахами на початку і в кінці кривої блиску, а прецесійний — проміжком вздовж всієї кривої між максимумами блиску КА на інтервалі  $UT = 17^{h} 51^{m} 57^{s} \dots 17^{h} 57^{m} 10^{s}$  і мінімальним його значенням в  $UT = 17^{h} 55^{m} 02^{s}$ . Саме завдяки прецесії осі власного обертання ШСЗ можна пояснити появу на кривій періодичних через 61.7 с пропусків блиску, коли в поле зору спостерігача попадало чергове ребро між його чотирма поверхневими гранями, що і призводило до різкого зменшення блиску. Встановлена зміна власного і прецесійного періодів обертання КА «Січ-2» протягом 10 років підтверджує саме такий характер його поведінки на орбіті. Схематично поведінку і орієнтацію КА відображено на рис. 8.

Таке обертання ШСЗ відповідає класичній поведінці відомої дзиґи в гравітаційному полі. Кут  $v_1$  в такому випадку буде відповідати куту прецесії осі обертання  $\beta$ , що представлено в табл. 1. Те, що саме кут  $v_1$ , а не  $v_2$ , відповідає кутові прецесії, підтверджується дослідженнями, де показано, що при досягненні кута  $\beta > 53...55^{\circ}$  супутник переходить в так званий режим «довільного перекидання», тобто в режим, що нагадує на пер-



**Рис. 8.** Схематичне відображення на прикладі напрямків нормалей  $\mathbf{n}_1$ та  $\mathbf{n}_2$  попарного хрестоподібного розташування на поверхні ШСЗ «Січ-2» дзеркальних ПСБ відносно осі його обертання *zz*' і її прецесії навколо напрямку «супутник — центр Землі».



ший погляд хаотичне обертання [8]. Як видно із результатів, приведених у табл. 1, характер обертання КА «Січ-2» протягом 10 років відносно стабільний. Розкид значень прецесійного кута  $\beta$  можна пояснити невеликим (до кількох градусів) відхиленням осі власного обертання від осі *zz*', яка жорстко пов'язана з напрямками нормалей **n**<sub>1</sub> і **n**<sub>2</sub>.

Виходячи з отриманих результатів, на рис. 9 представлено проєкцію на небесну сферу руху кінця його осі обертання.

### ВИСНОВКИ

Дослідження динамічних характеристик дестабілізованого КА«Січ-2» показали, що в комплексі з позиційними даними фотометрія ШСЗ залишається на даний час ефективним методом оцінки його орієнтації на орбіті в цілому та у випадку окремих поверхневих конструкцій, особливо коли спостереження КО провадяться з кількох пунктів і в колірних системах.

Перша спроба визначення орієнтації КА «Січ-2» була зроблена невдовзі після його виходу з ладу в 2013 р. в роботі [14], де було визначено, що вісь обертання КА нахилена до площини орбіти під кутом  $v \sim 30^{\circ}$ .

У процесі спостережень даного КА було зафіксовано дзеркальні спалахи різноманітної потужності від різних фрагментів поверхні супутника. Це дало нам змогу ототожнити ці фрагменти і їхнє розміщення відносно один одного і в цілому на корпусі КА. Наступне моделювання поведінки ШСЗ на орбіті показало, що приведені в табл. 2 результати спостережуваної динаміки його обертання відповідають таким умовам:

а) вісь власного обертання КА «Січ-2» збігається з його вертикальною віссю zz', яка на час його перебування в робочому стані була вертикальною і збігалася з напрямком «центр ШСЗ центр Землі». Після дестабілізації вона (вісь zz') прецесує навколо цього напрямку;

б) пара протилежних ПСБ розміщені перпендикулярно до вертикальної осі zz', тобто напрямок нормалі до них  $(\mathbf{n}_1)$  збігається з напрямком вертикальної осі КА zz'. Інша пара протилежних ПСБ розвернута навколо поперечної осі КА практично на 90° по відношенню до першої пари, і напрямок нормалі до них  $(\mathbf{n}_2)$  утворює кут до напрямку вертикальної осі zz' порядку 90° (див рис. 8 та рис. 1, *б*).

Інші варіанти розміщення ПСБ відносно корпуса КА не дають такого однозначного збігу з результатами спостережень.

У роботі авторами було розраховано величину орбітального періоду супутника  $P_{\rm op6} = 99.5$  хв та встановлено середнє значення періоду прецесії P<sub>пр</sub> = 90.5 с. Проаналізовано період власного обертання КА «Січ-2». Можна констатувати, що за дев'ять років після дестабілізації період власного обертання зменшувався до середини 2019 р., а потім почав знову збільшуватися. Період прецесії поводився навпаки:

 $P_{o} = 11.95...3.63...5.06$  с,  $P_{np} = 71.0...234.0...226.0$  с. Кут прецесії осі обертання відносно напрямку з центра супутника до центра Землі становить  $v = 38^{\circ}...28^{\circ}$ . Така поведінка об'єкта відповідає класичній поведінці відомої дзиги. Кут у в даному випадку відображає нахил осі обертання КА відносно напрямку сили тяжіння, що діє на ШСЗ, тобто напрямку «центр ШСЗ – центр Землі», що лежить у площині орбіти КА.

#### ЛІТЕРАТУРА

- 1. Григоревский В. М. Определение ориентации ИСЗ в пространстве по фотометрическим данным. Бюл. ст. оптич. наблюд. искусств. спутников Земли. 1959. № 10. С. 1-9.
- 2. Григоревский В. М., Лейкин Г. А. Определение положения оси вращения продолговатого спутника по отношению экстремальных значений блеска и смещению моментов экстремума. Бюл. ст. оптич. наблюд. искусств. спутников Земли. 1960. № 12. С. 3—9.
- 3. Епишев В. П. Определение ориентации ИНТ в пространстве по их зеркальному отражению. Астрометрия и астрофизика. 1983. Вып. 50. С. 89-93.
- 4. Кудак В. І., Періг В. М., Найбауер І. Ф. Дослідження зміни періоду власного обертання супутника «Ajisai» на інтервалі 1986—2017 рр. Наук. вісник Ужгородського ун-ту. Сер. Фізика. 2017. № 41. С. 140—145
- 5. Магнус К. Гироскоп: Теория и применения. Пер. с нем. М.: Мир, 1974. 526 с.
- 6. Epishev V. P., Kudak V. I., Motrunich I. I., Perig V. M., Neubauer I. F., Prysiazhnyi V. I. Determination of the orientation of the artificial earth satellite in the case of diffusive scattering of light by its surface. Space Science and Technology. 2022. 28, № 1. P.61-69.

- Epishev V. P., Kudak V. I., Perig V. M., Motrunich I. I., Naybauer I. F., Novak, E. J., But O. Y. Influence of the Gravitational Fields of the Moon and the Sun on Long-Period Variations in the Proper Rotation of "Midas" Satellites. *Astrophys. Bull.* 2018. **73**. P. 363–372.
- Epishev V. P., Isak I. I., Kudak V. I., Motrunich I. I., Noibauer I. F., Koshkin N. I., ..., Zhukovetskij A. V. Some results of studies of the behaviour of a satellite in orbit in contingency mode under the near-Earth space influence. *Space Science and Technology*. 2012. 18, No. 1. P. 60–67.
- 9. Giese R. H. Attitude determination from specular, and diffuse reflection by cylindrical artificial satellites. SAO Special Report. 1963. № 127. P. 1–47.
- 10. Koshkin N., Korobeynikova E., Shakun L., Strakhova S., Tang Z. H. Remote sensing of the EnviSat and Cbers-2B satellites rotation around the centre of mass by photometry. *Advs in Space Res.* 2016. **58**, № 3. P. 358–371.
- Koshkin N., Shakun L., Korobeynikova E., Melikyants S., Strakhova S., Dragomiretsky V., ..., Terpan S. Monitoring of space debris rotation based on photometry. *Odessa Astron. Publs.* 2018. 31. P. 179–185.
- 12. Kudak V. I., Epishev V. P., Perig V. M., Neubauer I. F. Determining orientation and spin period of Topex/Poseidon satellite by photometry metod. *Astrophys. Bull.* 2017. 72, № 3. P. 340–348.
- 13. Lomb, N. R. Least-squares frequency analysis of unequally spaced data. Astrophys. and Space Sci. 1976. 39. P. 447-462.
- Lopachenko V. V., Rihalskiy V. V., Kozhuhov A. M., Bogdanovskiy A. N., Shulga A. N., Koshkin N. I., ..., Ryschenko V. S. The analysis of the «Sich-2» conditions by photometric observations. *Bull. Ukr. Earth Orientation Parameters Laboratory*. 2013. 8. P. 79–86.
- 15. Murtazov A. K. Physical simulation of space objects' spectral characteristics for solving the reverse problem of their photometry. *Amer. J. Modern Phys.* 2013. **2**, № 6. P. 282.
- Scargle J. D. Studies in astronomical time series analysis. II-Statistical aspects of spectral analysis of unevenly spaced data. *Astrophys. J.* 1982. 263. P. 835–853.

