



КОСМІЧНА НАУКА І ТЕХНОЛОГІЯ

НАЦІОНАЛЬНА
АКАДЕМІЯ
НАУК УКРАЇНИ

Том 29
3(142)
2023

SPACE SCIENCE AND TECHNOLOGY

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

ЗМІСТ

Ракетно-космічні комплекси

Гладкий Е. Г., Перлик В. І., Медведєв В. В. Щодо
можливості запуску космічних апаратів з викорис-
танням ракети-носія легкого класу з території Укра-
їни 3

Динаміка та управління космічними апаратами

*Salnikov N. N., Melnychuk S. V., Gubarev V. F., Maksy-
myuk L. V., Shevchenko V. M.* Relative motion param-
eters estimation of a non-cooperative spacecraft from vi-
sual information 16

Космічні енергетика і двигуни

Golubek A. V., Dron M. M., Petrenko O. M. Estimation
of the possibility of using electric propulsion systems for
large-sized orbital debris post-mission disposal. 34

Космічні матеріали та технології

Nuncio Zuniga A., Fink W. Suitability of silicone for soft-
robotic exploration of terrestrial and extraterrestrial
ocean worlds 47

*Лобанов Л. М., Міленін О. С., Терновий Є. Г., Піс-
кун Н. В., Глушак С. О., Статкевич І. І., Радчен-
ко Л. М.* Закономірності пороутворення при елек-
тронно-променевому зварюванні алюмінієвих
сплавів в умовах зниженої гравітації 57

CONTENTS

Space-Rocket Complexes

Hladkyi E., Perlyk V., Medvediev V. On the possibility of
launching spacecrafts using light-class launch-vehicle
from the territory of Ukraine 3

Spacecraft Dynamics and Control

*Salnikov N. N., Melnychuk S. V., Gubarev V. F., Maksy-
myuk L. V., Shevchenko V. M.* Relative motion param-
eters estimation of a non-cooperative spacecraft from vi-
sual information 16

Space Energy, Power and Propulsion

Golubek A. V., Dron M. M., Petrenko O. M. Estimation
of the possibility of using electric propulsion systems for
large-sized orbital debris post-mission disposal. 34

Space Materials and Technologies

Nuncio Zuniga A., Fink W. Suitability of silicone for soft-
robotic exploration of terrestrial and extraterrestrial
ocean worlds 47

*Lobanov L. M., Milenin O. S., Ternovyi Y. H., Piskun N. V.,
Hlushak S. O., Statkevich I. I., Radchenko L. M.* Regu-
larities of porosity formation in electron beam welding of
aluminum alloys under low gravity. 57

Чорногор Л. Ф. Варіації повного електронного вмісту в іоносфері, викликані вибухом вулкана Тонга 15 січня 2022 р.

67

Chernogor L. F. Ionospheric total electron content variations caused by the Tonga volcano explosion on January 15, 2022

67

На першій сторінці обкладинки — Райони падіння ВЧ-1 і стулок головного обтічника для траєкторії виведення КА масою 250 кг на висоту 800 км (див. статтю Гладкий Е. Г., Перлик В. І., Медведєв В. В. Щодо можливості запуску космічних апаратів з використанням ракети-носія легкого класу з території України, С. 3)

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 00.07.2023. Формат 84 × 108/16. Гарн. Ньютон.
Ум. друк. арк. 9,24. Обл.-вид. арк. 9,70. Тираж 50 прим. Зам. № 6980.

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.

<https://doi.org/10.15407/knit2023.03.003>

УДК 629.764.017.1

Е. Г. ГЛАДКИЙ, голов. наук. співроб., д-р техн. наук

В. І. ПЕРЛИК, д-р техн. наук, проф., наук. консультант. Заслужений діяч науки і техніки України

В. В. МЕДВЕДЕВ, нач. сектору відділу аерогазодинаміки та тепломасообміну

Державне підприємство «Конструкторське бюро «Південне» ім. М. К. Янгеля»

вул. Криворізька 3, Дніпро, Україна, 49008

E-mail: info@yuzhnoye.com

ЩОДО МОЖЛИВОСТІ ЗАПУСКУ КОСМІЧНИХ АПАРАТІВ З ВИКОРИСТАННЯМ РАКЕТИ-НОСІЯ ЛЕГКОГО КЛАСУ З ТЕРИТОРІЇ УКРАЇНИ

В даний час в Україні відбувається дискусія щодо створення національного ракетно-космічного комплексу (РКК) та можливості запуску космічних апаратів з власної території. Однією з основних перешкод щодо розміщення космодому в Україні прийнято вважати густонаселеність території та неможливість забезпечити безпеку на етапі польоту ракети космічного призначення (РКП), що пов'язана із падінням на суміжні країни відокремлюваних частин під час штатного польоту та РКП (її фрагментів) у випадку аварії.

На сьогоднішній день у Державному підприємстві «Конструкторське бюро «Південне» ім. М. К. Янгеля» розроблено проєкт перспективного РКК «Циклон-1М» із триступеневою РКП легкого класу, який дозволяє комплексно розв'язати проблему забезпечення польотної безпеки. Для нього обрано місце старту в Херсонській області та побудовано траєкторії польоту у південному напрямку для виведення космічних апаратів на сонячно-синхронну орбіту. Зроблено розрахунково-теоретичний аналіз безпеки під час штатного польоту РКП «Циклон-1М» та у випадку виникнення аварії РКП на етапі польоту, а також розроблено рекомендації щодо підвищення польотної безпеки.

Показано, що запропоновані технічні й організаційні рішення забезпечують виконання вимог до польотної безпеки для населення та інших об'єктів на прилеглої до точки старту території України, територіях Туреччини і країн Африки, які перебувають у зоні падіння аварійних РКП, а також суден в акваторіях Чорного й Середземного морів. Визначено небезпечні зони для суден у районі падіння відокремлюваних частин у Середземному морі. Для убезпечення суден, що розташовуватимуться у Середземному морі, потрібно виключити їхнє перебування в небезпечних зонах на час пуску РКП «Циклон-1М». Отриманий сумарний колективний ризик для населення в межах зони падіння аварійної РКП становить $3,46 \cdot 10^{-5}$, що забезпечує виконання міжнародних вимог до польотної безпеки. Основною проблемою на даний час є проліт РКП «Циклон-1М» над територією Чорноморського державного біосферного заповідника, на який можливе падіння аварійної РКП у випадку аварії на початковій ділянці траєкторії польоту.

Ключові слова: ракета космічного призначення, польотна безпека, зона падіння відокремлюваної частини, зона падіння аварійної ракети космічного призначення, небезпечна зона, колективний ризик, індивідуальний ризик.

Цитування: Гладкий Е. Г., Перлик В. І., Медведєв В. В. Щодо можливості запуску космічних апаратів з використанням ракети-носія легкого класу з території України. *Космічна наука і технологія*. 2023. 29, № 3 (142). С. 3—15. <https://doi.org/10.15407/knit2023.03.003>

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

ВСТУП

Однією з головних проблем України як ракетно-космічної держави вважається відсутність національного космодрому і власної ракети-носія, здатної доставляти на навколосеземну орбіту космічні апарати (КА). Причиною цього у більшості випадків називається неможливість розміщення космодрому у межах густонаселеної території України та складності із прокладанням трас запуску КА. Отже, прийнято вважати, що основною перешкодою розміщення космодрому на території України є неможливість забезпечення безпеки на етапі польоту, пов'язаної з падінням відокремлюваних частин (ВЧ) і ракет-носіїв (або їхніх фрагментів) у випадку аварії. Так, наприклад, Максим Поляков, засновник українсько-американського космічного стартапу Firefly Aerospace, зазначає, що у випадку створення космодрому в Херсонській області перший ступінь ракети-носія (РН) у процесі запуску КА має падати або на Росію або на Туреччину. Це, на його думку, неприпустимо. Вихід у такій ситуації багато хто вбачає у використанні концепції «Повітряного старту», вкрай дорогого й складного проекту.

Потрібно зауважити, у світі більшість наявних космодромів розташована таким чином, що траси запуску КА пролягають через малозаселені або взагалі незаселені території. Так, значну кількість космодромів побудовано на узбережжях, а траєкторії обирають таким чином, щоб політ РН відбувається над океаном, де єдиними

об'єктами ураження є судна. У випадку, коли космодроми розташовані всередині країн, траси запуску РН намагаються прокладати таким чином, щоб вони більшою частиною пролягали через власні території, не завдаючи шкоди іншим державам. Це повною мірою стосується космодромів Байконур (Казахстан, Росія), Плесецьк, Восточний (Росія), Сичан, Цзюцзянь (Китай). На рис. 1 показано трасу запуску РН для космодрому Сичан у Китаї.

Показовим є досвід Ізраїлю, який здійснює запуск національних КА «Офек» з використанням РН «Шавіт» зі своєї території з бази ВПС «Пальмахім». База розташована на узбережжі Середземного моря, і пуски відбуваються не на схід, як для більшості космодромів, а на захід проти напрямку обертання Землі. Пуски в інших напрямках виключено, адже суміжні країни розташовані близько. Отже траса запуску КА пролягає через Середземне море біля узбережжя Єгипту, Лівії, через південь о. Сицилії та Гібралтарську протоку.

РКП «ЦИКЛОН-1М» ТА ЇЇ ОСОБЛИВОСТІ

На даний час у ДП «КБ «Південне» розроблено проект перспективного ракетно-космічного комплексу (РКК) «Циклон-1М» із ракетою космічного призначення (РКП) легкого класу, який передбачає запуск РКП із наземного пускового пристрою. Триступеневу РКП «Циклон-1М» (рис. 2) на компонентах кисень та гас призначено для виведення КА на низькі навколосеземні орбіти [7].

Як точка старту РКП «Циклон-1М» розглядається майданчик із координатами 46.32° пн. ш. і 31.94° сх. д., який розташовано на півострові Ягорлицький кут (територія Голопристанського району Херсонської області) у ненаселеній місцевості. Найближчий населений пункт розташований на відстані більш ніж 5 км від точки старту.

З обраної точки старту планується виведення КА на сонячно-синхронну орбіту у південному напрямку з початковим азимутом 192.12° (рис. 3). Така траєкторія на ділянці польоту першого ступеня пролягатиме над територією України, акваторією Чорного моря, Туреччиною (політ РКП над територією Турецької республіки здійснюється на висоті більш ніж 100 км поза



Рис. 1. Траса запуску РН з космодрому Сичан (КНР)

межами її повітряного простору) і акваторією Середземного моря. На етапі польоту другого ступеня політ відбуватиметься над Середземним морем, Африканським континентом (територіями Єгипту, Судану, Центральної Африканської Республіки, Конго, Анголи).

Для триступеневої РКП «Циклон-1М» за результатами ескізного проектування, виходячи з показників безвідмовності вузлів, агрегатів та систем, прогнозується рівень польотної надійності не менш ніж 0.95. Надійність функціонування РКП на етапі польоту першого та другого ступенів відповідно становить 0.99 і 0.98.

РКП «Циклон-1М» буде обладнано системою безпеки польоту, що забезпечить виявлення аварійного стану РКП у польоті та реалізацію операцій припинення активного аварійного польоту шляхом аварійного вимкнення двигуна (АВД) задля зменшення зони можливого падіння аварійної РКП та її фрагментів.

ОЦІНКА БЕЗПЕКИ В РАЙОНАХ ПАДІННЯ ВІДОКРЕМЛЮВАНИХ ЧАСТИН РКП «ЦИКЛОН-1М»

У процесі польоту РКП «Циклон-1М» передбачається відокремлення й падіння на поверхню Землі ВЧ першого ступеня (далі ВЧ-1) і ступок головного обтічника (СГО). Траєкторії польоту РКП «Циклон-1М» побудовано таким чином, що райони падіння ВЧ-1 і СГО перебуватимуть у нейтральних водах Середземного моря. Розрахункові розміри районів падіння ВЧ РКП (що відповідають ймовірності 0.997) та їхнє розташування для двох базових траєкторій наведено в табл. 1, а також показано на рис. 5.



Рис. 2. Ракета космічного призначення «Циклон-1М»



Рис. 3. Траєкторія польоту РКП «Циклон-1М»

Таблиця 1. Характеристики районів падіння відокремлюваних частин першого ступеня і ступок головного обтічника під час штатного польоту РКП «Циклон-1М»

Траєкторія	Відокремлювана частина РКП	Дальність центра району падіння ВЧ від точки старту, км	Розміри еліпса розсіювання	
			ΔL_x , км	ΔL_z , км
Виведення КА масою 800 кг на висоту 500 км	ВЧ-1	1350	± 76	± 41
	СГО	1475	± 60	± 50
Виведення КА масою 250 кг на висоту 800 км	ВЧ-1	1430	± 78	± 42
	СГО	1610	± 59	± 49

Примітка: ΔL_x та ΔL_z — граничні відхилення точок падіння за дальністю та у бічному напрямку (півосі еліпса розсіювання).

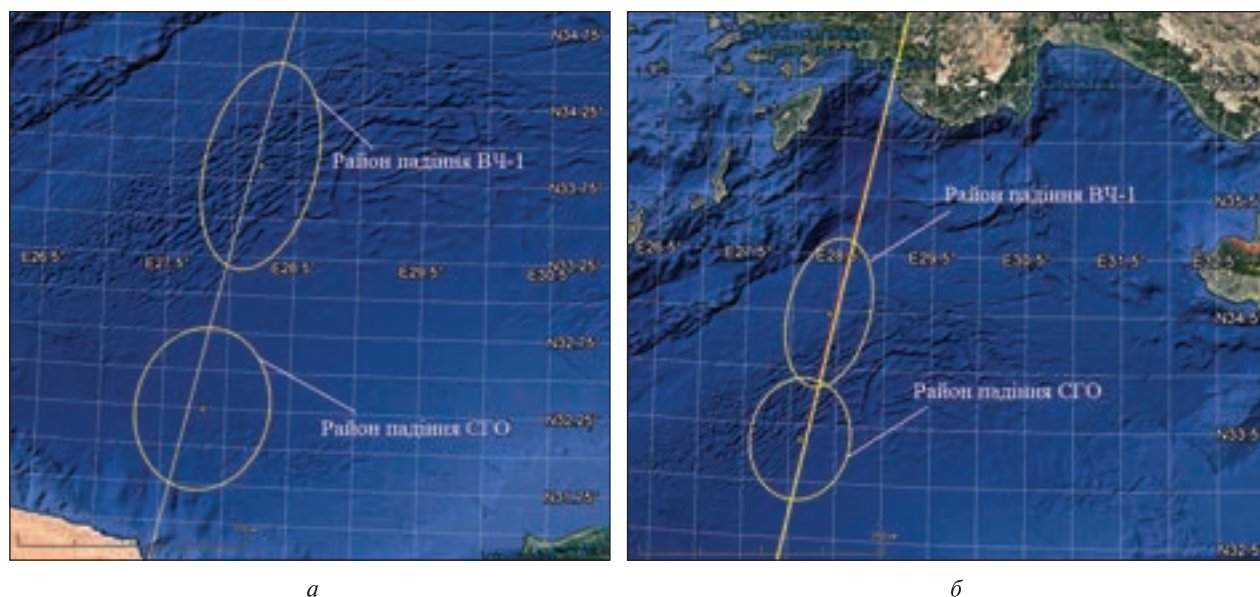


Рис. 4. Райони падіння ВЧ-1 і СГО для двох траєкторій виведення КА: а — траєкторія виведення КА масою 800 кг на висоту 500 км, б — траєкторія виведення КА масою 250 кг на висоту 800 км

Оскільки райони падіння відокремлюваних частин РКП «Циклон-1М» для розглянутих траєкторій польоту розташовані у морі, безпека оцінювалася для суден. Враховуючи висоту відокремлення кожної ВЧ (>100 км) і швидкість на цей момент (>4000 м/с), прогнозується, що ВЧ-1 і СГО у процесі пасивного падіння руйнуватимуться під дією аеродинамічних і теплових навантажень. Отже, небезпеку для суден становитиме динамічний вплив фрагментів.

Імовірність R ураження (ризик) для судна, що перебуває у зоні падіння відокремлюваних частин РКП «Циклон-1М», визначалася добутком ймовірності $P_{ВЧ}$ безвідмовної роботи РКП до моменту відокремлення ВЧ (включаючи процес відокремлення) на ймовірність ΔR влучання хоча б одного фрагмента ВЧ у судно:

$$R = P_{ВЧ} \cdot \Delta R. \quad (1)$$

Для суден було розраховано максимальний рівень ризику, характерний для центра району падіння ВЧ, а також розміри небезпечних зон, у межах яких ризику для судна перевищують припустимий рівень 10^{-5} [4]. Небезпечні зони мають вигляд еліпсів, як показано на рис. 5.

У розрахунках прийнято, що у результаті руйнування ВЧ-1 поверхні Землі мають досяг-

ти не більше 20 фрагментів, а кожна стулка ГО руйнується на два фрагменти. Розміри кожного із фрагментів ВЧ не перевищуватимуть радіуса РКП (1.125 м). У процесі визначення ΔR для кожного із фрагментів використовувався нормальний закон розсіювання з математичним сподіванням, що відповідає центру району падіння ВЧ. Середні квадратичні відхилення точок падіння фрагментів ВЧ вважалися однаковими і визначалися виходячи з розмірів зон падіння ВЧ, які відповідають $\pm 3\sigma$.

Максимальний рівень ризику ураження для суден у районах падіння ВЧ згідно з виразом (1) становить $1.05 \cdot 10^{-4}$ для центра району падіння ВЧ-1 і $1.30 \cdot 10^{-5}$ для центра району падіння СГО. Небезпечні зони мають розміри: 56×30 км (площа 5278 км^2) — для району падіння ВЧ-1 РКП «Циклон-1М» та 15×12 км (площа 566 км^2) — для району падіння СГО.

Аналіз комп'ютерних карт руху кораблів у Середземному морі свідчить, що в зазначених районах падіння ВЧ залежно від часу доби може перебувати до 10 великих морських суден. Таким чином, для убезпечення суден на час проведення пуску РКП «Циклон-1М» необхідно, відповідно до прийнятих міжнародних норм,

виключити їхнє перебування у межах отриманих небезпечних зон.

ОЦІНКА БЕЗПЕКИ ДЛЯ НАСЕЛЕННЯ Й ОБ'ЄКТІВ У ВИПАДКУ АВАРІЇ РКП «ЦИКЛОН-1М» НА ЕТАПІ ПОЛЬОТУ

Методичні підходи. Оцінювання показників безпеки здійснювалося для таких об'єктів, які можуть перебувати в зоні можливого падіння аварійних РКП (її фрагментів): населення, морських суден, інших об'єктів, яким може бути заподіяно шкоди.

Для людей визначалися небезпечна зона у районі точки старту РКП, а також колективний ризик для населених територій уздовж траси польоту РКП. Небезпечна зона для людей — це територія, у межах якої рівень індивідуального ризику перевищує припустимий рівень (10^{-6}) [4]. Під індивідуальним ризиком мається на увазі ймовірність ураження аварійною РКП (її фрагментами) незахищеної людини, що перебуває на відкритій місцевості в точці з координатами (x, z) по відношенню до точки старту. Колективний ризик — це середня кількість загиблих на розглянутій території. Для морських суден ризиком ураження є ймовірність влучання аварійної РКП або її фрагментів у судно.

Імовірність ураження людини та інших об'єктів визначалася стосовно етапу польоту кожного ступеня за формулою [3]

$$R_{\Sigma} = \sum_{N_{\Delta t}} R_j, \quad (2)$$

де $N_{\Delta t}$ — кількість інтервалів розбиття часу польоту ступеня РКП (інтервали часу між моментами виникнення аварійних відмов, що призводять до припинення польоту); R_j — ймовірність ураження людини або об'єкта у випадку виникнення аварійної відмови РКП в інтервалі часу Δt .

Імовірності R_j визначатимуться з формули

$$R_j = Q \cdot P_{\Delta t} \frac{1}{t_j - t_{j-1}} \int_{t_{j-1}}^{t_j} \Delta R(t) dt, \quad (3)$$

де Q — ймовірність аварійної відмови РКП на етапі польоту ступеня; $P_{\Delta t}$ — ймовірність виникнення аварійної відмови в інтервалі часу Δt ; $\Delta R(t)$ — ймовірність падіння аварійної РКП або її фрагментів у зону ураження об'єкта у випадку

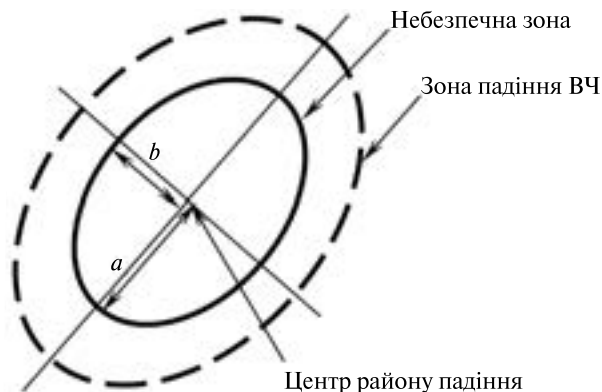


Рис. 5. Небезпечна зона в районі падіння ВЧ: a — більша піввісь еліпса, b — мала піввісь

аварії в момент часу t (точніше, у межах елементарного інтервалу dt).

Під час розрахунку індивідуальних ризиків область ураження окремої людини подавалася у вигляді круга, радіус якого відповідає радіусу ураження під час падіння аварійної РКП або її фрагментів. Для суден та інших площинних об'єктів зона ураження формувалася шляхом додавання до контуру об'єкта радіуса ураження. Площинні об'єкти, яким може бути нанесено збитку, у випадку падіння аварійної РКП або її фрагментів зображалися у вигляді багатокутників.

Для визначення колективного ризику на певній населеній території використовувалося таке загальне співвідношення [4]:

$$E_c = \sum_{N_{\text{фр}}} \sum_{N_{\Delta t}} P_{\text{НТ}} S_{\text{ур}} \lambda, \quad (4)$$

де $N_{\text{фр}}$ — кількість фрагментів аварійної РКП, що досягаються поверхні Землі; $P_{\text{НТ}}$ — ймовірність падіння фрагмента аварійної РКП у межі певної населеної території при виникненні аварії в інтервалі часу Δt ; $S_{\text{ур}}$ — площа ураження фрагмента, що досягає поверхні Землі; λ — щільність населення у межах території, що розглядається.

Населені території, що опинилися у зоні падіння аварійної РКП (польотному коридорі), поділялися на окремі частини у відповідності до адміністративного поділу, кожна із яких у свою чергу подавалася одним або кількома опуклими багатокутниками [1]. Координати багатокутників населених територій та площинних об'єктів визначалися з використанням електронних ат-

ласів. Імовірності P_{HT} визначалися з використанням співвідношення (3) [2].

Імовірність аварійної відмови на етапі польоту РКП. Імовірності виникнення аварійної відмови (Q) на ділянках польоту ступенів РКП в розрахунках дорівнювали: 0.01 — для першого ступеня і 0.02 — для другого. Імовірності виникнення аварійних відмов за часом $P_{\Delta t}$ на етапах польоту першого та другого ступенів визначалися на основі статистичного аналізу аварійних пусків РКП розробки ДП «КБ «Південне» [3]. Для кожного ступеня РКП на перші 5 % часу польоту припадає приблизно 25 % аварійних відмов, на останні 15 % часу польоту — близько 20 %, інші 55 % аварій розподіляються на інтервалі часу польоту ступеня, що залишився. Усередині зазначених інтервалів часу закон розподілу імовірності виникнення аварійних відмов близький до рівномірного.

Прогнозований характер руйнування аварійної РКП після аварійного вимкнення двигуна. Попередні розрахунки міцності після АД показують, що у випадку виникнення аварійної відмови приблизно до 55 с польоту аварійна РКП із імовірністю, близькою до одиниці, буде досягати поверхні Землі без руйнування. У випадку аварії РКП від 55 до 120 с після АД очікується руйнування корпусу РКП по стику першого і другого ступенів. Поверхні Землі досягатимуть великі фрагменти РКП: ВЧ-1, другий ступінь (СТ-2) із головним обтічником (ГО) та «легкі» фрагменти обшивки РКП. У випадку аварії РКП після 120 с і до закінчення роботи першого ступеня спочатку відбуватиметься первинне руйнування конструкції по міжступеневому відсіку та прогар ГО. Далі у процесі падіння буде відбуватися подальша фрагментація утворених великих фрагментів, і насамперед баків. Поверхні Землі досягатимуть фрагменти ВЧ-1, частини міжступеневого відсіку, ВЧ-2, частини ГО й КА, елементи кріплення, кулебалони. У випадку аварії РКП на етапі польоту другого ступеня після АД на ділянці пасивного падіння руйнування почнеться з циліндричного корпусу другого ступеня. Фрагменти, що досягатимуть поверхні Землі: частини корпусу СТ-2 з баком пального та з баком окиснювача, частини ГО й КА, дрібні фрагменти корпусу СТ-2, елементи кріплення, кулебалони.

Розміри зон падіння аварійної РКП та її фрагментів для різних моментів аварійного вимкнення двигуна (польотний коридор). Розрахункові розміри зон падіння аварійної РКП «Циклон-1М» та її фрагментів для характерних моментів АД на ділянці польоту першого та другого ступенів наведено в табл. 2. Вони визначалися з використанням методу статистичного математичного моделювання з урахуванням відхилень кінематичних параметрів руху РКП від номінальних траєкторій та випадкових збурювальних факторів на ділянці польоту аварійної РКП від моменту аварійної відмови до моменту падіння (зокрема аеродинамічних характеристик аварійної РКП та їхніх розкидів; параметрів збуреного руху; висоти руйнування та її розкиду; термодинамічних параметрів атмосфери та їхніх розкидів). Окремо в таблиці наведено розміри зон падіння «легких» фрагментів, які утворюватимуться в процесі руйнування аварійної РКП після АД у період з 55 с до 120 с включно. Зони падіння аварійної РКП «Циклон-1М» у вигляді обвідної кривої еліпсів розсіювання (права та ліва 3σ -межі) та еліпси розсіювання «легких» фрагментів для різних моментів АД показано на рис. 6.

Оцінка негативного впливу на людей під час падіння аварійної РКП з компонентами ракетного палива. Під час падіння аварійної РКП з компонентами ракетного палива на територію України (до 55 с) негативний вплив на населення буде зумовлено: вибуховою ударною хвилею, термічним або токсичним впливом. Радіуси ураження (R_{up}), які визначають розміри зон летального впливу для людей під час падіння РКП залежно від часу АД (визначає масу залишків компонентів ракетного палива на борту) показано на рис. 7. Водночас не прогнозується наявності зон на поверхні Землі, в яких за час можливого токсичного впливу (до 30 хв) можуть бути сприйняті персоналом або населенням летальні токсодози.

Оцінка небезпеки для населення на території України в районі точки старту. На рис. 8 показано небезпечну зону для населення, яка враховує розглянуті вище негативні фактори (вибухову ударну хвилю, термічний вплив внаслідок вибуху й виникнення «вогняної кулі» та динамічний вплив «легких» фрагментів).

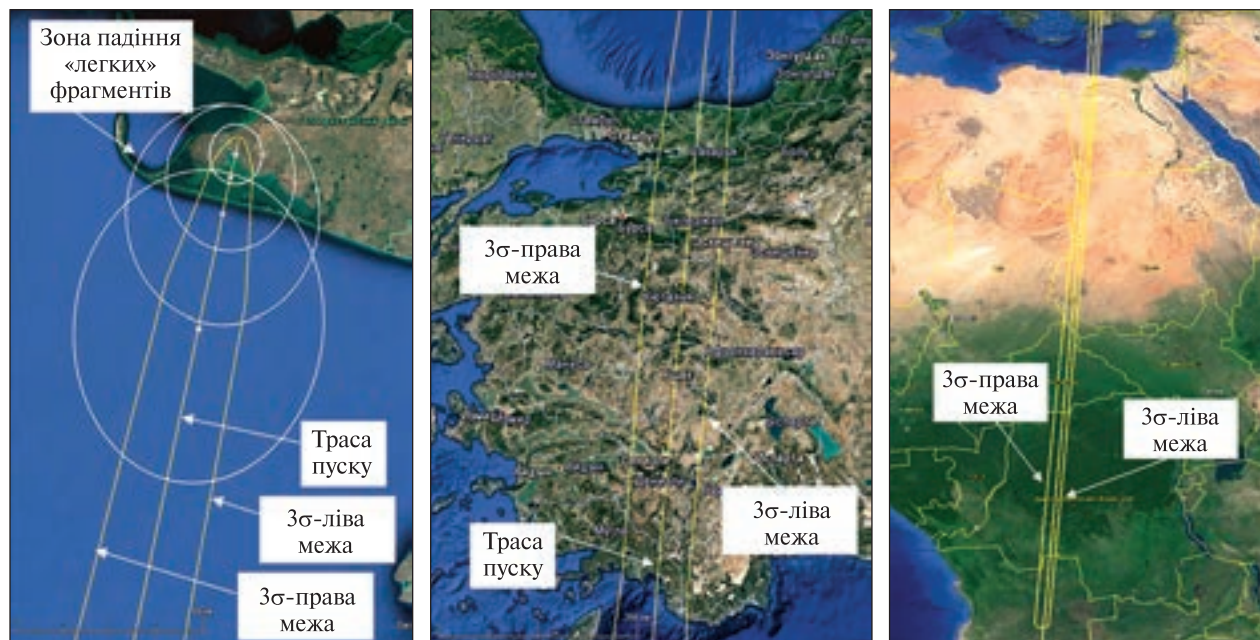


Рис. 6. Зони падіння аварійної РКП «Циклон-1М» та її фрагментів у випадку аварії на етапі польоту

Таблиця 2. Розміри зон падіння аварійних РКП (їх фрагментів) для характерних моментів аварійного вимкнення двигуна

$t_{\text{АВД}}, \text{с}$	$\pm \Delta L_{\text{Х}}, \text{км}$	$\pm \Delta L_{\text{З}}, \text{км}$	$L_{\text{Хср}}, \text{км}$	$\pm \Delta L_{\text{Хфр}}, \text{км}$	$\pm \Delta L_{\text{Зфр}}, \text{км}$	$\Delta L_{\text{Хфр}}, \text{км}$
<i>Перший ступінь РКП</i>						
20.53	0.15	0.15	0.01	—	—	—
55	2.0	2.0	1.4	7.1	7.1	+2.2
78.53	6.1	5.5	7.9	17.2	17.3	+1.6
100	26	11	38.1	26	26	-20
120	61	14	115.7	38	34	-70
178.53	66	43	698.4			
204.13	74	45	1185.3			
<i>Другий ступінь РКП</i>						
223.9	70	40	1100.8			
258.11	72	40	1272.3			
430.55	104	36	2403.5			
590	1258	53	5402.1			

Примітка: $t_{\text{АВД}}$ — час АВД; $\Delta L_{\text{Х}}, \Delta L_{\text{З}}$ — розмір півосей еліпса розсіювання точок падіння аварійних РКП та їхніх фрагментів за дальністю та у бічному напрямку; $L_{\text{Хср}}$ — центри районів падіння (еліпсів розсіювання); $\Delta L_{\text{Хфр}}, \Delta L_{\text{Зфр}}$ — розмір півосей еліпса розсіювання точок падіння «легких» фрагментів аварійної РКП за дальністю та у бічному напрямку; $\Delta L_{\text{Хфр}}$ — відхилення за дальністю центра району падіння «легких» фрагментів відносно центра району падіння основних фрагментів, утворених під час руйнування аварійної РКП («+» — у попутному напрямку польоту РКП, «-» — у зворотному напрямку).

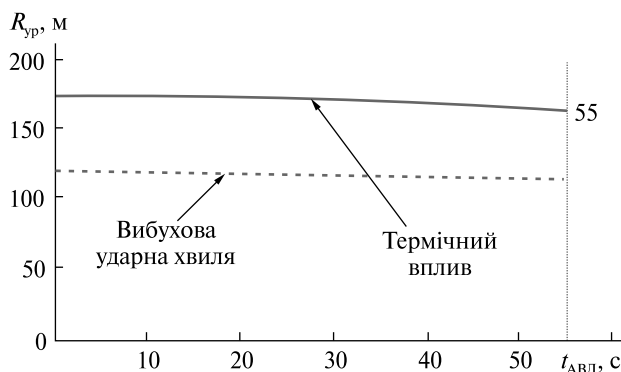


Рис. 7. Радіуси ураження під час падіння аварійної РКП «Циклон-1М» після аварійного вимкнення двигуна до 55 с

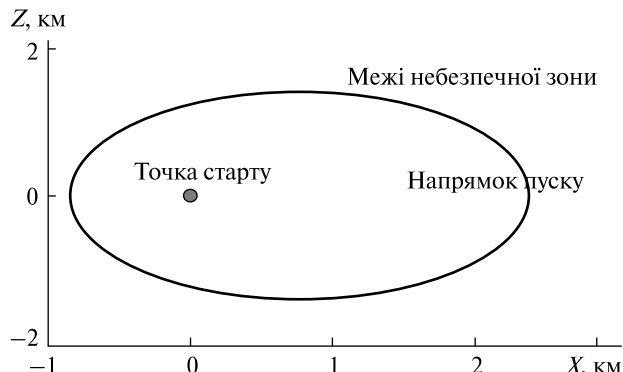


Рис. 8. Небезпечна зона для людей (населення) у районі точки старту РКП «Циклон-1М»

Таблиця 3. Характеристика регіонів Туреччини, що потрапляють у зону падіння фрагментів аварійних РКП і рівень колективного ризику для них

Іл (провінція)	Кількість населення, чол.	Щільність населення, чол./км ²	Площа, км ²	E_c
Стамбул (район Шіле)	28847	30.09	916	$2.50 \cdot 10^{-9}$
Коджаелі	1676202	331.8	3635	$5.56 \cdot 10^{-6}$
Сакар'я	917373	154.48	4895	$3.41 \cdot 10^{-6}$
Бурса	2550645	230.06	11087	$1.59 \cdot 10^{-6}$
Біледжик	208888	46.48	4181	$2.03 \cdot 10^{-6}$
Кютах'я	572059	54.2	12119	$3.08 \cdot 10^{-6}$
Ушак	346508	62.29	5174	$2.38 \cdot 10^{-6}$
Денізлі	993442	81.09	11716	$8.64 \cdot 10^{-6}$
Мугла	866665	56.25	12716	$1.89 \cdot 10^{-6}$
Ескішехір	706009	50.78	13904	$8.50 \cdot 10^{-8}$
Афйонкарахісар	701326	48.26	14532	$4.60 \cdot 10^{-8}$
Бурдур	256803	34.48	7238	$7.00 \cdot 10^{-8}$
Разом				$2.88 \cdot 10^{-5}$

Таблиця 4. Колективний ризик для країн Африки, що потрапляють у зону падіння аварійної РКП

Країна	Адміністративна одиниця	Щільність населення, чол./км ²	E_c
Єгипет	Матрух	1.94	$6.33 \cdot 10^{-7}$
	Ваді-ель-Гедід	0.43	$1.79 \cdot 10^{-7}$
Судан	Північний штат	2	$2.10 \cdot 10^{-7}$
	Північний Дафур	7.13	$1.99 \cdot 10^{-6}$
	Західний Дафур	16.46	$1.63 \cdot 10^{-6}$
Центрально-Африканська Республіка		7.1	$9.14 \cdot 10^{-7}$
Конго		12	$2.1 \cdot 10^{-7}$
Ангола		20.69	$< 10^{-9}$
Разом			$5.76 \cdot 10^{-6}$



Рис. 9. Ситуаційна картина у випадку аварії РКП «Циклон-1М» на початковій ділянці польоту

Розташування небезпечної зони для людей на місцевості показано на рис. 9. У межах отриманої небезпечної зони відсутні постійні поселення та інші об'єкти, де можлива присутність людей. Водночас у зону падіння утворених «легких» фрагментів аварійної РКП «Циклон-1М» на території Голопристанського району потрапляють десять селищ (рис. 9): Очаківське, Вільна Дружина, Олександрівка (Краснознаменка до 2016 р.), Вільна Україна, Чорноморські Криниці, Лиманівка, Берегове, Облої, Збурівка, Тендровське (Комуна до 2016 р.). Найбільшим серед них є селище Олександрівка (населення 644 чол., площа — 2.2 км²), яке також і найближче розташоване до точки старту РКП (≈5.4 км). Імовірність падіння будь-якого із «легких» фрагментів на його територію у випадку аварії РКП «Циклон-1М» не перевищує $3.5 \cdot 10^{-6}$ (вважається прийнятним). Для інших селищ ця величина значно менша. Загальний колективний ризик для території України, що потрапляє у зону падіння аварійної РКП, не перевищує $2.7 \cdot 10^{-8}$.

Оцінка безпеки для населення на території Туреччини й країн Африки у випадку аварії РКП «Циклон-1М» на етапі польоту. У випадку виникнення аварії РКП «Циклон-1М» на етапі польоту першого ступеня в інтервалі часу між 170 с і 200 с можливе падіння фрагментів аварійної РКП на територію Туреччини (узбережжя Ту-

реччини віддалене на 590 км від точки старту). Поверхні Землі досягатимуть інертні фрагменти аварійної РКП, що не містять компонентів ракетного палива (у розрахунках прийнято, що кількість таких фрагментів не перевищить 50 штук, а максимальний розмір кожного фрагмента не перевищує діаметра РКП).

Провінції Туреччини, які потрапляють у зону падіння аварійної РКП та їхній поділ на окремі опуклі багатокутники для проведення розрахунків колективного ризику показано на рис. 10. Характеристики зазначених провінцій Туреччини, а також отримані для них рівні колективного ризику наведено в табл. 3.

У випадку аварії РКП «Циклон-1М» на ділянці польоту другого ступеня можливе падіння фрагментів аварійної РКП на територію держав Африки. Розрахункові значення рівня колективного ризику для країн Африки (і їхніх адміністративних одиниць), які потрапляють у аварійну зону РКП «Циклон-1М», наведено в табл. 4.

Враховуючи рівні колективного ризику для території України, Туреччини (табл. 3) та країн Африки (табл. 4), сумарний колективний ризик для населених територій, що потрапляють у межі польотного коридору, становить

$$E_{\Sigma} = 3.46 \cdot 10^{-5}.$$

Згідно з міжнародними нормами ця величина не повинна перевищувати $100 \cdot 10^{-6}$ [5, 6], отже



Рис. 10. Адміністративні одиниці Туреччини, які потрапляють у зону падіння аварійних РКП «Циклон-1М»

вимоги до безпеки населення вздовж трас польоту РКП «Циклон-1М» виконуються.

Оцінка небезпеки для деяких об'єктів, що перебуватимуть у зоні падіння аварійної РКП та її фрагментів. На початковій ділянці польоту траєкторія РКП «Циклон-1М» пролягає над територією Чорноморського державного біосферного заповідника. Площа заповідника становить 100 тис. га, з яких 14148 га — сухопутна частина й 77900 га — акваторії Тендровської і Ягорлицької заток, а також кілометрова смуга відкритого моря. На території заповідника мешкають птахи, тварини і комахи, занесені у Червону книгу України і Європейський Червоний список. Чорноморський державний біосферний заповідник внесено до Всесвітньої мережі біосферних резерватів у рамках програми ЮНЕСКО «Люди і біосфера». У межах аварійної зони траси пуску РКП «Циклон-1М» перебуває приблизно 136 км² заповідника (рис. 11). Розрахунки згідно з виразами (2) і (3) показують, що у випадку аварії РКП «Циклон-1М» на початковій ділянці польоту є



Рис. 11. Територія Чорноморського державного біосферного заповідника, яка потрапляє в зону падіння аварійної РКП «Циклон-1М»

досить високий рівень імовірності її падіння на територію заповідника, який становить $9.2 \cdot 10^{-4}$.

Оскільки РКП у випадку аварії буде досягати поверхні Землі не зруйнованою або у вигляді двох фрагментів (ОЧ-1 і СТ-2), що містять компоненти ракетного палива (насамперед гас), прогнозується серйозне екологічне навантаження на екосистему заповідника. У підсумку, враховуючи досить високу ймовірність падіння аварійної РКП на територію Чорноморського державного біосферного заповідника та можливі негативні наслідки, на даний момент ризик розглядається як *неприпустимий*, що потребує впровадження певних заходів.

Виходом у цій ситуації є планування діяльності, пов'язаної з проведенням запусків РКП «Циклон-1М» таким чином, щоб мінімізувати вплив і шкоду для довкілля, наприклад узгодження діяльності з періодами міграції та гніздування птахів тощо. Обов'язковою є розробка



Рис. 12. Озеро Сапанджа (Туреччина)

«Плану локалізації та ліквідації аварій» з метою ліквідації наслідків можливих аварій РКП на етапі польоту. Такі заходи потребують консультацій та узгодження з Національною академією наук України, Управлінням екології та природних ресурсів Херсонської ОДА та адміністрацією Чорноморського державного біосферного заповідника.

На території Туреччини в зону падіння фрагментів аварійної РКП «Циклон-1М» потрапляє озеро Сапанджа (рис. 12), яке є одним з небагатьох джерел питної води для населення країни. У випадку аварії РКП «Циклон-1М» на етапі польоту поверхні озера найімовірніше досягатимуть обгорілі фрагменти, що не містять компонентів ракетного палива. Імовірність падіння будь-якого фрагмента аварійної РКП «Циклон-1М» в озеро Сапанджа за розрахунками згідно (2) і (3) становить $2.6 \cdot 10^{-6}$. Значного екологічного впливу на екосистему озера під час падіння фрагментів аварійної РКП «Циклон-1М» не прогнозується. Отже, ризик слід вважати прийнятним.

У межі зони падіння аварійної РКП «Циклон-1М» потрапляють акваторії Чорного й Середземного морів. Максимальні ризики ураження для суден, пов'язані із влученням аварійної РКП

або її фрагментів безпосередньо у судно, слід очікувати при знаходженні суден уздовж траси польоту. При цьому найбільші ризики очікуються для суден у Чорному морі у випадку аварії РКП на етапі польоту першого ступеня. Максимальне значення в морі у безпосередній близькості від Тендровської коси (у 2...5 км від узбережжя) становить $1.7 \cdot 10^{-6}$, що значно нижче гранично припустимого рівня 10^{-5} . Далі уздовж траси польоту в Чорному морі, а також в акваторії Середземного моря ризики ураження для суден значно нижчі від гранично припустимого рівня.

ВИСНОВКИ

Розрахунки показують, що обрана точка старту РКП «Циклон-1М» на території Херсонської області та траєкторії польоту дозволяють забезпечити безпеку як у випадку штатного польоту для суден в акваторії Середземного моря у зонах падіння ВЧ, так і у випадку аварії для населення на території України, Туреччини, країн Африки, а також суден в акваторіях Чорного і Середземного морів та інших об'єктів, що потрапляють у зону падіння аварійних РКП. Основною проблемою на даний час є проліт РКП над територією Чорноморського державного біосферного заповідника на території України, на який можливе падіння аварійної РКП у випадку аварії на початковій ділянці траєкторії польоту. Вирішення цієї проблеми вимагає додаткових організаційних рішень. Таким чином, зроблений для перспективного РКК «Циклон-1М» аналіз доводить принципову можливість створення пускового майданчика і проведення пусків РКП легкого класу з території України.

На нашу думку, після повернення тимчасово окупованих територій Херсонської області до України потрібно повернутися до розгляду питання створення національного космодрому з метою незалежного доступу до космічного простору.

ЛІТЕРАТУРА

1. Гладкий Э. Г. Определение коллективного риска в случае аварии ракеты-носителя «Циклон-4М» на этапе полета с использованием представления населенных территорий в виде многоугольников. *Космічна наука і технологія*. 2020. **26**, № 3. С. 32—41. <https://doi.org/10.15407/knit2020.03.032>
2. Гладкий Э. Г. Процедура оценки полетной безопасности ракет-носителей, использующая геометрическое представление зоны поражения объекта в виде многоугольника. *Космическая техника. Ракетное вооружение*. 2015. № 3. С. 50—56.
3. Гладкий Э. Г., Перлик В. И. Математические модели оценки риска для наземных объектов при пусках ракет-носителей. *Космическая техника. Ракетное вооружение*. 2010. № 2. С. 3—19.
4. AFSCPMAN 91-710 Range Safety User Requirements. 2016. Volume 1. URL: <http://static.e-publishing.af.mil/production/1/afspc/publicating/afspcman91-710v1/afspcman91-710v1.pdf> (дата звернення: 12.10.22).
5. 14 CFR. Chapter III. Commercial space transportation, Federal aviation administration, Department of transportation, Subchapter C — Licensing, part 417 — Launch Safety, 2001. URL: <http://law.cornell.edu/cfr/text/14/part-417> (дата звернення: 12.10.22).
6. 14 CFR. Chapter III. Commercial space transportation, Federal aviation administration, Department of transportation, Subchapter C — Licensing, part 420 — License to Operate a Launch Site. 2000. URL: <http://law.cornell.edu/cfr/text/14/part-420> (дата звернення: 12.10.22).
7. Cyclone-1m. URL: <http://www.old.yuzhnoye.com/tecniqe/launch-vehicles/launch-vehicles/cyclone-1m/> (дата звернення: 12.10.22).

REFERENCES

1. Hladkii E. H. (2020). Determining the collective risk in case of launch vehicle «Ciclon-4M» crash in the flight phase by using polygons to represent populated territories. *Space Science and Technology*, **26**(3), 32—41 [in Russian]
2. Hladkii E. H. (2015). Assessment procedure of the flight safety for launch vehicles using the geometric representation of the damage area in the form of a polygon. *Space technology. Missile armaments*, **3**, 50—56 [in Russian].
3. Hladkii E. H., Perlik V. I. (2010). Mathematical models of risk assessment for ground objects during launches of launch vehicles. *Space technology. Missile armaments*, **2**, 3—19 [in Russian].
4. AFSCPMAN 91-710 Range Safety User Requirements. 2016. Volume 1. *Static.e-publishing.af.mil*. URL: <http://static.e-publishing.af.mil/production/1/afspc/publicating/afspcman91-710v1/afspcman91-710v1.pdf> (Last accessed: 12.10.22).
5. 14 CFR. Chapter III. Commercial space transportation, Federal aviation administration, Department of transportation, Subchapter C — Licensing, part 417 — Launch Safety, 2001. *Law.cornell.edu*. URL: <http://law.cornell.edu/cfr/text/14/part-417> (Last accessed: 12.10.22).
6. 14 CFR. Chapter III. Commercial space transportation, Federal aviation administration, Department of transportation, Subchapter C — Licensing, part 420 — License to Operate a Launch Site. 2000. *Law.cornell.edu*. URL: <http://law.cornell.edu/cfr/text/14/part-420> (Last accessed: 12.10.22).
7. Cyclone-1m. URL: <http://www.old.yuzhnoye.com/tecniqe/launch-vehicles/launch-vehicles/cyclone-1m/> (Last accessed: 12.10.22).

Стаття надійшла до редакції 06.10.2022

Після доопрацювання 16.03.2023

Прийнято до друку 17.03.2023

Received 06.10.2022

Revised 16.03.2023

Accepted 17.03.2023

E. Hladkyi, Dr. Sci. in Engineering, Chiefresearcher

V. Perlyk, Dr. Sci. in Engineering, Professor, Scientific consultant. Honored Worker of Science and Technology of Ukraine

V. Medvediev, Head of Sector, Department of Aerogas Dynamics and Heat and Mass Exchange

Yuzhnoye State Design Office

3, Kryvorizka Street, Dnipro, 49008 Ukraine

E-mail: info@yuzhnoye.com

ON THE POSSIBILITY OF LAUNCHING SPACECRAFTS USING LIGHT-CLASS LAUNCH-VEHICLE FROM THE TERRITORY OF UKRAINE

Currently, the discussion on the development of a national space launch system and the feasibility of spacecraft launching from its own territory is being held in Ukraine. One of the main obstacles to the deployment of the launch site in Ukraine is the dense population on its territory and the inability to ensure safety in the launch vehicle flight phase due to the hazard of separating parts impact on the neighbouring countries during the nominal mission and launch vehicle (its fragments) impact in the event of an accident.

To date, the project of the promising Cyclone-1M space launch system featuring a three-stage lightweight ILV has been developed in Yuzhnoye State Design Office, which will allow comprehensive tackling of the flight safety issue. It features the launch site in the Kherson region with the flight trajectories routed southward to place the spacecraft into the sun-synchronous orbit. The article provides a theoretical and computational safety analysis during the nominal mission of the Cyclone-1M ILV and in the event of an accident in the flight phase, as well as recommendations for flight safety improvement.

It is shown that the proposed technical and organizational solutions ensure the fulfillment of flight safety requirements for the population and facilities on the territory of Ukraine, adjacent to the launch point, on the territories of Turkey and African countries, which fall within the emergency ILV impact areas, as well as for vessels in the waters of the Black and Mediterranean Seas. Hazardous zones of the Mediterranean Sea for vessels in the areas of the fall of separating parts were calculated. To ensure the safety of vessels in the Mediterranean Sea, it is required to remove them from the hazardous zones during the ILV launch. The resulting total collective risk for the population within the emergency ILV impact area is $3.46 \cdot 10^{-5}$, which ensures the fulfillment of the international flight safety requirements. Now the main problem remains the ILV flight over the territory of the Black Sea State Biosphere Reserve, where an emergency ILV may fall in the event of an accident in the initial flight phase.

Keywords: integrated launch vehicle, flight safety, separating parts' impact area, emergency ILV impact area, hazardous zone, collective risk, individual risk.

<https://doi.org/10.15407/knit2023.03.016>
UDC 629.7.05; 681.5.015

N. N. SALNIKOV, Principal Researcher, Doctor of Physical and Mathematical Sciences
ORCID <https://orcid.org/0000-0001-9810-0963>
E-mail: salnikov.nikolai@gmail.com.

S. V. MELNYCHUK, Senior Researcher, Candidate of Technical Sciences
ORCID <https://orcid.org/0000-0002-6027-7613>
E-mail: sergviuk@ukr.net.

V. F. GUBAREV, Head of Department, Corresponding Member of the NAS of Ukraine,
Professor, Doctor of Technical Sciences
ORCID <https://orcid.org/0000-0001-6284-1866>
E-mail: v.f.gubarev@gmail.com.

L. V. MAKSYMUK, Researcher, Candidate of Technical Sciences
ORCID <https://orcid.org/0000-0002-2561-109X>
E-mail: hatahatky@gmail.com.

V. M. SHEVCHENKO, Senior Researcher, Candidate of Physical and Mathematical Sciences
ORCID <https://orcid.org/0000-0002-1304-9124>
E-mail: vovan_16@ukr.net.

Space Research Institute of the National Academy of Sciences of Ukraine and the State Space Agency of Ukraine
40, build. 4/1, Akademika Glushkova Ave., Kyiv, 03187 Ukraine

RELATIVE MOTION PARAMETERS ESTIMATION OF A NON-COOPERATIVE SPACECRAFT FROM VISUAL INFORMATION

In this work, we consider the problem of determining parameters of the relative motion of a non-cooperative spacecraft (NSC), which is in free uncontrolled motion, based on the results of measuring the distance to this vehicle and its attitude quaternion. The measurements are assumed to be made by some computer vision system (CVS). A specific type of CVS is not considered. It is supposed the CVS measures the distance and attitude of the so-called graphical reference frame rigidly fixed on the NSC. The parameters of relative motion include the distance vector to the center of mass (c.m.) of the NSC, the attitude quaternion of the principal inertia axes of the NSC relative to the CVS reference frame, the attitude quaternion of the graphical reference frame relative to the NSC principal reference frame, the ratio of the inertia moments, the position vector of the c.m. in the graphical reference frame.

The problem is solved using a dynamic filter based on the ellipsoidal estimation method. The method implies knowledge of the maximum values of the measurement noise only, the stochastic noise characteristics are not assumed to be known and therefore are not used. The properties of the proposed algorithm have been demonstrated using numerical simulations. The results obtained are supposed to be used in the development, creation, and testing of a navigation system for the rendezvous and docking of a service spacecraft, developed by a group of enterprises in the space industry of Ukraine under the leadership of the Limited Liability Company "Kurs—Orbital".

Keywords: relative motion parameters, spacecraft, estimation, video image.

Цитування: Salnikov N. N., Melnychuk S. V., Gubarev V. F., Maksymyuk L. V., Shevchenko V. M. Relative motion parameters estimation of a non-cooperative spacecraft from visual information. *Space Science and Technology*. 2023. **29**, № 3 (142). P. 16—33. <https://doi.org/10.15407/knit2023.03.016>

© Publisher PH «Akadempriodyka» 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/>)

INTRODUCTION

In near-Earth space, the number of space objects related to space debris is growing. Some of these objects are non-operational spacecrafts, which, with minor repairs or after refueling, can continue their work. Therefore, there is a need to create the so-called service spacecraft (SSC) capable of docking with a non-cooperative spacecrafts (NSC) or some space objects and performing maintenance, change of the orbit, or removal of the object from the orbit. Development of such spacecrafts has been carried out for the past 20 years in many space technology centers around the world. The current state of this problem can be found in reviews [35, 38, 47].

It is known [8, 10, 19, 20] that the success in the implementation of the docking significantly depends on the accuracy of determining the relative navigation of NSC and SSC. It is assumed that the NSC is not equipped with navigation and attitude control systems, or they do not work for some reason. In this case, radar and optical systems settled at SSC are used to determine the relative position and orientation of the NSC. The latter include laser [1, 2, 5, 37, 39] and purely optical systems [11, 16–18, 21–23, 25, 31, 34, 36, 40, 43, 49–51, 54, 57, 58], which use cameras operating in the optical range. Optical systems are used at the final stage of docking at close distances (no more than 100 m) because they are able to provide a more accurate measurement of parameters of the relative position and attitude of the NSC. Using the appropriate software, these devices allow measuring the distance to and orientation of a certain coordinate system that is rigidly fixed to the NSC relative to the device reference frame. It can be some assembly reference frame in which the position of every NSC construction element is given. Anyway, the measured information is not enough for trajectory planning and docking with the NSC. This is due, among other things, to the fact that the NSC, as established by observations [26, 27, 46], eventually begins to rotate around the center of mass. This happens due to the action of the gravitational moment, cosmic radiation, and the flow of solar wind particles [32]. For docking, it is also necessary to know the time evolution of the relative position and speed of the docking surface position. These quantities can be

obtained only by knowing all the parameters of the angular and orbital motion of the NSC. At present, there are a large number of works devoted to solving the problem of estimating these parameters [1–5, 11, 25, 37, 39, 49, 53, 58]. These works used various versions of the Kalman filter [7, 13, 24] for estimation.

The Kalman filter is known to be based on the assumption that the uncertainties are normally distributed random variables. The distribution parameters are assumed to be known. But determining these parameters in practice is a separate, rather laborious task. For half a century, a different approach has been developed [9, 12, 14, 28, 29, 42, 48] to the problem of estimating unknown quantities, in particular, estimating the state vector of dynamic systems, which is based on the use of minimal information about uncertain quantities. According to this approach, only sets of possible values of these quantities are assumed to be known. As a result, the estimation process is reduced to procedures for calculating the evolution of the sets and performing set-theoretic operations on them, i.e., to the construction of refined sets or, as they are usually called, information sets that are guaranteed to contain the estimated values. In accordance with this, such an approach is called guaranteed or set-theoretic. In most cases, the construction of the information sets is associated with serious computational difficulties, which is an obstacle to their implementation in on-board computer systems. The ellipsoidal estimation method [9, 12, 14, 29, 42, 48] seems to be quite effective concerning its functionality and minimization of computational costs. Following this method, information sets are approximated by multidimensional ellipsoids. The ellipsoidal estimation method is sensitive to the violation of a priori assumptions about the value of uncertain quantities. To withdraw this property, i.e., to ensure the robustness property, several modifications of this method have been proposed [44, 45, 55, 56].

This work aims to develop an algorithm for estimating parameters of the angular motion of an NSC (attitude quaternion, angular velocity vector, ratio of inertia moments, position of the principal axes of inertia, and position of the center of mass) and distance to the NSC based on the modification of ellipsoidal estimation method [44, 45]. Information on the rela-

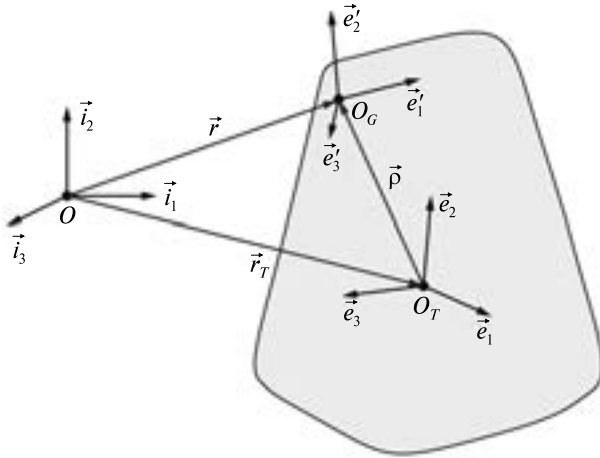


Figure 1. Reference frames

tive position of the NSC is provided by CVS. The algorithm is planned to be used for full-scale bench tests. Due to this reason, it is assumed that the CVS camera position is fixed in some inertial reference frame. Any of the relative navigation devices mentioned above can be considered as such a CVS device. The authors of this work focused on the use of the CVS, the principle of operation and algorithms of which are described in [22, 43]. The proposed algorithms use the multiplicative form of quaternion increments [15, 30, 33], which not only eliminates, in fact, the heuristic procedure of quaternion normalization, which is required when using the additive form of increment but also leads to simpler equations describing the dynamics of quaternion increments. This work is a development of [54] and is very close to [3] in the problem statement.

1. PROBLEM STATEMENT OF ESTIMATING THE NSC MOTION PARAMETERS

1.1. Coordinate systems and their relative positions. The NSC motion is considered in 3-dimensional real Euclidian space R^3 . Let us denote the inertial reference frame in this space with origin at point O , and orthonormal basis vectors $i_j, j=1:3$, by the symbol $Oi_1i_2i_3$, or simply OI . The body reference frame $O_Ge_1e_2e_3$, which will be further referred to as the graphical one, is fixed to the NSC. It can be an assembly reference frame in which positions of all the NSC construction elements are given (see Fig. 1).

The CVS measures the distance vector between the points O and O_G , and the attitude quaternion

$$\eta = \eta_0 + \sum_{j=1}^3 \eta_j i_j = \eta_0 + \eta_v \quad (1)$$

of graphical reference frame $O_Ge_1e_2e_3$ relative to the frame $Oi_1i_2i_3$. The scalar part of a quaternion is determined by a real number η_0 , the vector part by a vector

$$\eta_v = \sum_{j=1}^3 \eta_j i_j$$

[6, 19]. The set of numbers $\eta_j, j=0:3$, are called quaternion coordinates in the basis $Oi_1i_2i_3$. A quaternion η is called normalized if its norm

$$\|\eta\| = \eta_0^2 + \eta_1^2 + \eta_2^2 + \eta_3^2 = 1. \quad (2)$$

A normalized quaternion defines a rotation of the three-dimensional Euclidean space as a whole about an axis defined by a vector e by an angle ϕ , and $\eta_0 = \cos(\phi/2)$ and $\eta_v = \sin(\phi/2)e/\|e\|$. When performing two successive rotations defined by the quaternions q and μ , the resulting rotation will be determined by the quaternion

$$\eta = \mu \circ q, \quad (3)$$

where the quaternion multiplication operation $\mu \circ q$ is defined as follows

$$\mu \circ q = \mu_0 q_0 - (\mu_v, q_v) + \mu_0 q_v + q_0 \mu_v + \mu_v \times q_v. \quad (4)$$

Here, (μ_v, q_v) is the scalar product of vectors μ_v and q_v , $\mu_v \times q_v$ is the vector product. Quaternion coordinates depend on the choice of reference frame. Therefore, to calculate the quaternion coordinates of η using (4), the quaternion coordinates q and μ must be expressed in one coordinate system.

The body reference frame $O_T e_1 e_2 e_3 = O_T E$ is also fixed at the NSC. Its center is located at the center of mass (c.m.) of the NSC, and the unit vectors $e_j, j=1:3$, are oriented along the principal axes of the inertia tensor. This frame will be called as principal reference frame. The position of $O_T E$ is unknown and is characterized by an unknown normalized quaternion

$$q = q_0 + \sum_{j=1}^3 q_j i_j = q_0 + q_v$$

relative to the inertial reference frame $Oi_1i_2i_3$. This means [6] that the basis vectors $e_i, i=1:3$, of the reference frame $O_T E$ are obtained by rotating the

basis vectors i_j , $j=1:3$, in accordance with the following expression

$$e_j = q \circ i_j \circ \bar{q}, \quad j=1:3, \quad (5)$$

where the vector i_j should be considered as a quaternion with a zero scalar part, $\bar{q} = q_0 - q_v$ is a quaternion conjugated to q , $\bar{q} \circ q = q \circ \bar{q} = 1$.

The position of the vectors e'_i , $i=1:3$, with respect to the basis vectors e_i , $i=1:3$, will be characterized by the quaternion

$$\mu = \mu_0 + \sum_{j=1}^3 \mu_j e_j = \mu_0 + \mu_v, \quad (6)$$

which is also considered to be unknown but constant

$$\dot{\mu}_j = 0, \quad j=0:3. \quad (7)$$

The angular position of the graphical reference frame $O'e'_1e'_2e'_3$ relative to the inertial one $Oi_1i_2i_3$ is determined by the quaternion $\eta = \mu \circ q$, i.e. by the expression (3). To obtain the quaternion expression η in the basis i_j , $j=1:3$, we substitute (5) into (6). As a result, we get

$$\begin{aligned} \eta &= \mu \circ q = \left(\mu_0 + \sum_{j=1}^3 \mu_j e_j \right) \circ q = \\ &= q \circ \left(\mu_0 + \sum_{j=1}^3 \mu_j i_j \right) \circ \bar{q} \circ q = q \circ \mu^*, \end{aligned} \quad (8)$$

where the quaternion

$$\mu^* = \left(\mu_0 + \sum_{j=1}^3 \mu_j i_j \right).$$

Both quaternion q and μ^* on the right side of (8) are expressed in the basis i_j , $j=1:3$. We will use further the expression (8) for the quaternion η but will not write an asterisk for the quaternion μ^* .

A quaternion η is characterized by a set of its coordinates, which can be formed in a vector $\eta = (\eta_0, \eta_1, \eta_2, \eta_3)^T \in R^4$. We will denote the quaternion and the vector of its coordinates by the same symbol, but remember that quaternion coordinates depend on the used reference frame. Using the definition of quaternion multiplication (4) for the vector representation of quaternions, it is easy to obtain the following vector-matrix relations

$$\eta = q \circ \mu = Q(q)\mu = \bar{Q}(\mu)q, \quad (9)$$

where 4×4 -matrices

$$\begin{aligned} Q(q) &= \begin{pmatrix} q_0 & -q_v^T \\ q_v & (q_0 I_3 + [q_v \times]) \end{pmatrix}, \\ \bar{Q}(\mu) &= \begin{pmatrix} \mu_0 & -\mu_v^T \\ \mu_v & (\mu_0 I_3 - [\mu_v \times]) \end{pmatrix}. \end{aligned}$$

In these expressions, I_3 is the identity 3×3 -matrix,

$$[q_v \times] = \begin{pmatrix} 0 & -q_3 & q_2 \\ q_3 & 0 & -q_1 \\ -q_2 & q_1 & 0 \end{pmatrix}$$

is the cross product matrix, $[q_v \times]\mu_v = q_v \times \mu_v$.

For the vector representation of the quaternion η , which determines the rotation around the unit vector $e = \eta_v / \|\eta_v\|$ by an angle ϕ , the following representation is true

$$\eta = (\eta_0, \eta_1, \eta_2, \eta_3)^T = \begin{pmatrix} \cos(\phi/2) \\ \sin(\phi/2)e \end{pmatrix}, \quad (10)$$

where vector e contains coordinates of this vector in some reference frame.

1.2. Basic equations of the NSC motion. It is assumed that the NSC is in a state of rotation, described by the following equation

$$J \frac{d\omega}{dt} + [\omega \times] J \omega = M. \quad (11)$$

Here, the angular velocity vector $\omega = (\omega_1, \omega_2, \omega_3)^T$ is represented by its coordinates in the principal reference frame $Oe_1e_2e_3$ (OE), the axes of which are directed along the principal axes of inertia of the NSC. Therefore, the inertia tensor matrix in equation (11) is diagonal

$$J = \text{diag}\{J_1, J_2, J_3\}$$

The principal moments of inertia J_i , $i=1:3$, are considered to be unknown. The moment M in equation (11) includes the gravitational moment, aerodynamic and other moments due to the action of the environment on the NSC [32]. We assume that the influence of these moments on the angular position of the NSC during its revolution around the Earth can be neglected, i.e., in equation (11), we set

$$M = 0. \quad (12)$$

It is easy to notice that in the absence of the moment of external forces, the solutions of equation

(11) depend only on the ratio of the inertia moments. Let us introduce the following notation

$$p_1 = J_1 J_3^{-1}, p_2 = J_2 J_3^{-1}. \quad (13)$$

Then equations (11) can be written in the following form

$$\begin{cases} \dot{\omega}_1 = p_1^{-1}(p_2 - 1)\omega_2\omega_3; \\ \dot{\omega}_2 = p_2^{-1}(1 - p_1)\omega_1\omega_3; \\ \dot{\omega}_3 = (p_1 - p_2)\omega_1\omega_2. \end{cases} \quad (14)$$

Obviously, the solutions of this equation and equation (11) under condition (12) and with the same initial conditions completely coincide when (13) is held. We assume the inertia moments are constant over the considered time interval. Therefore, the vector $p = (p_1, p_2)^T$ satisfies the following equation

$$\dot{p} = 0. \quad (15)$$

The change in time of the quaternion $q = q(t)$ is related to the angular velocity

$$\omega = \sum_{j=1}^3 \omega_j e_j$$

of the NSC rotation by the following equation [6, P. 26]

$$\dot{q} = \frac{1}{2} q \circ \omega^*, \quad (16)$$

where coordinates of the vector

$$\omega^* = \sum_{j=1}^3 \omega_j i_j$$

are the coordinates of the NSC angular velocity in the NSC principal reference frame OE . The initial conditions for equations (11) and (16) are unknown.

1.3. Measurement Equations. The position of the origin O_G of the graphical reference frame $O_G E'$ is determined by the vector r in the inertial reference frame OI and measured by the CVS. The measured vector

$$r = r_T + \rho, \quad (17)$$

where r_T is the position vector of the NSC c.m. in the inertial reference frame OI . It is assumed to be constant but unknown

$$\dot{r}_T = 0. \quad (18)$$

The vector $\rho = O_G - O_T$ giving the position of the point O_G in the principal reference frame $O_T E$, is

also unknown and is constant in this frame, i.e.

$$\rho = \sum_{j=1}^3 \rho_j e_j, \quad (19)$$

where

$$\dot{\rho}_j = 0, \quad j = 1:3. \quad (20)$$

Let us express the coordinates of the vector ρ in the inertial reference frame. Substituting (5) into (19) we get

$$\begin{aligned} \rho &= \sum_{j=1}^3 \rho_{I,j} i_j = \sum_{j=1}^3 \rho_j e_j = \sum_{j=1}^3 \rho_j (q \circ i_j \circ \bar{q}) = \\ &= q \circ \left(\sum_{j=1}^3 \rho_j i_j \right) \circ \bar{q}. \end{aligned}$$

Whence, using representation (9), we obtain

$$\rho_I = R(q)\rho, \quad (21)$$

where vectors $\rho_I = (\rho_{I,1}, \rho_{I,2}, \rho_{I,3})^T$, $\rho = (\rho_1, \rho_2, \rho_3)^T$ and 3×3 -matrix

$$R(q) = (q_0^2 - q_v^T q_v) I_3 + 2q_0 [q_v \times] + 2q_v q_v^T. \quad (22)$$

Expression (21) is obtained using the vector-matrix representation (9) of the quaternion multiplication operation

$$Q(q)\bar{Q}(\bar{q}) = \begin{pmatrix} \|q\| & \Theta_{1 \times 3} \\ \Theta_{3 \times 1} & R(q) \end{pmatrix}.$$

Here $\Theta_{m \times n}$ is the null $m \times n$ -matrix. Then from (17) and (21) we obtain the following equality for the vector coordinates

$$r = r_T + R(q)\rho.$$

We assume the measurements of the quaternion η and vector r are made at discrete time $t_k = t_0 + \Delta \cdot k$, $k = 0, 1, 2, \dots$, with additive bounded errors ξ_k^r and ξ_k^η , i.e., the following measurement vectors are obtained

$$\tilde{r}_k = r(t_k) + \xi_k^r = r_k + \xi_k^r = r_{T,k} + R(q_k)\rho_k + \xi_k^r, \quad (23)$$

$$\tilde{\eta}_k = \eta(t_k) + \xi_k^\eta = \eta_k + \xi_k^\eta = q_k \circ \mu_k + \xi_k^\eta. \quad (24)$$

The measurement errors satisfy the following inequalities

$$\|\xi_k^r\|_\infty \leq c_r, \quad \|\xi_k^\eta\|_\infty \leq c_\eta,$$

where $c_r > 0$ and $c_\eta > 0$ are the maximum values of errors assumed to be known. From here, (23) and (24), it follows that the unknown parameters of the

NSC motion satisfy the following inequalities

$$\begin{aligned} \|\tilde{r}_k - r_{T,k} - R(q_k)\rho_k\|_\infty &\leq c_r, \\ \|\tilde{\eta}_k - q_k \circ \mu_k\|_\infty &\leq c_\eta \quad \forall k \geq 0. \end{aligned} \quad (25)$$

1.4. Estimation problem statement. Differential equations (7), (14)–(16), (18), (20) can be considered as equations of a nonlinear dynamical system in continuous time, the state vector of which has the form

$$x = (\omega^T, q^T, p^T, r_T^T, \rho^T, \mu^T)^T \in R^{19}. \quad (26)$$

The initial conditions for these equations are unknown. At discrete times t_k , some components of this vector $x_k = x(t_k) = (\omega_k^T, q_k^T, p_k^T, r_{T,k}^T, \rho_k^T, \mu_k^T)^T$ must satisfy measurement inequalities (25). In addition, the normalization conditions (2) must be satisfied for the components q and μ of the vector x .

Let $\hat{x}_{k-1}$ be some estimate of the state vector x_{k-1} obtained at a discrete time moment $(k-1)$. Using differential equations (7), (14)–(16), (18), (20), we can calculate the estimate $\hat{x}_{k|k-1}$ for the time moment k . If this estimate satisfies inequalities (25), then, obviously, it is not necessary to refine it and we can set $\hat{x}_k = \hat{x}_{k|k-1}$. If the estimate $\hat{x}_{k|k-1}$ does not satisfy at least one of the inequalities (25), then its refinement is required.

The problem is to find such a method for refining estimates $\hat{x}_k$, in which inequalities (25) will be satisfied, starting from some finite time moment K . Ideally, this method should satisfy the limit

$$\lim_{k \rightarrow \infty} \|\hat{x}_k - x_k\| = 0.$$

However, its existence is associated with the implementation of certain properties of measurement noise, which are difficult to verify and ensure in practice.

2. METHOD OF ESTIMATING THE NSC RELATIVE POSE PARAMETERS

In this paper, we use a set-theoretic or guaranteed approach to state estimation of dynamical systems, which needs to use minimal a priori information about uncertain values. With respect to these quantities, only the sets of their possible values are assumed to be known. In this case, the estimation procedure is reduced to performing operations on sets in order to construct so-called information sets that are guar-

anteed to contain the estimated values. In this work, the modification [44, 45] of ellipsoidal estimation algorithms [9, 12, 14, 29, 42, 48, 55, 56] was used. The main advantages of the modification are the minimum of a priori information about uncertain quantities, the high convergence rate, its applicability to nonlinear systems, and resistance to possible violations of a priori hypotheses about the values of uncertain quantities.

2.1. Guaranteed approach to estimating the state vector of dynamical systems. Let us briefly describe the essence of the guaranteed approach to state estimation of dynamical systems. Equations (7), (14)–(16), (18), (20), using definition (26) of the state vector, can be written as

$$\dot{x} = f(x(t), u(t), \zeta(t)), \quad t \geq t_0, \quad (27)$$

where $x(t) \in R^n$ is the state vector at continuous time moment t , $u(t)$ is the vector of measured input variables, $\zeta(t)$ is the vector of uncontrolled perturbations. We will assume that the functions $f(\cdot)$, $u(\cdot)$, and $\zeta(\cdot)$ are such that the standard conditions [41] for the existence and uniqueness of a solution to Eq. (27) are satisfied. We assume that the vector

$$\zeta(t) \in Z \quad \forall t, \quad (28)$$

where Z is some bounded closed set.

Inequalities (25) associated with measurements can be written in the following form

$$|g_j(x_k) - y_{j,k}| \leq c_j, \quad j = 1:N, \quad \forall k \geq 0, \quad (29)$$

where $g_j(x): R^n \rightarrow R$, $j = 1:N$, are continuously differentiable functions of the state vector x , y_{jk} is output measurement, $N = 7$. These inequalities are considered for discrete measurement moments t_k . In addition, the normalization condition (2) for the quaternions included in the state vector must be satisfied.

We now describe the procedure for refining information about the state vector according to the guaranteed or set-theoretic approach to estimation. Assume that at the moment of time t_k it is known that the state vector

$$x_k = x(t_k) \in X_k, \quad (30)$$

where the set X_k is given. Considering equation (27) on the time interval $[t_k, t_{k+1}]$ for all possible x_k satisfying (30) and for all possible realizations of

perturbations $\zeta(\cdot)$ satisfying condition (28) on this interval, we can obtain the set

$$X_{k+1|k} = \{x = x(t_{k+1}, x_k, u(\cdot), \xi(\cdot)), \\ \forall x_k \in X_k \forall \zeta(\tau) \in Z \forall \tau \in [t_k, t_{k+1}]\}$$

of possible values of the vector $x_{k+1} = x(t_{k+1})$ at a discrete time $k+1$. The construction of this set can be carried out, for example, by integrating the equation (27) on the interval $[t_k, t_{k+1}]$ under various initial conditions satisfying (30) and for all possible realizations of perturbations $\zeta(\tau) \in Z \forall \tau \in [t_k, t_{k+1}]$. Obviously, this is a very time-consuming process that requires a lot of calculations.