#### REFERENCES

- 1. Grigorevsky V. M. (1959). Determination of the satellite orientation in space using photometric data. *Bul. stations optical observation of satellites*, **10**, 1–3 [In Russian].
- 2. Grigorevsky V. M., Leikin G. A. (1960). Determination of the position of the axis of rotation of an elongated satellite in relation to the extreme values of brightness and the shift of the moments of the extremum. *Bul. stations optical observation of satellites*, **12**, 3–9 [In Russian].
- 3. Epishev V. P. (1983). Determination of the orientation of ASE in space by their mirror reflection. *Astrometry and astrophysics*, **50**, 89–93 [In Russian].
- 4. Kudak V. I., Perig V. M., Neubauer I. F. (2017). Studying of the own rotation period changes of satellite "Ajisai" on the interval 1986–2017. *Uzhhorod University Scientific Herald. Ser. Phys.*, **41**, 140–145 [In Ukrainian].
- 5. Magnus K. (1974). Gyroscope, Theory and Application. M.: Mir, 526 [In Russian].
- Epishev V. P., Kudak V. I., Motrunich I. I., Perig V. M., Neubauer I. F., Prysiazhnyi V. I. (2022). Determination of the orientation of the artificial earth satellite in the case of diffusive scattering of light by its surface. *Space Science and Technology*, 28, № 1, 61–69.
- Epishev V. P., Kudak V. I., Perig V. M., Motrunich I. I., Naybauer I. F., Novak, E. J., But O. Y. (2018). Influence of the Gravitational Fields of the Moon and the Sun on Long-Period Variations in the Proper Rotation of "Midas" Satellites. *Astrophys. Bull.*, **73**, 363–372.
- Epishev V. P., Isak I. I., Kudak V. I., Motrunich I. I., Noibauer I. F., Koshkin N. I., ..., Zhukovetskij A. V. (2012). Some results of studies of the behaviour of a satellite in orbit in contingency mode under the near-Earth space influence. *Space Science and Technology*, 18, № 1, 60–67 [In Russian].
- 9. Giese R. H. (1963). Attitude determination from specular, and diffuse reflection by cylindrical artificial satellites. SAO Special Report, № 127, 1–47.
- 10. Koshkin N., Korobeynikova E., Shakun L., Strakhova S., Tang Z. H. (2016). Remote sensing of the EnviSat and Cbers-2B satellites rotation around the centre of mass by photometry. *Advs in Space Res.*, **58**, № 3, 358–371.
- 11. Koshkin N., Shakun L., Korobeynikova E., Melikyants S., Strakhova S., Dragomiretsky V., ..., Terpan S. (2018). Monitoring of space debris rotation based on photometry. *Odessa Astron. Publs*, **31**, 179–185.
- 12. Kudak V., Epishev V., Perig V., Noibauer I. (2017). Determining orientation and spin period of Topex/Poseidon satellite by photometry metod. *Astrophys. Bull.*, **72**, № 3, 340–348.
- 13. Lomb N. R. (1976). Least-squares frequency analysis of unequally spaced data. Astrophys. and Space Sci., 39, 447–462.
- Lopachenko V. V., Rihalskiy V. V., Kozhuhov A. M., Bogdanovskiy A. N., Shulga A. N., Koshkin N. I., ..., Ryschenko V. S. (2013). The analysis of the «Sich-2» conditions by photometric observations. *Bull. Ukr. Earth Orientation Parameters Lab.*, **8**, 79–86.

- 15. Murtazov A. K. (2013). Physical simulation of space objects' spectral characteristics for solving the reverse problem of their photometry. *Amer. J. Modern Phys.*, **2**, № 6, 282.
- Scargle J. D. (1982). Studies in astronomical time series analysis. II-Statistical aspects of spectral analysis of unevenly spaced data. Astrophys. J., 263, 835–853.

Стаття надійшла до редакції 20.01.2023 Після доопрацювання 08.02.2023 Прийнято до друку 10.02.2023 Received 20.01.2023 Revised 08.02.2023 Accepted 10.02.2023

V. P Epishev<sup>1</sup>, Senior Researcher, Assoc. Prof. at the Dept. of Optics, Ph.D. *V. I. Kudak*<sup>1</sup>, Researcher E-mail: viktor.kudak@uzhnu.edu.ua I. I. Motrunich<sup>1</sup>, Senior Researcher, Ph.D. E-mail: lkd.uzhgorod@gmail.com V. M. Perig<sup>1</sup>, Researcher E-mail: vasyl.perig@uzhnu.edu.ua *I. F. Neubauer*<sup>1</sup>, Engineer E-mail: lkd.uzhgorod@gmail.com P. P. Guranich<sup>1</sup>, Assoc. Prof., Head of the Dept. of Optics, Ph.D., E-mail: pavlo.guranich@uzhnu.edu.ua A. I. Susla<sup>1</sup>, Lecturer at the Dept. of Optics E-mail: anatoliy.susla@uzhnu.edu.ua M. I. Koshkin<sup>2</sup>, Senior researcher, Ph.D. E-mail: nikkoshkin@vahoo.com <sup>1</sup>Uzhhorod National University, Space Research Laboratory 2a, Daleka Str., Uzhhorod, 88000 Ukraine <sup>2</sup>Research Institute "Astronomical Observatory" of Odesa I. I. Mechnikov National University

1B. Marazlii Str., Odesa, 65014 Ukraine

#### ANALYSIS OF PHOTOMETRY OF THE SICH-2 SATELLITE ON A MULTI-YEAR OBSERVATION INTERVALS

On August 17, 2011, a Dnipro vehicle launched the Sich-2 satellite into Earth's orbit from the Yasny launch base. Ukrainian optical observation stations immediately began recording the satellite's photometric light curves. In mid-2012, it was established that the Sich-2 spacecraft had a certain period of self-rotation and may have failed. This was confirmed later by official sources. Based on long-term observations of the Sich-2 artificial satellite of the Earth from Uzhgorod and Odesa, its behavior in orbit from the moment of launch until 2022 was investigated. The paper reveals the possibilities of the photometric method in combination with positional data from the research on the dynamics of the rotation of space vehicles with three degrees of freedom and complex design features of surfaces. In the article, the authors determined that the axis of self-rotation of the Sich-2 spacecraft coincides with its vertical axis, which precesses around the direction "the center of the satellite — the center of the Earth". It was found that a pair of opposite PSBs are placed perpendicular to each other. The calculated value of the orbital period of self-rotation of the Sich-2 spacecraft was analyzed, which has changed at an interval of 9 years after destabilization in the range of  $P_{\rm o} = 11.95...3.63...5.06$  sec. It was also established that the precession period during the same time varied within  $P_{\rm pr} = 71.0...234.0$ ...226.0 sec. The angle of the precession of the axis of rotation relative to the direction from the center of the satellite to the center of the Earth is within 38°...28°.

Keywords: artificial satellite of the Earth, orientation, technique, photometry, solar panels, precession of the axis of rotation.

# Історія космічних досліджень

History of Space Research

https://doi.org/10.15407/knit2023.02.097 УДК 001.891+346.23+347.85

**Я. С. ЯЦКІВ**, акад. НАН України, д-р фіз.-мат. наук Головна астрономічна обсерваторія Національної академії наук України вул. Академіка Заболотного 27, Київ, Україна, 03143

# З ІСТОРІЇ КОСМІЧНИХ ДОСЛІДЖЕНЬ В УКРАЇНІ. 2. МІЖНАРОДНЕ СПІВРОБІТНИЦТВО ЩОДО МИРНОГО ДОСЛІДЖЕННЯ Й ОСВОЄННЯ КОСМОСУ (1957—1987 рр.)

Стаття охоплює особливий період часу — від епохальної події 1957 року запуску в СРСР першого штучного супутника Землі до останнього найбільш успішного космічного проєкту «Вега», здійсненого за програмою «Інтеркосмос» у 1986 році. Висвітлено проблеми міжнародного співробітництва при дослідженні та освоєнні космосу. Наведено відомості про інші космічні проєкти цього періоду часу та спогади очевидців цих подій.

Ключові слова: космічні проєкти, міжнародне співробітництво, проєкт «Вега», «Спутник-1».

#### 1. ВСТУП

4 жовтня 1957 року весь світ вразили сигнали першого штучного супутника Землі. Наступила нова ера в житті нашої планети — і космос став невід'ємною частиною цього життя. Починаючи з того дня, докорінно змінилося наше розуміння світу як середовища проживання людської цивілізації і світу як форми співіснування різних держав, націй і народностей.

За тридцять минулих (з часу запуску супутника) років космічного літопису проблеми дослідження й освоєння космічного простору набули широкого розвитку й охопили майже всі сфери людської діяльності. Залежно від призначення космічні експерименти можна умовно розділити на такі три групи: наукові, прикладні та військові. У свою чергу кожна з цих груп охоплює багато напрямів, серед яких дослідження Землі, Сонячної системи й інших астрономічних об'єктів космічними методами та засобами, які, на нашу думку, вписали найяскравіші сторінки в космічний літопис останніх десятиріч. Я сподіваюся, що читач пробачить мені, астроному, небажання блукати в тих царинах, які поза моєю компетентністю. До того ж саме в цій галузі науки можна навести безліч прикладів плідного міжнародного співробітництва і в минулому, і сьогодні.

Вигоди від наукового й технічного співробітництва, яке не знає ні національних, ні дисциплінарних меж, стають усе очевиднішими. З деякого часу більшість урядів, а також адміністрацій спеціалізованих космічних агентств і наукових інститутів, зайнятих космічними дослідженнями, розуміють, що спільні проєкти їм вигідні. Багато цих проєктів стали настільки вартісними,

Цитування: Яцків Я. С. 3 історії космічних досліджень в Україні. 2. Міжнародне співробітництво щодо мирного дослідження й освоєння космосу (1957—1987 рр.). *Космічна наука і технологія*. 2023. **29**, № 2 (141). С. 97—111. https://doi.org/10.15407/knit2023.02.097

© Видавець ВД «Академперіодика» НАН України, 2023. Стаття опублікована за умовами відкритого доступу за ліцензією СС ВУ-NC-ND license (https://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/)

ISSN 1561-8889. Космічна наука і технологія. 2023. Т. 29. № 2

що окремі держави стикаються тепер із труднощами погодження відповідних статей витрат зі своїм бюджетом. Людство з розумінням ставиться до позитивного досвіду співробітництва, яке мало і має місце серед учених багатьох країн у різних царинах науки, зокрема, у вивченні Антарктиди та змін клімату.

Міжнародне співробітництво у сфері космічних досліджень виникло одночасно із початком людської діяльності в цій галузі. Хоча воно і розвивалося нерівномірно в різний час, тепер є безприкладне зрушення у бік інтенсивніших консультацій і тіснішої кооперації. Ця тенденція, безсумнівно, має переважати у майбутньому (ці слова написані мною до віроломного розв'язання рф війни проти України. Ситуація зараз значно погіршилася. Нижче я спробую переконати читача у перевагах співпраці у космічній галузі на прикладах подій 1957—1987 років). Щоб краще розглянути перспективу й обговорення стану справ у космічній галузі, спочатку нагадаємо деякі основні моменти історії космічних досліджень напередодні 1957 р.