On the other hand, at the moment of time t_{k+1} the state vector x_{k+1} satisfies inequalities (29), that can be written as

$$x_{k+1} \in \bar{X}_{k+1} = \{x : |g_j(x) - y_{j,k+1}| \leq c_j, \quad j = \overline{1, N}\}. \quad (31)$$

The set $\bar{X}_{k+1}$ contains state vectors that are compatible with the measurements under given a priori constraints on the measurement noise values. As a result, we can conclude that

$$x_{k+1} \in X_{k+1} = \bar{X}_{k+1} \cap X_{k+1|k}.$$

Despite the obvious simplicity and logical rigor of the presented approach for refining the set of possible values of the state vector, its practical implementation in the general case encounters insurmountable computational difficulties associated with the construction and description of the sets $X_{k+1|k}$, $\bar{X}_{k+1}$, X_{k+1} , as well as the implementation of set-theoretic operations, in the considered case, the set intersection operation.

One of the approaches aimed at reducing the computational complexity of solving estimation problems is to use the ellipsoid method [9, 12, 14, 29, 42, 48, 55, 56]. In accordance with this method, the set X_k is considered to be an ellipsoid

$$X_k = E_k = E(\hat{x}_k, H_k) = \{x : (x - \hat{x}_k)^T H_k^{-1} (x - \hat{x}_k) \leq 1\},$$

given by a center vector $\hat{x}_k$ and a positive-definite symmetric matrix $H_k = H_k^T > 0$. The notation $E(\hat{x}_k, H_k)$ will be used frequently in what follows. The ellipsoid $E_k = X_k$ in (30) is commonly referred to as the ellipsoidal estimate of vector x_k . The center of the ellipsoid, the vector $\hat{x}_k$, is taken as a point estimate. Ellipsoidal approximations for the sets

$X_{k+1|k}$ and X_{k+1} are constructed in the form of containing them ellipsoids $E_{k+1|k} = E(\hat{x}_{k+1|k}, H_{k+1|k})$ and $E_{k+1} = E(\hat{x}_{k+1}, H_{k+1})$, correspondingly. The solution of the estimation problem is reduced to constructing a sequence $\{E_k\}_{k=0}^{\infty}$ of ellipsoidal estimates E_k for the vector x_k in accordance with the following recurrent procedure

$$x_{k+1} \in E_{k+1} = [\bar{X}_{k+1} \cap [X_{k+1|k}]_E]_E = [\bar{X}_{k+1} \cap E_{k+1|k}]_E. \quad (32)$$

Here $[X]_E$ denotes the operation of covering a bounded set $X \subset R^n$ by a minimal in a certain sense ellipsoid E , i.e. $X \subset E$. Its volume, diameter, or another function characterizing the size of the ellipsoid is usually considered as a criterion for choosing such an ellipsoid. The described method for constructing ellipsoidal estimates is called ellipsoidal estimation method. For linear systems, many operations $[X]_E$ have been developed that are optimal and suboptimal in some sense. In the case of nonlinear systems, the operation $[X]_E$ can generally be implemented only numerically and requires a large amount of computation.

2.2. Application of the modified ellipsoidal estimation method. A heuristic approach proposed in [44, 45], makes it possible to reduce the amount of calculations when constructing a sequence of ellipsoidal estimates, significantly increase the rate of convergence, and also make the estimation algorithm robust with respect to violations of a priori assumptions on the properties of uncertain values. A similar approach was previously proposed and studied in [55, 56]. According to approach [45], the ellipsoid $E_{k+1|k} = E(\hat{x}_{k+1|k}, H_{k+1|k})$ is constructed using linear part of the expansion of the function $f(\cdot)$ in the vicinity of the point $\hat{x}_k$, as in the extended Kalman filter. Its center $\hat{x}_{k+1|k}$ is found by numerically integrating the following equation

$$d\tilde{x}/dt = f(\tilde{x}(t), u(t), \hat{\zeta}(t)), \quad \tilde{x}(t_k) = \hat{x}_k, \quad t \in [t_k, t_{k+1}],$$

assuming $\hat{x}_{k+1|k} = \tilde{x}(t_{k+1})$. Here $\hat{\zeta}(t)$ is the estimate of the unknown vector $\zeta(t)$, chosen on the basis of some considerations. Usually it is assumed that $\hat{\zeta}(t) = 0$.

For the quantity

$$\Delta x(t) = x(t) - \tilde{x}(t),$$

using the Taylor series expansion, the following equation can be obtained

$$\begin{aligned} \frac{d\Delta x}{dt} &= f(x(t), u(t), \zeta(t)) - f(\tilde{x}(t), u(t), \hat{\zeta}(t)) = \\ &= f(\tilde{x}(t) + \Delta x, u(t), \hat{\zeta}(t) + \Delta \zeta(t)) - f(\tilde{x}(t), u(t), \hat{\zeta}(t)) = \\ &= \partial_x f(\tilde{x}(t), u(t), \hat{\zeta}(t)) \Delta x + \partial_\zeta f(\tilde{x}(t), u(t), \hat{\zeta}(t)) \Delta \zeta(t) + \\ &\quad + o_x(\|\Delta x\|) + o_\zeta(\|\Delta \zeta\|), \quad t \in [t_k, t_{k+1}]. \end{aligned} \quad (33)$$

Here, the vector functions $o_x(\|\Delta x\|)$ and $o_\zeta(\|\Delta \zeta\|)$ denote expansion terms of the second order of smallness with respect to Δx and $\Delta \zeta$. These terms can be discarded and we obtain linear equation from (33). This equation allows in general to calculate the matrix $H_{k+1|k}$ of the ellipsoid $E_{k+1|k}$, but again the computational costs may be unreasonably high. Therefore, calculation of the matrix $H_{k+1|k}$ is proposed [45] to perform with the use of the following stationary linear equation

$$\frac{d\Delta x}{dt} = A_k \Delta x, \quad t \in [t_k, t_{k+1}], \quad (34)$$

where $n \times n$ -matrix

$$A_k = \partial_x f(\hat{x}_{k+1/2}, u_{k+1/2}, \hat{\zeta}_{k+1/2}).$$

Here

$$\hat{x}_{k+1/2} = 0.5 \cdot (\hat{x}_{k+1|k} + \hat{x}_k),$$

$$u_{k+1/2} = \frac{1}{\Delta} \int_{t_k}^{t_{k+1}} u(\tau) d\tau,$$

$$\hat{\zeta}_{k+1/2} = \frac{1}{\Delta} \int_{t_k}^{t_{k+1}} \hat{\zeta}(\tau) d\tau.$$

If $\Delta x_k \in E(0, H_k)$, then by virtue of equation (34) it can be obtained [55] that

$$\Delta x(t_{k+1}) \in E(0, H_{k+1|k}),$$

where

$$H_{k+1|k} = A_k H_k A_k^T. \quad (35)$$

Here $n \times n$ -matrix $A_k = \exp(A_k \cdot \Delta)$. We finally take

$$\begin{aligned} E_{k+1|k} &= E(\hat{x}_{k+1|k}, H_{k+1|k}) = \\ &= \{x : (x - \hat{x}_{k+1|k})^T H_{k+1|k}^{-1} (x - \hat{x}_{k+1|k}) \leq 1\}. \end{aligned}$$

In this case due to the used approximation $E_{k+1|k} \neq X_{k+1|k}$ in general, i.e., some ends of the trajectories of system (27) that have left the set $X_k = E_k$ will not belong to $E_{k+1|k}$.

The following estimate of the set $\bar{X}_{k+1}$ is also considered

$$\hat{X}_{k+1} = \bigcap_{j=1}^N \Pi_{j,k+1},$$

where sets

$$\begin{aligned} \Pi_{j,k+1} &= \{x : |\nabla g_j^T(\hat{x}_{k+1|k})(x - \hat{x}_{k+1|k}) + \\ &\quad + g_j(\hat{x}_{k+1|k}) - y_{j,k+1}| \leq c_j\}, \quad j = 1 : N \end{aligned} \quad (36)$$

are obtained from (31) by replacing the function $g_j(x)$ with its linear approximation in the vicinity of the point $\hat{x}_{k+1|k}$. In general $\hat{X}_{k+1} \neq \bar{X}_{k+1}$. Due to this and the fact that $E_{k+1|k} \neq X_{k+1|k}$, it may turn out that $E_{k+1|k} \cap \hat{X}_{k+1} = \emptyset$. In this case it is impossible to implement an analog of the scheme (32) for constructing an ellipsoid E_{k+1} in the form $E_{k+1} = [E_{k+1|k} \cap \hat{X}_{k+1}]_E$. Therefore, in the case $E_{k+1|k} \cap \hat{X}_{k+1} = \emptyset$ it is proposed to take a widened ellipsoid instead of an ellipsoid $E_{k+1|k}$, that is

$$\tilde{E}_{k+1|k} = \{x : (x - \hat{x}_{k+1|k})^T \tilde{H}_{k+1|k}^{-1} (x - \hat{x}_{k+1|k}) \leq 1\}, \quad (37)$$

where the matrix

$$\tilde{H}_{k+1|k} = \alpha^2 H_{k+1|k}.$$

The number $\alpha > 1$ is chosen in such a way that the set $\tilde{E}_{k+1|k} \cap \hat{X}_{k+1} \neq \emptyset$, and it should contain some sphere of non-zero radius. Formulas for selecting α and necessary explanations are given here [44,45]. An ellipsoid E_{k+1} covering the intersection $\tilde{E}_{k+1|k} \cap \hat{X}_{k+1}$ can be obtained using standard iterative procedures [52, 55, 56]. In this paper, the construction of the ellipsoid E_{k+1} , is carried out iteratively [44] in accordance with the scheme

$$E_{s+1} = [E_s \cap \Pi_{s \bmod N+1, k}]_E, \quad s = 0, 1, 2, \dots$$

The ellipsoid $E_{k+1|k}$ is taken as the initial ellipsoid $E_{s=0}$, i.e., $E_{s=0} = E_{k+1|k}$. In this case, the operation of constructing an ellipsoid of minimum volume containing the intersection $E_s \cap \Pi_{s \bmod N+1, k}$ of the ellipsoid E_s and the multidimensional layer $\Pi_{s \bmod N+1, k}$ is used. If it turns out that $E_s \cap \Pi_{s \bmod N+1, k} = \emptyset$ for some s , then matrix H_s of the ellipsoid E_s is multiplied by the factor α_s^2 , which ensures the “immersion” of the ellipsoid E_s into the multidimensional layer $\Pi_{s \bmod N+1, k}$ to a depth of δ (the value δ is the algorithm parameter). The process of constructing ellipsoid

soids $E_s = E(x_s, H_s)$ will stop [44] at some finite $s = S$. In this case, the inclusion $x_s \in \bigcap_{j=1}^N \Pi_{j,k}$ is true for the center of the resulting ellipsoid $E_s = E(x_s, H_s)$. Finally, we take $E_{k+1} = E_s$.

Note that in the notation (36) and (37) the quantity $\Delta x = x - \hat{x}_{k+1|k}$ appears as a variable. Therefore, the above algorithm can be considered as searching for an increment $\Delta x_{k+1} = \hat{x}_{k+1} - \hat{x}_{k+1|k}$.

2.3. Linearization of the basic equations.

2.3.1. Additive and multiplicative form of quaternion increment. Suppose we have some unknown quaternion q and its estimate $\hat{q}$. Then we can write that

$$q = \hat{q} + \Delta q_a \text{ or } q = \Delta q \circ \hat{q}, \quad (38)$$

where Δq_a and Δq are estimation errors of $\hat{q}$. The first representation is called the additive form of the quaternion increment representation; the second is called the multiplicative one [30,33]. The disadvantage of the first form is the fact that if quaternion $\hat{q}$ and increment Δq_a are normalized, their sum is not, and it is necessary to carry out the normalization procedure. If, for example, Δq_a was determined as a result of some estimation algorithm, in which increments of other quantities were also determined, then such normalization in some cases leads to the need for iterative refinement of Δq_a . In the multiplicative form, the result of their multiplication will also be a normalized quaternion. In addition, if we assume that the quaternion Δq is small, i.e., it defines a rotation for a small angle ϕ ($\phi \approx 0$) around some unknown rotation axis defined by a unit vector e , $\|e\|=1$, then, in accordance with the representation of a quaternion in the form (10), the following estimates will hold for its scalar Δq_0 and vector parts Δq_v ,

$$\Delta q_0 \approx 1, \quad \|\Delta q_v\| \approx 0. \quad (39)$$

Moreover, knowing the vector part Δq_v , one can determine the scalar part from the normalization condition in accordance with the following expression

$$\Delta q_0 = \sqrt{1 - \|\Delta q_v\|^2} \quad (40)$$

and hence the quaternion Δq is fully characterized by its vector part. Obviously, all of the above applies equally to the following representation of the quaternion

$$q = \hat{q} \circ \Delta q. \quad (41)$$

Since the quaternion multiplication operation is not commutative, the quaternion increments Δq in (38) and in (41) do not coincide.

In expression (8) for the quaternion η , we will use the representation (41) for the quaternion q and the representation

$$\mu = \Delta \mu \circ \hat{\mu}$$

for the quaternion μ in the coordinate basis e_i , $i = 1:3$, similarly to [3,4]. The reason for choosing such representation will be clear from what follows. The use of the vector part of quaternions Δq and $\Delta \mu$ allows us to reduce the dimension of the state vector when estimating, and their normalization is carried out in accordance with the formula (40).

2.3.2. Linearization of dynamic and measurement equations. In accordance with the general approach, the predicted estimate of the state vector $\hat{x}_{k+1|k}$ is calculated by numerically integrating equations (7), (14)–(16), (18), (20) over the interval $[t_k, t_{k+1}]$ under the initial condition $\tilde{x}(t_k) = \hat{x}_k$, where $\hat{x}_k$ is the state vector estimate obtained at time k . When using the vector part Δq_v and $\Delta \mu_v$ to specify quaternion increments, the increment vector $\Delta x = (\Delta \omega^T, \Delta q^T, \Delta p^T, \Delta r_T^T, \Delta \rho^T, \Delta \mu^T)^T \in R^{19}$ of the state vector, is uniquely characterized by the truncated vector of smaller dimension

$$\delta x = (\Delta \omega^T, \Delta q_v^T, \Delta p^T, \Delta r_T^T, \Delta \rho^T, \Delta \mu_v^T)^T \in R^{17}. \quad (42)$$

Therefore, to calculate at time $(k+1)$ a correction increment Δx_{k+1} for evaluation $\hat{x}_{k+1|k}$ in accordance with the measurement results, it is sufficient to know δx_{k+1} only.

We obtain a linear differential equation that approximately describes the evolution of the increment vector δx . For equations (14), assuming

$$\omega(t) = \tilde{\omega}(t) + \Delta \omega(t), \quad p(t) = \tilde{p}(t) + \Delta p(t),$$

we get in matrix notations

$$\Delta \dot{\omega} = A_\omega(\tilde{\omega}, \tilde{p}) \Delta \omega + A_p(\tilde{\omega}, \tilde{p}) \Delta p. \quad (43)$$

Here, matrices

$$A_\omega(\omega, p) = \begin{pmatrix} 0 & p_1^{-1}(p_2 - 1)\omega_3 & p_1^{-1}(p_2 - 1)\omega_2 \\ p_2^{-1}(1 - p_1)\omega_3 & 0 & p_2^{-1}(1 - p_1)\omega_1 \\ (p_1 - p_2)\omega_2 & (p_1 - p_2)\omega_1 & 0 \end{pmatrix},$$

$$A_p(\omega, p) = \begin{pmatrix} -p_1^{-2}(p_2 - 1)\omega_2\omega_3 & p_1^{-1}\omega_2\omega_3 \\ -p_2^{-2}(1 - p_1)\omega_1\omega_3 & -p_2^{-1}(1 - p_1)\omega_1\omega_3 \\ \omega_1\omega_2 & -\omega_1\omega_2 \end{pmatrix}.$$

For equation (15), obviously, we have

$$\Delta \dot{p} = 0. \quad (44)$$

Using equation (16), we obtain a differential equation for Δq_v . From (41), considering $\tilde{q}$ as an estimate of q , we obtain $\Delta q = \tilde{q} \circ q$. Differentiating this expression, we have

$$\Delta \dot{q} = \dot{\tilde{q}} \circ q + \tilde{q} \circ \dot{q}. \quad (45)$$

We get $\dot{\tilde{q}} \circ \tilde{q} + \tilde{q} \circ \dot{\tilde{q}} = 0$, differentiating the identity $\tilde{q} \circ \tilde{q} = 1$. Hence, we have

$$\dot{\tilde{q}} = -\tilde{q} \circ \dot{\tilde{q}} \circ \tilde{q}. \quad (46)$$

By definition

$$\dot{\tilde{q}} = 0.5\tilde{q} \circ \tilde{\omega}. \quad (47)$$

Substituting (47) into (46) and then (46) into (45), taking into account representation (41), we obtain

$$\begin{aligned} \Delta \dot{q} &= \tilde{q} \circ \dot{q} - \tilde{q} \circ \dot{\tilde{q}} \circ \tilde{q} \circ q = \\ &= 0.5\tilde{q} \circ \tilde{q} \circ \Delta q \circ (\tilde{\omega} + \Delta\omega) - 0.5\tilde{q} \circ \tilde{q} \circ \tilde{\omega} \circ \tilde{q} \circ \tilde{q} \circ \Delta q = \\ &= 0.5(\Delta q \circ \tilde{\omega} - \tilde{\omega} \circ \Delta q) + 0.5\Delta q \circ \Delta\omega = \\ &= -[\tilde{\omega} \times] \Delta q_v + 0.5\tilde{Q}(\Delta\omega) \Delta q. \end{aligned} \quad (48)$$

Let us estimate the right side of (48). Neglecting the terms of the smallness order higher than the first, using estimates (39) and expression (9) for the matrix $\tilde{Q}(q)$, we obtain

$$\tilde{Q}(\Delta\omega) \Delta q = \begin{pmatrix} 0 & -\Delta\omega^T \\ \Delta\omega & -[\Delta\omega \times] \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Delta q_0 \\ \Delta q_v \end{pmatrix} \approx \begin{pmatrix} 0 \\ \Delta\omega \end{pmatrix}.$$

Taking into account the last equality, from (48) we obtain

$$\Delta \dot{q}_v \approx -[\tilde{\omega} \times] \Delta q_v + 0.5\Delta\omega, \quad \Delta \dot{q}_0 \approx 0. \quad (49)$$

For the remaining constant parameters ρ , r_T , and μ , one can obtain the following equations

$$\Delta \dot{\rho} = 0, \Delta \dot{r}_T = 0, \Delta \dot{\mu}_v = 0. \quad (50)$$

Combining equations (43), (44), (49), and (50), we obtain an equation describing the change in time of the vector δx in the linear approximation

$$\delta \dot{x} = \begin{pmatrix} A(\tilde{\omega}, \tilde{p}) & \Theta_{8 \times 9} \\ \Theta_{9 \times 8} & \Theta_{9 \times 9} \end{pmatrix} \delta x, \quad (51)$$

where 8×8 -matrix

$$A(\omega, p) = \begin{pmatrix} A_\omega(\omega, p) & \Theta_{3 \times 3} & A_p(\omega, p) \\ 0.5I_3 & -[\omega \times] & \Theta_{3 \times 2} \\ \Theta_{2 \times 3} & \Theta_{2 \times 3} & \Theta_{2 \times 2} \end{pmatrix}.$$

Let us assume that at time moment t_k vector

$$\delta x(t_k) = \delta x_k \in \delta E_k = E(0, H_k).$$

Then, in accordance with the approach described in Section 2.2, for the matrix A_{k+1} used in calculating the matrix $H_{k+1|k}$ of ellipsoid $\delta E_{k+1|k} = E(0, H_{k+1|k})$ by virtue of (51) and (35), we take the following expression

$$A_{k+1} = \begin{pmatrix} \exp(A_{k+1/2} \Delta) & \Theta_{8 \times 9} \\ \Theta_{9 \times 8} & I_9 \end{pmatrix}, \quad (52)$$

Here, $A_{k+1/2} = A(\hat{\omega}_{k+1/2}, \hat{p}_k)$, $\hat{\omega}_{k+1/2} = 0.5(\hat{\omega}_{k+1|k} + \hat{\omega}_k)$. The ellipsoid $\delta E_{k+1|k}$ ($\delta E_{k+1|k} \subset R^{17}$) contains the possible values of the vector $\delta x_{k+1|k}$.

Let us linearize the functions $g_j(x)$, appearing in the measurement equations (23) and (24), at a point $\hat{x}_{k+1|k}$ with respect to the vector δx . To do this, we substitute the terms of estimates and their increments into the function expressions. The terms linear on δx will contain the required gradients of the functions $g_j(x)$.

For equation (23), considered for the time moment $k+1$, we have

$$\begin{aligned} \tilde{r}_{k+1} &= \hat{r}_{k+1|k} + \Delta r + R(\hat{q}_{k+1|k} \circ \Delta q)(\hat{\rho}_{k+1|k} + \Delta \rho) + \xi_{k+1}^r = \\ &= \hat{r}_{k+1|k} + \Delta r + R(\hat{q}_{k+1|k})R(\Delta q)(\hat{\rho}_{k+1|k} + \Delta \rho) + \xi_{k+1}^r \approx \\ &\approx \hat{r}_{k+1|k} + \Delta r + R(\hat{q}_{k+1|k})(I_3 + 2[\Delta q_v \times])(\hat{\rho}_{k+1|k} + \Delta \rho) + \xi_{k+1}^r \approx \\ &\approx \hat{r}_{k+1|k} + R(\hat{q}_{k+1|k})\hat{\rho}_{k+1|k} + \Delta r + R(\hat{q}_{k+1|k})\Delta \rho - 2R(\hat{q}_{k+1|k}) \times \\ &\quad \times [\hat{\rho}_{k+1|k} \times] \Delta q_v + \xi_{k+1}^r. \end{aligned} \quad (53)$$

When obtaining the last equality, expression (22) for the matrix $R(q)$ and assumption (39) were used.

For equation (24) we get

$$\begin{aligned} \tilde{\eta}_{k+1} &= q_{k+1} \circ \mu_{k+1} + \xi_{k+1}^\eta = \hat{q}_{k+1|k} \circ \Delta q \circ \Delta \mu \circ \hat{\mu}_{k+1|k} + \xi_{k+1}^\eta = \\ &= \hat{q}_{k+1|k} \circ \Delta \eta \circ \hat{\mu}_{k+1|k} + \xi_{k+1}^\eta, \end{aligned} \quad (54)$$

where

$$\Delta \eta = \Delta q \circ \Delta \mu.$$

Using the quaternion multiplication formula (4), assumption (39), and similar assumptions for $\Delta \mu_0$ and $\Delta \mu_v$, we obtain

$$\Delta \eta_0 = \Delta q_0 \cdot \Delta \mu_0 - (\Delta q_v, \Delta \mu_v) \approx \Delta q_0 \cdot \Delta \mu_0 \approx 1,$$

$$\Delta \eta_v = \Delta q_0 \cdot \Delta \mu_v + \Delta \mu_0 \cdot \Delta q_v + \Delta q_v \times \Delta \mu_v \approx \Delta \mu_v + \Delta q_v.$$

Hence,

$$\Delta\eta = \begin{pmatrix} \Delta\eta_0 \\ \Delta\eta_v \end{pmatrix} \approx \begin{pmatrix} 1 \\ \Delta q_v + \Delta\mu_v \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 \\ \Theta_{3 \times 1} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 \\ \Delta q_v + \Delta\mu_v \end{pmatrix}.$$

Substituting this expression into (54), we obtain

$$\begin{aligned} \tilde{\eta}_{k+1} &\approx \hat{q}_{k+1|k} \circ \hat{\mu}_{k+1|k} + \hat{q}_{k+1|k} \circ \begin{pmatrix} 0 \\ \Delta q_v + \Delta\mu_v \end{pmatrix} \circ \hat{\mu}_{k+1|k} + \xi_{k+1}^\eta = \\ &= \hat{q}_{k+1|k} \circ \hat{\mu}_{k+1|k} + Q(\hat{q}_{k+1|k}) \bar{Q}(\hat{\mu}_{k+1|k}) \begin{pmatrix} 0 \\ \Delta q_v + \Delta\mu_v \end{pmatrix} + \xi_{k+1}^\eta = \\ &= \hat{\mu}_{k+1|k} \circ \hat{q}_{k+1|k} + \Gamma(\hat{q}_{k+1|k}, \hat{\mu}_{k+1|k}) \Delta q_v + \\ &\quad + \Gamma(\hat{q}_{k+1|k}, \hat{\mu}_{k+1|k}) \Delta\mu_v + \xi_{k+1}^\eta, \end{aligned} \quad (55)$$

where 4×3 -matrix

$$\Gamma(q, \mu) = \begin{pmatrix} -q_0 \mu_v^T - \mu_0 q_v^T - ([\mu_v \times] q_v)^T \\ \mu_0 q_0 I_3 + \mu_0 [q_v \times] - q_0 [\mu_v \times] - [q_v \times] [\mu_v \times] - q_v \mu_v^T \end{pmatrix}.$$

From expressions (53), (55) and restrictions on measurement noise, we obtain that the components of the increment vector δx must satisfy the following 7 inequalities

$$\begin{aligned} &\|\tilde{r}_{k+1} - \hat{r}_{k+1|k} - R(\hat{q}_{k+1|k}) \hat{\rho}_{k+1|k} - \Delta r - R(\hat{q}_{k+1|k}) \Delta \rho + \\ &\quad + 2R(\hat{q}_{k+1|k}) [\hat{\rho}_{k+1|k} \times] \Delta q_v\|_\infty \leq c^r, \\ &\|\tilde{\eta}_{k+1} - \hat{q}_{k+1|k} \circ \hat{\mu}_{k+1|k} - \Gamma(\hat{q}_{k+1|k}, \hat{\mu}_{k+1|k}) \Delta q_v - \\ &\quad - \Gamma(\hat{q}_{k+1|k}, \hat{\mu}_{k+1|k}) \Delta\mu_v\|_\infty \leq c^\eta. \end{aligned} \quad (56)$$

These inequalities can be rewritten in the following standard form

$$\|\Delta y_{k+1}^r - H_{r,k+1} \delta x\|_\infty \leq c^r, \quad (57)$$

$$\|\Delta y_{k+1}^\eta - H_{\eta,k+1} \delta x\|_\infty \leq c^\eta. \quad (58)$$

Here,

$$\begin{aligned} \Delta y_{k+1}^r &= \tilde{r}_{k+1} - \hat{r}_{k+1|k} - R(\hat{q}_{k+1|k}) \hat{\rho}_{k+1|k}, \\ H_{r,k+1} &= [\Theta_{3 \times 3} \quad -2R(\hat{q}_{k+1|k}) [\hat{\rho}_{k+1|k} \times] \quad \Theta_{3 \times 2} \\ &\quad I_3 \quad R(\hat{q}_{k+1|k}) \quad \Theta_{3 \times 3}], \\ \Delta y_{k+1}^\eta &= \tilde{\eta}_{k+1} - \hat{q}_{k+1|k} \circ \hat{\mu}_{k+1|k}, \\ H_{\eta,k+1} &= [\Theta_{4 \times 3} \quad \Gamma(\hat{q}_{k+1|k}, \hat{\mu}_{k+1|k}) \quad \Theta_{4 \times 2} \\ &\quad \Theta_{4 \times 3} \quad \Gamma(\hat{q}_{k+1|k}, \hat{\mu}_{k+1|k})]. \end{aligned}$$

Note that (56) contains 4 inequalities that must be satisfied using only three variables, namely, by

the vector $\Delta q_v + \Delta\mu_v$ of dimension 3. In the general case, these inequalities may turn out to be inconsistent, i.e., the solution area may be empty. Therefore, at the numerical solution, when finding the intersection with the ellipsoid, three of these four inequalities were chosen, but in such a way that the discrepancy for the not considered inequality was minimal.

2.4. Problem solution algorithm. We consider the estimate of the state vector $\hat{x}_k$ and the matrix $H_k = H_k^T > 0$ of the ellipsoid δE_k to be known. Let us describe the procedure for calculating the estimate $\hat{x}_{k+1}$.

1. Numerically integrate equations (14) and (16) in real time on the interval $[t_k, t_{k+1}]$ under the initial condition $\hat{x}_k$ to calculate estimates $\hat{\omega}_{k+1|k}$ and $\hat{q}_{k+1|k}$. For the remaining components of the state vector, we assume $\hat{\mu}_{k+1|k} = \hat{\mu}_k$, $\hat{p}_{k+1|k} = \hat{p}_k$, $\hat{\rho}_{k+1|k} = \hat{\rho}_k$, and $\hat{r}_{T,k+1|k} = \hat{r}_{T,k}$.

2. At the time moment t_{k+1} , we calculate the matrix A_{k+1} in accordance with (52) and the matrix $H_{k+1|k}$ of the ellipsoid $\delta E_{k+1|k}$.

3. An ellipsoid $\delta E_{k+1}(\delta \hat{x}_{k+1}, H_{k+1})$ is constructed that contains the intersection of the ellipsoid $\delta E_{k+1|k}$ and the layers corresponding to inequalities (57) and (58), taken for the time moment $k+1$, as proposed in subsection 2.2. The center of the obtained ellipsoid δE_{k+1} , vector $\delta \hat{x}_{k+1}$ (in the general case $\delta \hat{x}_{k+1} \neq 0$) will satisfy the linearized inequalities (57) and (58).

4. Using increment vector

$$\delta \hat{x}_{k+1} = (\Delta \hat{\omega}_{k+1}^T, \Delta \hat{q}_{v,k+1}^T, \Delta \hat{p}_{k+1}^T, \Delta \hat{r}_{T,k+1}^T, \Delta \hat{\rho}_{k+1}^T, \Delta \hat{\mu}_{v,k+1}^T)^T,$$

calculate the vector

$$\hat{x}_{k+1} = (\hat{\omega}_{k+1}^T, \hat{q}_{k+1}^T, \hat{p}_{k+1}^T, \hat{r}_{T,k+1}^T, \hat{\rho}_{k+1}^T, \hat{\mu}_{k+1}^T)^T$$

according to the following formulas:

$$\begin{aligned} \hat{\omega}_{k+1} &= \hat{\omega}_{k+1|k} + \Delta \hat{\omega}_{k+1}, \\ \hat{p}_{k+1} &= \hat{p}_{k+1|k} + \Delta \hat{p}_{k+1}, \\ \hat{r}_{T,k+1} &= \hat{r}_{T,k+1|k} + \Delta \hat{r}_{T,k+1}, \\ \hat{\rho}_{k+1} &= \hat{\rho}_{k+1|k} + \Delta \hat{\rho}_{k+1}. \end{aligned}$$

The quaternion $\hat{q}_{k+1}$ is calculated as follows:

$$\hat{q}_{k+1} = \hat{q}_{k+1|k} \circ \Delta \hat{q}_{k+1} = Q(\hat{q}_{k+1|k}) \Delta \hat{q}_{k+1},$$

where

$$\Delta \hat{q}_{k+1} = (\Delta \hat{q}_{0,k+1}, \Delta \hat{q}_{v,k+1}^T)^T,$$

$$\Delta \hat{q}_{0,k+1} = \sqrt{1 - \|\Delta \hat{q}_{v,k+1}\|^2}.$$

The quaternion $\hat{\mu}_{k+1}$ is calculated similarly:

$$\hat{\mu}_{k+1} = \Delta\hat{\mu}_{k+1} \circ \hat{\mu}_{k+1|k} = \bar{Q}(\hat{\mu}_{k+1|k})\Delta\hat{\mu}_{k+1},$$

where

$$\Delta\hat{\mu}_{k+1} = (\Delta\hat{\mu}_{0,k+1}, \Delta\hat{\mu}_{v,k+1}^T)^T,$$

$$\Delta\hat{\mu}_{0,k+1} = \sqrt{1 - \|\Delta\hat{\mu}_{v,k+1}\|^2}.$$

5. The increment vector $\delta\hat{x}_{k+1}$ was used for calculation of the vector $\hat{x}_{k+1}$. So, we set $\delta E_{k+1} = E(0, H_{k+1})$.

The estimation process will stop when $\delta\hat{x}_{k+1} = 0$, i.e., when the calculated estimates, i.e., the vector $\hat{x}_{k+1|k}$ will satisfy the inequalities (57) and (58) associated with measurements.

The properties of the described algorithm were studied using numerical simulation.

3. NUMERICAL SIMULATION OF THE ALGORITHM FOR ESTIMATING THE RELATIVE POSITION OF THE SATELLITE

The data from [3] were taken as a model example. The principal moments of inertia of the satellite were $J_1 = 4.0 \text{ kgm}^2$, $J_2 = 8.0 \text{ kgm}^2$, $J_3 = 5.0 \text{ kgm}^2$. The simulation of the estimation algorithm was carried out for different initial values of the angular velocity vector $\omega(t_0)$, whose components $\omega_j(t_0)$, $j = 1:3$, were chosen randomly from the interval $[-1, 1]$ rad/sec. The initial attitude quaternion $q(t_0)$ of the NSC principal inertia axes relative to the inertial reference frame was chosen in a similar way. Its components $q_j(t_0)$, $j = 0:3$, were selected from the interval $[-1, 1]$. The resulting quaternion was normalized. The constant quaternion μ of the orientation of the graphical reference frame relative to the principal reference frame was chosen in the same way. The position of the graphical reference frame in the NSC principal reference frame was given by the vector $\rho = (0.15, 0.0, 0.0)^T$. The position of the origin of the principal reference frame in the inertial reference frame was characterized by a constant vector $r_T = (10.0, 1.0, 2.0)^T$. These values were considered unknown and were used when integrating equations (14) and (16) to calculate the so-called true values of these parameters and to form the measured values of the distance $\tilde{r}_k$ and $\tilde{\eta}_k$. Measurement noises ξ_k^r and ξ_k^η were generated as a random process of the white noise type, uniformly distributed in the intervals $[-c^r, c^r]$ and $[-c^\eta, c^\eta]$, respectively. The maxi-

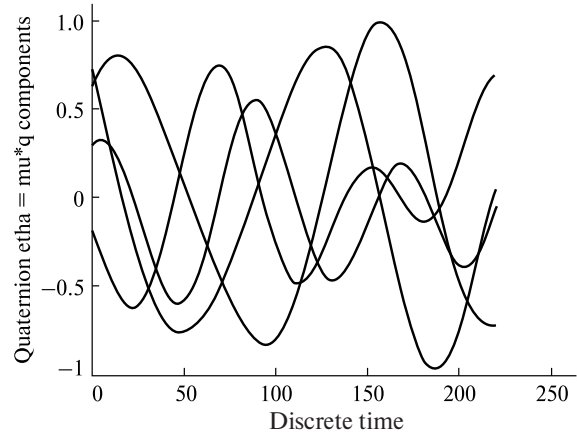


Figure 2. Variation in time of the components of the attitude quaternion of the graphical reference frame

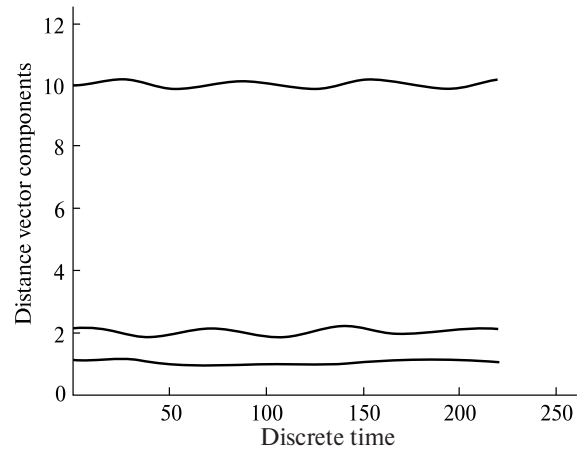


Figure 3. Variation in time of the components of the distance vector to the origin of the graphical reference frame

imum values of measurement noise are $c^r = 0.02 \text{ m}$ and $c^\eta = 0.06$, which corresponds to the accuracy of determining the position of 2 cm and orientation within 3° of the Euler angles. The measurement period Δ was chosen to be proportional to the norm of the initial angular velocity vector with a step of 0.5 seconds. The duration of the estimation process was 220 discrete time cycles.

Plots of the coordinates of the attitude quaternion $\eta(t)$, as well as the components of the distance vector $r(t)$ at the initial values of the angular velocity $\omega(t_0) = (0.09, -0.05, 0.04)^T$ and the attitude quaternion $q(t_0) = (0.1005, 0.5025, 0.3015, 0.8040)^T$, are shown in Fig. 2 and 3, respectively. It was chosen

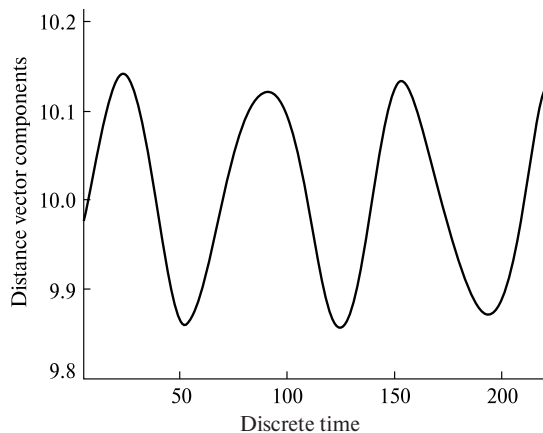


Figure 4. Change in time of the 1-st component of the vector $r(t)$

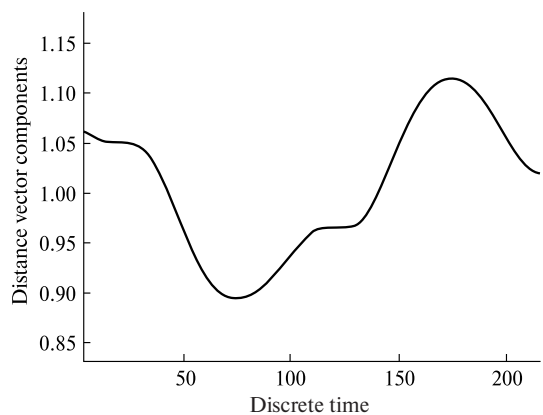


Figure 5. Change in time of the 3-rd component of the vector $r(t)$

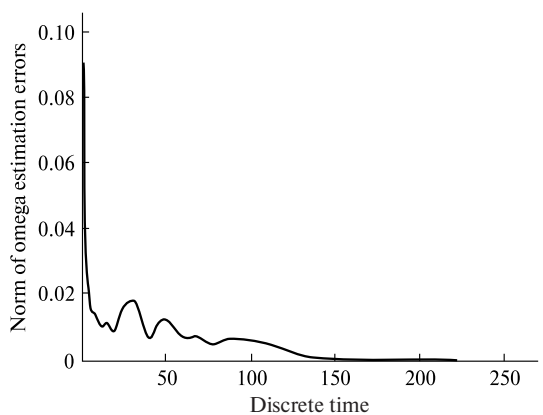


Figure 6. Variation in time of angular velocity estimation error $e_k^\omega = \|\omega(t_k) - \hat{\omega}_k\|_\infty$

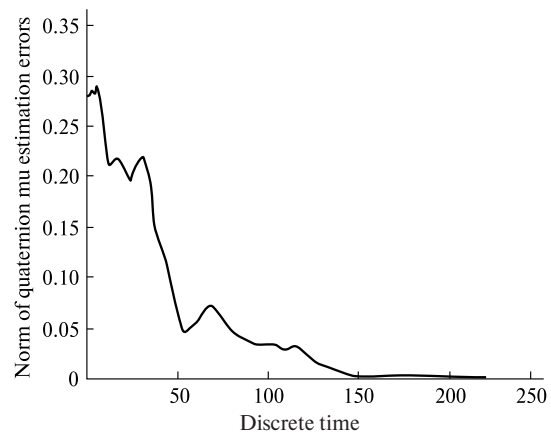


Figure 7. Variation in time of quaternion estimation error $e_k^q = \|q(t_k) - \hat{q}_k\|_\infty$

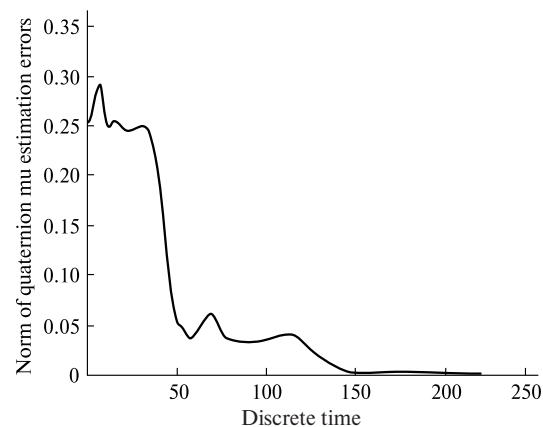


Figure 8. Variation in time of quaternion estimation error $e_k^\mu = \|\mu - \hat{\mu}_k\|_\infty$

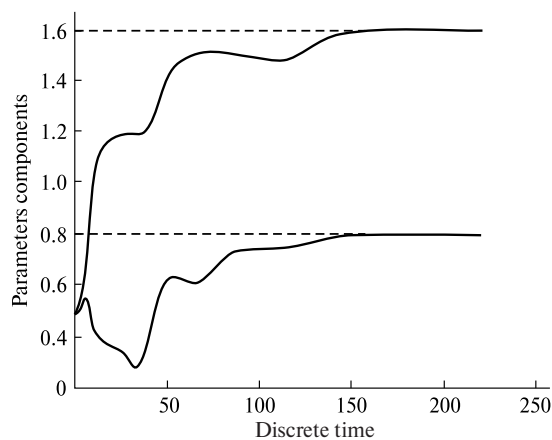


Figure 9. Change of parameter estimates $\hat{p}_{1,k}$ and $\hat{p}_{2,k}$ with time

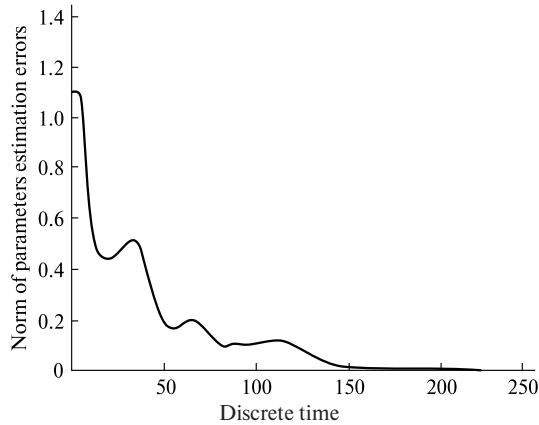


Figure 10. Time variation of parameter estimation error $e_k^p = \|p^* - \hat{p}_k\|_\infty$

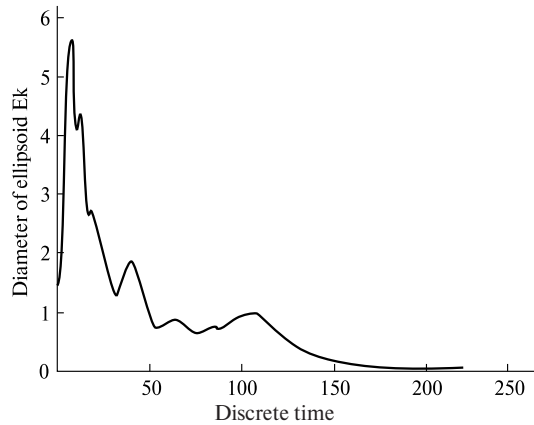


Figure 11. Change in time of the norm of matrix H_k of the ellipsoid δE_k

$H_0 = 1 \cdot I$ and $\Delta = 1$ sec in this example. The initial estimate of the quaternion were $\hat{\mu}_0 = (1, 0, 0, 0)^T$, $\hat{q}_0 = \check{\eta}_0$, $\hat{r}_{T,0} = \check{r}_0$. The initial estimate of the moment inertia ratio vector was $\hat{p}_0 = (\hat{p}_{1,0}, \hat{p}_{2,0})^T = (0.5, 0.5)^T$. The remaining elements of the vector $\hat{x}_0$ were chosen to be zero. The true values of the inertia moment ratios were the following $p_1^* = J_1 J_3^{-1} = 0.8$, $p_2^* = J_2 J_3^{-1} = 1.6$, i.e., the true vector of parameters $p^* = (p_1^*, p_2^*)^T = (0.8, 1.6)^T$.

The relatively small change of the distance vector components is due to the small value of the vector p . This change is rather complex, as shown in Fig. 4 and 5, which show the change of the first component in Fig. 4 and the third one in Fig. 5.

This is due to the fact that the initial conditions for the angular velocity were such that the coordinates of the angular velocity vector in the NSC principal reference frame do not remain constant. This means that the angular velocity vector changes its position relative to this frame and, therefore, in the considered case, the free rotation of the NSC is not rotation around the fixed axis.

Estimation errors of the NSC angular velocity vector, $e_k^\omega = \|\omega(t_k) - \hat{\omega}_k\|_\infty$ and the NSC attitude quaternion $e_k^q = \|q(t_k) - \hat{q}_k\|_\infty$ at discrete times $t_k = k \cdot \Delta t$ obtained by the proposed estimation algorithm, are shown in Fig. 6 and Fig. 7, respectively.

The angular velocity estimation error at the end of the algorithm operation interval did not exceed 0.0003 rad/sec, which is no more than 0.3 % of the nominal value. The estimation accuracy of quaternions $q(t)$ and μ at the end of the estimation process reached the value of 0.004. The plot of the estimation error of the quaternion μ and the change of the parameter estimates $\hat{p}_{1,k}$ and $\hat{p}_{2,k}$ with time are shown in Fig. 8 and 9, respectively.

The change of the estimation error $e_k^p = \|p^* - \hat{p}_k\|_\infty$ of the vector of the NSC inertia moments ratios is shown in Fig. 10. The steady value of the estimation error did not exceed 0.003.

The plot of the norm $\|H_k\|_2 = \sqrt{\lambda_k^{\max}}$ of matrix H_k of the ellipsoid δE_k , where $\lambda_k^{\max}$ is the maximum eigenvalue of the matrix H_k , is shown in Fig. 11. From the consideration of transient processes in Fig. 6–10 it follows that the time of the transient process does not exceed 180 cycles, in the case under consideration it is 180 seconds, i.e., 3 minutes.

4. CONCLUSIONS

The results of the numerical simulation showed the operability and efficiency of using the proposed ellipsoidal filter in solving the estimation problem of parameters of the NSC relative rotational motion. As it follows from the simulation results, the use of the proposed estimation technique allows not only increase the accuracy of the measured parameters (distance vector and attitude quaternion) by order of magnitude but also to obtain rather accurate estimates of all other motion parameters. In this paper, we deliberately considered a simplified case in which the measuring device remained stationary

since it was necessary to find out the fundamental possibility of using the ellipsoidal estimation method to solve the formulated problem. To consider the case when the measuring device is also installed on a spacecraft that can perform maneuvers near the NSC, it is necessary to use additionally the equations of the relative orbital motion of the two spacecrafts.

There are a number of questions related to the application of the proposed estimation algorithm. Namely, the determination of the areas of initial values of the motion of the NSC, at which the algorithm

converges, the choice of the algorithm parameters, etc., are planned to be considered in the course of continuing this work. The information provided by the algorithm is necessary for planning the SSC rendezvous and capture trajectories in compliance with safety requirements.

This work contains results of the project No. 09/22/2 funded in a framework of the “Target Comprehensive Program of the National Academy of Sciences of Ukraine for Scientific Space Research in 2018-2022”.

REFERENCES

1. Aghili F., Kuryllo M., Okouneva G., English Ch. (2011). Fault-tolerant position/attitude estimation of free-floating space objects using a laser range sensor. *IEEE Sensors J.*, **11**, № 1, 176—185.
2. Aghili F., Su C. (2016). Robust relative navigation by integration of ICP and adaptive Kalman filter using laser scanner and IMU. *IEEE/ASME Transactions on Mechatronics*, **21**, № 4, 2015—2026. DOI: 10.1109/TMECH.2016.2547905.
3. Aghili F. (2012). A prediction and motion-planning scheme for visually guided robotic capturing of free-floating tumbling objects with uncertain dynamics. *IEEE Transactions on Robotics*, **28**, № 3, 634—649.
4. Aghili F., Parsa K. (2009). Motion and parameter estimation of space objects using laser-vision data. *J. Guidance, Control, and Dynamics*, **32**, № 2, 537—549. DOI: 10.2514/1.37129.
5. Aghili F. (2010). Automated rendezvous & docking without impact using a reliable 3D vision system. *Guidance, Navigation, and Control Conference*, 2-5 August 2010, Toronto, Ontario Canada. <https://doi.org/10.2514/6.2010-7602>
6. Amel'kin N. I. (2012). *Rigid body dynamics*. Moscow: MIPT, 80 p. URL: https://studylib.ru/doc/1678659/n.i.-amel._kin-dinamika-tverdogo-tela (Last accessed: 01.02.2023). [in Russian].
7. Arulampalam M. S., Maskell S., Gordon N., Clapp T. (2002). A tutorial on particle filters for online nonlinear/non-Gaussian bayesian tracking. *IEEE Transactions on Signal processing*, **50**, № 2, 174—188.
8. Balahoncov V. G., Ivanov V. A., Shabanov V. I. (1973). *Approaching in space*. Moscow: Voenizdat, 240 p. [in Russian].
9. Blanchini F., Miani S. (2015). *Set-theoretic methods in control*. Switzerland: Springer International Publishing.
10. Bragazin A. F. (2018). *Control of spacecraft approaching (navigation, guidance, motion correction)*. Koroljov: RKK “Jener-gija”, 470 p. [in Russian].
11. Capuano V., Kim K., Hu J., Harvard A., Chung S. (2018). Monocular-based pose determination of uncooperative known and unknown space objects. *Proceedings of the 69th International Astronautical Congress (IAC)*. Bremen, Germany, 1-5 October 2018.
12. Chabane S. B., Maniu C. S., Alamo T., Camacho E. F., Dumur D. (2014). A new approach for guaranteed ellipsoidal state estimation. *Preprints of the 19th World Congress. The International Federation of Automatic Control*. Cape Town, South Africa. August 24—29, 2014. pp. 6533—6538.
13. Cheng Y., Crassidis J. L. (2010). Particle filtering for attitude estimation using a minimal local-error representation. *J. Guidance, Control, and Dynamics*, **33**, № 4, 1305—1310. <https://doi.org/10.2514/1.47236>
14. Chernousko F. L. (1994). *State estimation for dynamic systems*. Boca Raton: CRC Press.
15. Crassidis J. L., Markley F. L., Cheng Y. (2007). Survey of nonlinear attitude estimation methods. *J. Guidance, Control and Dynamics*, **30**, No. 1, 12—28. <https://doi.org/10.2514/1.22452>
16. D'Amico S., Benn M., Jrgensen J. L. (2014). Pose estimation of an uncooperative spacecraft from actual space imagery. *Int. J. Space Science and Engineering*, **2**, № 2, 171—189. DOI: 10.1504/IJSPACESE.2014.060600
17. Dementhon D. F., Davis L. S. (1995). Model-based object pose in 25 lines of code. *International J. Computer Vision*, **15**, 123—141. <https://doi.org/10.1007/BF01450852>.
18. Espinoza A. T., Setterfield T. P. (2019). Point-to-CAD 3D registration algorithm for relative navigation using depth-based maps. 2019 IEEE Aerospace Conference, 1—7. DOI: 10.1109/AERO.2019.8742148.
19. Farrell J. A. (2008). *Aided navigation. GPS with high rate sensors*. New York: The McGraw-Hill Companies, 553 p.
20. Fehse W. (2003). *Automated rendezvous and docking of spacecraft*. Cambridge: Cambridge University Press, 517 p.

21. Grishin V. A., Zhukov B. S. (2020). Peculiarities of image recognition at its application to relative navigation tasks at spacecraft docking. *Modern problems of Earth Remote Control*, **17**, № 7, 58—66 [in Russian].
22. Gubarev V., Salnikov N., Melnychuk S., Shevchenko V., Maksymyuk L. (2021). Special cases in determining the spacecraft position and attitude using computer vision system. *Chapter 10 in the book "Advanced Control Systems: Theory and Applications"*. River Publishers Series in Automation, Control and Robotics. pp. 289—316.
23. Ivanov D. S., Karpenko S. O., Ovchinnikov M. Ju., Sakovich M. A. (2012). Relative motion determination of satellites at their separation on results of videoimages processing. *Preprints of Keldysh IAM*. № 057, 24 p.
24. *Kalman Filtering and Neural Networks* (2001). (edited by S. Haykin). New York, Toronto: John Wiley&Sons, Inc., 284 p.
25. Kelsey J. M., Byrne J., Cosgrove M., Seereeram S., Mehra R. K. (2006). Vision-based relative pose estimation for autonomous rendezvous and docking. *2006 IEEE Aerospace Conference*. pp. 20—39. DOI: 10.1109/AERO.2006.1655916.
26. Koshkin N., Melikyants S., Korobeinikova E., Shakun L., Strakhova S., Kashuba V., Romanyuk Ya., Terpan S. (2019). Simulation of the orbiting spacecraft to analysis and understand their rotation based on photometry. *Odessa Astronomical Publications*, **32**, 158—161. DOI: <http://dx.doi.org/10.18524/1810-4215.2019.32.183899>.
27. Koshkin N., Shakun L., Kozhukhov O., Kozhukhov D., Mamarev V., Prysiazyani V., Ozeryan A., Bilinsky A., Kudak V., Neubauer I. (2021). Simultaneous multi-site photometry of leo satellites for rotation characterization. *Proceedings of the 8th European Conference on Space Debris*. Darmstadt, Germany, 20—23 April 2021. <http://conference.sdo.esoc.esa.int>.
28. Kuntzevich V. M., Lychak M. (1981). *Guaranteed Estimates, Adaptation and Robustness in Control Systems*. Berlin, New York: Springer-Verlag.
29. Kurzhanski A. B., Valyi I. (1997). *Ellipsoidal Calculus for Estimation and Control*. Boston: Birkhauser.
30. Leffens E. J., Markley F. L., Shuster M. D. (1982). Kalman filtering for spacecraft attitude estimation. *J. Guidance*, **5**, № 5, 417—429.
31. Liang H., Wang J., Wang Y., Huo W. (2020). Monocular-vision-based spacecraft relative state estimation under dual number algebra. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part G: J. Aerospace Engineering*, **234**, 221—235. DOI:10.1177/0954410019864754.
32. Markley F. L., Crassidis J. L. (2014). *Fundamentals of spacecraft attitude determination and control*. New York: Springer Science+Business Media.
33. Markley F. L. (2003). *Multiplicative versus additive filtering for spacecraft attitude determination*. URL: <https://ntrs.nasa.gov/citations/20040037784>. (Last accessed 01.02.2023).
34. Masutani Y., Iwatsu T., Miyazaki F. (1994). Motion estimation of unknown rigid body under no external forces and moments. *Proceedings of the 1994 IEEE International Conference on Robotics and Automation*, **2**, 1066—1072. doi: 10.1109/ROBOT.1994.351227.
35. Moghaddam B. M., Chhabra R. (2021). On the guidance, navigation and control of in-orbit space robotic missions: A survey and prospective vision. *Acta Astronautica*, **184**, 70—100. <https://doi.org/10.1016/j.actaastro.2021.03.029>.
36. Molina Saqui J. C., Tkachev S. S. (2021). Kalman filter application for the angular motion estimation by video processing. *Keldysh IAM Preprints*, № 27, 27 p. <https://doi.org/10.20948/prepr-2021-27-e>
37. Nocerino A., Opromolla R., Fasano G., Grassi M. (2021). LIDAR-based multi-step approach for relative state and inertia parameters determination of an uncooperative target. *Acta Astronautica*, **181**, 662—678. <https://doi.org/10.1016/j.actaastro.2021.02.019>
38. Opromolla R., Fasano G., Rufino G., Grassi M. (2017). A review of cooperative and uncooperative spacecraft pose determination techniques for close proximity operations. *Progress in Aerospace Sciences*, **93**, 53—72.
39. Opromolla R., Nocerino A. (2019). Uncooperative spacecraft relative navigation with lidar-based unscented Kalman filter. *IEEE Access*, **7**, 180012—180026. DOI: 10.1109/ACCESS.2019.2959438.
40. Oumer N. W., Panin G. (2012). Tracking and pose estimation of non-cooperative satellite for on-orbit servicing. *Proceedings of the conference i-SAIRAS 2012. European Space Agency (ESA). i-SAIRAS*. 4-6 Sep 2012, Turin, Italy.
41. Pontrjagin L. S. (1982). *Ordinary differential equations*. Moscow: Nauka, 332 p. [in Russian].
42. Poznyak A., Polyakov A., Azhmyakov V. (2014). *Attractive ellipsoids in robust control*. Switzerland: Springer International Publishing.
43. Salnikov N. N., Melnychuk S. V., Gubarev V. F. (2018). Ellipsoidal pose estimation of an uncooperative spacecraft from video image data. *in book "Control Systems: Theory and Applications"*. River Publishers Series in Automation, Control and Robotics, 169—195.
44. Salnikov N. N. (2012). On one modification of linear regression estimation algorithm using ellipsoids. *J. Automation and Information Sci.*, **44**, № 3, 15—32.
45. Salnikov N. N. (2014). Estimation of State and Parameters of Dynamic System with the Use of Ellipsoids at the Lack of a Priori Information on Estimated Quantities. *J. Automation and Information Sci.*, **46**, № 4, 60—75.

46. Sarychev V. A., Paglione P., Guerman A. D. (2008). Stability of equilibria for a satellite subject to gravitational and constant torques. *J. Guidance Control and Dynamics*, **31**, № 2, 386—394.
47. Savchuk A.P., Fokov A.A. (2018). Determination of non-cooperative object parameters in orbital service tasks. *Technical Mechanics*, № 4, 30—45 [in Russian].
48. Schweppe F. C. (1973). *Uncertain dynamic systems*. Englewood Cliffs, N.J., Prentice-Hall, 563 p.
49. Segal S., Carmi A., Gurfil P. (2011). Vision-based relative state estimation of non-cooperative spacecraft under modeling uncertainty. *Aerospace Conference*. Piscataway (NJ): IEEE Publ., 1—8. DOI:10.1109/AERO.2011.5747479.
50. Shi J.-F., Ulrich S., Ruel S. (2017). Spacecraft pose estimation using principal component analysis and a monocular camera. *AIAA Guidance, Navigation, and Control Conference*. Grapevine, Texas, 9—13 January 2017, 1034.
51. Shijie Zh., Fenghua L., Xibin C., Liang H. (2010). Monocular vision-based two-stage iterative algorithm for relative position and attitude estimation of docking spacecraft. *Chinese J. Aeronautics*, **23**, № 2, 204—210.
52. Shor N. 3., Stecenko S. I. (1989). *Quadratic extremal problems and non-differential optimization*. Kiev: Naukova dumka, 208 p. [in Russian].
53. Stainfeld D., Rock S. M. (2009). Rigid body inertia estimation with applications to the capture of a tumbling satellite. *Proceedings of 19th AAS/AIAA Spaceflight Mechanics Meeting*. Savannah, GA, 343—356.
54. Volosov V., Salnikov N., Melnychuk S., Shevchenko V. (2021). Control synthesis of rotational and spatial spacecraft motion at approaching stage of docking. *Chapter 12 in the book "Advanced Control Systems: Theory and Applications"*. River Publishers Series in Automation, Control and Robotics. 331—364.
55. Volosov V. V., Tyutyunnik L. I. (2000). Development and analysis of robust algorithms for guaranteed ellipsoidal estimation of the state of multidimensional linear discrete dynamic systems. Part 1. *J. Automation and Information Sci.*, **32**, № 3, 37—46.
56. Volosov V. V., Tyutyunnik L. I. (2000). Development and analysis of robust algorithms for guaranteed ellipsoidal estimation of the state of multidimensional linear discrete dynamic systems. Part 2. *J. Automation and Information Sci.*, **32**, № 11, 13—23.
57. Volpe R., Sabatini M., Palmerini G. B. (2017). Pose and shape reconstruction of a noncooperative spacecraft using camera and range measurements. *Int. J. Aerospace Eng.*, **2017**, Article ID 4535316, 13 p. <https://doi.org/10.1155/2017/4535316>.
58. Yu X., Yu F., He Z. (2014). Stereo vision based relative state estimation for non-cooperative spacecraft with outliers. *Proceedings of the 33rd Chinese Control Conference*, 763—769. DOI: 10.1109/ChiCC.2014.6896723.

Стаття надійшла до редакції 16.02.2023

Після доопрацювання 16.02.2023

Прийнято до друку 04.04.2023

Received 16.02.2023

Revised 16.02.2023

Accepted 04.04.2023

М. М. Сальников, голов. наук. співроб., д-р фіз.-мат. наук

ORCID <https://orcid.org/0000-0001-9810-0963>

E-mail: salnikov.nikolai@gmail.com.

С. В. Мельничук, старш. наук. співроб., канд. техн. наук

ORCID <https://orcid.org/0000-0002-6027-7613>

E-mail: sergvik@ukr.net.

В. Ф. Губарев, зав. відділу, чл.-кор. НАН України, професор, д-р техн. наук

ORCID <https://orcid.org/0000-0001-6284-1866>

E-mail: v.f.gubarev@gmail.com.

Л. В. Максимюк, наук. співроб., канд. техн. наук

ORCID <https://orcid.org/0000-0002-2561-109X>

E-mail: hatahatky@gmail.com.

В. М. Шевченко, старш. наук. співроб., канд. фіз.-мат. наук

ORCID <https://orcid.org/0000-0002-1304-9124>

E-mail: vovan_16@ukr.net.

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

ОЦІНЮВАННЯ ПАРАМЕТРІВ ВІДНОСНОГО РУХУ НЕКООПЕРОВАНОГО КОСМІЧНОГО АПАРАТА ЗА ВІЗУАЛЬНОЮ ІНФОРМАЦІЄЮ

Розглянуто задачу визначення параметрів відносного руху некооперованого космічного апарата (НКА), що перебуває у вільному некерованому русі, за результатами вимірювання відстані до цього апарата та його кватерніона орієнтації. Припускається, що ці вимірювання виконуються системою технічного зору (СТЗ). Конкретний тип СТЗ не розглядається. Припускається, що СТЗ вимірює відстань та положення так званої графічної системи координат, яка жорстко закріплена на НКА. До параметрів відносного руху належать вектор відстані до центра мас НКА, кватерніон орієнтації головних осей інерції НКА відносно системи координат СТЗ, кватерніон орієнтації графічної системи координат відносно головної системи координат НКА, відношення моментів інерції, вектор положення центра мас у графічній системі координат. Задача вирішується за допомогою динамічного фільтра, оснований на методі еліпсоїдального оцінювання. Метод передбачає знання лише максимальних значень шуму вимірів, стохастичні характеристики шуму не передбачаються відомими і тому не використовуються. Властивості запропонованого алгоритму було продемонстровано за допомогою чисельного моделювання. Отримані результати планується використовувати для розробки, створення та випробування навігаційної системи зближення та стикування сервісного космічного апарата, що розробляється групою підприємств космічної галузі України під керівництвом ТОВ «Курс-Орбітал».

Ключові слова: параметри відносного руху, космічний апарат, оцінювання, відео.

<https://doi.org/10.15407/knit2023.03.034>
UDC: 629.764

A. V. GOLUBEK¹, Associate Professor at Department of Automatic Control Systems, Dr. Sci. in Engineering Sciences
E-mail: holubek@ftf.dnu.edu.ua

M. M. DRON¹, Professor at Department of Designing and Construction of Aircrafts, Dr. Sci. in Engineering Sciences
E-mail: nord@dnudp.ua

O. M. PETRENKO^{1,2}, Professor at Department of Radioelectronic Automation, Dr. Sci. in Engineering Sciences
E-mail: dnu.petrenko@gmail.com

¹ Oles Honchar Dnipro National University
72, Gagarina Ave., Dnipro, 49010 Ukraine

² Space Electric Thruster Systems
115, Gagarina Ave., Dnipro, 49050 Ukraine

ESTIMATION OF THE POSSIBILITY OF USING ELECTRIC PROPULSION SYSTEMS FOR LARGE-SIZED ORBITAL DEBRIS POST-MISSION DISPOSAL

The steady increase in the amount of large-sized orbital debris represents a substantial threat to satellite missions. Currently, many methods of cleaning near-Earth space with the use of various means based on various physical principles are considered. Out of them all, the active method using a rocket propulsion system is the most commonly implemented. Considering the high specific impulse, small size, and mass of electric propulsion systems, they are a particularly attractive choice as means of post-mission disposal. Despite their advantages, such systems have certain peculiarities that need to be considered in the process of designing and implementing modern post-mission disposal means. These peculiarities include the maximum time of a single firing of the electric propulsion system, the maximum time of the battery charging, and the time of operation of the control system.

The purpose of this work is the determination the capabilities of the modern Hall thrusters ST-25 and ST-40 developed by Space Electric Thruster Systems in solving the problem of post-mission disposal of large-sized orbital debris from low-Earth orbits taking into account the limitations on the power supply system. To achieve this goal, methods of analysis, synthesis, comparison, and computer simulation were used. In the course of the carried-out research, the following problems were solved. A scheme for post-mission disposal of large-sized orbital debris from low-Earth orbit was developed with consideration of the use of an electric propulsion system. The dependence was determined of the minimum delta-v increment required for post-mission disposal of an object within 25 years on the initial altitude of the orbit and the ballistic coefficient of the orbital debris. The upper boundary of the combinations of masses of orbital debris, the altitude of the initial orbit, and the ballistic coefficient were determined, for which post-mission disposal from near-Earth orbits is possible with the use of electric propulsion systems.

The obtained results can be used in solving problems of the development of modern means of active post-mission disposal of orbital debris with the use of Hall thrusters developed by Space Electric Thruster Systems.

Keywords: orbital debris, active post-mission disposal, electric propulsion system.

Цитування: Golubek A. V., Dron M. M., Petrenko O. M. Estimation of the possibility of using electric propulsion systems for large-sized orbital debris post-mission disposal. *Space Science and Technology*. 2023. **29**, № 3 (142). P. 34–46. <https://doi.org/10.15407/knit2023.03.034>

© Publisher PH «Akadempriodyka» 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/>)

INTRODUCTION

The ecological state of near-Earth space is characterized by a huge number of space objects. One of the ways to slow down the growth of the number of such orbital debris objects (ODO) in low-Earth orbits (LEO) is the post-mission disposal of the upper stages of launch vehicles and spacecrafts into the dense layers of the atmosphere, where they will decay.

Currently, various methods of disposal of space objects out of their orbits are considered [20, 23, 32, 34]. These can be active post-mission disposal with the use of jet propulsion systems [4, 8, 12–16, 22, 25, 29, 31] or autophagy systems [37, 38], electrodynamic tether systems [9, 19], ion beam shepherd systems [1, 18], magnetodynamic systems [17, 35], sailing structures [3, 5, 24, 26, 30], and laser systems [33, 36]. The use of combined methods is considered in [2, 6, 10, 11, 21].

One of the most promising methods is the use of a jet propulsion system. The main advantage of this approach is to ensure the disposal of a space object within a given time frame and at a given re-entry point in near-Earth space. However, this approach has a significant drawback related to the need for fuel components on board a space object. This leads to a significant increase in the mass-dimensional characteristics of the propulsion system.

One of the most promising types of propulsion systems is the electric propulsion system (EPS), which has a number of significant advantages compared to other types:

- the specific impulse (1500...1600 sec.) significantly exceeding that of propulsion systems of other types;
- operation with the use of electrical energy, which can be obtained directly in space from solar panels;
- possibility of long service life (thousands of hours);
- possibility of multiple on/off switching (thousands of cycles).

Along with these advantages, EPSs have a number of features that must be taken into account when using them:

- the need for sufficient electric power on board (after the degradation of solar panels at the end of the period of active existence of the space vehicle);

- small thrust value (from several mN to tens of mN). If necessary, to increase the thrust of the EPS, one can use a bunch of 2...3 engines (if there is sufficient electric power on board).

The complexity of the design of the propulsion system, which, in addition to the electric rocket engine, includes a system for storing and supplying the propellant and the energy conversion and control system necessary for the functioning of the EPS.

LITERATURE REVIEW

As it was noted earlier, of all multitude of methods of post-mission disposal of ODOs [20, 23, 32, 34], up to date, active deorbiting with the use of a rocket propulsion system is predominantly used.

Authors of [31] were among those who first noticed the possibility to use EPS in the problem of post-mission disposal of ODOs. In this work, the problem was formulated, the ways of its solution were determined, and a comparative analysis of energy expenses on implementation of active deorbiting with the use of chemical propulsion systems and the EPS was made.

For a fast evaluation of the preliminary requirements for the accomplishment of typical debris deorbiting with the use of the EPS, a new algorithm is proposed [29]. It is based on Edelbaum's method of approximation, which takes into account eclipses, atmospheric drag, and the oblateness of the Earth.

A concept of active post-mission disposal of cube-sat-sized ODOs was developed in [13]. The law for controlling the thrust vector during continuous operation of the EPS, ensuring the minimum time of disposal, was defined more precisely. A simulation for an example of the Kompsat-1 satellite and Pegasus launch vehicle was carried out. A possibility of disposal within two years was shown.

The work [15] is devoted to the development of a method of active post-mission disposal of a coplanar constellation of ODOs with the use of the EPS. A scheme was developed for disposal that ensures the minimal time of disposal of the constellation in the presence of limitations on the risk of collisions within the constellation. A quasi-optimal minimum time control law for controlling the thrust vector was developed. Simulation for an example of the OneWeb constellation was carried out, the results

of which confirmed the workability of the proposed solutions.

In [22], an autonomous strategy of active post-mission disposal of ODOs with the use of the EPS was developed. A scheme of disposal consisting of four stages was proposed. They include migration to a target orbit, approach, and others. Control laws for the thrust vector at each stage were developed. A simulation of post-mission disposal was carried out on an example of several debris objects, which confirmed the effectiveness of the proposed strategy.

A new concept of active post-mission disposal with the combined use of the thrust force of an EPS and the aerodynamic drag was proposed in [25]. The scheme of disposal developed in this work consists of two stages. The first stage is active, involving the firing of the EPS. The second one is passive, relying on the atmospheric drag. A study on the choice of the power of a Hall and ion EPSs required for disposal of the upper stage of the H-2A launch vehicle from the altitude of 600 km within one year was carried out. The dependence of the mass of the disposal object on the power of the EPS was determined. The influence of the time limit for the orbital existence on the flight trajectory was studied.

A method of post-mission disposal with the reentry of a small satellite equipped with a hybrid propulsion system was developed in [14]. A scheme of disposal consisting of two distinct segments was considered: movement in the upper layers of the atmosphere and movement in the dense layers of the atmosphere with landing in a specified area of the Earth. A study of the processes of motion in the atmosphere for different scenarios was carried out.

The work [16] is devoted to research on the active method of post-mission disposal from LEO with the use of the EPS. For active disposal with the use of Lyapunov methods, a stable time-sub-optimal control law for the thrust vector of the EPS was developed. Dependences of the increment of velocity required for post-mission disposal and the time of disposal on the altitude of the initial orbit and the altitude of the perigee of the beginning of the passive segment of the trajectory were determined. It was shown that in the absence of limitations on the Δv , disposal in the entire range of LEO is done in less than five years. In the opposite case, the altitude of the initial orbit,

its inclination, and the ballistic coefficient have to be taken into account. It was revealed that for the majority of inclinations, the most reasonable is the post-mission disposal by reducing the altitude of the orbit perigee, and, for the orbits close to 90° , change of the inclination can be of particular interest.

As for Ukraine, this matter was considered for the first time in [8]. The authors proposed a conceptual model of a servicing spacecraft for cleaning near-Earth space with the use of the EPS. An analysis of its main features was carried out, and the area of its applicability was determined as altitudes from 800 to 1200 km.

Further, the problems of active post-mission disposal of ODOs from LEO with the use of the EPS were developed in [11]. The authors proposed a method of combined post-mission disposal of ODOs with the use of the EPS and aerodynamic sail device (active post-mission disposal is a particular case of this method). A peculiarity of this method is the minimization of consumption of the propellant in the presence of limits on the time spent in the orbit.

In the dissertation work [10], extended research was carried out for the processes of active and combined post-mission disposal of the ODOs with the use of ESP. Besides, the author developed a method for determining the mass of ODO that can be disposed of with the use of an EPS with given parameters. For typical ODOs, the maximum Δv , the energy expenditures, and the range of masses of the objects being disposed of were determined.

Besides, a study of the effectiveness of ODO post-mission disposal systems is carried out in [7]. The authors proposed the use of a criterion of the total integral relative effectiveness for the choice of the optimal disposal of ODOs from LEO. It was shown that the combined method of post-mission disposal with the use of a servicing apparatus of an autophage launch vehicle helps to reduce compensation expenses. The possibilities of creating combined disposal systems with multiple-firing engines for the reduction of operational costs were considered.

FORMULATION OF THE RESEARCH PROBLEM

Based on the literature review, we can conclude the following. For solving the problem of determining the capabilities of modern Hall thrusters ST-25



Figure 1. Hall thruster ST-25



Figure 2. Hall thruster ST-40

Table 1. Hall thruster's characteristics

Hall thruster	ST-25-1	ST-25-2	ST-40-1	ST-40-2
Input power, W	150	250	180	300
Thrust, mN	5.9	10.3	9.5	17
Specific impulse, s	650	1160	900	1490
Lifetime, hr	3000	3000	5000	5000

(Fig. 1) [28] and ST-40 (Fig. 2) [27] developed by Space Electric Thruster Systems (Ukraine) for active post-mission disposal of ODOs from LEO within limitations of the energy supply system we will use results presented in [10], specifically, the analytical dependences of the optimal increment of the characteristic velocity per one firing and the number of firings on the altitude of the initial orbit, ballistic coefficient, time of recharging of the battery and time of active operation of the control system. Besides, we will use the proposed method for determining the range of masses of ODOs that can be disposed of with the EPSs with given parameters.