### 2. НАПЕРЕДОДНІ КОСМІЧНОЇ ЕРИ

Ми належимо до того покоління, яке стало свідком епохи драматичних змін в еволюції людства. Наше дитинство минало під час найжорстокішої війни, яка закінчилася лише тоді, коли забрала десятки мільйонів життів і зумовила дикі руйнування незліченних цінностей. Ця катастрофа дала поштовх спробам установити глобальне міжнаціональне людське взаєморозуміння, що знайшло своє відображення в історичних документах післявоєнних років, таких як Хартія ООН. Через ці й інші причини нашому поколінню випало щастя жити за часів відносного потепління міжнародного клімату. У цьому контексті важливу роль відіграло міжнародне спілкування і ще більшою мірою усвідомлення спільної долі в цьому світі, де зменшуються відстані та є обмеження в ресурсах. За цей час умови життя людей у всіх частинах світу значно поліпшилися, і ми, як ніколи раніше, потрапили в залежність від різних негуманних технічних винаходів людини. Подобається нам це чи ні, але ми не можемо поки що їх позбутися. Нашу епоху називають по-різному: «атомний вік», «комп'ютерна ера», «інформаційна ера» або, що ще більше підходить, «космічна ера» [11].

Надто легко забувають той факт, що численні технологічні успіхи стали наслідком військових досліджень Другої світової війни. Атомна техніка та ЕОМ, наддалекі ракети доводяться рідними дітьми тих жахливих років. Звичайно, невеликі ракети були відомі давним-давно, проте кардинальне рішення, яким чином запускати важкі ракети на відстані у сотні кілометрів, були отримані лише наприкінці війни. Як і більшість винаходів людини, ракети мають як позитивне, так і негативне застосування. Можна забарвити небо дивовижними вогнями салюту у свята, але можна, послуговуючись ракетами, відкрити вогонь по мирних містах. Можна організувати службу розшуку суден, що перебувають у скрутному становищі, але можна також пробивати стіни фортифікаційних споруд. Можна запускати супутники зв'язку й дослідницькі супутники за допомогою тих же ракет, які здатні переносити за лічені хвилини ядерні боєголовки на міжконтинентальні відстані.

Коли в середині 1957 року за сприяння Міжнародної ради наукових спілок (МРНС) розпочався Міжнародний геофізичний рік (МГР), космічний політ усе ще був тільки теоретичною можливістю. І лише через три місяці весь світ був буквально розбуджений сигналами першого штучного супутника Землі. Як і багато мільйонів людей, ми уважно спостерігали за світлою точкою, яка рухалася в нічному небі і за якою невдовзі рушили ще більш яскраві.

Нижче наведено уривки зі спогадів очевидців [23]:

Р. Вест: Мої однолітки і я були свідками завоювання неба, нам вселяли страх і шанобливість безпосередні вимірювання екстремальних умов ближнього космосу, відкриття поясів заряджених частинок та перші спроби потрапити на Місяць і передати на Землю фотознімки його невидимого боку. Коли одна з газет Копенгагена організувала перше пробне змагання на тему: «Навіщо Ви хочете полетіти в космос?», я відповів, можливо, занадто просто: «З цікавості». Моя відповідь не була відзначена головним призом, але принаймні була опублікована, і я досі думаю, що ця відповідь була чеснішою, ніж інші, які закликали до різних високих ідеалів.

**Я. Яцків**: Будучи студентами астрономо-геодезичної спеціальності, мої однокурсники і я не відразу усвідомили, який потужний засіб глобальних досліджень Землі народжується на наших очах. Нас більше хвилювали проблеми невагомості, надзвукових швидкостей та інших аспектів космічного польоту. І тільки наприкінці 1950-х років я зрозумів, які небачені перспективи дає людині можливість подивитися на Землю з боку, охопивши єдиним поглядом її простори, які ще недавно здавалися величезними. А що далі? Інші планети й світи... Цікаво!

Мабуть, ця «цікавість» очевидців відображала те постійне прагнення до пізнання, що спонукає людину задумуватися, як виник і став таким, яким ми його спостерігаємо, навколишній світ і що трапиться з ним у майбутньому? Це основні проблеми сучасного природознавства, у вирішення яких вагомий унесок роблять космічні дослідження.

## 3. ОСНОВНІ ВІХИ КОСМІЧНОЇ ЕРИ 1957—1987 РОКІВ

4.10.1957—1960 pp. У перші ж дні космічної ери понад 200 станцій оптичних спостережень штучних супутників Землі (ШСЗ) у 20 країнах розпочали свою нелегку, але захопливу роботу. Основною метою цих спостережень було не втратити у безкрайньому просторі перших космічних посланців Землі. На відміну від звичайних небесних тіл, доступних для спостережень упродовж тривалого часу вдень (Сонце) або вночі (зорі, планети), ШСЗ можна спостерігати тільки в ранкові або вечірні години, коли поверхня Землі занурена в темряву, а сам супутник, перебуваючи на великій висоті, ще освітлений Сонцем. Такі спостереження, виконані в різних місцях земної кулі, дають змогу обчислити ефемериду супутника, тобто його положення на небесній сфері для кожного заданого моменту часу.

З метою координації цих робіт 1958 року, відповідно до програми МГР, була створена спеціальна «Служба супутників».

Виявилося, що вивчення руху супутників та еволюції їхніх орбіт дозволяють вирішувати низку важливих завдань геодезії і геофізики зі встановлення систем координат, вивчення гравітаційного поля Землі і т. п. На зміну візуальним і фотографічним спостереженням ШСЗ із часом прийшли високоточні лазерні вимірювання відстаней до ШСЗ [12, 17, 22], а також радіоінтерферометричні спостереження цих об'єктів [7, 8, 18, 21].

Відображаючи глобальний характер проблеми, всі ці роки більш-менш успішно розвивалося міжнародне співробітництво в рамках Міжнародного астрономічного союзу (МАС), Міжнародної геодезичної асоціації (МГА) і Міжнародного комітету з мирного використання та дослідження космічного простору (КОСПАР) [19].

Четвертий за рахунком космічний апарат, виведений у космос в СРСР, призначався вже для дослідження Місяця з пролітної траєкторії. Автоматична міжпланетна станція (АМС) «Луна-1», уперше досягнувши другої космічної швидкості, 1959 року вийшла на траєкторію польоту до Місяця. За рік до цього програму вивчення Місяця за допомогою космічної техніки було викладено в доповіді С. П. Корольова в Академії наук СРСР. Першу частину цієї програми реалізовано у процесі польотів АМС «Луна-1» та «Луна-2». 4 жовтня 1959 року на траєкторію польоту до Місяця була виведена АМС «Луна-3». Під час зближення станції з Місяцем та його обльоту були отримані знімки невидимого зі Землі боку Місяця. У програмі польоту вперше виконано фотознімання в космосі, оброблення плівки на борту і передавання зображень на Землю за допомогою телевізійної системи. Так було започатковано розроблення нових проєктів у вивченні тіл Сонячної системи за допомогою космічних апаратів.

У наступні роки численну серію знімків поверхні Місяця, призначену для її досліджень, а також для вивчення фізичних характеристик нашого природного супутника, отримано з борту радянських станцій «Зонд» та американськими штучними супутниками Місяця «Лунар орбітер», а також космічними кораблями «Аполлон» (див. хроніку цих подій зокрема в роботі [11]).

Програми зйомок поверхні Місяця багато в чому доповнювали одна одну, що дало змогу охопити близько 99.6 % усієї місячної поверхні (невелика територія в районі південного полюса залишається поки що незафіксованою на космічних знімках) та налагодити корисний обмін науковою інформацією. Так, при складанні в СРСР «Атласу зворотного боку Місяця» [1], крім знімків АМС «Зонд», використано матеріали зйомок з американських апаратів.

Разом з тим наприкінці 1950-х років розпочалася «космічна гонка». З огляду національного престижу та військових інтересів особливої співпраці двох великих космічних держав не було, принаймні у сфері виведення корисного навантаження на орбіту. Тим не менше, результати багатьох вимірювань у космосі, як уже зазначено вище, незабаром стали загальновідомими, зокрема завдяки регулярним контактам через КОСПАР, створений 1958 року, Міжнародну федерацію астронавтики (МАФ) та інші наукові спілки. Слід, однак, вказати, що згадане суперництво в космосі стимулювало приплив людських і матеріальних ресурсів для національних космічних програм СРСР і США. Тому навіть західноєвропейські країни відчули необхідність почати підготовку власних незалежних космічних проєктів.

1961—1984 pp. А потім голос першого космонавта СРСР Ю. О. Гагаріна, почутий нами по радіо 12 квітня 1961 року, сповістив про початок пілотованого дослідження космосу. Він облетів земну кулю менш ніж за дві години й успішно приземлився на території своєї країни.

Нижче наведено дещо зі спогадів очевидців [23]:

**Я. Яцків:** Такого загального тріумфування мені більше не доводилося бачити в житті. Чарівна гагарінська усмішка, його слова на старті «Ну, поїхали!», його думки про те, що Земля така навдивовижу красива й крихітна і що її потрібно берегти, стали символами нашої країни 1960-х років.

Р. Вест: Через рік під час відвідування Ю. О. Гагаріним м. Копенгагена моєму вчителеві небесної механіки була надана честь взяти інтерв'ю у знаменитого космічного мандрівника. Я пригадую одне із запитань: «Чи було Вам страшно через ризик приземлитися на дах будинку?». На це була дотепна відповідь: «Моя країна настільки велика і відстані між будівлями настільки значні, що я й гадки не мав про такий ризик!».

Негайним результатом першого пілотованого польоту стало рішення США в 1961 році розпочати одну з найчестолюбніших науково-технічних програм, які коли-небудь запроваджувалися. Американський президент заявив, що «ми полетимо на Місяць у цьому десятилітті», і задіяв величезні національні ресурси, сумірні тільки із витратами на Манхеттенський проєкт. Були сконструйовані поліпшені космічні «капсули»; за одномісними КА «Меркурій» з'явилися КА «Джеміні» та «Аполлон», розраховані, відповідно, на двох і трьох астронавтів. Удосконалювалася методика керування польотами. За ці роки в СРСР встановлено нові рекорди тривалості польоту і здійснено перший вихід космонавта СРСР О. А. Леонова у відкритий космос.