In the course of research, it is necessary:

- to develop a scheme for the post-mission disposal of large-sized ODOs from LEO using EPS;
- to determine the dependence of the minimal delta-v increment per one firing and the number of firings on the altitude of the initial orbit, the ballistic

coefficient, and the charging time of the battery in the presence of limitations on the active operation of the control system (CS);

- to determine the dependence of the upper margin of the mass of an ODO being disposed on the altitude of the initial orbit, the ballistic coefficient, and the charging time of the battery in the presence of limitations on the active operation of the CS;

- to determine the dependence of the minimal total time of operation of Hall thrusters ST-25 and ST-40 on the altitude of the initial orbit, the ballistic coefficient, and the charging time of the battery in the presence of limitations on the active operation of the CS;

The following initial data were assumed:

- the altitude of the initial orbit of the ODO in the range from 500 to 1500 km;
- the ballistic coefficient is 0.001 m²/kg and 0.01 m²/kg, which corresponds to the range of large-sized ODOs;

- the time of active functioning of the CS as equal to 1 year;
- the charging time of the accumulator battery of 1, 3, and 5 hours;
- the post-mission disposal time is 25 years;
- technical data of Hall thrusters are shown in Table 1.

THE MAIN MATERIAL OF THE RESEARCH

Consider the requirements for the process of post-mission disposal ODOs from into the dense layers of the Earth's atmosphere. On the one hand, the process of disposal should minimize the costs of the propellant. On the other hand, according to generally accepted norms, the disposal should not last longer than 25 years. At the same time, the active existence of most modern flight CS does not exceed 5 to 15 years.

Consequently, the process of post-mission disposal of these conditions should consist of two characteristic stages: the active and the passive [6, 10–12, 25]. The first is the formation of an elliptical orbit using the EPS during the active operation of the CS. The second is the passive trajectory of the orbit under the influence of the force of aerodynamic drag of the Earth's atmosphere of the time interval remaining out of the required 25 years from the moment of the beginning of the disposal.

Consider the active stage of the disposal. Let us introduce the assumption that the EPS is “perfectly controllable”. Despite its advantages, EPS has one drawback — a small thrust force. It basically does not exceed one Newton. Consequently, ensuring the delta-v increments of hundreds of meters per second needed to remove an ODO from LEO will require long-term firings of the EPS. At the same time, it is necessary to take into account the dependence of the EPS operating time on the capabilities of the power supply system of the means of disposal, which are limited. That is, the process of forming the required values of speed increments using EPS for most ODOs will be a sequence of alternating EPS firing and downtime due to the need to charge the battery [10, 11]. In addition, the efficiency of the thrust force in the problem of forming an elliptical orbit depends significantly on the position of the ODO in orbit. Thus, around the apogee, it is more than 90 %, and around the perigee, less than 10 %.

Considering the above, we will present a scheme for post-mission disposal of an ODO from LEO using EPS in the form of the following scheme (Fig. 3).

Designations in Fig. 3: *a* — the Earth, *b* — the initial orbit of the ODO, *c* — the ODO with EPS turned off, *d* — the ODO with EPS operating, *e* — the trajectory of the active stage of disposal, *f* — the trajectory of the passive stage of disposal, *1* — reorientation of the ODO before the first ignition of the EPS, *2* — switching of EPS on, *3* — simple EPS, battery charging, *4* — passive flight after the end of the active work of the CS.

Let us consider the method of estimating the capabilities of the EPS to ensure the post-mission disposal of the ODO from LEO [10].

1. Determination of the minimum delta-v required for post-mission disposal, the corresponding number of firings of the EPS, and the delta-v per one firing. According to [10], these values will be determined as follows.

The number of EPS ignitions is determined by the relation

$$n_{EM} = a_{0N}(h_{II} - a_{1N}) + a_{2N}, \quad (1)$$

where a_{0N} , a_{1N} , and a_{2N} are the coefficients.

a_{0N} is determined by relations

$$a_{0N} = b_{00N}\tau_{CS} + b_{01N}, \quad (2)$$

$$b_{00N} = c_{01N} \exp(c_{02N}\tau_{CB}^{c_{03N}}), \quad (3)$$

$$b_{01N} = d_{01N} \exp(d_{02N} \ln \tau_{CB}^{d_{03N}}), \quad (4)$$

$$c_{0iN} = e_{0iN}\sigma_{LO}^2 + e_{1iN}\sigma_{LO} + e_{2iN}, \quad (5)$$

$$d_{0iN} = f_{0iN}\sigma_{LO}^2 + f_{1iN}\sigma_{LO} + f_{2iN}, \quad (6)$$

$$\sigma_{LO} = \log \sigma_s,$$

where τ_{CS} is the service time of the CS (years), τ_{CB} is the battery charging time (hours), e_{0iN} , e_{1iN} , and e_{2iN} are given in Table 2, f_{0iN} , f_{1iN} , and f_{2iN} are given in Table 3, σ_s is the ballistic coefficient of ODO.

a_{1N} is given by

$$a_{1N} = 35\sigma_{LO}^2 + 307\sigma_{LO} + 1098. \quad (7)$$

a_{2N} is determined by relations

$$a_{2N} = b_{20N}\tau_{CS} + 1, \quad (8)$$

$$b_{20N} = c_{21N} \exp(c_{22N}\tau_{CB}^{c_{23N}}), \quad (9)$$

$$c_{2iN} = h_{0iN}\sigma_{LO}^2 + h_{1iN}\sigma_{LO} + h_{2iN}, \quad (10)$$

where h_{0iN} , h_{1iN} , and h_{2iN} are given in Table 4.

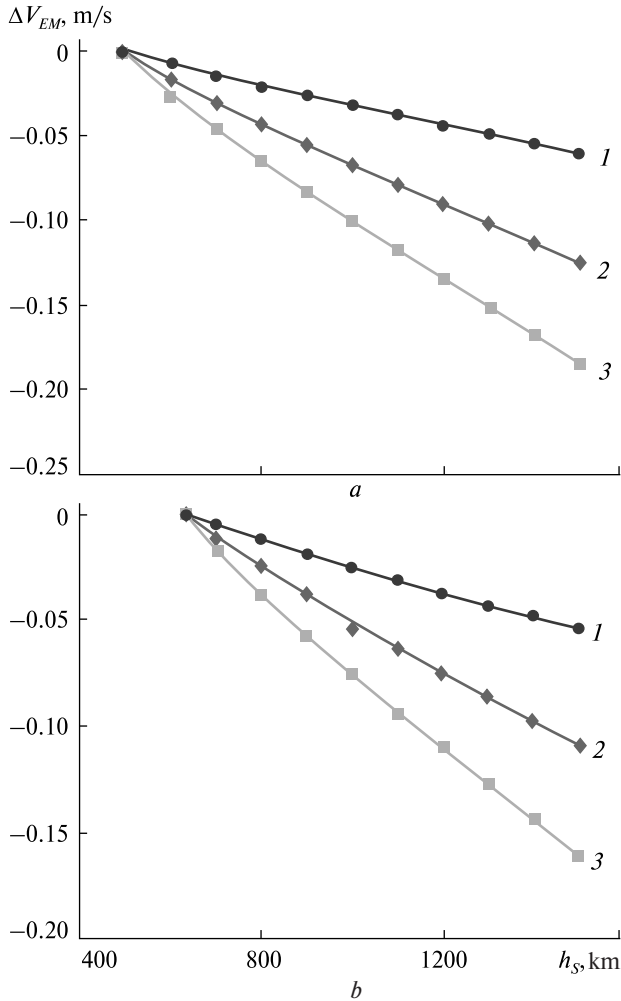


Figure 4. Dependences of the minimum delta-v increment for one ignition on the altitude, the ballistic coefficient, and the battery charging time: *a* — for $\sigma_s = 0.001 \text{ m}^2/\text{kg}$, *b* — for $\sigma_s = 0.01 \text{ m}^2/\text{kg}$. (Curve 1, 2, 3 — for $\tau_{CB} = 1, 3, 5 \text{ hr}$, respectively)

4. If the resulting mass of the propellant and the minimum operating time of the EPS meet the specified requirements for the operation of the EPS, we can move on to the next operations.

5. Calculation of the minimum energy spending to ensure the process of disposal

$$E_{EM} = N_E t_{EM}, \quad (27)$$

where N_E is the EPS's input power.

6. Calculation of the time of one firing of the EPS

$$\tau_{EM}(m_s) = \frac{m_s}{\dot{m}_E} \left[1 - \exp \left(- \frac{\Delta V_{EM}}{9.80665 I_E} \right) \right]. \quad (28)$$

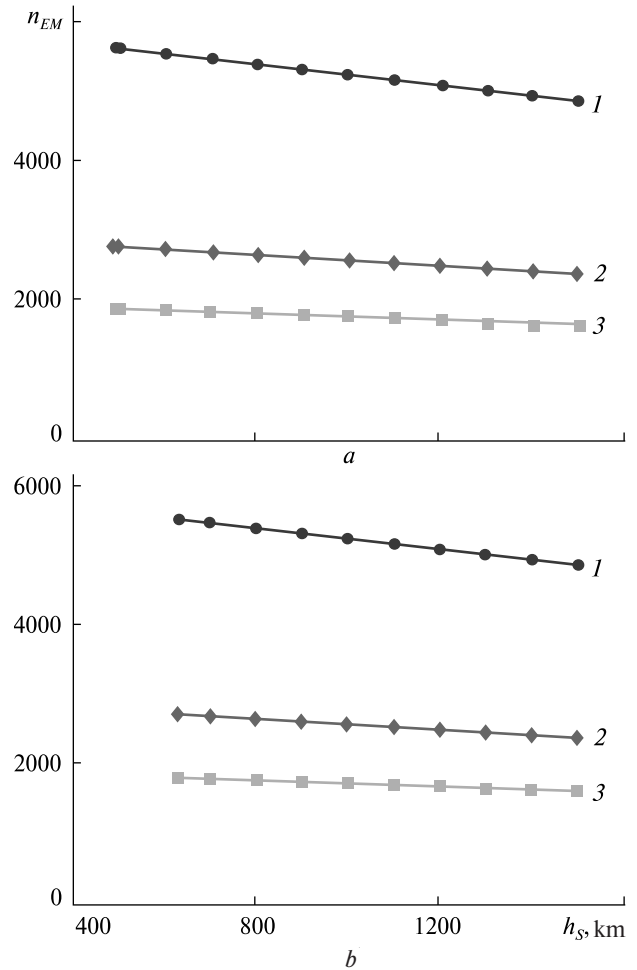


Figure 5. Dependences of the number of EPS ignitions on the altitude, the ballistic coefficient, and the battery charging time: *a* — for $\sigma_s = 0.001 \text{ m}^2/\text{kg}$, *b* — for $\sigma_s = 0.01 \text{ m}^2/\text{kg}$. (Curve 1, 2, 3 — for $\tau_{CB} = 1, 3, 5 \text{ hr}$, respectively)

7. Determination of the upper boundary of the range of masses of ODOs, which can be disposed of using EPS. To do this, we will define the level of efficiency of using EPS as 10 % of its maximum value. This corresponds to about 1/4 of the part of the orbital period of the ODO. The upper boundary we will find by solving the functional

$$m_{SM} = \arg \left[\tau_{EM}(m_s) \right]_{t_{EM}=0,25T_S}, \quad (29)$$

where T_S is the period of ODO's orbital motion.

As an outcome of mathematical modeling of post-mission disposal of large-sized ODOs from LEO, the

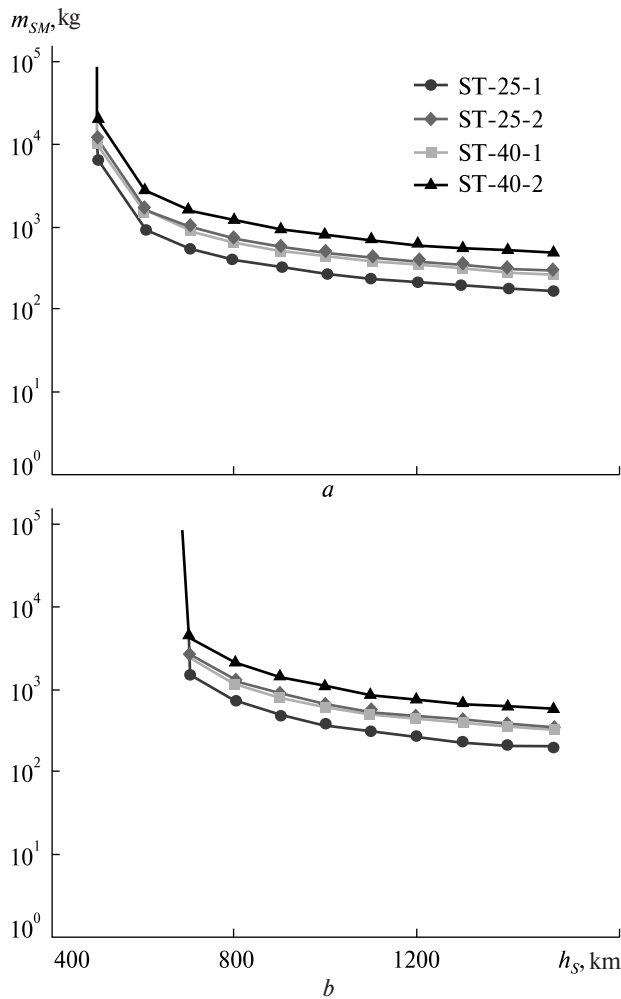


Figure 6. Dependence of the upper limit of the mass of the ODO on the initial orbit altitude, the ballistic coefficient for the battery charging time 1 hr: *a* — for $\sigma_s = 0.001 \text{ m}^2/\text{kg}$, *b* — for $\sigma_s = 0.01 \text{ m}^2/\text{kg}$

following dependences on the altitude of the initial orbit, the ballistic coefficient, and charging time of the battery were obtained:

- minimum delta-v for one ignition of the EPS (Fig. 4);
- number of the EPS ignitions (Fig. 5);
- maximum mass of the ODO (Fig. 6–8);
- total operating time of the EPS (Fig. 9–11).

DISCUSSION OF RESULTS

Consider the results obtained. As can be seen in Fig. 4, the minimum delta-v increases exponentially

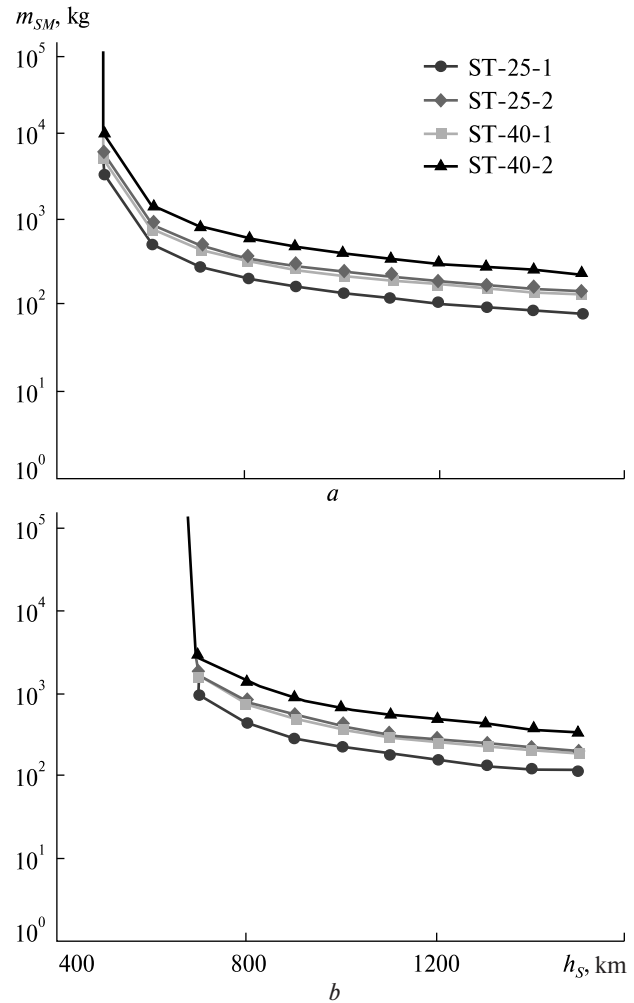


Figure 7. Dependence of the upper limit of the mass of the ODO on the initial orbit altitude, the ballistic coefficient for the battery charging time 3 hr: *a* — for $\sigma_s = 0.001 \text{ m}^2/\text{kg}$, *b* — for $\sigma_s = 0.01 \text{ m}^2/\text{kg}$

with the increase in the altitude of the initial orbit, is inversely proportional to the ballistic coefficient, and is directly proportional to the battery recharging time. An increase in the altitude of the initial orbit requires a substantial delta-v for ensuring post-mission disposal. An increase in the ballistic coefficient results in a stronger influence of the atmospheric drag and a decrease of the required delta-v. An increase in the battery charging time leads to the reduction of the number of firings of the EPS over the active functioning of the CS. This leads to the growth of the required delta-v.

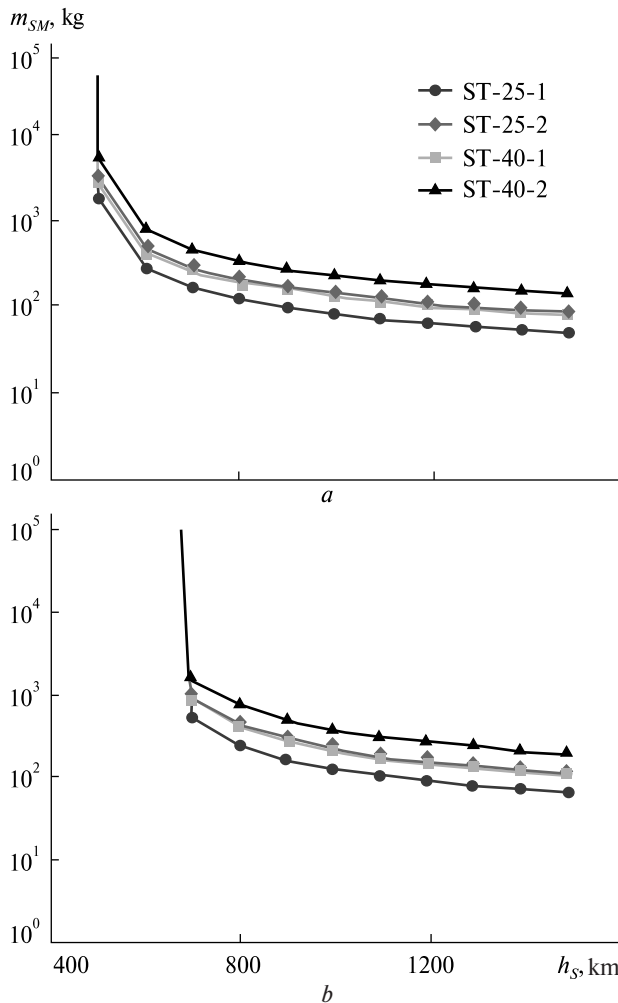


Figure 8. Dependence of the upper limit of the mass of the ODO on the initial orbit altitude, the ballistic coefficient for the battery charging time 5 hr: *a* — for $\sigma_s = 0.001$ m²/kg, *b* — for $\sigma_s = 0.01$ m²/kg

According to Fig. 5, we can see the following. The number of firings reduces with the growth of the altitude. A similar situation must be observed in the case of impulse operation of the EPS. With the growth of the altitude, the orbital period of an ODO increases. Consequently, the number of passages of the apogee of the orbit, around which the EPS is fired, during the period of active operation of the CS reduces. The influence of the ballistic coefficient on the number of firings of the EPS is insignificant, but with its increase, the number of firings increases

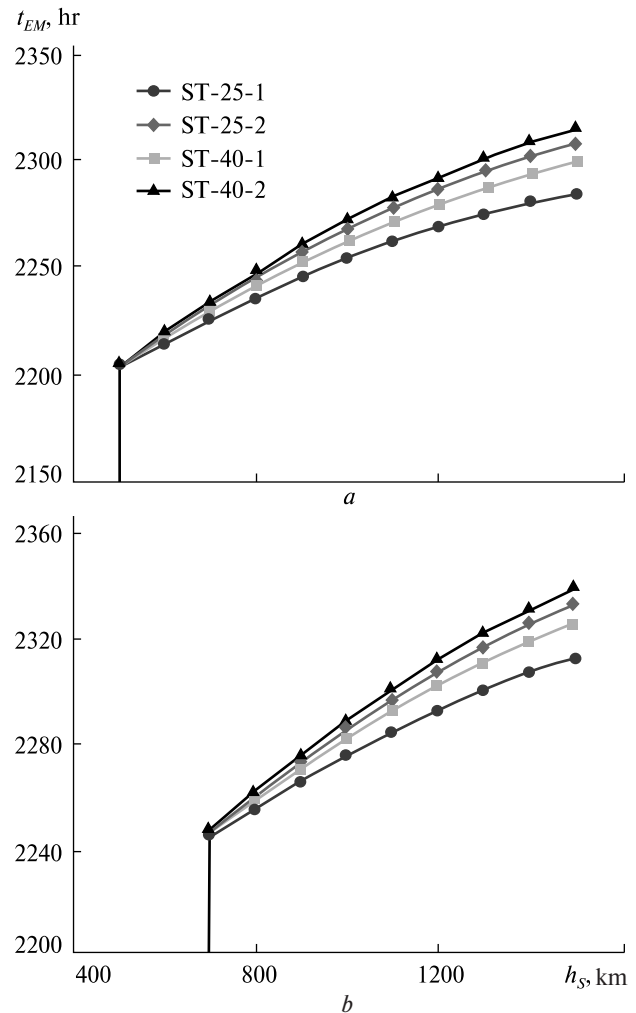


Figure 9. Dependence of the minimum total operating time of the EPS on the initial orbit altitude, the ballistic coefficient for the battery charging time 1 hr: *a* — for $\sigma_s = 0.001$ m²/kg, *b* — for $\sigma_s = 0.01$ m²/kg

insignificantly. This is stipulated by a stronger influence of the atmospheric drag and, therefore, by a smaller value of the orbital period.

Consider the dependence of the mass of the ODO (Fig. 6—8). It has a complicated nature and, for the considered range of variation of the parameters, lies within limits from 60 kg to 4 tons. An inversely proportional dependence on the altitude of the initial orbit is observed. With the increase in the ballistic coefficient of the ODO by order of magnitude, its disposal mass increases by approximately 2.5 times.

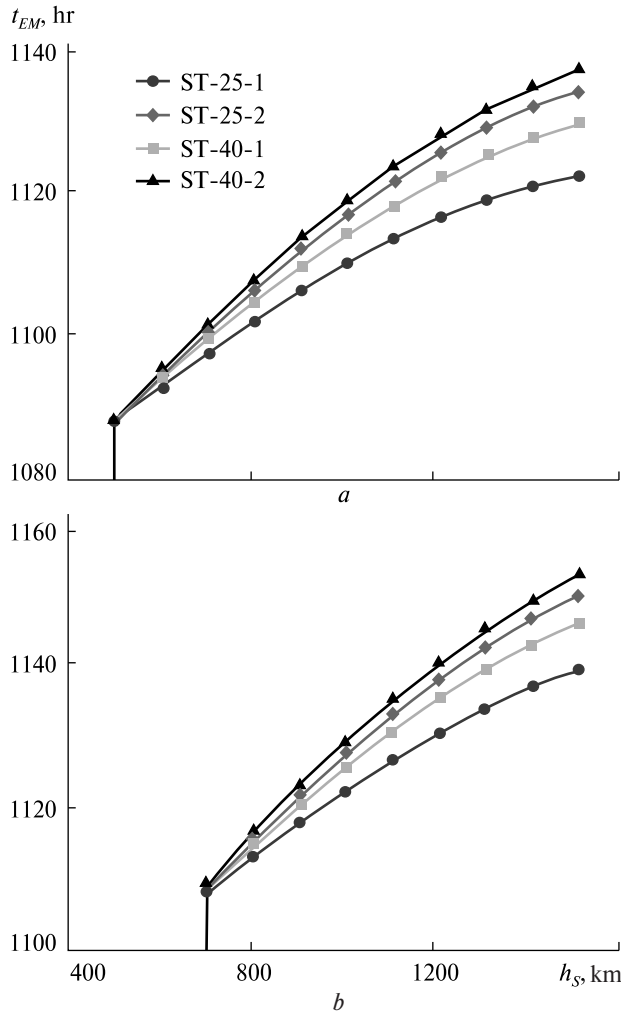


Figure 10. Dependence of the minimum total operating time of the EPS on the initial orbit altitude, the ballistic coefficient for the battery charging time 3 hr: *a* — for $\sigma_s = 0.001 \text{ m}^2/\text{kg}$, *b* — for $\sigma_s = 0.01 \text{ m}^2/\text{kg}$

An increase in the battery charging time from 1 hour to 5 times causes a decrease in the disposal mass by approximately 3 times. For ST-25, the disposal mass ranges from 60 kg to 2.5 tons. And for ST-40, from 100 kg to 4 tons.

Concerning the total time of operation of the EPS over the time of post-mission disposal, the results are given in Fig. 9–11. As can be seen from the obtained dependences and Table 1, the total minimum time of operation does not exceed the given values. The altitude of the initial orbit influences this value

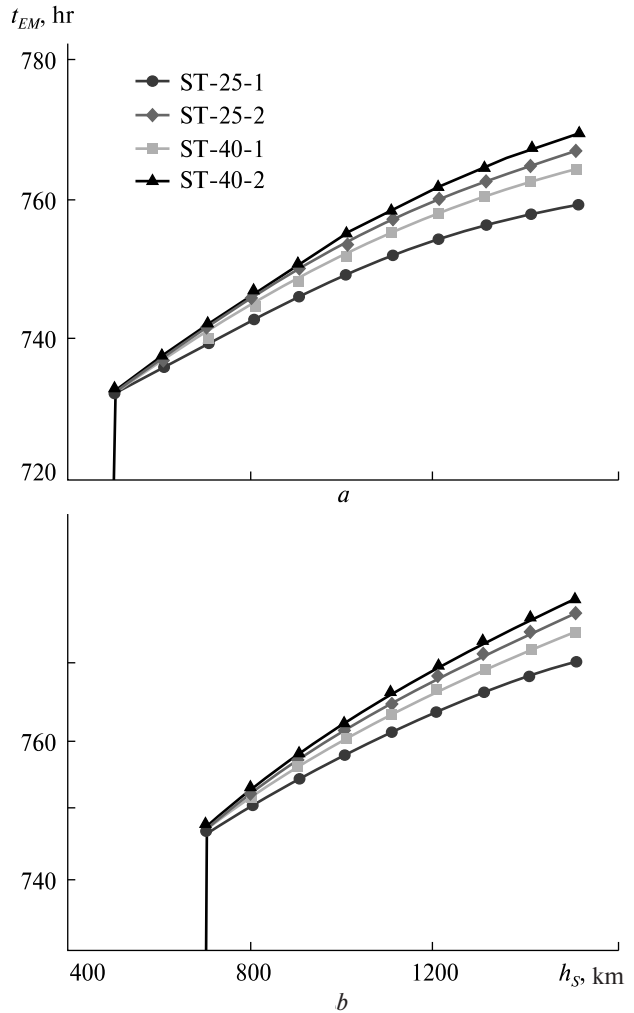


Figure 11. Dependence of the minimum total operating time of the EPS on the initial orbit altitude, the ballistic coefficient for the battery charging time 5 hr: *a* — for $\sigma_s = 0.001 \text{ m}^2/\text{kg}$, *b* — for $\sigma_s = 0.01 \text{ m}^2/\text{kg}$

insignificantly, with inverse proportionality within 5 %. Its increase by an order of magnitude increases this time by approximately 5 %. The increase in the battery charging time from 1 hour by a factor of 5 causes a lowering of the minimal total time of firing of the EPS by three times.

Note that the dependences ST-25-2 and ST-40-2 correspond to the upper limit of thruster performance and are, therefore, optimal in terms of the mass to be disposed of. In turn, ST-25-1 and ST-40-1 correspond to the lower limit of engine performance

and represent the upper limit for any operating modes of the thrusters.

CONCLUSIONS

In the research, the following results were obtained:

- a scheme for post-mission disposal of large-sized ODOs from low-Earth orbits using EPS has been developed;
- dependences of the minimum increment of delta-v per one firing and the number of firings on the altitude of the initial orbit, the ballistic coefficient, and the battery charging time in the presence of a limitation on the time of active operation of the CS were determined;
- dependence of the upper margin of the mass of the ODO to be disposed of on the altitude of

the initial orbit, the ballistic coefficient, and the battery charging time in the presence of limitations on the time of active operation of the CS was determined;

- dependence of the minimum total time of operation of Hall thrusters ST-25 and ST-40 on the altitude of the initial orbit, the ballistic coefficient, and battery charging time in the presence of limitations on the time of active operation of the CS was determined;
- it was shown that, depending on the operational conditions for the Hall thruster ST-25, the maximum disposal mass ranges from 60 kg to 2.5 tons, and for the Hall thruster ST-40, from 100 kg to 4 tons;
- it was shown that the total time of operation of the EPS does not exceed the limiting values.

REFERENCES

1. Alpatov A., Khoroshylov S., Bombardelli C. (2018). Relative control of an ion beam shepherd satellite using the impulse compensation thruster. *Acta astronautica*, **151**, 543–554. DOI: 10.1016/j.actaastro.2018.06.056.
2. Alpatov A., Khoroshylov S., Lapkhanov E. (2020). Synthesizing an algorithm to control the angular motion of spacecraft equipped with an aeromagnetic deorbiting system. *Eastern-European J. Enterprise Technologies*, **1**, № 5 (103), 37–46. DOI: 10.15587/1729-4061.2020.192813.
3. Alpatov A. P., Paliy O. S., Skorik O. D. (2017). The development of structural design and the selection of design parameters of aerodynamic systems for de-orbiting upper-stage rocket launcher. *Science and innovations*, **13**(4), 29–39. DOI: 10.15407/scine13.04.029.
4. Baranov A. A., Grishko D. A., Khukhrina O. I., Chen D. (2020). Optimal transfer schemes between space debris objects in geostationary orbit. *Acta astronautica*, **169**, 23–31. DOI: 10.1016/j.actaastro.2020.01.001.
5. Degtyarev A., Kushnar'ov O., Baranov E., Osinovyy G., Lysenko Y., Kaliapin M. (2018). Yuzhnoye State Design Office and space debris removal. *Spaceops conf. (28 may – 1 june 2018, Marseille, France)*. DOI: 10.2514/6.2018-2384.
6. Dron' M., Golubek A., Dubovik L., Dreus A., Heti K. (2019). Analysis of ballistic aspects in the combined method for removing space objects from the nearEarth orbits. *Eastern-European J. Enterprise Technologies*, **2**, 5 (98), 49–54. DOI: 10.15587/1729-4061.2019.161778.
7. Dron' M., Hilorme T., Golubek A., Dreus A., Dubovik L. (2022). Determining the performance indicators of employing combined methods for removing space objects from near-Earth orbits. *Eastern-European J. Enterprise Technologies*, **1**, 3 (115), 6–12. DOI: 10.15587/1729-4061.2022.253096.
8. Dron' M., Khorolskyy P., Dubovik L., Hit'ko A., Velykyi I. (2012). Estimation of capacity of debris collector with electric propulsion system creation taking in a count energy response of the existing launch vehicles. *Proceedings of the 63th International astronautical congress*, 2694–2697.
9. Forward R. L., Hoyt R. P., Uphoff C. W. (2000). Terminator tether: a spacecraft deorbit device. *J. Spacecraft and Rockets*, **37**(2), 187–196. DOI: 10.2514/2.3565.
10. Golubek A. V. (2021). Methods and mathematical models of the combined removal of large-sized orbital debris objects. *Extended abstract of doctor's thesis*. Dnipro, 38. URL: https://www.dnu.dp.ua/docs/ndc/dissertations/SRD08.051.15/autoreferat_605df7385f353.pdf [in Ukrainian].
11. Golubek A., Dron' M., Dubovik L., Dreus A., Kulyk O., Khorolskiy P. (2020). Development of the combined method to de-orbit space objects using an electric propulsion system. *Eastern-European J. Enterprise Technologies*, **4**, 5 (106), 78–87. DOI: 10.15587/1729-4061.2020.210378.
12. Guerra G., Muresan A. C., Nordqvist K. G., Brissaud A., Naciri N., Luo L. (2017). Active space debris removal system. *INCAS bulletin*, **9**(2), 97–116. DOI: 10.13111/2066-8201.2017.9.2.8.

13. Hakima H., Bazzocchi M. C. F., Emami M. R. (2018). A deorbiter cubesat for active orbital debris removal. *Adv. in Space Res.*, **61**(9), 2377–2392. DOI: 10.1016/j.asr.2018.02.021.
14. Hakima H., Bazzocchi M. (2021). Low-thrust trajectory design for controlled deorbiting and reentry of space debris. *IEEE aerospace conf. proceedings (6–13 March 2021)*. DOI: 10.1109/ARO50100.2021.9438278.
15. Huang S., Colombo C., Alessi E. M., Hou Z. Large constellation de-orbiting with low-thrust propulsion. *Adv. astronautical Sci.*, **168**, 2313–2334 (2019).
16. Huang S., Colombo C., Alessi E. M., Wang Y., Hou Z. (2022). Low-thrust de-orbiting from low Earth orbit through natural perturbations. *Acta astronautica*, **195**, 145–162. DOI: 10.1016/j.actaastro.2022.02.017.
17. Inamori T., Kawashima R., Saisutjarit P., Sako N., Ohsaki H. (2015). Magnetic plasma deorbit system for nano- and micro-satellites using magnetic torque interference with space plasma in low Earth orbit. *Acta astronautica*, **112**, 192–199. DOI: 10.1016/j.actaastro.2015.02.025.
18. Khoroshylov S. (2020). Relative control of an ion beam shepherd satellite in eccentric orbits. *Acta Astronautica*, **176**, 89–98. DOI: 10.1016/j.actaastro.2020.06.027.
19. Makihara K., Takahashi R. (2016). Survivability evaluation of electrodynamic tethers considering dynamic fracture in space-debris impact. *J. spacecraft and rockets*, **53**(1), 209–216. DOI: 10.2514/1.A33328.
20. Mark C. P., Kamath S. (2019). Review of active space debris removal methods. *Space policy*, **47**, 194–206. DOI: 10.1016/j.spacEpol.2018.12.005.
21. Lapkhanov E., Khoroshylov S. (2019). Development of the aeromagnetic space debris deorbiting system. *Eastern-European J. Enterprise Technologies*, **5**, № 5 (101), 30–37. DOI: 10.15587/1729-4061.2019.179382.
22. Leomanni M., Bianchini G., Garulli A., Giannitrapani A., Quartullo R. (2020). Orbit control techniques for space debris removal missions using electric propulsion. *J. guidance, control, and dynamics*, **43**(7), 1259–1268. DOI: 10.2514/1.G004735.
23. Levin E., Pearson J., Carroll J. (2012). Wholesale debris removal from LEO. *Acta astronautica*, **73**, 100–108. DOI: 10.1016/j.actaastro.2011.11.014.
24. Lücking C., Colombo C., McInnes C. R. (2013). Solar radiation pressure-augmented deorbiting: passive end-of-life disposal from high-altitude orbits. *J. Spacecraft and Rockets*, **50**(6), 1256–1267. DOI: 10.2514/1.A32478.
25. Okamoto H., Yamamoto T. (2020). A novel concept of cost-effective active debris removal spacecraft system. *J. space safety engineering*, **7**(3), 345–350. DOI: 10.1016/j.jsse.2020.07.014.
26. Omar S., Guglielmo D., Bevilacqua R. (2018). Drag de-orbit device (D3) mission for validation of controlled spacecraft re-entry using aerodynamic drag. *Adv. Astronautical Sci.*, **163**, 215–234.
27. Petrenko O., Tolok S., Perepechkin A., Shcherbak D. (2021). Development status of the ST-40 Hall thruster. Paper SP2020_00056. *Space propulsion 2020 conference*.
28. Petrenko O., Voronovskyi D., Yurkov B., Tolok S., Kulagin S. (2021). Hall thruster ST-25 developed by space electric thruster systems (SETS). Paper SP2020_00266. *Space propulsion 2020 conference*.
29. Pergola P., Andrenucci M. (2015). Electric propulsion tug for multi-target active space debris removal missions. *Proceedings of the 65th International astronautical congress*, 7674–7687.
30. Rasse B., Damilano P., Dupuy C. (2014). Satellite inflatable deorbiting equipment for LEO spacecrafts. *J. space safety engineering*, **1**(2), 75–83. DOI: 10.1016/S2468-8967(16)30084-2.
31. Ryden K. A., Fearn D. G. (1997). Minimising space debris: advanced propulsion for end-of-life disposal of satellites. *Second European spacecraft propulsion conference. Proceedings of the conference*, 633–640.
32. Sánchez-Arriaga G., Sanmartín J. R., Lorenzini E. C. (2017). Comparison of technologies for deorbiting spacecraft from low-Earth-orbit at end of mission. *Acta astronautica*, **138**, 536–542. DOI: 10.1016/j.actaastro.2016.12.004.
33. Scharring S., Wilken J., Eckel H. A. (2016). A Laser-based removal of irregularly shaped space debris. *Optical engineering*, **56**(1), 1–7. DOI: 10.1117/1.OE.56.1.011007.
34. Shan M., Guo J., Gill E. (2016). Review and comparison of active space debris capturing and removal methods. *Progress in aerospace sci.*, **80**, 18–32. DOI: 10.1016/j.paErosci.2015.11.001.
35. Shuvalov V. A., Gorev N. B., Tokmak N. A., Kuchugurnyi Yu. P. (2020). Drag on a spacecraft produced by the interaction of its magnetic field with the Earth's ionosphere. Physical modelling. *Acta astronautica*, **166**, 41–51. DOI: 10.1016/j.actaastro.2019.10.018.
36. Yang Y., Klein E., Sagnières L. (2020). Tumbling object deorbiting using spaceborne laser engagement – a cubesat case study. *Adv. in Space Res.*, **65**(7), 1742–1757. DOI: 10.1016/j.asr.2020.01.002.
37. Yemets V., Dron M., Pashkov A., Dreus A., Kositsyna Y., Yemets M., Dubovyk L., Kostitsyn O., Zhuravel P. (2020). Method to preset G-load profile of launch vehicles. *Proc. 71st Int. Astronautical Congress*.

38. Yemets V., Dron' M., Pashkov A. (2020). Autophagy engines: method to preset gravity load of solid rockets. *J. Spacecraft and Rockets*, 57(2), 309–318. DOI: 10.2514/1.A34597.

Стаття надійшла до редакції 24.02.2023

Після доопрацювання 24.02.2023

Прийнято до друку 01.03.2023

Received 24.02.2023

Revised 24.02.2023

Accepted 01.03.2023

О. В. Голубек¹, доцент кафедри систем автоматизованого управління, д-р техн. наук
E-mail: holubek@ftf.dnu.edu.ua

М. М. Дронь¹, професор кафедри проектування та конструкцій, д-р техн. наук
E-mail: nord@dnubp.ua

О. М. Петренко^{1,2}, професор кафедри радіоелектронної автоматики, д-р техн. наук
E-mail: dnu.petrenko@gmail.com

¹Дніпровський національний університет імені Олеся Гончара

пр. Гагаріна 72, м. Дніпро, Україна, 49100

²Space Electric Thruster Systems

пр. Гагаріна, 115, м. Дніпро, Україна, 49050

ОЦІНКА МОЖЛИВОСТЕЙ ВИКОРИСТАННЯ ЕЛЕКТРОРАКЕТНИХ РУШІЙНИХ УСТАНОВОК ДЛЯ ВІДВЕДЕННЯ ВЕЛИКОГАБАРИТНОГО КОСМІЧНОГО СМІТТЯ

Постійне зростання кількості космічного сміття є суттєвою загрозою польотам супутників. В даний момент розглядається багато методів очистки навколоземного простору з використанням різноманітних засобів, робота яких будується на різних фізичних принципах. Але, незважаючи на це, найбільше застосування з них отримав активний відвід з використанням реактивної рушійної установки. З огляду на високу величину питомого імпульсу та низькі габаритно-масові характеристики вибір електроракетних рушійних установок становить особливий інтерес. Незважаючи на свої переваги, такі установки мають ряд особливостей, які необхідно враховувати у процесі проектування та використання сучасних засобів відведення. До них належать максимальний час роботи установки за одне включення, максимальний час заряду акумуляторної батареї та час функціонування системи керування. Метою даної роботи є визначення можливостей сучасних електроракетних рушійних установок ST-25 і ST-40 розробки Space Electric Thruster Systems в задачі відведення великогабаритних об'єктів космічного сміття з низьких навколоземних орбіт з урахуванням обмежень системи живлення. Для досягнення поставленої мети використано методи аналізу, синтезу, порівняння і комп'ютерного моделювання. В результаті досліджень вирішено такі задачі. Розроблено схему відведення великогабаритних об'єктів космічного сміття з низьких навколоземних орбіт, яка враховує особливості використання електроракетної рушійної установки. Визначено залежність мінімальної зміни швидкості, яка необхідна для забезпечення відведення протягом 25 років, від висоти початкової орбіти і балістичного коефіцієнта космічного об'єкта космічного сміття. Визначено верхню межу області мас об'єктів космічного сміття від висоти початкової орбіти і балістичного коефіцієнта, які можна відвести з низьких навколоземних орбіт електроракетними рушійними установками. Отримані результати можна використовувати в задачах проектування сучасних засобів активного відведення космічного сміття з використанням електроракетних рушійних установок розробки Space Electric Thruster Systems.

Ключові слова: космічне сміття, активне відведення, електроракетна рушійна установка.

<https://doi.org/10.15407/knit2023.03.047>

UDC 620.1.08, 620.16, 620.17, 629.127(26), 678.01, 678.026, 678.028, 678.842

A. NUNCIO ZUNIGA, Postdoctoral Scholar

ORCID ID: 0000-0003-2290-5911

E-mail: aanuncio@arizona.edu

W. FINK, Associate Professor and Laboratory Director, Corresponding Author

ORCID ID: 0000-0002-5953-6665

E-mail: wfink@arizona.edu

Visual and Autonomous Exploration Systems Research Laboratory

University of Arizona

1230 E Speedway Blvd

Tucson, AZ 85721

USA

SUITABILITY OF SILICONE FOR SOFT-ROBOTIC EXPLORATION OF TERRESTRIAL AND EXTRATERRESTRIAL OCEAN WORLDS

This work revisits relevant mechanical and chemical properties of silicone rubber — Ecoflex in this study — to assess its suitability and viability for use in soft-robotic explorer construction and subsequent deployment and as a sealant for communication beacons, sensor pods, and other electronics in extreme planetary liquid environments, such as the depths of Earth's oceans and extraterrestrial ocean worlds. Strain at a range of temperatures, as an indicator for operational durability, was tested under various endpoint clamp forces for several compound ratios. The temperature range at which silicone rubber remains pliable was assessed to determine its deployability. The re-binding property of cured silicone rubber samples with newly curing samples was investigated for its potential for additive manufacturing in soft robotics. Finally, the dissolution resistance, non-polarity, and electrical non-conductivity of silicone rubber were studied to assess its suitability for sealing electronics to be submerged in the salt water of both ocean and saturated salinity, as well as in hydrocarbon liquids.

This work highlights critical aspects of silicone rubber for use in the construction, coating, and deployment of future soft robotic extraterrestrial liquid body explorers: The chosen silicone rubber Ecoflex is an electrically non-conducting sealant and pliable soft robotics material for temperatures above -50°C , deployable in earthly extreme aqueous environments. Moreover, this work lays the foundation, albeit likely with different (silicone) rubbers/polymers due to much lower temperatures, for the robotic exploration of extraterrestrial liquid environments on ocean worlds, such as the hydrocarbon lakes on Titan and the putative subsurface oceans on Europa, Titan, and Enceladus.

Keywords: *Soft robotics, Communication beacons, Sensor pods, Extreme liquid environments, Ocean worlds, Material/chemical/electrical property testing, Polymers and Plastics.*

Цитування: Nuncio Zuniga A., Fink W. Suitability of silicone for soft-robotic exploration of terrestrial and extraterrestrial ocean worlds. *Space Science and Technology*. 2023. **29**, № 3 (142). P. 47—56. <https://doi.org/10.15407/knit2023.03.047>

© Publisher ПН «Академперіодика» 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

Subsurface oceans on planetary bodies known as *ocean worlds*, such as Jupiter's moon Europa (to be visited in April 2030 by NASA's Europa Clipper spacecraft slated to launch in October 2024 [14]) and Saturn's moons Titan and Enceladus, have been postulated based on varying degrees of evidence since the 1980s [11], but there has been no direct confirmation to date through observation let alone in-situ exploration (e.g., [7, 8]). Because these subsurface environments are largely shielded from radiation, and combined with the hypothesized presence of water, they would be prime candidate locales for astrobiological exploration, i.e., the quest for finding extant or fossilized life.

Underwater autonomous vehicles are currently dominated in design by rigid frames [15], which presents an inherent disadvantage in autonomous underwater (or other liquid) exploration due to a limited ability (or lack thereof) to bend through smaller apertures for more ambitious or extensive in-depth exploration. As more research into the development of flexible explorers, such as the PoseiDRONE [1] or the Soft Robotic Fish [10], push the boundaries of soft-robotics as a more effective paradigm for liquid environment exploration, this paper revisits experimentally the suitability of silicone rubber for constructing soft-robotic explorers (e.g., [2–4, 12, 13]), and sealing of associated communication beacons and sensor pods (e.g., [8]) — all in the context of *extreme planetary liquid environments*, such as the depths of Earth's oceans and extraterrestrial ocean worlds. To that effect, the elasticity, resilience at lower temperatures, re-bonding ability, chemical polarity, and electrical conductivity are reexamined.

2. MATERIALS AND METHODS

2.1. Ecoflex Overview. EcoflexTM 00-30 (referred to as Ecoflex in the following) was chosen as a stand-in for other rubbers/polymers. Ecoflex is a proprietary silicone rubber sold by Smooth-On, Inc. [6], which is made by mixing equal parts of 2 compounds, A and B, by volume or mass because of similar density. Mixing different ratios of A and B results in Ecoflex with increasing elasticity as the percentage of compound A decreases. It cures in approximately 4 hours

at room temperature, according to manufacturer instructions. Ecoflex rubber was selected due to known properties ideal for soft robotics, which include, but are not limited to (e.g., [2–4, 12, 13]): (1) resistance to freezing at moderate sub-zero Celsius temperatures, (2) high degree of elasticity and pliability, and (3) ease of casting. In the past, soft robotics applications for Ecoflex rubber range from use in claw machines [16] to a pneumatic robotic fish [20], which provided an additional motivation to investigate it for our purposes: the suitability (re-)assessment of silicone rubber for soft robotic explorers for extreme liquid environments found both on Earth and on extraterrestrial ocean worlds, including its resistance to saltwater and hydrocarbon corrosion as well as extremely low temperatures.

2.2. Strain Testing for Various Temperatures and Compound Ratios. 2.2.1. Ecoflex Compound Ratios.

Ecoflex rectangular prisms ($1.25 \times 1.00 \times 7.50$ cm; Figure 1) were cast at three different A:B mixing ratios with 0.01g accuracy: 20 % : 80 %, 50 % : 50 %, and 80 % : 20 %, with four prisms cast from the same batch for each mixing ratio.

2.2.2. Strain Testing Setup. The Ecoflex prisms were clamped at each longitudinal end, with the edge of each prism aligned with and clamped between optical table post clamps to a force of 5 ± 0.25 N, 10 ± 0.25 N, and 15 ± 0.25 N, measured with a force gauge (Figure 1, *left*). One post was moved (Figure 1, *center* and *right*) using a Velmex stepper motor for continuous and consistent rate of pull (i.e., load rate) of ~ 3.2 mm/sec (see specification for BiSlide model E50 on page 11 in [18]) until one end slipped out of the clamp grip. The total deformation for the strain was measured from the outer endpoints of the post clamps (yellow lines in Figure 1, *right*). Strain measurements were taken once for each of the four prisms per chosen mixing ratio (section 2.2.1) at each temperature region (section 2.2.3) for each of the three clamp forces.

2.2.3. Temperature Conditions. Each strain measurement was conducted once per beam at each of the following beam temperature conditions: approximately -5°C to 0°C , room temperature $\sim 22.4^\circ\text{C}$, and approximately 39°C to 40°C . Temperature fluctuations on both extremes were due to the challenge of conducting low and high temperature experiments in

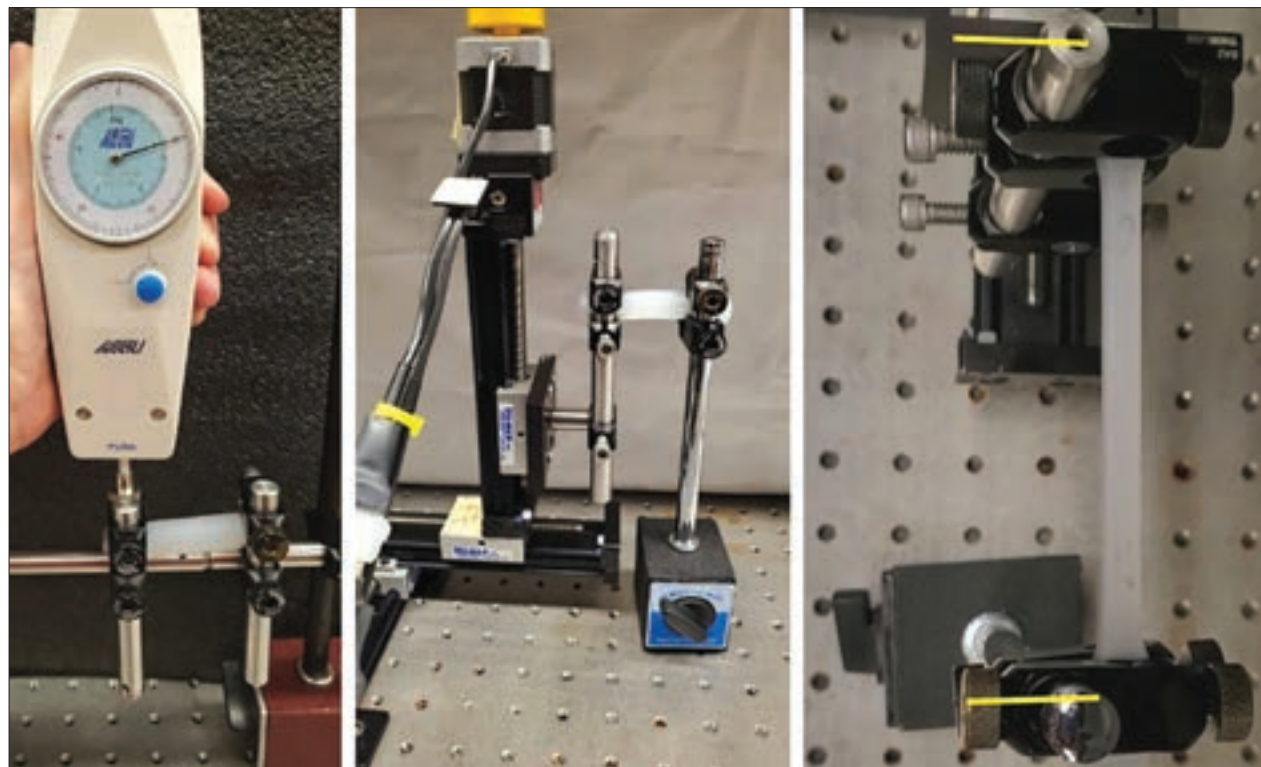


Figure 1. Left: A force gauge is used to compress the Ecoflex prism to correct force, which is then set by screwing post clamps to posts (center). All posts are held in place by screws or magnetic bases on an optical table. Right: In-progress stretching of Ecoflex prism using lateral stepper motor from a top-down perspective

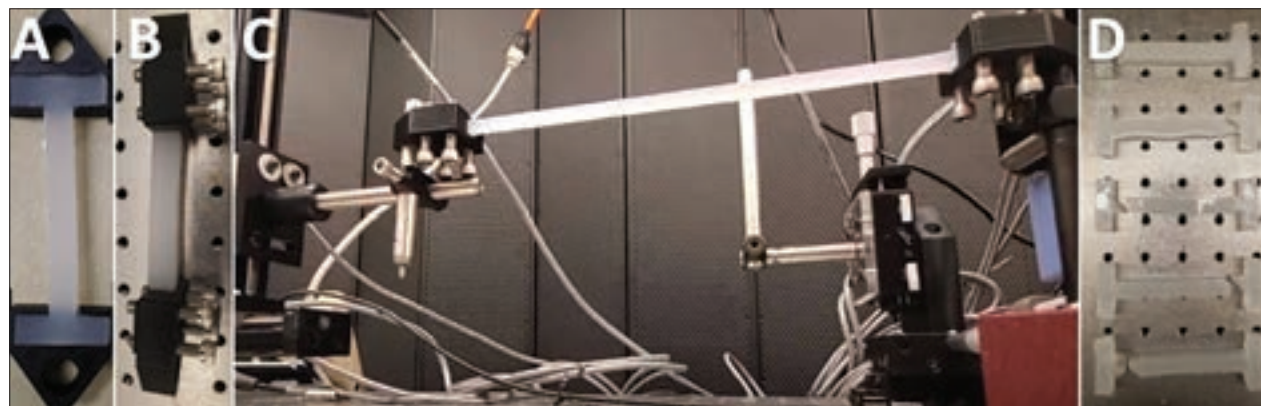


Figure 2. Original I-beam prism in an open (A) and threaded 3D-printed clamp (B). A magnetic base held one end of the I-beam prism while the other end was pulled longitudinally by a Velmex motor (C). The I-beams all broke near the edges (D)

a constant temperature environment. Samples were moved from either a freezer or a heated water bath to the testbed and tested immediately. Temperatures for the samples were taken immediately prior to testing using a non-contact infrared temperature sensor.

2.3. Room Temperature Stretching to Failure. A different set of Ecoflex prisms was tested for stretch to breaking point in order to compare to the specification sheet published by Smooth-On, Inc., which claims a breaking elongation of 900 % for this variant



Figure 3. Before and after encapsulation of communication beacon electronics in Ecoflex

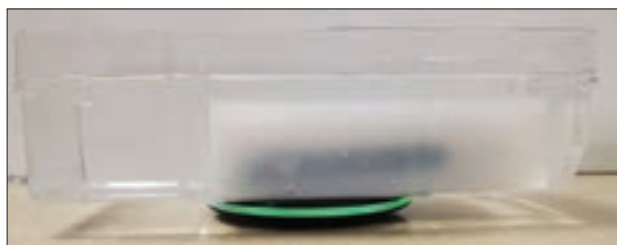


Figure 4. Communication beacon encased in Ecoflex and submerged in the salt water of 3.5 % salinity or saturated salinity at room temperature ($\sim 22.4^\circ\text{C}$), charged continuously by a wireless charger underneath, communicating to and controllable from a PC via VNC through WiFi

of Ecoflex at room temperature ($\sim 23^\circ\text{C}$) [6]. This elongation percentage was only tested for the 50 % : 50 % mixture since that is the only one officially supplied on the specification sheet. To that effect, five I-beam prisms were cast, with screw-clamp anchors to hold them at each optical post (Figure 2, A–C). The beams were stretched longitudinally using the Velmex stepper motor until completely torn anywhere along the beam (Figure 2, C and D).

2.4. Very Low Temperature Testing. Ecoflex was tested for its freezing and thawing behavior at low to very low temperatures to simulate environments below water freezing temperature in which a sub-surface liquid explorer may be deployed. A total of

five prisms of Ecoflex at mixing ratios 10 % : 90 %, 20 % : 80 %, 50 % : 50 %, 80 % : 20 %, and 90 % : 10 % were first placed in a conventional freezer and chilled to -7.5°C and subsequently returned to room temperature. The same prisms were then placed in a laboratory freezer and kept at -20°C . After temperature equilibration, they were again returned to room temperature. Next, the same prisms were placed in a -80°C freezer and later returned to room temperature. Finally, the same prisms were submerged in -196°C liquid nitrogen and subsequently also returned to room temperature.

2.5. Re-bonding Ability. A shorter piece of cured 50 % : 50 % Ecoflex rubber was placed into a longer mold. The empty spaces on both ends were then filled in with a fresh mix of 50 % : 50 % Ecoflex liquid and allowed to cure within the same day (Figure 7). The same procedure was repeated with increasing time between curing the initial piece and filling the voids up to and including 6 days.

2.6. Dissolution Resistance, Non-Polarity, and Electrical Non-Conductivity. The *dissolution resistance* with respect to polar and non-polar liquids was tested by long-term submersion of Ecoflex in water/salt water and mineral oil, respectively, for several weeks.

The *chemical non-polarity* of Ecoflex was tested during the Ecoflex compound mixing process using polar/water-soluble food dyes. Once compounds A and B were thoroughly mixed, drops of aqueous food dye were added and mixed in for miscibility testing before curing.

The *electric non-conductivity* of Ecoflex was tested by building a small Raspberry Pi-based communication beacon consisting of a Raspberry Pi Zero W, a 5000 mAh power bank, a USB A to micro-USB cable, and a wireless charging receiver coil. The communication beacon electronics were submerged directly into liquid Ecoflex before curing (Figure 3), i.e., the Raspberry Pi had all of its contacts openly exposed, such that any electric conductivity within the Ecoflex would result in immediate short-circuiting and device failure. After the curing process, the power bank was wirelessly charged and turned on.

2.7. Hermeticity. As a final test of resilience as an insulating material, i.e., *hermeticity*, the communication beacon from Figure 3 was placed in a small tank of water at 3.5 % salinity (weight/weight) to

match Earth's ocean salinity (Figure 4) [19], and in a subsequent test at saturated salinity at room temperature (26.3 % weight/weight [17]). In both cases, salt (NaCl) was used. The beacon was connected to a laptop wirelessly via Virtual Network Computing (VNC) using RealVNC and monitored for continuous uptime.

3. STRAIN CALCULATION

Strain calculations were performed using the mechanical strain formula: $\varepsilon = \Delta L / L_i$, i.e., the ratio of change in length of a piece of material as a result of stretching and the original length of that same piece of material. So $\varepsilon = 1$ represents 100 % elongation and $\varepsilon = 0.1$ represents 10 % elongation with respect to the original length, respectively (Figure 5).

4. RESULTS

4.1. Strain Testing Across Multiple Temperatures and Clamp Forces. In general, increased amounts of compound A led to a stiffer Ecoflex (Figure 5), although the difference between 20 % A and 50 % A was less pronounced than the one between 50 % A and 80 % A (Figure 5). Moreover, the strain results appeared to be largely temperature independent (within the measured temperature range) due to the size of the error bars (note: the increasing trendline at 5 N is explained by a single outlier in both 20 % A and 50 % A trials).

4.2. Room Temperature Stretching to Failure. The five I-beam prisms (at 50 % : 50 % mix) were stretched to the breaking point, which occurred at an elongation percent of 553.3 ± 20.5 %. All five prisms broke at a point near the clamping region of the I-beam along the longest axis (Figure 2, D).

4.3. Very Low Temperature Testing. The Ecoflex samples did not freeze at either 0 °C or –20 °C across all 5 tested ratios of A : B. All tested ratios froze at –80 °C (Figure 6, left). However, this freezing was fully reversible, i.e., all tested ratios returned to pre-freezing pliability once thawed to room temperature. When room temperature samples from all 5 ratios were submerged in –196 °C liquid nitrogen (Figure 6, center), the samples froze and shattered (Figure 6, right). Moreover, when the samples were removed and allowed to return to room temperature, they shattered into even smaller pieces. All samples,

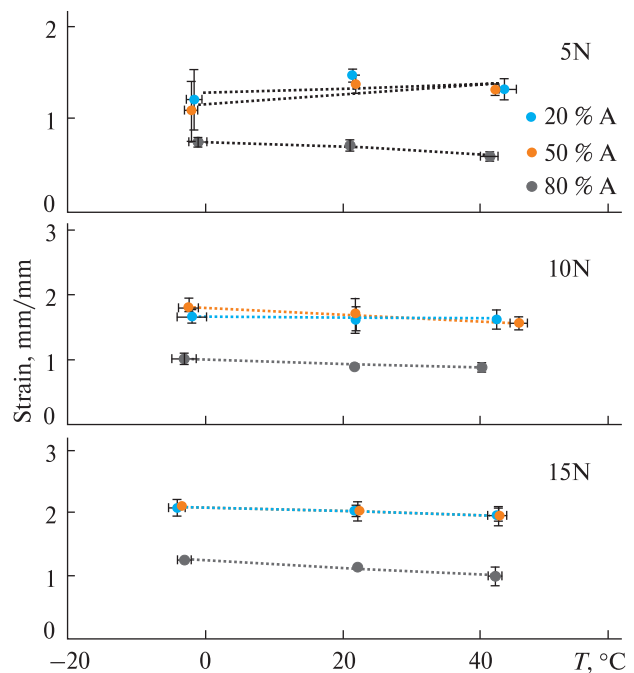


Figure 5. The plot of the measured strain of prisms with different % A compositions at 5N (top), 10N (middle), and 15N (bottom) of clamping force. Dotted lines are the linearly fit trendlines

including the smaller pieces, eventually returned to pre-freezing pliability at room temperature.

4.4. Re-bonding Ability. As shown in Figure 7, after new Ecoflex cures adjacent to an already cured piece, the resulting prism is near indistinguishable and does not separate or break off when stressed (i.e., when pulled apart) but rather behaves as if it originated from a single curing session. This illustrates the advantage of using Ecoflex since it allows the construction and encapsulation of soft-robotic, communication beacon, and sensor pod electronic components in an additive manufacturing manner (Figure 3). The re-bonding ability of newly curing to already cured Ecoflex, i.e., at least up to 6 days old samples, was successful (Figure 7).

4.5. Dissolution Resistance, Non-Polarity, and Electrical Non-Conductivity. An important property of the Ecoflex rubber is that it does not interact with polar and non-polar solvents:

- *Dissolution resistance in polar liquids:* Many of the liquids which soft-robotics would explore are known

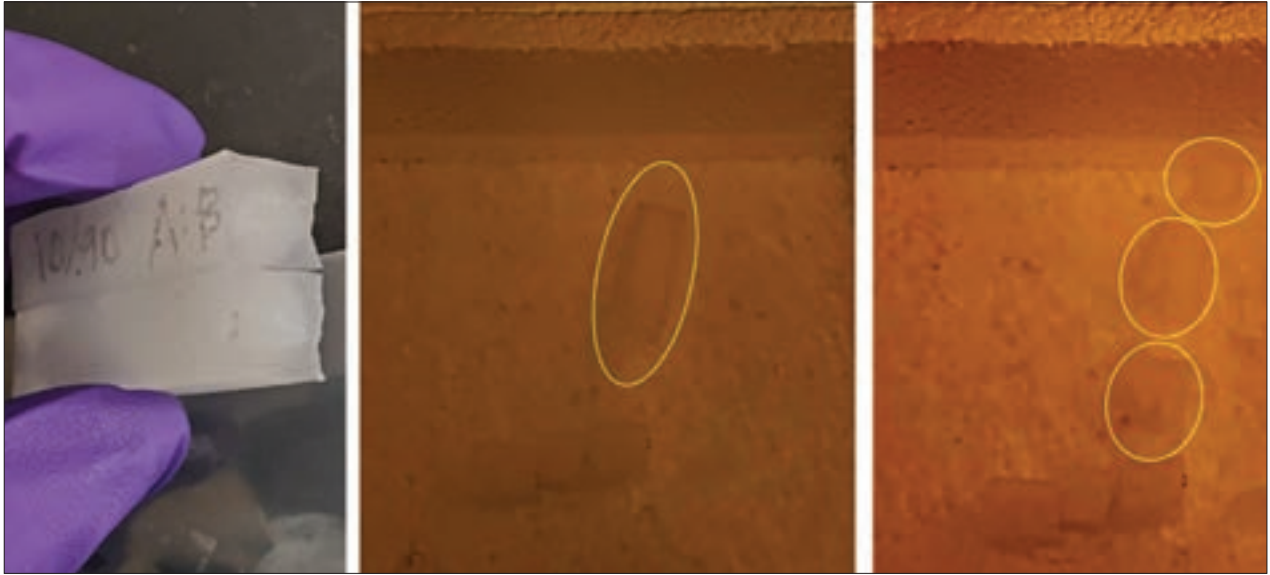


Figure 6. The frozen core of 2 thawing Ecoflex samples can be observed after freezing in a -80°C freezer (*left*). Before and after (*center* and *right*) of a piece of Ecoflex being frozen in a liquid Nitrogen bath (-196°C) — note how the sample breaks into 3 smaller pieces. (Note: color corrected for better contrast for *center* and *right* subfigure)

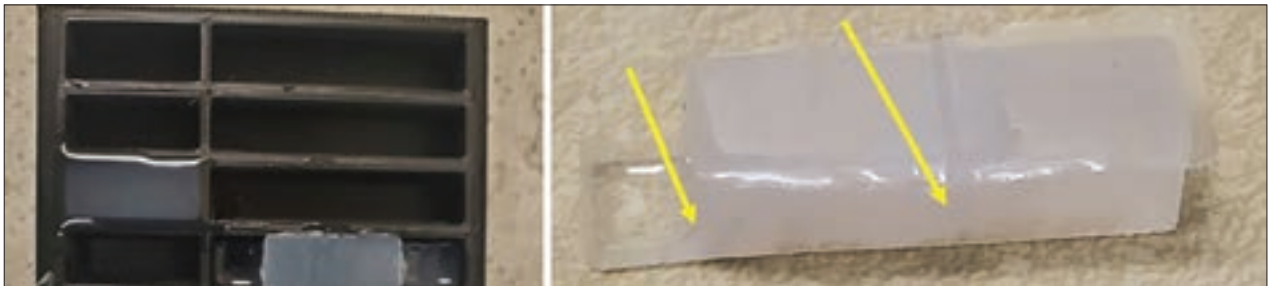


Figure 7. *Left:* Recasting ends of a prism of Ecoflex rubber: a prism is first cured in the left column of the mold, then placed in a longer mold whose empty spaces to the left and right of the prism are filled with more Ecoflex. *Right:* The interface between already cured and newly cured Ecoflex is indicated by the two yellow arrows

to be polar (such as Earth's own bodies of water), or are suspected to be so on extraterrestrial worlds [11], such as Europa's and Enceladus' putative subsurface oceans. Thus, there is a need for a material that will be resistant to degradation by dissolution. The exposure of cured Ecoflex to water with or without salt at different salinity levels showed no signs of degradation/corrosion through dissolution for at least 21 days (see also section 4.6 below).

- **Dissolution resistance in non-polar liquids:** Since the lakes on Titan's surface are hydrocarbon-based, cured Ecoflex was also exposed to, i.e., soaked in,

mineral oil as a stand-in for hydrocarbon liquids and exhibited no degradation/dissolution effects either over a period of at least two months.

- **Pre-cure non-polarity:** In all spots with food dye, the Ecoflex was curing around dye-formed pockets, demonstrating that the material is indeed non-polar during the curing process, i.e., while Ecoflex is still liquid (Figure 8), and, of course, once cured.

- **Non-conductivity:** For soft robotic electronics to operate in a coat of Ecoflex, the rubber would need to encapsulate electronics, such as a Raspberry Pi, without permitting any short-circuiting. Our experi-

ments showed that the Raspberry Pi functioned perfectly, retaining its ability to communicate wirelessly from within a block of solid Ecoflex rubber for approximately 6 hours with a fully charged 5000 mAh power bank.

4.6. Hermeticity. With regards to hermeticity, the ability of the communication beacon to transmit for an extended period of time while underwater (Figure 9) was validated, again for approximately 6 hours, when powered by a fully charged 5000 mAh power bank. Long-term hermeticity in a harsher environment, i.e., saturated salt water, was confirmed by maintaining continuous wireless VNC communication with the beacon (charged wirelessly) for at least 21 days, indicating that Ecoflex did not degrade at all to cause water intrusion. This showcases the potential for Ecoflex as an insulating/encapsulating material in soft robotic lake/ocean explorers and beacons/sensors because of its ability to encapsulate electronics in a soft material while protecting these electronics from short-circuiting in an electrically conductive liquid environment.

5. DISCUSSION & CONCLUSIONS

The silicone rubber Ecoflex 00-30 appears to be an excellent encapsulation option for soft-robotics, communication beacon, and sensor pod applications. Pliability at low temperatures down to at least -20°C is preserved, more than sufficient for any earthly aqueous exploration missions (see below) and potentially for missions to putative subsurface oceans (if water-based) on extraterrestrial planetary bodies, such as Europa and Enceladus. In particular, for the latter, the presence of a liquid water phase may depend, at least in part, on the concentration of solutes in water (e.g., brines), which can significantly contribute to freezing point depression [5].

For the strain testing, a lower temperature limit of $\sim -5^{\circ}\text{C}$ was chosen, primarily to account for all terrestrial ocean environments: According to the National Oceanic and Atmospheric Administration (NOAA), the lowest ocean temperatures on Earth are about -2°C [9]. For exploratory operations in extraterrestrial oceans, e.g., on Titan, Europa, and Enceladus, the temperature ranges may/will be well below -5°C , where EcoflexTM 00-30 will likely be frozen per the specification sheet published by Smooth-On, Inc., which lists -53°C as the minimum useful



Figure 8. A small sample of Ecoflex with drops of red food dye, whose primary ingredients are water and propylene glycol, i.e., both polar molecules

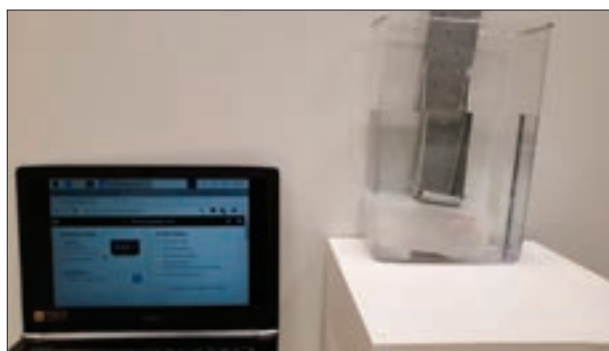


Figure 9. Raspberry Pi unit encased in Ecoflex (Figure 3) and submerged in water, communicating to and controllable from a PC via VNC over WiFi

temperature [6]. However, although not experimentally verified, strain performance similar to the results shown in Figure 5 is expected to be maintained down to around -50°C because of the indicated minimal dependence on temperature.

While prolonged exposure (in our case up to two months) of cured Ecoflex to mineral oil, as a stand-in for hydrocarbon liquids, produced no degradation/dissolution effects, Ecoflex may not be suitable for deployment in Titan's hydrocarbon lakes as their temperature likely is around 94 K (i.e., -179°C ; [11]). In fact, our freezing tests conducted at -80°C and -196°C , respectively, confirmed that EcoflexTM 00-30 is already frozen as expected (see above). Therefore, different (silicone) rubbers or polymers that remain flexible at such low temperatures will

have to be used. Notwithstanding the above, Ecoflex, as a stand-in for such (silicone) rubbers or polymers, may pave the way for soft-robotic explorers for extreme planetary liquid environments.

Ecoflex exhibits good elasticity, and despite not being able to replicate the manufacturer-advertised 900 % elongation at breaking point, it was found that even keeping under approximately 550 % elongation still affords soft-robotic explorer flexing and deforming capabilities, both for mobility and accessibility of spaces impossible to reach for a rigid robotic explorer. With this soft-robotic framework in mind, the influence of load frequency, i.e., how often the Ecoflex prisms were stretched within a fixed period of time, on strain was not studied because we do not expect bending/flexing, deforming, and stretching/compressing to occur on a rapid or frequent basis (e.g., at frequencies >1 Hz) during operation of a soft-robotic explorer (or components thereof), let alone during the deployment and/or usage of communication beacons, sensor pods, and other electronics in extreme planetary liquid environments. As such, we were more concerned with strain ability as a function of temperature rather than the cracking susceptibility of Ecoflex as a function of load dynamics, i.e., repetitive application of load on shorter time scales. In our strain test experiments, we repeated the strain experiments on the same Ecoflex prism with minutes in between tests, respectively.

Finally, Ecoflex protects electronics from external, potentially conductive, aqueous, or other liquid environments very effectively while permitting those same electronics to work when directly in contact with, i.e., encased in, Ecoflex. This has been vali-

dated by our tests in which the Ecoflex permitted communication with a PC via WiFi both in air and submerged in water, including water at ocean salinity and saturated salinity.

In summary, silicone rubber (EcoflexTM 00-30 in our case) is a robust yet pliable, easy to use material, which appears to be an excellent candidate for constructing (potentially via additive manufacturing), coating, encasing, and sealing soft robotic explorers and associated communication and sensor components (e.g., [8]) for extreme liquid environments on Earth and extraterrestrial ocean worlds, such as Europa, Titan, and Enceladus.

ACKNOWLEDGEMENTS

The authors wish to thank Dr. Russell Witte and Charles Ingram for granting permission to use the Velmex stepper motor for stretching Ecoflex. They also wish to thank Dr. Henk Granzier and Zaynab Hourani for granting permission to use the -20°C and -80°C freezers as well as for supplying liquid nitrogen for the final freeze test. Moreover, this research was supported in part by the Edward & Maria Keonjian Endowment in the College of Engineering at the University of Arizona. A. Nuncio Zuniga was supported by the National Science Foundation (NSF) LSAMP Bridge to the Doctorate (BD) Award #1809591 and the National Institutes of Health (NIH) Computational and Mathematical Modeling of Biomedical Systems Training Grant #5T32GM132008-02.