І ось у ранні ранкові години 21 липня 1969 року у Європі голос першої людини, що ступила на інше небесне тіло — Місяць, подолавши майже 400 тис. км, долинув до Землі. Цей голос належав громадянинові США астронавтові Нілу Армстронгу. Це був новий велетенський стрибок в освоєнні космосу [4].

Зі спогадів Р. Веста: Тієї незабутньої ночі я сидів у студії Данської радіомовної корпорації і спостерігав за фантастичними кадрами на телеекранах, слухаючи голоси астронавтів через лівий навушник і голос програми «Радіо Москва» через правий. Разом з колегами інших галузей науки я коментував цей історичний момент під акомпанемент щирих і відвертих оплесків у моєму правому навушнику.

У результаті космічних польотів КА «Аполлон» численні лабораторії всього світу отримали багатий матеріал та можливість безпосереднього вивчення зразків місячних порід. А коли СРСР дещо пізніше здійснив посадку трьох автоматичних станцій на наш природний супутник і доставив на Землю ще трохи дрібніших зразків, відбувся обмін місячним матеріалом, який дав змогу провести докладний порівняльний аналіз порід з великої території Місяця ([5]; див. хроніку подій [11] та пропозиції України щодо перспективної місії до Місяця [15]).

Водночас тривала інтенсивна робота космонавтів та астронавтів на земних орбітальних трасах. І нарешті, у липні 1975 року американський і радянський екіпажі зустрілися на орбіті у спільному польоті «Союз — Аполлон». Крім збору наукової інформації, політ продемонстрував сумісність рятувального космічного устаткування. Така діяльність стала практичним втіленням Угоди ООН стосовно розшуку астронавтів, поверненню як людей, так і космічних об'єктів, що вступила в дію 1968 року. Ця важлива Угода стала послідовним виконанням Договору ООН щодо Відкритого Космосу від 1967 року — першого головного міжнародного документа, що регулює використання космічного простору.

Тим часом дослідження Сонячної системи безпілотними апаратами досягло великих разючих успіхів. Наступною після Місяця мішенню космічних досліджень стала Венера, яку іноді на Заході називають «російською», маючи на увазі той факт, що СРСР відправив у космос для вивчення «ранкової» планети 19 автоматичних станцій. У 1967 році КА «Венера-4» започаткував прямі дослідження планети Венера. Першу порцію вимірювань з поверхні негостинної планети передала 1970 року «Венера-7», а наступні за нею «Венера-9» та «Венера-10» передали фотографії у 1975 році. У СРСР дослідження Венери за допомогою КА серії «Венера» тривали до 1965 року. Крім того, апарат, що розділився на чотири зонди, які досліджували тільки атмосферу, був запущений у США 1978 року («Піонер-Венера»). КА серії «Венера», що передавали телевізійні знімки, показали помаранчеве небо, постійно затягнуте хмарами, та дуже темний ґрунт вулканічного походження. На висоті близько 48 км над поверхнею планети міститься нижня межа 20-км шару сірчанокислого туману — хмар планети. При основі щільної і гарячої вуглекислої атмосфери, на поверхні планети, тиск досягає 92 бар, а температура становить близько 400 градусів Цельсія.

Широкомасштабні дослідження тіл Сонячної системи виконали американські КА серії «Маринер». У 1962 році «Маринер-2» здійснив проліт поблизу Венери, а 1965 року за допомогою КА «Маринер-4» були отримані перші фотографії Марса. У 1974—1975 рр. КА цієї серії тричі відвідували Меркурій, після чого з'явилося твердження про велику його схожість із Місяцем.

У СРСР услід за першим вдалим запуском 1962 року на міжпланетну орбіту автоматичної станції «Марс-1», у 1971 році були здійснені запуски АМС «Марс-2» та «Марс-3» до однойменної планети. Остання здійснила посадку на поверхню планети, через хвилину надійшла команда щодо передавання зображень, але ... через 20 секунд передавання припинилося (можливо через збій апаратури чи пилову бурю).

Повномасштабне дослідження Марса відбулося в 1976 році, коли американські орбітальні апарати «Вікінг-1» та «Вікінг-2» вивчили всю поверхню, а посадкові модулі докладно дослідили ґрунт. Ознак життя знайдено не було, але з'явилася впевненість у тому, що рідка вода мала бути на планеті у більш ранню епоху. Декілька років вивчалася атмосфера Марса. У США продовжилося успішне дослідження тіл Сонячної системи.

Юпітер і його супутники вперше відвідав КА «Піонер-10» у 1973 році, а КА «Піонер-11» 1979 року наблизився до Сатурна. Усе ж обидві планети-гіганти були всебічно вивчені КА «Вояджер» у 1979—1981 рр., а КА «Вояджер-2» в січні 1986 року досяг Урана. Зараз ця станція перебуває на своєму шляху до Нептуна, зустріч з яким запланована на серпень 1989 року. Станції типу «Піонер» і «Вояджер», що з ними, як і раніше, підтримується радіозв'язок, будуть першими рукотворними об'єктами, які покидають Сонячну систему, і тому вони мають на своєму борту таблички із закодованою інформацією про нашу земну цивілізацію.

Величезна за обсягом наукова інформація, здобута під час згаданих вище експериментів, дала змогу поставити на якісно новий рівень дослідження щодо походження й еволюції Сонячної системи, зумовила появу нової галузі науки — порівняльної планетології. Ця інформація завдяки міжнародній співпраці вчених була предметом взаємного обміну й обговорення на різних форумах.

1985—1986 рр. Що ж особливого трапилося упродовж цих років, на основі чого можна виділити їх на тлі десятиліть копіткої праці в галузі космічних досліджень? Як ніколи раніше, прозвучали в ці роки заклики глав урядів, діячів науки й культури і всіх розсудливих людей за мирний космос. Завдяки унікальній співпраці з дослідження знаменитої комети Галлея ці заклики дістали яскраве втілення в життя, а ідея мирних космічних досліджень зараз, безсумнівно, домінує над різноманітними хитрощами типу «зоряних воєн».

Для того щоб найповніше оцінити важливість спостережень комети Галлея, слід розпочати оповідь здалеку. Одним з найзахопливіших предметів сучасних астрофізичних досліджень є вивчення еволюції зір. Ці величезні небесні тіла, найближчими з яких є наше Сонце, не існують вічно: вони народжуються і вмирають. Зорі народжуються в щільних хмарах міжзоряного пилу й газу, що розміщені у нашій Галактиці — Молочному Шляху та інших глактиках. Є багато таких районів, де саме зараз зароджуються зорі. Сонце і його планети теж виникли з такої хмари близько 4.7 млрд років тому. Ми поки що не знаємо досконало, як це трапилося, але цілком можливо, що різке стиснення протопланетної хмари стало результатом сильного вибуху старої зорі, яка була поблизу. Таким чином, вмираюча зоря, можливо, дає життя новій зорі. Коли хмара стала стискатися, то вона незабаром стала дуже компактною в ядрі, і при достатньо високих тисках й температурі розпочалися ядерні процеси. Трохи пізніше спрямований назовні тиск, породжений процесом синтезу, зміг компенсувати гравітаційне стиснення, в результаті чого наступив стан рівноваги. Можна вважати, що так народилося Сонце.

Частина матеріалу, який залишився навколо молодого Сонця, пішла на утворення найбільших планет, але ще більша частина була викинута вибухом у навколишній простір. Важкі елементи перемістилися в напрямку до Сонця; ось чому середня щільність чотирьох внутрішніх планет набагато більша, ніж у велетенських зовнішніх. Ще далі, біля межі Сонячної системи, відклався легкий снігоподібний матеріал, частина якого збереглася до наших днів на деяких супутниках зовнішніх планет і, зокрема, в речовині комет. Ядрами комет є невеликі тіла діаметром всього кілька кілометрів, що складаються головним чином із замерзлих води і двооксиду вуглецю, перемішаних з частинками пилу. Вважається, що близько 10<sup>12</sup> комет повільно рухаються на величезних орбітах у так званій хмарі Оорта велетенській хмарі, яка оточує Сонячну систему на великій відстані, що в 50 тис. разів перевищує відстань від Землі до Сонця. Іноді комета відхиляється, можливо, через гравітаційний поштовх від зорі, яка зустрічається на шляху при русі Сонячної системи через Молочний Шлях. Якщо після цього комета підходить близько до однієї зі зовнішніх планет, остання може перевести її за короткий час на невелику еліптичну орбіту, що зумовить регулярну появу цієї комети біля Землі й Сонця.

Тільки в цьому випадку комету можна відкрити й спостерігати.

Коли вона проходить поблизу Сонця, льоди, з яких складається ядро комети, починають інтенсивно випаровуватися — і незабаром утворюється газо-пилова оболонка, видима у відбитих променях Сонця. Довгі хвости комет утворюються внаслідок впливу сонячного вітру на частинки газу та пилу. Усього до 1986 року спостерігали 750 комет, а найбільш знаменитою є комета Галлея, орбітальний період якої 76 років. Причина підвищеного інтересу до неї очевидна: вона містить у собі первинний зразок матеріалу, з якого сформувалася Сонячна система. Вивчаючи комету, ми можемо озирнутися на наше минуле і, ймовірно, зрозуміти, що ж насправді сталося у момент формування нашої системи.

Комету Галлея названо так на честь англійського астронома Едмонда Галлея (1656—1742), який першим обчислив її орбіту і передбачив її появу в 1759 році. Одне з перших відомих спостережень цієї комети було проведене поблизу міста Ксіан у Китаї 240 року до н. е., але є і припущення, що китайські записи 613 року до н. е. також стосуються комети Галлея. Століттями її сприймали за небесний знак від Бога. У 684 році чернець Баварського монастиря зафіксував її на своєму малюнку: відоме також її зображення на гобелені, що показує навалу норманів на Англію 1066 року. Джотто ді Бондоне змалював її в Падуї 1301 року. Дуже докладні замальовки комети отримано в 1835 році, а в 1910 році вже зроблено безліч фотографій. Грунтуючись на точних вимірах, було передбачено, що комета Галлея знову повернеться до Землі й Сонця в 1985—1986 рр. Найближчого її проходження від Сонця (перигелій) очікували 9 лютого 1986 року.

Хоча 1910 року і були спроби скоординувати всі спостереження комети, вони виявилися безуспішними, бо багато астрономічних обсерваторій не мали змоги узгодити питання про права на отримані дані і не було відповідних Рад чи Спілок. Для того щоб уникнути таких непорозумінь цього разу, ще наприкінці 1970-х років почалися дебати щодо заснування міжнародного органу, який би координував спостереження нового проходження комети Галлея. В результаті було створено організацію «Міжнародна вахта комети Галлея» (IHW), яку схвалив Міжнародний астрономічний союз (МАС) у серпні 1982 року [12]. IHW організували на базі двох керівних центрів — у Пасадині (США) і Бамберзі (ФРН). Регіональною частиною ІНШ була радянська програма наземних спостережень комети Галлея (СОПРОГ). В IHW взяли участь більше ніж 1000 астрономів — професіоналів і любителів — із 54 країн світу. Комету знову було виявлено за допомогою 5-м Паломарського телескопа 16 жовтня 1982 року, далеко за межами орбіти Сатурна. Потім спостереження проводились у Південноєвропейській обсерваторії та інших провідних обсерваторіях світу. До того часу комета була дуже слабка і мала величину 24.5, що майже у 25 млн разів слабше від об'єкта, видимого неозброєним оком.

У 1983—1986 рр. комету вже регулярно спостерігали із Землі, за винятком, правда, того часу, коли вона була прихована від нас Сонцем. У міру наближення її до Сонця та збільшення її яскравості долучалося до роботи все більше і більше телескопів та іншої техніки. Жодну іншу комету ще не вивчали так досконально.

З настанням космічного століття і після перших успішних польотів до інших планет ідеї 1960-х років про майбутні польоти до комет стали, як щось саме собою зрозуміле. Головною проблемою був і є той факт, що нові комети зазвичай відкривають, коли вони мають велику яскравість, тобто перебувають поблизу Сонця, і тому не вистачає часу для підготовки запуску супутника до того, як вона відлетить. Тільки періодичні комети з добре відомими орбітами могли б стати можливими кандидатами для досліджень, але, на жаль, більшість із них або малі, або нецікаві. Увагою вчених незабаром заволоділа найяскравіша з усіх періодичних комет — комета Галлея, що за прогнозами має високу активність. Почалася підготовка космічних програм стосовно прямої зустрічі комети, а також її спостережень із космосу за допомогою апаратів на орбітах Землі й Венери. Відомості про ці проєкти наведено в таблицях.

Із самого початку стало зрозуміло, що було б добре скоординувати космічні дослідження таким чином, як ІНШ зробила це з роботою наземних спостерігачів, і що потрібне тісне співробітництво між цими двома напрямками досліджень небесного об'єкта. Чотири агенції, які запланували польоти космічних апаратів, вирішили створити Консультативну групу космічних агентств (ІАСG), що складається з адміністративних і наукових представників. Таким чином, у 1981 році вперше було встановлено пряме співробітництво між Європейським космічним агентством (ЕКА), Інтеркосмосом (СРСР), Японським інститутом космосу та астронавтики (ІКАН) і НАСА (США).

Перші установчі збори ІАСС відбулися у місті Падуї, де можна і зараз побачити малюнок комети Галлея, зроблений Джотто близько 700 років тому.

Першим апаратом, що досяг комети, був «Міжнародний кометний зонд» (МКЗ), який належить НАСА; він спочатку пролетів крізь хвіст періодичної комети Джакобіні — Циннера 11 вересня 1985 року. Цей апарат використовувався раніше для дослідження стану плазми у магнітосфері Землі, а потім був спрямований на зустріч з кометою Галлея. Була проведена серія дотепних маневрів, що охоплювала проліт усього в кількох кілометрах від поверхні Місяця. Апарат МКЗ, надіславши на Землю дані вимірювань, продовжив свій шлях далі в космос, де і пройшов 25 березня 1986 року на відстані 28 млн кілометрів від комети Галлея. Японські апарати «Суйсей» («Комета») та «Сакігаке» («Піонер») пролетіли вздовж комети Галлея 8 та 11 березня відповідно та виміряли взаємодію з нею сонячного вітру. Через жорсткі вагові обмеження вони не були обладнані захисними покриттями від руйнівного впливу космічного пилу, як у «Веги» і «Джотто», та вивчали комету з великої відстані. Нетривіальним і складним був проєкт «Венера комета Галлея», або скорочено «Вега», в якому, крім СРСР, взяла участь низка зарубіжних країн.

Відповідно до цього проєкту два космічних апарати один за одним услід полетіли спочатку до Венери, залишили в її атмосфері аеростатні зонди, а на поверхні — спускні модулі, і, пройшовши шлях завдовжки близько одного мільярда кілометрів, зустрілися з кометою Галлея. За технічним завданням ця зустріч мала відбутися на відстані 150 млн км від Землі і близько 10 тис. км від ядра комети при відносній швидкості зустрічі близько 80 км за секунду. Щоб виконати це завдання, знадобилося об'єднати зусилля багатьох обсерваторій світу щодо визначення координат комети Галлея та обчислення її ефемериди. В СРСР у цій роботі взяло участь понад 30 спостережних станцій під керівництвом Головної астрономічної обсерваторії АН УРСР у рамках програми СОПРОГ. Завдання було виконане: «Вега-1» та «Вега-2» пролетіли поблизу ядра комети на відстанях 9 і 8 тис. км відповідно. Отримана за допомогою КА «Вега» інформація про положення комети (точність близько  $\pm 50$  км) разом з даними вимірювань положень самих космічних апаратів, виконаних станціями далекого космічного зв'язку США з рекордною точністю  $\pm 40$  км, стала основою ще одного унікального проєкту «Лоцман». Його теоретичне обґрунтування було виконано в рамках IACG, а сам проєкт реалізовано в ЄКА при управлінні КА «Джотто».

У результаті тісної взаємодії в дні, коли обидві «Веги» перебували біля комети, фахівці ЄКА дістали можливість націлити «Джотто» з небувалою до того точністю  $\pm 50$  км, тобто в 10 разів вищою, ніж якщо б навігація ґрунтувалася тільки на наземних спостереженнях. Справді, «Джотто» пройшов усього в межах  $\pm 15$  км від розрахункової точки, тобто на відстані всього 605 км від ядра комети. Цей чудовий подвиг був би неможливий, якби не було співпраці в рамках проєкту «Лоцман» між НАСА, Інтеркосмосом і ЄКА. На

вии кут, град
111.2
113.4
109.4
107.2
104.2
;

Таблиця 1. Основні відомості про космічні місії до комети Галлея

Примітки. 1. Час прольоту — всесвітній (UT). 2. Фазовий кут — це кут між напрямом руху КА та напрямом від комети до Сонця

Таблиця 2. Спостереження комети Галлея з космосу

Назва проєкту	Країна	Експерименти	Дата спостережень
«Астрон» «Піонер-7» «Піонер-Венера»	СРСР США США	UV-спектроскопія Сонячна плазма UV-спектроскопія Поляриметрія і зображення у видимій ділянці спектру	грудень 1985 р. 20 березня 1986 р. 4 лютого 1986 р. епізодично

Примітка. Заплановані в США проєкти «Астро-1» та «Спартан» не відбулися через катастрофу КА «Челленджер» у січні 1986 р.

борту космічних апаратів «Вега» та «Джотто», які вивчали комету Галлея з близької відстані, була апаратура для отримання зображень ядра комети, досліджень її іонного і пилового компонентів, вимірювання плазми та ін. [6, 9, 14, 16].

Які ж нові знання здобуто в результаті виконання згаданих експериментів?

Нижче про це — словами очевидців.

**Я. Яцків:** Мені пощастило бути свідком унікальної зустрічі «Веги-1» з кометою Галлея. Цими історичними днями в Інституті космічних досліджень АН СРСР зібралися відомі вчені з багатьох країн. Серед них такі добре відомі астрономи, як Ф. Уїппл — найвідоміший кометолог, творець крижаної моделі кометного ядра, дослідники планет К. Саган, В. І. Мороз, М. Я. Маров та ін., керівники ІНШ Юрген Рає, Дж. Брандт та ін.

Коментує подію А. А. Галєєв:

4 березня почалися перші прямі телепередачі з космосу, коли «Вега-1» перебувала на відстані 14 млн км від ядра комети — передалися зображення голови комети з розподілом яскравості в ній в умовних кольорах, передавалася інформація про обстановку у міжпланетному просторі й сонячному вітрі. 5 березня телепередача велася вже з відстані 7 млн км. Але до ядра ще було досить далеко, щоб можна було розглянути його контури. Було тільки видно, що центральна частина голови комети, де міститься ядро комети, була найяскравішою. Ці передачі показали дієздатність усієї апаратури і дали змогу вибрати найоптимальніший режим роботи всієї апаратури.

Але ось настав вирішальний момент, коли космічний апарат-першопрохідник увійшов усередину голови комети Галлея, і його прилади вступили у безпосередній контакт з кометною речовиною, а основна астрокамера з фокусною відстанню 120 см почала фотографувати внутрішні частини голови комети, перебуваючи безпосередньо в самій газо-пиловій атмосфері комети.