COMPETING INTERESTS

The authors report no financial interests in the work presented here.

REFERENCES

1. Arienti A., Calisti M., Giorgio-Serchi F., Laschi C. (2013). PoseiDRONE: Design of a soft-bodied ROV with crawling, swimming and manipulation ability. *2013 OCEANS - San Diego*, 1–7, URL: <https://ieeexplore.ieee.org/document/6741155> (Last accessed: March 21, 2023).
2. Case J. C., White E. L., Kramer R. K. (2015). Soft material characterization for robotic applications. *Soft Robot.*, **2**(2), 80–87. <https://doi.org/10.1089/soro.2015.0002>.
3. Cecilia L., Barbara M., Matteo C. (2016). Soft robotics: Technologies and systems pushing the boundaries of robot abilities. *Sci. Robot.*, **1**(1), eaah3690. <https://doi.org/10.1126/scirobotics.aah3690>.
4. Cianchetti M., Laschi C., Menciassi A., Dario P. (2018). Biomedical applications of soft robotics. *Nat. Rev. Mater.*, **3**(6), 143–153. <https://doi.org/10.1038/s41578-018-0022-y>.
5. De Coppet L. C. (1904). On the molecular depression of the freezing-point of water produced by some very concentrated saline solutions. *J. Phys. Chem.*, **8**, 531–538. <https://doi.org/10.1021/j150062a001>.
6. Ecoflex™ 00-30 Product Information | Smooth-On, Inc., (n.d.). (2023). URL: <https://www.smooth-on.com/products/ecoflex-00-30/> (Last accessed: March 21, 2023).
7. Fink W., Dohm J. M., Tarbell M. A., Hare T. M., Baker V. R. (2022). 20 Years of Tier-Scalable Reconnaissance: Adoption of a Game-changing Mission Paradigm. *IEEE Aerospace Conf. Proc.*, paper #2886, Big Sky, MT 2022. <https://doi.org/10.1109/AERO53065.2022.9843542>.
8. Fink W., Fuhrman C., Nuncio Zuniga A., Tarbell M. (2023). A Hansel & Gretel Breadcrumb-Style Dynamically Deployed Communication Network Paradigm using Mesh Topology for Planetary Subsurface Exploration. *Adv. Space Res.*, **72**(2), 518–528. <https://doi.org/10.1016/j.asr.2023.02.012>.
9. How does the temperature of ocean water vary? (n.d.) (2023). URL: <https://oceanexplorer.noaa.gov/facts/temp-vary.html> (Last accessed: March 21, 2023).
10. Katzschmann R., Delprete J., Maccurdy R., Rus D. (2018). Exploration of underwater life with an acoustically controlled soft robotic fish. *Sci. Robot.*, **3**. <https://doi.org/10.1126/scirobotics.aar3449>.
11. Lunine J. I. (2017). Ocean worlds exploration. *Acta Astronaut.*, **131**, 123–130. <https://doi.org/10.1016/j.actaastro.2016.11.017>.
12. Majidi C. (2019). Soft-matter engineering for soft robotics. *Adv. Mater. Technol.*, **4**(2), 1800477. <https://doi.org/10.1002/admt.201800477>.
13. Marechal L., Balland P., Lindenroth L., Petrou F., Kontovounisios C., Bello F. (2020). Toward a common framework and database of materials for soft robotics. *Soft Robot.*, **8**(3), 284–297. <https://doi.org/10.1089/soro.2019.0115>.
14. NASA's Europa Clipper Mission. URL: <https://europa.nasa.gov/mission/about/> (Last accessed: March 21, 2023).
15. Observation platforms: Submersibles, (n.d.). URL: <https://oceanexplorer.noaa.gov/technology/subs/subs.html> (Last accessed: March 21, 2023).
16. Shepherd R. F., Stokes A. A., Nunes R. M. D., Whitesides G. M. (2013). Soft machines that are resistant to puncture and that self seal. *Adv. Mater.*, **25**, 6709–6713. <https://doi.org/10.1002/adma.201303175>.
17. Sodium Chloride | The Merck Index Online (2013). URL: <https://www.rsc.org/Merck-Index/monograph/m10004/sodium%20chloride?q=authorize> (Last accessed: March 21, 2023).
18. VXM stepping motor controller user's manual (extended version) models VXM-1,2,3,4 (2004). URL: https://www.velmex.com/Downloads/User_Manuals/vxm_user_manl.pdf (Last accessed: March 21, 2023).
19. Why is the ocean salty? (n.d.). URL: <https://oceanservice.noaa.gov/facts/whysalty.html> (Last accessed: March 21, 2023).
20. Zhang J., Tang J., Hong J., Lu T., Wang H. (2014). The design and analysis of pneumatic rubber actuator of soft robotic fish. *Intelligent Robotics and Applications. ICIRA 2014*. Eds X. Zhang, H. Liu, Z. Chen, N. Wang. *Lecture Notes in Computer Sci.*, **8917**, 320–327. https://doi.org/10.1007/978-3-319-13966-1_32.

Стаття надійшла до редакції 30.01.2023

Після доопрацювання 22.03.2023

Прийнято до друку 29.03.2023

Received 30.01.2023

Revised 22.03.2023

Accepted 29.03.2023

A. Нунцій Зуніга, докторант
ORCID ID: 0000-0003-2290-5911
E-mail: aanuncio@arizona.edu
В. Фінк, доцент, зав. лаб.
ORCID ID: 0000-0002-5953-6665
E-mail: wfink@arizona.edu

Науково-дослідна лабораторія систем візуального та автономного дослідження
Університет Арізони
Тусон, AZ 85721
США

ПРИДАТНІСТЬ СИЛІКОНОВОЇ ГУМИ М'ЯКОЇ РОБОТОТЕХНІКИ ДЛЯ ДОСЛІДЖЕНЬ ЗЕМНИХ І ПОЗАЗЕМНИХ ОКЕАНСЬКИХ СВІТІВ

У роботі розглядаються відповідні механічні та хімічні властивості силіконової гуми — Ecoflex — для оцінки її придатності та стійкості для використання в створенні та подальшій експлуатації м'яких роботів-дослідників, а також як герметик для комунікаційних маяків, сенсорних блоків та іншої електроніки, що використовується в екстремальних планетарних рідких середовищах, таких як глибини океанів Землі та позаземні океанські світи. Деформація матеріалу в діапазоні температур, як показник довговічності експлуатації, була перевірена під різними кінцевими зусиллями затиску для кількох складових співвідношень. Діапазон температур, при якому силіконова гума залишається гнучкою, оцінювали для визначення її здатності до розгортання. Властивість повторного зв'язування затверділих зразків силіконової гуми з нещодавно затверділими зразками була досліджена на предмет її потенціалу для використання в м'якій робототехніці. Були вивчені стійкість до розчинення, неполярність і електронепровідність силіконової гуми, щоб оцінити її придатність як герметика електроніки для занурення в солону воду океану або інших насичених солевих середовищ, а також у вуглеводневі рідини.

Особливу увагу в роботі приділено критичним аспектам силіконової гуми для використання в конструюванні, покритті та розгортанні майбутніх м'яких роботів-дослідників рідинного інопланетного життя: обрана силіконова гума Ecoflex є електронепровідним герметиком і гнучким м'яким робототехнічним матеріалом для температур вище -50°C , придатним для розгортання в земних екстремальних водних середовищах. Крім того, ця робота закладає основу, хоча з іншими (силіконовими) каучуками/полімерами через значно нижчі температури, для роботизованого дослідження позаземних рідких середовищ в океанських світах, таких як вуглеводневі озера на Титані та ймовірні підповерхневі океани на Європі, Титані і Енцеладі.

Ключові слова: м'яка робототехніка, маяки зв'язку, сенсорні панелі, екстремально рідкі середовища, океанські світи, тестування хімічних та електричних властивостей матеріалів, полімери та пластмаси.

<https://doi.org/10.15407/knit2023.03.057>
УДК 621.791:629.78

Л. М. ЛОБАНОВ, заст. директора, д-р техн. наук, проф., акад. НАН України.
Заслужений діяч науки і техніки України (2004), Золота медаль ім. Б. Патона «За видатні досягнення у створенні інноваційних науково-технічних розробок, які знайшли широке практичне використання» (2022)
ORCID: 0000-0001-9296-2335

E-mail: office@paton.kiev.ua

О. С. МІЛЕНІН, старш. дослідник, д-р техн. наук, пров. наук. співроб.

Член Американського співтовариства інженерів механіків

ORCID: 0000-0002-9465-7710

E-mail: asmilenin@ukr.net

Є. Г. ТЕРНОВИЙ, заст. зав. відділу «Космічні технології»

ORCID: 0000-0002-4323-0944

E-mail: ev-geo@ukr.net

Н. В. ПІСКУН, зав. відділу «Космічні технології», д-р техн. наук,

ORCID: 0000-0003-1459-2310

E-mail: nadamova54@gmail.com

С. О. ГЛУШАК, наук. співроб.

ORCID: 0000-0003-4518-7262

E-mail: electriber@ukr.net

І. І. СТАТКЕВИЧ, наук. співроб.

ORCID: 0000-0001-9403-2123

E-mail: statkevich_igor@ukr.net

Л. М. РАДЧЕНКО, пров. інж.

ORCID: 0000-0002-4235-2413

E-mail: rleonid190@gmail.com

Інститут електрозварювання ім. Є. О. Патона Національної академії наук України
вул. Казимира Малеви́ча 11, Київ, Україна, 03150

ЗАКОНОМІРНОСТІ ПОРОУТВОРЕННЯ ПРИ ЕЛЕКТРОННО-ПРОМЕНЕВОМУ ЗВАРЮВАННІ АЛЮМІНІЄВИХ СПЛАВІВ В УМОВАХ ЗНИЖЕНОЇ ГРАВІТАЦІЇ

Використання зварювальних процесів у космосі необхідне насамперед для виготовлення, монтажу та ремонту великогабаритних конструкцій космічних станцій як на навколоземній орбіті, так і при освоєнні Місяця, де планується створювати довготривалі місячні бази, а також інші об'єкти, що забезпечуватимуть життєдіяльність і роботу експедицій. Це можуть бути монтажні-складальні операції при створенні герметичних споруд для житлових і виробничих приміщень, а

Цитування: Лобанов Л. М., Міленін О. С., Терновий Є. Г., Піскун Н. В., Глушак С. О., Статкевич І. І., Радченко Л. М. Закономірності пороутворення при електронно-променевому зварюванні алюмінієвих сплавів в умовах зниженої гравітації. *Космічна наука і технологія*. 2023. № 3 (142). С. 57—66. <https://doi.org/10.15407/knit2023.03.057>

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

також споруди для зберігання енергоресурсів, трубопроводи космічних комплексів, або ремонтно-профілактичні роботи, пов'язані із забезпеченням тривалості експлуатації діючих систем.

Електронно-променеє зварювання (ЕПЗ) є оптимальним і найбільш технологічним процесом для виконання цих робіт порівняно з іншими способами зварювання. Глибокий вакуум та низькі температури, які є природним середовищем у космічних умовах, сприяють використанню електронно-променевих технологій, зокрема і зварювальних. При цьому процесі ефективний ККД становить 85...90 %, що є максимальним серед інших способів зварювання. Процес ЕПЗ в умовах земної гравітації дозволяє забезпечити механічні та хімічні властивості, а також вакуумну щільність зварних з'єднань на рівні основного металу конструкції.

При виконанні ЕПЗ в умовах надвисокого вакууму, зниженої гравітації та низьких температур цей процес ускладнюється, тому якість зварних з'єднань може знизитися. Результати експериментів, проведених в умовах зниженої гравітації та низьких температур у космосі, а також на літаючій лабораторії, показали підвищену кількість пор у зварних швах. Це, у першу чергу, виявилось при зварюванні зразків із алюмінієвих сплавів, які широко використовуються для створення конструкцій космічного призначення, що не виключає можливості їхнього використання при виготовленні зварних конструкцій на поверхні Місяця.

Метою даної роботи є дослідження закономірностей утворення пор у металі шва зварних з'єднань із алюмінієвих сплавів при ЕПЗ в умовах зниженої гравітації шляхом якісного аналізу основних факторів, які визначають підвищену схильність до утворення несущільностей такого типу.

Ключові слова: електронно-променеє зварювання, алюмінієві сплави, зварні з'єднання, надвисокий вакуум, знижена гравітація, пороутворення, парогазовий канал, пухирці газу, несущільності, схлопування, баланс сил, гідродинаміка, абляційний тиск, числа Рейнольдса, гідростатичний баланс, траєкторія газового пухирця, результати експериментів.

Особливі фізичні умови на поверхні Місяця та у відкритому космосі ускладнюють проведення технологічних процесів і вимагають створення спеціалізованого обладнання та надійних технологій для виконання зварювальних робіт [10]. Але такі фактори, як знижена гравітація, надвисокий вакуум та низька температура, ускладнюють одержання якісних зварних з'єднань. Так, зменшена гравітація сприяє виникненню підвищеної пористості, яка пов'язана з тим, що у слабких гравітаційних полях не відбувається природного спливання пухирців пари чи газу зі зварної ванни у зв'язку з відсутністю сили Архімеда [6]. Це особливо проявляється при зварюванні алюмінієвих, титанових та інших матеріалів з підвищеним вмістом розчинених газів (в основному водню) або елементів з високою пружністю пари (рис. 1) [3, 5, 7, 8].

Водночас алюмінієві сплави мають низку характерних особливостей, що зумовлюють складність процесу їхнього зварювання, серед яких високий рівень спорідненості до кисню і наявність на поверхні окисної плівки Al_2O_3 . Можна вважати, що в умовах зниженої гравітації ці особливості ще більше ускладнюють процес зварювання. Це пояснюється такими факторами. Окисна плівка Al_2O_3 має високу температуру плавлення (2050 °C), не розплавляється у про-

цесі зварювання та покриває рідкий метал, перешкоджаючи утворенню зварної ванни при розплавленні крайків металу, що зварюються. Внаслідок високої адсорбційної здатності до газів і парів води, окисна плівка є джерелом газів і вологи, що розчиняються у металі, тобто є непрямою причиною виникнення несущільностей у металі шва [1]. Для отримання бездефектних з'єднань мають бути вжиті заходи щодо руйнування та видалення окисної плівки [2].

При електронно-променевому зварюванні механізм руйнування та видалення плівки зазвичай є таким. Електрони, що емітують з високою швидкістю, гальмуються у поверхневому шарі зварюваного металу. Таким чином, перетворення кінетичної енергії на теплову відбувається на певній глибині під окисним шаром. Плавлення та миттєве випаровування металу на цій глибині викликають значне збільшення тиску, що сприяє механічному руйнуванню окисної плівки. Крім того, за наявності вакууму порядку 10^{-2} Па та температурі 1450 °C тверда окисна плівка Al_2O_3 в контакт з рідким алюмінієм розкладається за реакцією $(Al_2O_3)_{\text{ТВ}} + (4Al)_{\text{РД}} \leftrightarrow 3Al_2O$, а пружність парів для субокислу Al_2O при високих температурах у багато разів вища за таку для алюмінію [4]. У результаті постійного підтримування вакууму у процесі зварювання та безперервного



Рис. 1. Рентгенограма стикового з'єднання сплаву АМг6, отриманого електронно-променевим зварюванням на літаційній лабораторії в режимі зниженої гравітації (1/6g (поверхня Місяця))

видалення субокислу Al_2O реакція буде односторонньою: $(\text{Al}_2\text{O}_3)_{\text{ТВ}} + (4\text{Al})_{\text{рл}} \rightarrow 3\text{Al}_2\text{O}$.

Надійне видалення окисної плівки, скоріш за все, зумовлене обома вказаними процесами, характер яких може суттєво змінюватися при низькій гравітації.

Аналогічні побоювання виникають і щодо видалення газоподібних або пароподібних включень із зварної ванни. Якщо в умовах земної гравітації розчинені в рідкому металі гази (головним чином водень) встигають або вийти зі зварної ванни, або зв'язуватися у вигляді твердих розчинів, то при низькій гравітації поділ цих фаз ускладнений. У зв'язку з цим очікується підвищення пористості зварних з'єднань, яка, в кінцевому підсумку, призводить до втрати їхньої герметичності та міцності (рис. 1).

Важливе значення для забезпечення необхідної якості зварних з'єднань має також товщина зварюваних матеріалів [11]. Як було сказано вище, основними матеріалами конструкцій космічного призначення є алюмінієві сплави. Для забезпечення необхідних вимог до зварних з'єднань, зокрема для виключення внутрішніх дефектів у зварних з'єднаннях цих матеріалів заданої товщини, потужність комплексу електронно-променевого обладнання має бути достатньою для зварювання заданих товщин і мати можливість налаштування гострого фокусування електронного пучка для отримання його максимальної щільності [22].

Враховуючи вплив факторів, які сприяють підвищеному утворенню пор у зварних з'єднаннях алюмінієвих сплавів, отриманих ЕПЗ в космічних умовах, і для якісної оцінки фізичної суті утворення пор, було створено спрощену математичну модель процесу з метою запобігання надлишкової пористості у зварних з'єднаннях.

Ця проблема певною мірою посилюється при реалізації режиму зварювання, який супроводжується формуванням парогазового каналу (ПГК). При цьому прийнято виділяти два основні механізми формування пористості металу шва, а саме [16]:

- пухирці домішкових газів (насамперед водню), які сформувалися у розплаві, але не встигли вийти на поверхню зварної ванни і кристалізувалися в ній у вигляді пор. У цьому випадку основною газовою фазою у порах буде газоподібна домішка (атомарний водень);

- нерівномірне по висоті схлопування ПГК, яке призводить до захоплення навколишньої атмосфери та формування несущільностей металу шва, основою газової фази у порах в даному випадку є захисний або робочий газ, а також пари легуючих елементів в основному зварюваному металі, і які швидко випаровуються.

Фізичні процеси, що визначають схильність металу зварного з'єднання до появи такого роду дефектності, є взаємозалежними і суттєво нелінійними. Для їхнього аналізу прийнято використовувати методи математичного моделювання та багатовимірної комп'ютерної імітації [12, 18, 21]. Це дозволяє виділити конкретне фізичне явище та оцінити ступінь його впливу на пороутворення у металі шва.

Зокрема, для зварювання в умовах низької гравітації (аж до невагомості) зміна сили тяжіння впливає як на динаміку спливання пухирців, що утворилися в результаті дифузії домішок впровадження, так і на стійкість ПГК. У цій роботі для отримання якісної картини впливу сили гравітації на схильність зварних з'єднань до утворення дефектів у вигляді пор у металі зварного шва запропоновано комплекс спрощених математичних моделей.

МАТЕМАТИЧНА МОДЕЛЬ БАЛАНСУ СИЛ У ПАРОГАЗОВОМУ КАНАЛІ

Оскільки метою даної роботи є якісна оцінка впливу сили гравітації на схильність металу зварного шва до зародження дефектів типу газових пор, які характерні при зварюванні висококонцентрованими джерелами нагрівання, тому для побудови математичних моделей було прийнято низку припущень, а саме:

- висока концентрація джерела зварювального нагрівання, що є необхідною умовою формування ПГК, яка при цьому забезпечує відносно невелику ванну рідкого металу;

- режим стаціонарного ПГК (який характеризується невеликими значеннями числа Пекле), коли форму каналу можна прийняти циліндричною або конічною (див. рис. 2);

- гідродинаміка зварної ванни характеризується невеликими числами Рейнольдса.

Виходячи з викладених припущень, умову рівноваги ПГК можна описати на основі спів-

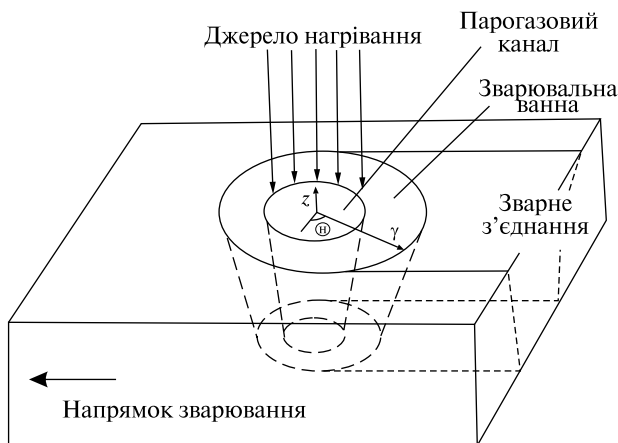


Рис. 2. Умовна схема зварювання зі стаціонарним парогазовим каналом [13]

Таблиця 1. Значення констант A , B , C рівнянь (4) співвідношення між тиском пари та температурою [17]

Елемент	A	B	C	T_m, K
Al	16380	1.0	12.32	2730
Mg	7550	1.41	12.79	1363
Fe	19710	1.27	13.27	3300
Cu	17520	1.21	13.21	2850

відношення гідростатичного балансу [13]:

$$p_a + p_g = p_d + p_h + p_\gamma \quad (1)$$

де p_a — абляційний тиск, викликаний речовиною у процесі її випаровування з поверхні поділу фаз, p_g — тиск пари у ПГК, p_d — гідростатичний тиск, p_h — гідродинамічний тиск, p_γ — поверхневий натяг.

Таким чином, умова (1) встановлює рівновагу між сумарною дією абляційного тиску та тиску пари, які розширюють ПГК, та гідростатичного, гідродинамічного тиску, а також поверхневого натягу, спрямованих на схлопування ПГК.

Абляційний тиск можна кількісно оцінити, виходячи із співвідношення [20]

$$p_a = m_g n_g u_g^2, \quad (2)$$

де m_g , n_g , u_g — маса, питома кількість і швидкість частинок кнудсенівського шару відповідно.

Тиск газу у ПГК розраховується так [15]:

$$p_g = \frac{1}{3} m_g n_g u_g^2 \left(\frac{t}{R_c} \right)^2, \quad (3)$$

де t — товщина зварного виробу, R_c — радіус ПГК.

Для консервативної оцінки абляційного тиску газу в залежності від температури газової фази можна використати наближену формулу [17]:

$$\lg p_a = -\frac{A}{T_m} - B \lg T_m + C, \quad (4)$$

де T_m — температура кипіння компонентів металу, що зварюється, для деяких елементів значення констант наведено в табл. 1.

Гідродинамічний тиск розплаву дорівнює [15]:

$$p_h = p_b - \frac{\rho_m}{2} V^2 \frac{8}{Re} R_{km} \cos \Theta, \quad (5)$$

де p_b — константа, яка залежить від граничної умови між ванною розплаву і твердою частиною основного металу, що зварюється, ρ_m — щільність розплавленого металу, R_{km} — безрозмірна функція радіуса ПГК та радіуса навколишньої ванни розплаву, V — швидкість зварювання, Θ — кут у полярній системі координат по відношенню до напрямку зварювання.

Гідростатичний тиск визначається висотою розплаву z :

$$p_\alpha = \rho_m g z, \quad (6)$$

де g — прискорення вільного падіння.

Питоме зусилля від сили поверхневого натягу залежить від радіусів R_1 , R_2 кривизни поверхні розплаву у взаємно перпендикулярних напрямках та коефіцієнта поверхневого натягу γ [19]:

$$p_\gamma = \gamma \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right), \quad (7)$$

Розрахунок зусиль на одиницю площі поверхні рідкої ванни у ПГК дозволяє оцінити відхилення від рівноважного стану та визначити вплив конкретного фізичного параметра (в даному випадку сили гравітації, тобто прискорення вільного падіння) на виконання умови схлопування каналу та підвищення схильності до появи пористості металу шва.

Як зазначалося вище, іншим механізмом пороутворення у металі зварного з'єднання є кристалізація металу разом із пухирцями домішкових газів, які не досягли поверхні розплаву за час існування рідкої зварної ванни. Таким чином, характеристикою схильності до появи несущільностей в залежності від сили гравітації може служити швидкість спливання пухирців певного радіуса, яка описується рівнянням Гадамарда — Рибчинського, що є частинним розв'язком рівняння Нав'є — Стокса за умови невеликих значень числа Рейнольдса розплаву [14]:

$$V_b = \frac{2}{9} \cdot \frac{gr^2(\rho_f - \rho_g)}{\mu_f} \cdot \frac{\mu_f + \mu_g}{2\mu_f + 3\mu_g}, \quad (8)$$

де r — радіус пухирця газу, ρ_f , ρ_g — щільність рідини та газу відповідно, μ_f , μ_g — динамічна в'язкість рідини та газу відповідно.

РЕЗУЛЬТАТИ ТА ОБГОВОРЕННЯ

Для якісної оцінки впливу зниженої гравітації на розплавлену ванну у процесі зварювання з кінджальним проплавленням з точки зору схильності до утворення пористості різного типу було розглянуто конкретний приклад з характерними параметрами стану металу. Об'єктом дослідження було обрано технологічний процес стикового електронно-променевому зварювання пластин з алюмінієвого сплаву АМгб завтовшки $t = 5$ мм, приймалася можливість зміни прискорення вільного падіння від 0 до 9.81 м/с². Параметри наведеної моделі: $\gamma = 0.52$ Н/м, $p_b = 98$ Па, $\rho_f = \rho_m = 2457$ кг/м³, $V =$

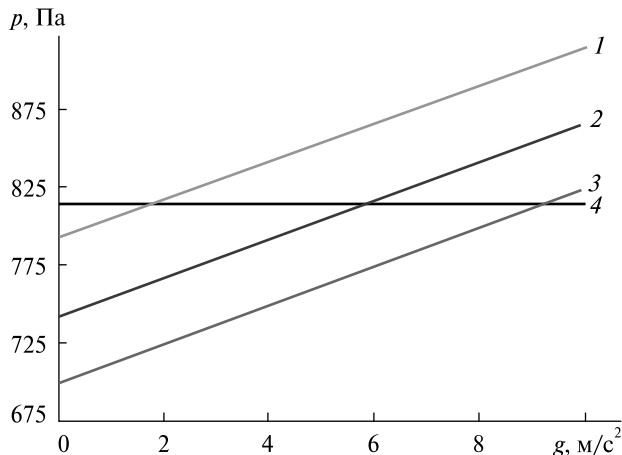


Рис. 3. Залежність зусиль, що розширюють та звужують ПГК, від величини прискорення вільного падіння g : прямі 1, 2, 3 — значення тиску $p_d + p_h + p_g$ при значеннях радіуса ПГК 0.7, 0.75 та 0.8 відповідно; пряма 4 — значення $p_a + p_g$

$= 1 \dots 10$ мм/с, $\Theta = 0$, $R_c = R_1 = 0.75$ мм, $1/R_2 = 0$, $\mu_f = 1.3$ мПа·с, $r = 0.1$ мм. Як показав розрахунок тиску, параметри, які визначають баланс ПГК, мають такі значення: $p_a = 765$ Па, $p_g = 50$ Па, $p_g = 0 \dots 123$ Па, $p_g = 693$ Па, $p_h = 49$ Па.

Таким чином, з точки зору гідростатичного балансу (1) вплив гравітації на стабільність ПГК проявляється у досить вузькому діапазоні технологічних параметрів, що зумовлено невеликим вкладом гідростатичного тиску в сумарний баланс тисків: найбільший вплив на даний процес має співвідношення абляційного тиску та сили поверхневого натягу. Це означає, що отримані в умовах земної гравітації ($g = 9.81$ м/с²) оптимальні режими зварювання можна використовувати і при зменшеній гравітації. До того ж зменшення сили гравітації та відповідне зменшення гідростатичного тиску справляє невеликий позитивний ефект на стабільність ПГК і знижує схильність до появи пор, викликаних локальним схлопуванням каналу у процесі зварювання. Навпаки, збільшення прискорення вільного падіння може призвести до погіршення стабільності ПГК та появи пор в області кореня зварного шва.

На рис. 3 показано вплив величини прискорення вільного падіння на величину сумарного тиску $p_a + p_v$ (зусилля на розширення каналу) та $p_h + p_g + p_\gamma$ (зусилля на стиснення каналу) при

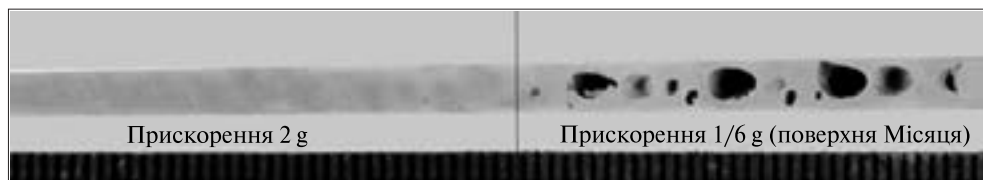


Рис. 4. Макрошліф поверхневого зрізу зразка стикового з'єднання зі сплаву АМг6, отриманого за один прохід електронно-променевим зварюванням на літаючій лабораторії в режимі перевантаження з прискоренням $2g$ і в режимі зниженого прискорення ($1/6g$) (поверхня Місяця) [10]

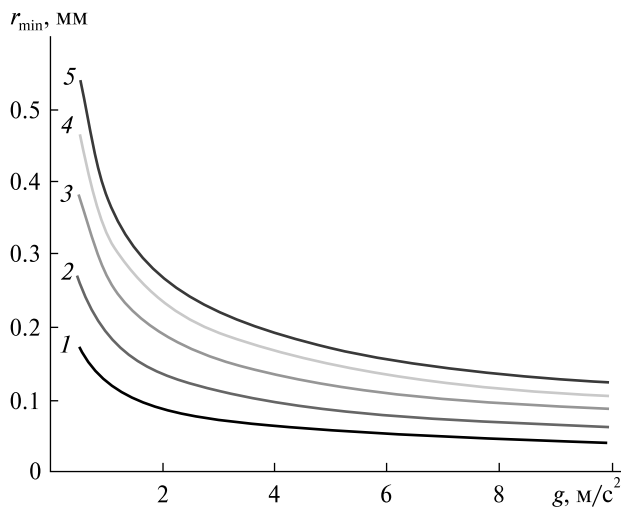


Рис. 5. Залежність значення мінімального радіуса пухирця $r_{\min}$, який встигне спливати за час життя зварної ванни від прискорення вільного падіння g при різних швидкостях зварювання: 1 — 1.0 мм/с, 2 — 2.5 мм/с, 3 — 5.0 мм/с, 4 — 7.5 мм/с, 5 — 10.0 мм/с

різних значеннях радіуса ПГК. Точки перетину наведених залежностей відповідають рівноважному стану ПГК, який зміщується в область меншої гравітації при зменшенні радіуса каналу (збільшення сили поверхневого натягу).

У випадку альтернативного механізму зародження несущільностей, а саме кристалізації пухирців домішкових газів, слід очікувати протилежного впливу сили гравітації на схильність металу шва до пороутворення. Як видно з формули (8), швидкість спливання пропорційна прискоренню вільного падіння, тому зниження гравітації буде призводити до зменшення швидкості спливання пухирців газу і підвищення схильності пороутворення у металі зварного з'єднання. Також суттєвим показником є радіус

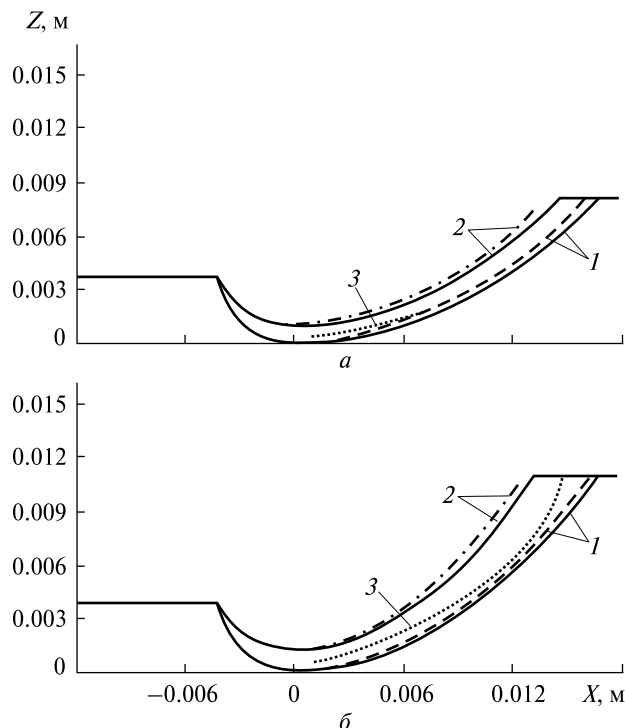


Рис. 6. Розраховані траєкторії газового пухирця ($r_0 = 0.3$ мм): 1 — фронт кристалізації у вихідному положенні (суцільна крива) та після переміщення за час t (штрихова); 2 — границя ванни (суцільна і штрихова ті самі, що й в кривій 1); 3 — траєкторія пухирця [21] (випадок a — пухирець не спливає, утворюється пора, випадок b — пухирець спливає)

пухирця газу, що зародився, квадрат значення якого входить у формулу (8). Це означає, що при зменшенні гравітації, з одного боку, збільшуватиметься концентрація пор у металі шва, з іншого — зростатимуть розміри окремих пор, і навпаки, при збільшенні прискорення вільного падіння пори будуть відсутні (рис. 4). Слід зазначити, що використане наближення не враховує про-

цесів гідродинаміки зварної ванни, які за певних обставин, зокрема при великих значеннях числа Рейнольдса, можуть мати суттєвий вплив на стабільність ПГК в умовах зниженої гравітації.

Якщо припустити, що оптимальний режим зварювання відповідає часу стаціонарного спливання газового пухирця, який є меншим, ніж час існування зварної ванни, можна якісно оцінити вплив умов гравітації на схильність до появи таких дефектів. На рис. 5 наведено залежності мінімального радіуса пухирця $r_{\min}$, який встигне спливати за час існування зварної ванни, наведеної джерелом нагрівання при різній швидкості зварювання від прискорення вільного падіння g . З наведених даних видно, що при зменшенні прискорення вільного падіння нижче 3 м/с^2 різко збільшується розмір пухирців газу, які не встигнуть спливати до повної кристалізації розплаву ванни і сформуєть сферичну несучільність металу шва, що якісно підтверджується результатами натурних експериментів.

Крім того, моделювання руху газових пухирців у зварній ванні показує (рис. 6, а), що при певних параметрах зварювання вони не встигають спливати, і можуть захоплюватися зубчастим фронтом кристалізації, викликаючи утворення пор у зварних швах [6].

Проте параметрами процесу зварювання можна створювати такі умови, при яких газовий пухирець виходить на вільну поверхню рідкої ванни і залишає її. Пори при цьому у металі шва не утворюються (рис. 6, б).

Таким чином, розрахунки у рамках запропонованої математичної моделі показали, що траєкторія газового пухирця може перетинатися з рухомим зубчастим фронтом кристалізації ванни або виходити на вільну поверхню. У першому випадку пори виникають у середній частині шва, а у другому — пори не утворюються. Врахування цих факторів при виборі технологічних параметрів процесу зварювання (зокрема швидкості, потужності джерела нагрівання та програмоване керування інтенсивністю нагрівання сканувальним електронним пучком) дозволяє отримувати бездефектні зварні з'єднання.

Така модель дозволяє оцінити вплив різних параметрів процесу електронно-променевого

зварювання на ймовірність утворення пор і намітити заходи боротьби з ними.

ВИСНОВКИ

1. Проведено аналіз факторів, які сприяють підвищеному утворенню пор у зварних швах при електронно-променевому зварюванні алюмінієвих сплавів в умовах зниженої гравітації на основі припущень умов гідростатичного балансу ПГК. Для цього запропоновано якісну математичну модель для оцінки схильності металу зварного з'єднання, отриманого кинджальним проплавленням за допомогою висококонцентрованого джерела зварювального нагрівання, до зародження пор у металі зварного шва. Розглянуто два основних механізми зародження дефектності, а саме локальне схлопування ПГК і кристалізація пухирців домішкових газів, які не встигають спливати на поверхню розплаву за час існування зварної ванни.

2. Показано, що найбільший вплив на стійкість ПГК надає співвідношення абляційного тиску та сили поверхневого натягу, які несуттєво залежать від сили гравітації. У свою чергу, гідростатичний тиск зменшується при зменшенні сили гравітації, що має невеликий позитивний ефект на стабільність ПГК і знижує схильність до появи пор, зумовлених локальним схлопуванням каналу у процесі зварювання.

3. Показано суттєвий вплив сили гравітації та розмірів пухирців газу на швидкість їхнього спливання з розплаву. При цьому при зменшенні прискорення вільного падіння нижче 3 м/с^2 різко збільшується розмір пухирців газу, які не встигають спливати до повної кристалізації ванни розплаву, і формують сферичну несучільність металу шва. Це підтверджується наявними експериментальними даними про підвищення схильності зварних швів до появи пористості за низької гравітації. Але врахування цього фактора при виборі технологічних параметрів процесу зварювання (зокрема швидкості та потужності джерела нагрівання) дозволяє отримувати бездефектні зварні з'єднання.

Результати досліджень, використані у статті, були отримані при виконанні робіт, що проводилися в рамках Цільової програми НАН України з наукових космічних досліджень на 2018—2022 рр.