Р. Вест: Зустріч «Джотто» з кометою транслювалася по телебаченню на величезну аудиторію, яка налічувала за приблизними оцінками 500 млн чоловік, що буває вкрай рідко, навіть якщо брати до уваги найважливіші спортивні або політичні події. Дуже рідко можна знайти настільки широку увагу товариства до сучасної науки. Як тільки на телеекранах спалахнули зображення комети, мільйони телеглядачів нарівні з розробниками проекту мали можливість спостерігати це видовище. Адже ставилося завдання, еквівалентне можливості отримати виразні знімки обличчя пілота літака «Конкорд», що мчить зі надзвуковою швидкістю на висоті 30 метрів! Зображення комети надходили й оброблялися потужним комп'ютером. Незабаром стало можливим спостереження темного ядра на яскравому тлі навколишнього газу й пилу. Пил сконцентрувався у вузьких джетах (струменях), що виривалися з певних точок поверхні ядра. За даними наземних спостережень у дні перед зустріччю апарата з кометою було висловлене припущення про помірну активність ядра. I все ж весь світ став свідком того, як «Джотто» увійшов прямо в струмінь частинок пилу за 15 с до свого мінімального зближення з ядром. Апарат отримав удар великою частинкою і почав коливатися. Хоча радіоконтакт був на короткий час утрачений, і камера припинила функціонувати, прийом незабаром був відновлений. Велика частина експериментального матеріалу завершальної фази польоту до комети була збережена завдяки ефективним діям фахівців з управління КА.

Насамперед той факт, що ядро є суцільним тілом неправильної форми (раніше припускали, що воно приблизно сферично-симетричне) розмірами близько 14×8 км, схоже на картоплину. Ядро виявилося темнішим, ніж передбачалося. Його альбедо становить усього близько 5 відсотків. Температура ядра, виміряна за інфрачервоним випромінюванням, становить 300...400 К, що перевищує температуру сублімації водяного льоду (близько 200 К). Звідси випливає висновок, що поверхня ядра вкрита тонким ізолювальним шаром темної, пористої, тугоплавкої речовини, над яким є суміш водяного льоду (близько 80 %), пилу й різних батьківських молекул (CO<sub>2</sub> NH<sub>3</sub>ma CH<sub>4</sub>). Визначено період обертання ядра комети, що дорівнює 52.9 години. Несподіваним було виявлення великої кількості іонів вуглецю і відсутність іонів азоту. Частинки пилу вагою від 10<sup>-17</sup> грамів до часток грама складаються з багатьох елементів і реєструються на відстанях 300 тис. км від ядра. Визначено швидкості продукування газу й пилу, рівні, відповідно, близько 15 тонн за секунду та 3—5 тонн за секунду, що дало змогу оцінити час життя комети, який залишився, — близько 150 тис. років. Велика частина пилу й газу виділяється з дискретних джерел на поверхні ядра.

Вивчено взаємодію плазми сонячного вітру з іоносферою комети і виявлено фронт ударної хвилі на відстані близько 1 млн км від ядра комети, а також контактну поверхню на відстані близько 4 тис. км, де температура іонів знижується від 2600 до 340 К.

Було виміряно магнітне поле комети, що дорівнює 5...8 нанотесла (за межами фронту ударної хвилі) та 75...80 нанотесла при найбільшому зближенні з кометою.

Уся ця багата інформація зараз обробляється та вивчається з тим, щоб здати її у своєрідний архів, а КА «Вега» та «Джотто», продовжуючи свій політ, чекають дальших команд зі Землі.

У наш час, через рік після зустрічі з кометою, коли вона швидко відлітає в далекий простір, усі без сумніву згідні, що міжнародне співробітництво мало величезний успіх. Тісні контакти на зустрічах і спеціально розроблені канали зв'язку дозволили швидко обмінюватися інформацією з користю для загальної справи. З'явилася можливість збільшити наукову віддачу кількох експериментів завдяки знанням, отриманим іншими дослідниками з іншого апарата кількома днями раніше. Міжнародне співробітництво надало можливість ученим і спеціалістам краще взнати одне одного і, що не менш важливо, сторони, які співпрацюють, повинні були згладити «гострі кути» для досягнення ефективного результату.

### 4. ПЕРСПЕКТИВИ МІЖНАРОДНОЇ СПІВПРАЦІ В ГАЛУЗІ КОСМІЧНИХ ДОСЛІДЖЕНЬ

На навколоземних орбітах тепер виконує різноманітні завдання величезна кількість супутників, пілотованих та автоматичних станцій. Супутники зв'язку забезпечують роботу тисяч телефонних і телевізійних каналів; метеосупутники передають нескінченний потік докладних знімків, що дають змогу передбачати погоду точніше, ніж раніше. Інші супутники вивчають океани і континенти, забезпечуючи при цьому приголомшливу кількість потрібної інформації від карт геологічних ресурсів до карт агрокультур, від карт зростаючих міст до карт океанських течій і зосереджень льодів у морях. Деякі супутники служать навігаційним цілям і дозволяють визначити розміщення об'єктів з точністю до кількох метрів у будь-який час, у будь-якій точці поверхні Землі. Одна з таких навігаційних систем вже допомогла врятувати кілька людських життів, уловлюючи і ретранслюючи сигнали лиха з кораблів, літаків і навіть невдалої експедиції з льодового щита Гренландії. Також є астрофізичні супутники, які допомагають вивчити різноманітні об'єкти Всесвіту. З кінця 1960-х років почали розвиватися дослідження з космічного матеріалознавства, що дали змогу зробити висновки про можливості та переваги виконання в космосі технологічних робіт як безпосередньо людиною, так і за допомогою автоматів.

Ясно, що було би неможливо побудувати, вивести на орбіту всі ці супутники та керувати ними без широкої міжнародної співпраці й координації дій. Хоча багато з них були відносно недовговічними, стали потрібними міжнародні угоди про використання каналів зв'язку в окремих діапазонах електромагнітного діапазону й регулювання загрозливого скупчення супутників на геосинхронних орбітах.

Зі збільшенням кількості країн, які розпочинають космічні дослідження і розгортають свої власні програми, досвід у космічній технології вже не є привілеєм кількох народів. Деякі країни, на доповнення до двох перших космічних держав, тепер мають у своєму розпорядженні обладнання для запуску ракет, а ЄКА розробило досить велику космічну програму. Космонавти та астронавти багатьох національностей здійснили польоти або на борту станцій «Салют», або на космічних кораблях «Спейс Шаттл». Збори КОСПАР зросли за своїми масштабами так, що вони відбуваються через рік і тривають по два тижні. Навряд чи знайдеться галузь науки, на яку б тим чи іншим чином не вплинули космічні дослідження. Крім того, швидко зростає комерційна зацікавленість щодо космосу.

Усе це накладає свій відбиток на прогнозування майбутньої мирної співпраці в космосі, яка вступить у свою вищу фазу, якщо, звичайно, припустити, що не трапиться ніяких глобальних катастроф. З цього погляду важливе місце посідає політичний клімат на планеті і прагнення людей не допустити поширення гонки озброєнь на космос.

Члени IACG, усвідомивши переваги, що виникають у результаті тісної співпраці й ефективного обміну інформацією, висловили згоду продовжити спільну роботу і після 1986 року. На 6-х зборах IACG, що відбулися в листопаді 1986 року в м. Падуї (Італія), були організовані три робочі групи (зі сонячно-земної фізики, планет і малих тіл Сонячний системи та радіоастрономії) з метою підготовки майбутніх спільних програм. Дослідження зі сонячно-земної фізики, що їх ведуть чотири космічні агентства, стають предметом найтісніших взаємних угод і домовленостей: було заплановано до 1995 року здійснити понад 10 запусків КА з метою всебічного вивчення Сонця, сонячного вітру і його впливу на навколоземний космічний простір. Орієнтовний перелік цих проєктів наведено в табл. 3.

Збираючи матеріали наприкінці 1980-х років, я писав: «На жаль, на кількість запланованих космічних проєктів, у яких важливу роль відведено міжнародній співпраці, серйозно вплинуть затримки, пов'язані зі сучасним станом справ щодо запуску ракет-носіїв (РН). За трагічною втратою американського корабля багаторазового користування «Челленджер» 28 січня 1986 року були невдалі запуски ракет, спочатку «Титана», а потім «Дельти». У липні 1986 року вирішили, що з огляду на безпеку «Шаттли» не повинні мати на борту РН «Центавр», потрібну для запуску важких космічних апаратів на міжпланетні траєкторії. Хоча згодом успішно був здійснений запуск ракети «Дельта», ясно, що реалізацію кількох космічних програм, уже готових або майже готових, доведеться відкласти на два роки.

Зокрема, Космічний телескоп ім. Габбла, 2.4-м дифракційний телескоп, побудований НАСА, за 15 % участі ЄКА, не буде запущений до 1988 року. Перебуваючи на орбіті, такий телескоп дасть змогу спостерігати віддаленіші об'єкти Всесвіту, як порівняти з наявними наземними телескопами, а також буде здатний вести пошук планет поблизу найближчих зір. Затримка зі запуском створює проблеми стосовно обслуговування дуже складної апаратури, а також утримання всього персоналу разом, не кажучи вже про додаткові асигнування. Іншу спільну НАСА / ЄКА програму «Улісс», за якою зустріч з Юпітером буде використана як гравітаційна праща для польоту над полюсами Сонця, тимчасово законсервовано. Коли цей апарат нарешті полетить, то забезпечить нас важливою інформацією про високоширотні явища сонячної атмосфери, а також про властивості корональної плазми. Перед західнонімецьким супутником ROSAT постають такі ж проблеми. Цей велетенський супутник, призначений для вивчення Х-випромінювання, планувалося запустити у квітні 1988 року на борту «Шаттла» для отримання карти неба в Х-діапазоні з досі не досягнутою роздільною здатністю. А місія НАСА до Юпітера під назвою «Галілей» має тепер чекати до 1991 року або навіть до 1993 року, коли відкриється нова можливість запуску. Цей космічний корабель вийде на орбіту велетенської планети і докладно вивчить супутники Юпітера. Особливо цікавим є Іо зі своїми діючими вулканами і загадкова Європа, можливо, покрита замерзлим океаном.

Не порушуються терміни проведення спільної ЕКА/НАСА програми польоту до Сатурна «Кассіні» з датою пробного запуску близько 1994 року і досягнення околиць планети через 6-7 років. Один з її експериментів передбачає відокремлення невеликого зонда і спуск його крізь щільні хмари атмосфери на поверхню найбільшого супутника планети — Титана, на якому можуть бути океани рідкого метану або етану.

*ЄКА також має багато проблем після двох невдалих запусків ракет-носіїв «Аріан» у 1986 році. Вважається, що через це виникне затримка запуску кількох космічних кораблів»* [23].

У той час оперативними можливостями запуску наукових супутників володіли СРСР, США, КНР, Індія та Японія. Ракети-носії КНР тільки з'явилися на світовому комерційному ринку.

Цей тимчасовий спад не вплинув на планування майбутньої космічної діяльності в Західний Європі і США. ЄКА завершило довготривале дослідження, відоме під назвою «Горизонт 2000 р.», в якому передбачалися чотири головних космічних проєкти, так звані «наріжні камені космічної діяльності» Західної Європи. Вже тоді ЄКА вва-

Назва проєкту	Агентство	Заплано- ваний рік запуску КА
«Улісс» (ULYSSES)	EKA, HACA	1989
«ExoД» (Exos D)	IKAH	1989
«Інтербол» (INTERBOL)	Інтеркосмос	1990
«Юарс»(UARS)	HACA	1991
«Соляр А» (SOLAR A)	IKAÏ	1991
«Kppec» (CRRES)	HACA	1992
«Геотейл» (GEOTAIL)	IKAH	1992
«Вінд» (WIND)	HACA	1992
«Поляр» (POLAR)	HACA	1993
«Релікт» (RELICT2)	Інтеркосмос	1994
«Кластер» (CLUSTER)	ЄКА, Інтер- космос, НАСА	1994

Таблиця З. Космічні проєкти і програми зі сонячно-земної фізики, заплановані на 1989—1994 рр.

жало, що «хоча чотири наріжних камені будуть збудовані в Європі, своєчасна координація зусиль з іншими агентствами буде дуже корисною». Це, зокрема, стосувалося згаданої вище програми зі сонячно-земних зв'язків, а також до проєкту з гетеродинної спектроскопії високої пропускної роздільності, який може стати попередником великих орбітальних рефлекторів для їхнього використання у космічних радіодослідженнях (предмет обговорень НАСА й Інтеркосмосу).

У своїх архівних матеріалах я знайшов такі записи: «Найцікавіші плани намітилися у співпраці ЕКА і НАСА в рамках проєкту щодо зустрічі з однією із комет, який, скоріш за все, буде логічним продовженням успішної програми досліджень комети Галлея. Передбачається запустити дуже складний КА у 1995—1997 рр. до періодичної комети, поки що ще конкретно не обраної. Зустріч з кометою відбудеться на великій віддалі її від Сонця, тобто коли вона буде пасивною, що потрібно для зменшення небезпеки дії на КА навколишніх часток пилу. Після зависання над кометним ядром, за допомогою дистанційного керування із Землі буде вибрано зручний майданчик, і посадковий ступінь м'яко опуститься на неї. Яким чином апарат зробить посадку на ймовірно покритий льодом або снігом поверхневий шар ядра за відсутності гравітації — це ще питання. Перебуваючи вже на поверхні комети, апарат візьме зразки як безпосередньо з поверхні, так і з 1-3-метрової глибини ядра. Зразки будуть герметично запечатані при низькій температурі і покладені у верхній ступінь посадкового модуля. Цей модуль стартує з комети і досягне Землі через два роки, де під час гальмування в атмосфері буде перехоплений екіпажем «Шаттла». Нарешті контейнер з кометною речовиною, все ще в замороженому стані, буде доставлений у земні лабораторії і вперше справжній міжзоряний матеріал стане можливим вивчати безпосередньо на Землі. Можна тільки мріяти про захопливі результати досліджень, які будуть отримані в перші роки наступного тисячоліття».

Як відомо, такий проєкт було здійснено! Космічний аппарат «Розетта», запушений ЄКА 2 березня 2004 року, дослідив комету Чурюмова — Герасименко, яку було відкрито 23 жовтня 1969 року відомими астрономами Климом Чурюмовим і Світланою Герасименко. Космічний апарат складався з двох частин: зонда «Розетта» для виходу на орбіту комети та спускного модуля «Філи», який 12 листопада 2014 р. здійснив м'яку посадку на поверхню її ядра [2, 3, 13]. Ця космічна місія завершилася 30 вересня 2016 р.

Повертаючись до обговорення міжнародної співпраці в галузі пілотованих космічних польотів у ті роки, слід відзначити, що було висунуто кілька найцікавіших ідей. Донедавна США й СРСР йшли різними шляхами розвитку своїх пілотованих космічних програм. Тоді як США витрачали багато сил на створення транспортної системи, кульмінацією якої став корабель багаторазового користування «Спейс Шаттл», СРСР просунувся вперед у галузі конструювання довготривалих космічних станцій. Франція запланувала побудувати невеликий човниковий корабель «Гермес», який буде виводитися на орбіту ракетою «Аріан». ЄКА і деякі країни Західної Європи домовилися про підтримку проєкту, який уперше дасть їм можливість здійснювати свої власні пілотовані польоти. Від 1971 по 1986 рр. СРСР випробував нові технологічні можливості у розбудові та функціонуванні ОКС «Салют». США не мали такого досвіду і приєдналися до фінансування нової довгострокової ОКС «Мир». Запущена в лютому 1986 року, ОКС «Мир» стала останнім масштабним космічним проєктом
тодішнього СРСР. Маючи шість стикувальних вузлів, вона стала центральною частиною стаціонарного комплексу зі спеціалізованими модулями наукового й народногосподарського призначення, а США здійснили 11 польотів «Спейс Шаттлів» до «Миру» вже у 1994—1996 р. Фактично це стало прототипом майбутнього довготривалого співробітництва між США, ЄКА, Канадою, Японією, Росією і Бразилією з будівництва на орбіті у 1998 р. та подальшого функціонування Міжнародної космічної станції, у проведенні наукових та науково-технологічних експериментів, на якій також планувала брати участь Україна [10, 20]. Планувалось, що важливою метою МКС є забезпечення транспортування, обслуговування і використання як проміжної орбітальної бази землян для можливих майбутніх польотів на Місяць, Марс та астероїди.

У опублікованій напприкінці 1980-х років доповіді Національного комітету США з космосу було наведено перспективи досліджень людиною Місяця й Марса, згідно з якою постійні населені бази могли би функціонувати до 2017 року на Місяці і до 2027 року на Марсі. Є одностайна думка, що експедиції людини на Місяць і Марс будуть настільки складними й дорогими, що міжнародне співробітництво стане необхідністю, хоча і не обов'язковою умовою їхньої реалізації. Вважається, що техніка, потрібна для створення заселеної бази на Місяці, не потребує розроблення якихось важливих нових концепцій, а проблема головним чином полягає у тривалому забезпеченні людськими і фінансовими ресурсами. І якщо зазирнути трохи вперед, то можна впевнено сказати, що польоти космонавтів на Місяць і Марс будуть здійсненні, хоча досвід тривалого перебування людей на орбіті Землі показав, що слід ретельно стежити за впливом космічних факторів на здоров'я екіпажів. Дворічний політ на Марс і назад піддасть їх впливу високих доз радіації, що приходить разом зі сонячним вітром і з глибокого космосу. Цей ризик може всерйоз збільшуватися у періоди високої сонячної активності. Тому цілком імовірно, що пілотованим польотам на Марс будуть передувати польоти автоматичних станцій із всюдиходами і роботами на борту. Обговорюючи міжнародне співробітництво в галузі космічних досліджень, не слід забувати про одну їхню особливість. Як і в інших галузях науки, космічні дослідження насамперед вигідні тим державам, які вже досягли вагомих результатів у цій галузі. Через дуже велику їхню складність та ресуросоємність вони не можуть впевнено плануватися багатьма менш економічно розвиненими країнами. Таке становище ретельно вивчалося і обговорювалося у 1982 році на конференції ООН «Юніспейс» та пізніше у 1984 та 1986 роках на пленарних засіданнях КОСПАР. Зазначалося, що найкращий шлях лежить через інтенсифікацію обміну окремими вченими і науковою інформацією. Важливо усвідомити, що участь у космічних дослідженнях може принести вигоду кожній країні. Поліпшений радіозв'язок або складання карт сільськогосподарських і мінеральних ресурсів є прикладами безпосередніх вигод. Водночас космічні дослідження є важливим стимулом розвитку науково-технічного потенціалу загалом, зокрема в таких галузях, як електроніка та обчислювальна техніка.

Дослідження космосу є, звичайно, тільки частиною науки, і ми абсолютно впевнені, що такою ж мірою дружнє і взаємовигідне співробітництво, яке не знає кордонів, можна знайти і в інших царинах природознавства. «Як показав недавній досвід з кометою Галлея, — писав я у 1987 році, тепер небагато інших галузей науки мають такий прямий вплив на уяву всіх людей. І якщо Ви є свідками плідної, істинно міжнародної співпраці там, нагорі, в космосі, хіба Ви не відчуваєте в собі бажання знайти спільну мову і тут, на Землі?!». На жаль, «не так сталося, як гадалося». Агресивна політика Російської Федерації у 2014 р. з окупації Криму та окремих територій на сході України, розв'язання повномаштабної війни проти нашої держави 24 лютого 2022 року значно змінили перспективу мирного освоєння космосу. Україна повністю припинила співпрацю з рф у цій галузі, а США та країни Заходу внесли суттєві зміни щодо можливості такої співпраці, зокрема функціонування Міжнародної космічної станції та виконання запланованих раніше спільних проєктів з дослідження Всесвіту. А на звернення Національного комітету України в КОСПАР

у 2022 році ця організація фактично припинила співпрацю з російськими урядовими установами. У все, що сталося, важко повірити у XXI столітті, а передбачити наслідки ще важче.

Автор висловлює щиру подяку к. ф.-м. н. Л. М. Свачій за редакторську допомогу у підготовці статті до друку та д. ф.-м. н. І. Б. Вавиловій за корисні поради з її наповнення.

## REFERENCES

- 1. Barabashov N. P., Mikhailov A.A., Lipskii Iu. N. (1960). An Atlas of the Moon's Far Side. Moscow: AS USSR.
- Capaccioni F., Coradini A., Filacchione G., et al. (2015). The organic-rich surface of comet 67P/Churyumov-Gerasimenko as seen by VIRTIS/Rosetta. *Science*, 347 (6220), aaa0628. https://doi.org/10.1126/science.aaa0628
- 3. Churyumov K. I. (2014). Approach of spacecraft Rosetta with comet 67P/Churyumov-Gerasimenko nucleus the first scientific results. *Astron. School's Report*, **10**(1), 31–36.
- 4. Hansen J. R. (2012). First man: The life of Neil A. Armstrong. New York: Simon & Schuster. ISBN 978-1-4767-2781-3
- 5. Harland D. (1999). Exploring the Moon: The Apollo Expeditions. London; New York: Springer. ISBN 978-1-85233-099-6.
- Kochan H. W., Huebner W. F., Sears Derek W. G. (1998). Simulation experiments with cometary analogous material. *Earth, Moon, and Planets*, 80(1/3), 369–411. https://doi.org/10.1023/A:1006342602452
- 7. Kur'yanova A. N., Yatskiv Ya. S. (1993). A compiled catalogue of positions of extragalactic radio sources RSC(GAO UA) 91 C 01. *Kinematika i Fizika Nebesnykh Tel*, **9**(2), 15–25.
- Massonnet D., Feigl K. (1998). Radar Interferometry and its Application to Changes in the Earth's Surface. *Revs Geophys.*, 36(4), 441–500.
- Moroz V. (2001). VEGA space mission. Encyclopedia of Astronomy and Astrophysics. Ed. Paul Murdin, article id. 2202. Bristol: Institute of Physics Publishing. https://doi.org/ 10.1888/0333750888/2202
- Paton B. E., Negoda A. A., Yatskiv Ya. S., et al. (2000). Ukrainian scientific research and technological experiments proposed for the International Space Station. *Kosm. Nauka Tehnol.*, 6(4), 1–152. https://doi.org/10.15407/knit2000.04.001
- 11. Paton B. E., Vavilova I. B., Negoda A. A., Yatskiv Ya. S. (2001). Important cornerstones in the cosmic era. *Kosm. Nauka Tehnol.*, 7(1), 3–92. https://doi.org/10.15407/knit2001.01.002
- Pearlman M. R., Noll C. E., Pavlis E. C., Lemoine F. G., Combrink. L., Degnan J. J., Kirchner G., Schreiber U. (2019). The ILRS: approaching 20 years and planning for the future. *J. Geodesy*, **93** (11), 2161–2180. https://doi.org/10.1007/ s00190-019-01241-1. S2CID 127335882.
- Rosenbauer H., Fuselier S. A., Ghielmetti A., et al. (1999). The COSAC experiment on the Lander of the mission ROSETTA. Adv. Space Res. 23 (2), 333–340. https://doi.org/10.1016/S0273-1177(99)00054-X.
- Sagdeev R. Z., Kerzhanovich V. V., Kogan L. R. et al. (1990). Measurements of the dynamics of air mass motion in the Venus atmosphere with balloon probes — VEGA project. Sov. Astron. Letters, 16(5), 357.
- 15. Shkuratov Y. G., Konovalenko A. A., Zakharenko V. V., Stanislavsky A. A., Bannikova E. Y., Kaydash V. G., Stankevich D. G., Korokhin V. V., Vavriv D. M., Galushko V. G., Yerin S. N., Bubnov I. N., Tokarsky P. L., Ulyanov O. M., Stepkin S. V., Lytvynenko L. N., Yatskiv Y. S., Videen G., Zarka P., Rucker H. O. (2019). A twofold mission to the Moon: Objectives and payloads. *Acta Astronautica*, **154**, 214–226. https://doi.org/10.1016/j.actaastro.2018.03.038
- 16. Siddiqi Asif A. (2018). Beyond Earth. A chronicle of deep space exploration, 1958–2016. Washington, DC: National Aeronautics and Space Administration, Office of Communications, NASA History Division. ISBN 978-1-62683-043-1. https://www.nasa.gov/sites/default/files/atoms/files/beyond-earth-tagged.pdf
- 17. Sosnica Krz. (2015). *Determination of precise satellite orbits and geodetic parameters using satellite laser ranging*. Zürich: Schweizerische Geodätische Kommission, 236 p.
- 18. Yatskiv Ya. S. (1985). Report of IAU Commission 19: Rotation of the earth (Rotation de la terre). *Trans. Int. Astron. Union (Reports on Astronomy)*, **19A**, 193–205.
- 19. Yatskiv Ya. S. (2007). The first steps of international cooperation in the exploration and development of outer space (1957–1987). *Kosm. Nauka Tehnol.*, **13**(5), 21–27. https://doi.org/10.15407/knit2007.05.021
- 20. Yatskiv Ya. S. (2022). From the history of space research in Ukraine. 1. The performance of space research as of 1991. *Space Sci. & Technol.*, **28**(4), 78–88. https://doi.org/10.15407/knit2022.04.078
- 21. Yatskiv Ya. S., Finkel'shtein A. M. (1990). Radio interferometric complex «Kvazar» a concept, tasks and basic parameters. *Kinematika i Fizika Nebesnykh Tel*, **6**(3), 61–67.
- Yatskiv Ya. S., Khoda O. O., Ishchenko M. V., Zhalilo O. O. (2021). The research activities of the Main Astronomical Observatory of the National Academy of Sciences of Ukraine on the use of GNSS technology. *Kinematika i Fizika Nebesnykh Tel*, 37(2), 75–88. https://doi.org/10.3103/S0884591321020069

23. Yatskiv Ya. S., West R. (1987). Milestones of the space age (to the 30th anniversary of the launch of the First artificial satellite of the Earth). *Essays on the history of natural science and technology*, **33**, 30–42.

Стаття надійшла до редакції 20.10.2022 Після доопрацювання 13.01.2023 Прийнято до друку 24.03.2023 Received 20.10.2022 Revised 13.01.2023 Accepted 24.03.2023

*Ya. S. Yatskiv*, Member of the National Academy of Sciences of Ukraine, Dr. Sci. in Phys. & Math. Main Astronomical Observatory of the National Academy of Sciences of Ukraine 27, Acad. Zabolotny Str., Kyiv, 03143 Ukraine

FROM THE HISTORY OF SPACE RESEARCH IN UKRAINE. 2. INTERNATIONAL COOPERATION IN PEACEFUL SPACE RESEARCH AND EXPLORATION (1957—1987)

The article covers a special period of time, from the epochal event of 1957, the launch of the first artificial Earth satellite in the USSR, to the last most successful space project «Vega», carried out under the «Intercosmos» program in 1986. The problems of international cooperation in space exploration and development are highlighted. Information about other space projects of this period and the memories of eyewitnesses of these events are given.

Keywords: space projects, international cooperation, «Vega» project, «Sputnik-1».

## ПАМ'ЯТКА ДЛЯ АВТОРІВ

ЖУРНАЛ «КОСМІЧНА НАУКА І ТЕХНОЛОГІЯ» є визнаним науково-практичним загальноакадемічним виданням в Україні, що висвітлює найширші аспекти космічної діяльності у державі та за кордоном. Журнал розрахований на фахівців у галузі космічної науки і техніки, на тих, хто займається використанням космічних технологій в різних галузях народного господарства, а також на закордонних читачів, які бажають ознайомитися з досягненнями космічної галузі України. У журналі публікуються оглядові та оригінальні статті з різних розділів космічної науки, техніки та технології: історичні, соціальні та організаційні аспекти проблеми дослідження космосу; космічні носії та апарати; системи керування космічними носіями та апаратами; космічний зв'язок та інформаційні системи; дослідження Землі з космосу; космічна фізика (навколоземний космічний простір); косміча астрономія та астрофізика; хімічні, фізичні та біологічні процеси в космосі; космічні конструкції, споруди та матеріали, а також різні повідомлення, звіти та рекламні матеріали.

Авторами та читачами журналу є видні діячі та спеціалісти космічної промисловості, вчені-теоретики та практики, що працюють у галузях космічної фізики, хімії, астрономії, матеріалознавства, машинобудування, навігації, біології тощо. Журнал корисний для науковців, інженерів, аспірантів та студентів вишів, його включено до переліку наукових фахових видань, у яких можуть публікуватися основні результати дисертаційних робіт з фізико-математичних та технічних наук. Редколегія спрямовує зусилля на підвищення рівня висвітлення результатів робіт українських вчених і конструкторів ракетно-космічної техніки у світових наукометричних базах.

Журнал виходить 6 разів на рік. З поточним номером чи архівом за минулі роки, а також правилами оформлення рукописів можна ознайомитись на сайті space-scitechjournal.org.ua

Кожен рукопис рецензується відомими фахівцями відповідної галузі. На основі висновків рецензентів редколегія робить висновок про можливість публікації.

При подачі рукопису автор надсилає у редакцію дві тверді копії оригіналу, електронні копії, направлення на бланку установи та Ліцензійну угоду (бланк угоди є на сайті) на адресу:

вул. Академіка Заболотного 27, Київ, Україна, 03143

Головна астрономічна обсерваторія Національної академії наук України

Редакція КНІТ

Рукописи подаються українською або англійською мовою, кожен рукопис супроводжується резюме (українською та англійською мовами, не менш як 1800 знаків кожне). Послідовність подачі матеріалу така:

- Номер УДК
- Ініціали та прізвища авторів, скорочено їхні наукові звання та посади
- Установи, де працюють автори
- Електронні адреси всіх авторів, якщо є
- Назва рукопису
- Резюме мовою рукопису
- Ключові слова мовою рукопису
- Текст рукопису
- Список літератури, упорядкований у алфавітному порядку
- References (див. сайт)

• Резюме англійською мовою. Резюме повинне містити: список авторів, список установ з адресами, де вони працюють, назву рукопису, текст резюме, ключові слова.

Вимоги до набору тесту, формул, таблиць, рисунків та іншого ілюстративного матеріалу є загальноприйнятими та типовими для наукових журналів. Більш детально з принципами оформлення рукопису можна познайомитись на сайті журналу space-scitechjournal.org.ua

Редакція e-mails: reda@mao.kiev.ua kfnt-knit@ukr.net Телефон: 380 44 526 47 63 Факс: 380 44 526 21 47