ЛІТЕРАТУРА

1. Антонова М. М. *Свойства гидридов металлов*. Справочник. Киев, 1975. 128 с.
2. Бондарев А. А. Влияние технологических факторов на свойства и плотность сварных швов алюминиевых сплавов, выполненных электронно-лучевой сваркой. *Автомат. сварка*. 1972. № 5. С. 24—26.
3. Бондарев А. А., Лапчинский В. Ф., Лозовская А. В., Терновой Е. Г. Исследование структуры и распределения элементов в сварных соединениях, выполненных электронным лучом на сплавах 1201 и АМгб в условиях невесомости. *Космос: Технологии, Материаловедение, Конструкции*. Сб. науч. тр. под. ред. акад. Б. Е. Патона. Киев: ИЭС им. Е.О. Патона НАН Украины, 2000. С. 247—252.
4. Бондарев А. А., Рабкин Д. М. Испарение легколетучих элементов при электроннолучевой сварке алюминиевых сплавов. *Автомат. сварка*. 1974. № 3. С. 13—16.
5. Патон Б. Е., Кубасов В. Н. Эксперимент по сварке металлов в космосе. *Автомат. сварка*. 1970. № 5. С. 7—12.
6. Патон Б. Е., Лапчинский В. Ф. *Сварка и родственные технологии в космосе. Особенности и перспективы*. Киев: Наук. думка, 1998. 182 с.
7. Рабкин Д. М., Лапчинский В. Ф., Терновой Е. Г., Лозовская А. В., Мнищенко С. В., Бондарев А. А., Дзыкович И. Я. Исследование свойств и структуры сварных соединений из сплава 1201, выполненных электронным лучом при различных уровнях гравитации и низких температурах. *Космос: Технологии, Материаловедение, Конструкции*. Сб. науч. тр. под. ред. акад. Б. Е. Патона. Киев: ИЭС им. Е. О. Патона НАН Украины. 2000. С. 236—243.
8. Терновий Є. Г., Патон Б. Є., Лобанов Л. М., Аснїс Є. А., Зубченко Ю. В., Статкевич І. І. Комплекс апаратури для електронно-променевого зварювання в умовах паверхні Місяця. 7-ма Міжнар. конф. «Космічні технології: сучасне і майбутнє». Тези доп. Дніпро, 2019. С. 113.
9. Терновой Е. Г., Бондарев А. А., Лапчинский В. Ф., Гавриш С. С., Афанасьев И. В., Филимонов В. И. Исследование некоторых вопросов свариваемости алюминиевых сплавов в невесомости. *Космич. исслед. на Украине*. 1976. Вып. 9. С. 5—11.
10. Терновой Е. Г., Бондарев А. А., Лапчинский В. Ф., Лозовская А. В. Влияние гравитационных сил, растворенного водорода и исходной температуры на свойства и плотность сварных соединений при электронно-лучевой сварке легких конструкционных сплавов. *Космос: Технологии, Материаловедение, Конструкции*. Сб. науч. тр. под. ред. акад. Б. Е. Патона. Киев: ИЭС им. Е. О. Патона НАН Украины, 2000. С. 243—246.
11. Терновой Е. Г., Лобанов Л. М. Особенности электронно-лучевой сварки толстостенных оболочек из алюминиевых сплавов. 7-ма Міжнар. конф. «Космічні технології: сучасне і майбутнє». Тези доп. Дніпро, 2019. . С. 93.
12. Alexopoulou V. E., Papazoglou E. L., Karmiris-Obratański P., Markopoulos A. P. 3D finite element modeling of selective laser melting for conduction, transition and keyhole modes. *J. Manufacturing Processes*. 2022. **75**. P. 877—894.
13. Blackburn J. E. Understanding porosity formation and prevention when welding titanium alloys with 1 μm wavelength laser beams. A thesis for the degree of Doctor of Engineering. Faculty of Engineering and Physical Sciences. School of Mechanical, Aerospace and Civil Engineering. The University of Manchester. 2011.
14. Clift R., Grace J. R., Weber M. E. *Bubbles, drops and particles*. New York: Dover Publication Inc, 2013. 400 p.
15. Duley W. W. *Heat transfer and modelling in laser welding. Laser Welding*. New York: Wiley & Sons, 1999. 264 p.
16. Forsman T. *Laser Welding of Aluminium Alloys*. Doctoral Thesis. Department of Materials and Manufacturing Engineering Division of Manufacturing Systems Engineering. Lulea University of Technology. 2000.
17. Iida T., Guthrie R. I. L. *The Physical Properties of Liquid Metals*. Oxford: Clarendon Press, 1993. 288 p.
18. Jingsheng W., Renzhi H., Xin C., Shengyong P. Modeling fluid dynamics of vapor plume in transient keyhole during vacuum electron beam welding. *Vacuum*. 2018. **15**. **157**. P. 277—290.
19. Klein T., Vicanek M., Kroos J., Decker I., Simon G. Oscillations of the keyhole in penetration laser beam welding. *J. Phys. D: Appl. Phys.* 1994. **27**. P. 2023—2030.
20. Kroos J., Gratzke U., Simon G. Towards a self-consistent model of the keyhole in penetration laser beam welding. *J. Phys. D: Appl. Phys.* 1993. **26**. P. 474—480.
21. Milenin E., Velikoivanenko G., Rozynka G., Pivtorak N. Residual strength and reliability of corroded pipelines — Monte-Carlo approach for consideration of spatially nonuniform material properties. *Structural Integrity*. 2019. **8**. P. 321—326.
22. Paton B. E., Lobanov L. M., Asnis Yu. A., Ternovoj E. G., Zubchenko Yu. V. Equipment and technology for electron-beam welding in space. *Space Materials and Technologies*. 2017. **23**(4). P. 27—32.

REFERENCES

1. Antonova M. M. (1975). *Properties of metal hydrides. Directory*. Kyiv, 128 p. [in Russian].
2. Bondarev A. A. (1972). The influence of technological factors on the properties and density of welds of aluminum alloys made by electron beam welding. *Automatic welding*, № 5, 24—26 [in Ukrainian].
3. Bondarev A. A., Lapchynskiy V. F., Lozovskaia A. V., Ternovoj E. H. (2000). Investigation of the structure and distribution of elements in welded joints made by an electron beam on 1201 and AMg6 alloys under weightless conditions. *Space: Technology, Materials Science, Constructions. Collection of scientific papers under. edited by Academician B. E. Paton*. Kyiv: PWI them. E. O. Paton NAS of Ukraine, 247—252 [in Russian].
4. Bondarev A. A., Rabkin D. M. (1974). Evaporation of volatile elements during electron beam welding of aluminum alloys. *Automatic welding*, № 3, 13—16 [in Russian].
5. Paton B. E., Kubasov V. N. (1970). Experiment on welding metals in space. *Automatic welding*, № 5, 7—12 [in Russian].
6. Paton B. E., Lapchinsky V. F. (1998). *Welding and related technologies in space. Peculiarities and Prospects*. Kyiv: Naukova dumka, 182 p. [in Russian].
7. Rabkyn D. M., Lapchynskiy V. F., Ternovoj E. H., Lozovskaia A. V., Mnyshenko S. V., Bondarev A. A., Dzykovych Y. Ya. (2000). Investigation of the properties and structure of welded joints from alloy 1201, made by an electron beam at various levels of gravity and low temperatures. *Space: Technology, Materials Science, Constructions. Collection of scientific papers under. edited by Academician B. E. Paton*. Kyiv: PWI them. E. O. Paton National Academy of Sciences of Ukraine, 236—243 [in Russian].
8. Ternovyi Y. G., Paton B. E., Lobanov L. M., Asnis Y. A., Zubchenko Yu. V., Statkevych I. I. (2019). Complex of equipment for electron-beam welding in Moon surface conditions. *7th Int. conf. "Space technologies: present and future": Abstracts reports*. Dnipro, 113 [in Ukrainian].
9. Ternovoj E. H., Bondarev A. A., Lapchynskiy V. F., Havrysh S. S., Afanas'ev Y. V., Fylymonov V. Y. (1976). Investigation of some issues of weldability of aluminum alloys in weightlessness. *Space res. in Ukraine*, № 9, 5—11 [in Russian].
10. Ternovoj E. H., Bondarev A. A., Lapchynskiy V. F., Lozovskaia A. V. (2000). Influence of gravitational forces, dissolved hydrogen and initial temperature on the properties and density of welded joints in electron-beam welding of light structural alloys. *Space: Technology, Materials Science, Constructions. Collection of scientific papers under. edited by Academician B. E. Paton*. Kyiv: PWI them. E. O. Paton NAS of Ukraine, 243—246 [in Russian].
11. Ternovyi Y. G., Lobanov L. M. (2019). Features of electron-beam welding of thick-walled shells made of aluminium alloys. *7th Int. conf. "Space technologies: present and future". Abstracts reports*. 93 [in Russian].
12. Alexopoulou V. E., Papazoglou E. L., Karmiris-Obratański P., Markopoulos A. P. (2022). 3D finite element modeling of selective laser melting for conduction, transition and keyhole modes. *J. Manufacturing Processes*, **75**, 877—894.
13. Blackburn J. E. (2011). Understanding porosity formation and prevention when welding titanium alloys with 1 μm wavelength laser beams. A thesis for the degree of Doctor of engineering. Faculty of Engineering and Physical Sciences. School of Mechanical, Aerospace and Civil Engineering. The University of Manchester.
14. Clift R., Grace J. R., Weber M. E. (2013). *Bubbles, drops and particles*. New York. Dover Publication Inc., 400 p.
15. Duley W. W. (1999). *Heat transfer and modelling in laser welding. Laser Welding*. New York: Wiley & Sons, 264 p.
16. Forsman T. (2000). Laser welding of aluminium alloys. Doctoral Thesis. Department of Materials and Manufacturing Engineering Division of Manufacturing Systems Engineering. Lulea University of Technology.
17. Iida T., Guthrie R. I. L. (1993). *The Physical Properties of Liquid Metals*. Oxford: Clarendon Press, 288 p.
18. Jingsheng W., Renzhi H., Xin C., Shengyong P. (2018). Modeling fluid dynamics of vapor plume in transient keyhole during vacuum electron beam welding. *Vacuum*, **15**, 157, 277—290.
19. Klein T., Vicanek M., Kroos J., Decker I., Simon G. (1994). Oscillations of the keyhole in penetration laser beam welding. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **27**, 2023—2030.
20. Kroos J., Gratzke U., Simon G. (1993). Towards a self-consistent model of the keyhole in penetration laser beam welding. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **26**, 474—480.
21. Milenin A., Velikoivanenko E., Rozyinka G., Pivtorak N. (2019). Residual strength and reliability of corroded pipelines — Monte-Carlo approach for consideration of spatially nonuniform material properties. *Structural Integrity*, **8**, 321—326.
22. Paton B. E., Lobanov L. M., Asnis Yu. A., Ternovoj E. G., Zubchenko Yu. V. (2017). Equipment and technology for electron-beam welding in space. *Space Materials and Technologies*, **23**(4). 27—32.

Стаття надійшла до редакції 14.11.2022

Після доопрацювання 20.12.2022

Прийнято до друку 20.12.2022

Received 14.11.2022

Revised 20.12.2022

Accepted 0.12.2022

L. M. Lobanov, Deputy Director, Dr. Sci. in Tech., Prof., Acad. NAS of Ukraine. Honored Worker of Science and Technology of Ukraine (2004), Gold Medal. B. Paton “For outstanding achievements in the creation of innovative scientific and technical developments that have found wide practical use” (2022)

ORCID: 0000-0001-9296-2335

E-mail: office@paton.kiev.ua

O. S. Milenin, Senior Researcher, Dr. Sci. in Tech., Leading Researcher, Member of the American Society of Mechanical Engineers

ORCID: 0000-0002-9465-7710

E-mail: asmilenin@ukr.net

Y. H. Ternovyi, Deputy Head of the Department of Space Technologies

ORCID: 0000-0002-4323-0944

E-mail: ev-geo@ukr.net

N. V. Piskun, Head of the Department of Space Technologies, Dr. Sci. in Tech.

ORCID: 0000-0003-1459-2310

E-mail: nadamova54@gmail.com

S. O. Hlushak, Researcher

ORCID: 0000-0003-4518-7262

E-mail: electriber@ukr.net

I. I. Statkevich, Researcher

ORCID: 0000-0001-9403-2123

E-mail: statkevich_igor@ukr.net

L. M. Radchenko, Leading Engineer

ORCID: 0000-0002-4235-2413

E-mail: rleonid190@gmail.com

E. O. Paton Electric Welding Institute of the National Academy of Sciences of Ukraine

11, Kazimir Malevich Str, Kyiv, 03150 Ukraine

REGULARITIES OF POROSITY FORMATION IN ELECTRON BEAM WELDING OF ALUMINUM ALLOYS UNDER LOW GRAVITY

The use of welding processes in open space is necessary for the manufacture, assembly, and repair of large-sized structures of space stations both in the near-Earth orbit and during the exploration of the Moon, where it is planned the creation of long-term lunar bases, as well as other objects that ensure the activities and work of expeditions. These can be subassembly operations in creating pressure-tight buildings for residential and industrial use, as well as for storing energy resources, pipelines of space complexes, or repair for ensuring the long-term operation of existing systems.

Electron beam welding (EBW) is an optimal and more technological process for these works in comparison with other welding methods. Deep vacuum and low temperatures, which are the natural environment under space conditions, encourage the use of electron beam technologies, including welding. The efficiency of this process is 85–90 %, which is the maximum one in comparison with other welding methods. EBW under Earth gravity allows gaining the mechanical and chemical properties, as well as vacuum tightness of welded joints at the level of the parent metal.

Performing EBW in conditions of ultrahigh vacuum, low gravity, and low temperatures is complicated, therefore, the quality of welded joints may decrease. The obtained results of the experiments conducted under conditions of low gravity and low temperatures in space, as well as in the flying laboratory, showed an increased number of pores in the welds. First of all, this phenomenon was detected in the welding of samples made of aluminum alloys. They are widely used in creating space structures, which does not exclude the possibility of their application in the manufacture of welded structures on the Moon's surface.

The aim of this work is the studying the regularities of porosity formation in the metal of the welded joints made of aluminum alloys in EBW under low gravity by qualitative analysis of the main factors that determine the increased susceptibility to the formation of discontinuities of this type.

Keywords: electron beam welding, aluminum alloy, welded joint, ultra-high vacuum, reduced gravity, porosity formation, key-hole, gas bubbles, discontinuity, collapse, balance of forces, hydrodynamics, ablation pressure, Reynolds numbers, hydrostatic balance, gas bubble trajectory.

<https://doi.org/10.15407/knit2023.03.067>

УДК 551.5:539.104, 550.388

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

ВАРІАЦІЇ ПОВНОГО ЕЛЕКТРОННОГО ВМІСТУ В ІОНОСФЕРІ, ВИКЛИКАНІ ВИБУХОМ ВУЛКАНА ТОНГА 15 СІЧНЯ 2022 р.

Про здатність потужних вибухових вулканів впливати на стан іоносфери стало відомо принаймні ще у 1980-ті рр. Новий сплеск інтересу до вивчення ефектів у системі Земля — атмосфера — іоносфера — магнітосфера спостерігався після вибуху вулкана Хунга-Тонга-Хунга-Хаапай (коротко Тонга) 15 січня 2022 р. Цей вулкан по праву можна віднести до унікальних. Іоносферним ефектам вулкана Тонга присвячено низку робіт. З використанням часових варіацій повного електронного вмісту (ПЕВ) встановлено, що вибухів вулкана було п'ять. Найсильнішими із них були другий і третій вибухи, причому другий був найінтенсивнішим. Досліджено локальну та глобальну реакції іоносфери на вибух вулкана Тонга. Для цього використовувалися сигнали Глобальної навігаційної супутникової системи та вимірювання на борту супутника «Swarm». Біля місця вибуху вулкана збурення ПЕВ сягало 5...10 TECU. Крім локального ефекту, спостерігалися рухомі іоносферні збурення, викликані генерацією та поширенням акустико-гравітаційних хвиль зі швидкістю від 180 до 1050 м/с. Особливе місце займала хвиля Лемба, що рухалась зі швидкістю 315 м/с та поширювалася на глобальні відстані. У нічний час виявлено екваторіальні плазмові «міхури», які спостерігалися в Азійсько-Океанічному регіоні. При цьому на висотах 400...500 км концентрація електронів N зменшилася на 2-3 порядки. Розмір цих утворень за довготою перевищував 10 Мм, а їхня тривалість становила не менше 4...5 год. Мета роботи — подальший аналіз аперіодичних і квазіперіодичних збурень в іоносфері, викликаних вибухом вулкана Тонга 15 січня 2022 р., у широкому діапазоні відстаней (від 0.1 до 5 Мм) від джерела збурень. Для виявлення реакції іоносфери на вибух вулкана Тонга аналізувалися реєстрації сигналів Глобальної навігаційної супутникової системи. У результаті аналізу часових варіацій ПЕВ у контрольні дні та у день вибуху вулкана встановлено основні закономірності генерації збурень в іоносфері та визначено кількісні характеристики збурень. Виявлено чотири групи збурень, що мали різний час запізнювання відносно моменту вибуху вулкана. Важливо, що час запізнювання збурень збільшувався зі збільшенням відстані від вулкана до місця реєстрації. Швидкість збурення у першій групі була близька до 1000 м/с, воно мало N -подібний профіль. Це збурення було згенероване вибуховою хвилею, швидкість якої залежала від надлишку тиску та априорі перевищувала швидкість звуку. Швидкість збурень у другій групі варіювала у межах 336...500 м/с, що властиво швидкості атмосферних гравітаційних хвиль. Швидкість збурень у третій групі перебувала у межах 260...318 м/с. Таку швидкість має хвиля Лемба. У четвертій групі швидкість збурень становила 190...220 м/с. Ця швидкість характерна для цунамі, яке було викликане безпосередньо вибухом вулкана. Період квазіперіодичних збурень змінювався від 10 до 20 хв, а їхня амплітуда — від 0.5 до 1 TECU. Доведено, що спостережувана іоносферна «діра» була згенерована саме вибухом вулкана. При цьому модулі абсолютної та відносної величин збурень мали тенденцію до спадання при збільшенні відстані від епіцентру вибуху (приблизно від 10 TECU до 2 TECU та від 37 % до 7 % відповідно). Час запізнювання появи «діри» та її тривалість, навпаки, збільшувалися зі збільшенням відстані від вулкана до місця реєстрації (від 35 до 100 хв і

Цитування: Чорногор Л. Ф. Варіації повного електронного вмісту в іоносфері, викликані вибухом вулкана Тонга 15 січня 2022 р. *Космічна наука і технологія*. 2023. 29, № 3 (142). С. 67—87. <https://doi.org/10.15407/knit2023.03.067>

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

від 30...40 до 120...150 хв відповідно). Запропоновано механізм генерації іоносферної «діри». В його основі лежать як електричні, так і не електричні процеси (тріщинуватості, тертя частинок, конденсація водяних парів, коагуляція крапель води, прилипання електронів, гравітаційна сегрегація тощо). У результаті порушення глобального електричного кола, появи стороннього електричного струму, збільшення на порядки напруженості атмосферного та іоносферного електричного полів, опускання іоносферної плазми на менші висоти, де відбувається більш активний процес рекомбінації електронів, згенерована іоносферна «діра». Встановлено основні кількісні характеристики збурень. Їхні флуктуації пояснюються географічним положенням станцій, положенням підіоносферних точок по відношенню до екваторіальної іонізаційної аномалії, часом доби, рухом вечірнього сонячного термінатора тощо.

Ключові слова: іоносфера, вулкан Тонга, вибух вулкана, повний електронний вміст, іоносферна «діра», хвильові збурення, параметри збурень.

ВСТУП

Про здатність потужних вибухових вулканів впливати на стан іоносфери стало відомо принаймні ще у 1980-ті рр. [35, 45]. Було встановлено, що носієм збурень є інтенсивний інфразвук і атмосферні гравітаційні хвилі [11, 17, 19, 20, 35, 45]. Плідними були дослідження іоносферних збурень, що виникали вслід за вибухом вулкана Св. Олени 1980 р. [35, 45, 54]. Пізніше подібні дослідження були продовжені для низки інших потужних вулканів [10, 21, 22, 26, 27, 30, 40, 46, 51].

Новий сплеск інтересу до вивчення ефектів у системі Земля — атмосфера — іоносфера — магнітосфера (ЗАІМ) спостерігався після вибуху вулкана Хунга-Тонга-Хунга-Хаапай (коротко Тонга) 15 січня 2022 р. Цей вулкан по праву можна віднести до унікальних. Досить згадати, що максимальна висота викидів сягала 58 км. Навіть для вулкана Кракатау (1883 р.) вона не перевищувала 45...50 км [11, 54].

Встановлено, що вибухів вулкана Тонга в інтервалі часу 04:00—05:00 UT було п'ять. Найсильнішим був другий вибух приблизно о 04:15 UT (тут і надалі час всесвітній) [32, 38, 39]. Вибух призвів до землетрусу з магнітудою $M \approx 5.8$ [5, 32, 42]. Вибух викликав цунамі двох типів зі швидкостями 315 та 200 м/с [7, 28, 31, 36—39, 44, 52, 53]. Перше з них пов'язано з інтенсивною атмосферою хвилею Лемба, а друге — безпосередньо з підняттям товщі води під час підводного вибуху вулкана. Висота хвилі над кратером сягала 90 м [25]. Поблизу вулкана висота цунамі була близькою до 15 м. Біля Чилі вона не перевищувала 3 м, поблизу Перу — 2 м, біля Японії — 1.2 м, поблизу США (Каліфорнія, Аляска) — 1 м, а в Атлантичному океані та навіть у Середземному морі — 10...30 см [8, 30, 31, 44].

Вибух вулкана згенерував декілька типів хвиль у атмосфері: вибухову хвилю зі швидкістю $v \sim 1$ км/с, атмосферну гравітаційну хвилю з $v = 250...1000$ м/с [23, 38, 39], інфразвук з $v \approx 300$ м/с, потужну практично незагасаючу поверхневу хвилю Лемба з $v = 313...317$ м/с та звук [4, 6, 41, 56]. Хвиля Лемба обігнула Земню кулю п'ять разів і спостерігалася впродовж семи діб [6]. За рахунок нелінійних перетворень звук від вибуху вулкана було чути на Алясці (відстань порядку 9 Мм) [38, 39]. Вибух вулкана спричинив збурення магнітного поля Землі [3, 48, 59]. Величина збурень сягала 14 нТл [48].

Теоретичному аналізу та комплексному моделюванню великої кількості фізичних ефектів у всіх підсистемах системи ЗАІМ присвячено роботи автора [12, 16, 17].

Тертя частинок викиду у вулканічному струмені та плюмі призвело до їхньої електризації, суттєвого збільшення об'ємної щільності електричного заряду та щільності електричного струму у атмосфері, збурення глобального електричного кола, інтенсифікації електричних розрядів. Частота блискавок сягала 20000 хв^{-1} [60]. Всього зафіксовано 400000 блискавок [60]. Електромагнітне випромінювання блискавок з частотою 10...100 кГц збурювало параметри нижньої іоносфери та поширювалося вздовж магнітних силових ліній до магнітосфери, викликаючи збурення у магнітосфері та радіаційному поясі, висипання високоенергійних електронів із радіаційного поясу [12, 16, 17]. Механізми дії електромагнітного випромінювання блискавок описано в роботі [29].

Зупинимось детальніше на описі іоносферних збурень, що спостерігалися різними методами.

Іоносферним ефектам вулкана Тонга присвячено низку робіт [1, 2, 5, 9, 18, 23, 24, 33, 34,

43, 47, 50, 55, 62]. У роботі [5] з використанням часових варіацій повного електронного вмісту (ПЕВ) встановлено, що вибухів вулкана було п'ять. Найсильнішими із них були другий і третій вибухи о 04:18:10 і 04:28:05 UT, причому другий був найбільш інтенсивним. За оцінками, за величиною збурення ПЕВ енергія вибуху становила 9...37 Мт ТНТ. Часові варіації ПЕВ, пов'язані з ударною хвилею, були складними, проте N -подібний профіль спостерігався чітко. Амплітуда відгуку на вибух мала екстраординарне значення: 5...8 TECU, або 21...44 %. У околі вулкана за значним (до 5 TECU) збільшенням ПЕВ мало місце його суттєве (до 13...18 TECU) зменшення, яке тривало 1.5...2 год. Утворилася так звана іоносферна «діра». Її виникнення у роботі [5] було пояснено фазою розрідження у вибуховій хвилі або фазою відновлення магнітної бурі, що спостерігалася 14 січня 2022 р.

У роботі [1] досліджено локальну та глобальну реакції іоносфери на вибух вулкана Тонга. Для цього використовувалися сигнали Глобальної навігаційної супутникової системи (ГНСС) та вимірювання на борту супутника «Swarm». Біля місця вибуху вулкана збурення ПЕВ сягало 5...10 TECU. Крім локального ефекту, спостерігалися рухомі іоносферні збурення (РІЗ), викликані генерацією та поширенням акустико-гравітаційних хвиль зі швидкістю від 180 до 1050 м/с. Особливе місце займала хвиля Лемба, що рухалась зі швидкістю 315 м/с та поширювалася на глобальні відстані. У нічний час виявлено екваторіальні плазмові «міхури», які спостерігалися в Азійсько-Океанічному регіоні. При цьому на висотах 400...500 км концентрація електронів N зменшилася на 2-3 порядки. Розмір цих утворень за довготою перевищував 10 Мм, а їхня тривалість становила не менш ніж 4...5 год.

У роботі [2] висловлено припущення, що аномалія з екваторіальними плазмовими «міхурами» викликана проявами акустико-гравітаційного резонансу та хвиль Лемба.

У роботі [55] з використанням 4735 приймачів сигналів ГНСС досліджувались РІЗ двох типів: великомасштабні (довжина хвилі $\lambda > 1600$ км, швидкість $v \approx 555$ м/с та 950 м/с, яка поступово зменшувалася до 390 та 600 м/с відповідно)

та середньомасштабні ($v = 200...400$ м/с). Перші демонстрували сильну спрямованість, а другі не мали переважного напрямку руху та були пов'язані з атмосферними гравітаційними хвилями (АГХ). Авторів роботи дуже вразило значення швидкості $v > 900$ м/с.

У роботі [9] з використанням сигналів китайської навігаційної системи Beidou проаналізовано часові варіації ПЕВ на відстанях до 12 Мм від місця вибуху вулкана. Встановлено, що ці варіації зі збільшенням відстані змінювалися не монотонно. Максимальне збурення ПЕВ сягало 20 TECU. Швидкість поширення збурень становила 335 м/с.

У роботі [62] для дослідження часових варіацій ПЕВ використовувались сигнали ГНСС, зареєстровані більш ніж 5000 приймачами. Було вивчено РІЗ, які огинали Земну кулю три рази впродовж 4 діб. Збурення мали швидкість 600...700 м/с, період 10...30 хв та горизонтальну довжину хвилі 500...1000 км. Хвилі проходили шість разів над США. Поблизу точки вибуху вулкана швидкість збурень сягала 1 км/с. Потім вона поступово зменшувалася від 700 до 450 м/с на відстані $r \approx 5$ Мм. Величина збурень була близька до 3 TECU. Їхня тривалість сягала декількох годин.

У роботі [34] встановлено, що коли хвиля Лемба дійшла до Австралії та Нової Зеландії, миттєво з'явилося збурення ПЕВ над Японією, тобто у магнітоспрямованій області. Швидкість поширення збурення магнітної силової трубки становила близько 300 км/с.

У роботі [34], як і в роботі [62], стверджується, що енергія хвилі Лемба через акустичний і гравітаційний резонанси (тобто на частотах акустичного обрізання та Брента — Вайсяля) просочується в термосферу та іоносферу, викликаючи РІЗ.

У дослідженні [2] з використанням сигналів ГНСС та іонозонду було встановлено, що, поперше, у денний час гребінь екваторіальної іонізаційної аномалії з південного боку стиснувся більш ніж на 10 TECU. З північного боку ефект був дещо меншим. Розмір у екваторіальному напрямку становив близько 10° , або 1.1 Мм. При цьому від 14:00 до 17:00 UT сформувався єдиний надлишок концентрації електронів поблизу гео-

магнітного екватора. Висота максимуму іонізації $h_m F_2$ шару F_2 зменшувалася від 500 до 260 км. По-друге, подібне стискання гребенів екваторіальної іонізаційної аномалії спостерігалось і в нічний час. Мали місце значні коливання горизонтального вітру, включаючи спрямований на захід вітер. На іонограмах реєструвався частотний F -спред. По-третє, у денний час стискання гребенів екваторіальної іонізаційної аномалії супроводжувалося квазіперіодичними варіаціями термосферного, і в першу чергу зонального вітру з амплітудою, близькою до 200 м/с. Збурення зонального вітру призвели до збурення спрямованого на схід зонального електричного поля на висотах динамо-області атмосфери, що викликало сильний спрямований донизу дрейф плазми та стискання екваторіальної іонізаційної аномалії.

Роботу [33] присвячено опису електродинамічних процесів у екваторіальній іоносфері. Було проаналізовано дані багатьох інструментальних вимірювань за допомогою супутника «Swarm» і наземних магнітометрів і встановлено, що вибух вулкана Тонга призвів до значного збурення екваторіального електроструменя та генерації електроструменя з протилежною спрямованістю. Причиною слугувало сильне збурення спрямованого на схід зонального вітру, викликаного великомасштабними атмосферними збуреннями внаслідок вибуху вулкана.

У роботі [47] описано іоносферні збурення над Японією (відстань від місця розташування вулкана та пунктом спостереження $r \approx 7800$ км), які спостерігалися після вибуху вулкана Тонга. Для аналізу використано дані ГНСС (всього 200 станцій). Виявлено два типи РІЗ. Перший тип спостерігався за 3 год після вибуху, мав швидкість $v \approx 640$ м/с, довжину хвилі $\lambda \approx 400$ км, амплітуду збурення ПЕВ $\Delta N_{va} \approx 0.5$ TECU. Другий тип РІЗ реєструвався за 7 год після вибуху. Для нього $v \approx 310$ м/с, $\lambda \approx 800$ км, $\Delta N_{va} \approx 1$ TECU. У роботі [47] також визначено напрямок переміщення РІЗ.

У роботі [50] аналізувались дані багатоінструментальних вимірювань, виконаних за допомогою 7200 станцій ГНСС, восьми супутників з інфрачервоними давачами та радара «Super-

DARN», розміщеного на о. Хоккайдо. Радар вимірював швидкість дрейфу іоносферної плазми. Головну увагу приділено поясненню механізму виникнення РІЗ у магнітоспряженій області. Амплітуда РІЗ у південній півкулі становила 0.5...1.1 TECU. Механізм переносу збурень із південної півкулі у північну такий. Вибухова хвиля від вулкана, досягнувши E -області іоносфери, у динамо-області згенерувала збурення ПЕВ та електричного поля. Останнє з альвенівською швидкістю перемістилося у магнітоспряжену область над Японією. Виникли квазіперіодичні збурення електричного поля та потоку плазми. За даними радара амплітуда швидкості потоку плазми сягала 100...110 м/с, а період — 36...38 хв. Тоді амплітуда електричного поля становила 2.8...3.1 мВ/м. У незбурених умовах амплітуда цього поля зазвичай на порядок менша. Квазіперіодичні варіації потоку плазми спостерігалися як РІЗ. Важливо, що РІЗ реєструвалися о 07:30, тобто за 3 год 15 хв після вибуху вулкана.

Мета роботи — подальший аналіз аперіодичних і квазіперіодичних збурень в іоносфері, викликаних вибухом вулкана Тонга 15 січня 2022 р., у широкому діапазоні відстаней (від 0.1 до 5 Мм) від джерела збурень.

ЗАГАЛЬНІ ВІДОМОСТІ ПРО ВУЛКАН ТОНГА

Вулкан Тонга лежить у південній частині Тихого океану, у Полінезії (20°54' пд. ш., 175°38' зх. д.) [57]. Розміри кальдери приблизно 2×5 км. Кратер вулкана лежить на глибині приблизно 200 м [31].

Вулкан — вибуховий. 15 січня 2022 р. вибухи продовжувалися приблизно від 04:03 до 08:31 UT. Вулкан був активним впродовж 12 ± 2 год [60]. Протягом цього часу в атмосферу було викинуто продуктів масою 2.9 Гг і об'ємом близько 1.9 км³. Для порівняння вкажемо, що всі вулкани світу щорічно викидають близько 3 Гг продуктів, або в середньому 100 т/с. Продуктивність вулкана Тонга становила 67 кт/с, або $4.5 \cdot 10^4$ м³/с. Теплова енергія вулкана сягала $3.9 \cdot 10^{18}$ Дж, а відповідна середня потужність — $9.1 \cdot 10^{13}$ Вт [12, 16, 17]. За даними різних дослідників, енергія вибуху лежала у межах від 4...18 до 275...330 Мт ТНТ та навіть до 478 ± 191 Мт ТНТ [10, 11, 32, 58]. За

нашими оцінками ця енергія не перевищувала 16...18 Мт ТНТ [12, 16, 17].

Вулканічний струмінь з початковим діаметром в десятки метрів із початковою швидкістю в сотні метрів за секунду піднявся на висоту до 2 км [12, 16, 17]. За рахунок конвекції гарячі продукти вибуху (так званий плюм) здатні були піднятися на рекордну висоту в 50...58 км [10, 60]. Середня швидкість підйому становила близько 33 м/с. Продукти викиду поширювалися у західному напрямку на відстань до 15 Мм при ширині $l \sim 3$ Мм з середньою швидкістю близько 20 м/с [12, 16, 17].

Індекс вулканічної вибуховості VEI сягав 5.8, магнітуда вулкана — 5.5, а інтенсивність — 10.8. Для більш потужного вулкана Кракатау VEI дорівнював 6, магнітуда не перевищувала 6.5, інтенсивність — 11.7 [12, 16, 17].

СТАН КОСМІЧНОЇ ПОГОДИ

Для коректного аналізу збурень у іоносфері, викликаних вибухом вулкана Тонга, попередньо потрібно вивчити стан космічної погоди у день вибуху, перед ним, та після нього. Будемо виходити з того, що можливі ефекти вибуху вулкана продовжувалися до чотирьох діб.

Спочатку проаналізуємо часові варіації параметрів сонячного вітру за 12...18 січня 2022 р. (рис. 1). 12 та 13 січня 2022 р. концентрація частинок n_{sw} флукувала у межах $(2...8) \cdot 10^6$ м⁻³. 14 січня 2022 р. впродовж доби величина n_{sw} немоновотонно збільшувалася від $4 \cdot 10^6$ до $16.7 \cdot 10^6$ м⁻³. Приблизно з 22:00 14 січня 2022 р. концентрація немоновотонно зменшувалася від $16.7 \cdot 10^6$ до $5 \cdot 10^6$ м⁻³ наприкінці доби 15 січня 2022 р. Від 16 до 18 січня 2022 р. величина n_{sw} флукувала в межах $(2...5) \cdot 10^6$ м⁻³.

Швидкість частинок V_{sw} від 12 січня до кінця доби 14 січня 2022 р. була майже незмінною, слабо флукувала біля значення 350...400 км/с. Від кінця доби 14 січня та до кінця доби 18 січня 2022 р. спостерігалася тенденція до збільшення V_{sw} від 400 до 600 км/с. Максимальне значення $V_{sw} \approx 623$ км/с мало місце 16 січня 2022 р.

12...14 січня 2022 р. температура частинок T_{sw} варіювала у межах $(0.1...1.8) \cdot 10^5$ К. Наприкінці доби 14 січня 2022 р. величина T_{sw} різко збіль-

шилася до $3 \cdot 10^5$ К. Найбільший сплеск температури до $4.1 \cdot 10^5$ К спостерігався поблизу 18:00 15 січня 2022 р. Два менших сплески мали місце на межі 16...17 січня та на початку доби 18 січня 2022 р.

Тиск p_{sw} 12...13 січня 2022 р. флукував у межах 0.5...2 нПа. 14 січня 2022 р. він немонотонно збільшувався від 0.8 до 4.6 нПа. 15 січня 2022 р. тиск варіював у межах 2.5...4.6 нПа. 16...18 січня 2022 р. він коливався від 1 до 3 нПа.

Викиди енергії у магнітосферу Землі, що описуються функцією Акасофу ϵ_A , різко збільшувалися приблизно від 1 до 34.5 ГДж/с наприкінці доби 14 січня 2022 р. та від 1 до 23 ГДж/с наприкінці доби 15 січня 2022 р.

12 та 13 січня 2022 р. B_z -компонент міжпланетного магнітного поля флукував у межах від -4 до +6 нТл. 14 січня 2022 р. B_z -компонент приймав переважно додатні значення. Приблизно від 12:00 до 24:00 14 січня 2022 р. значення B_z стало від'ємним та досягло свого мінімуму приблизно о 21:00. На Землі настала магнітна буря. Значення K_p -індексу виросло від 0 до 5.7, що спостерігалось приблизно наприкінці доби 14 січня 2022 р. 15 січня 2022 р. цей індекс спочатку зменшувався від 4 до 2, а потім збільшувався до 4.7. Два інші сплески K_p -індексу до 4 і 5 спостерігалися у другій половині доби 16 січня та на початку доби 18 січня 2022 р. відповідно.

Індекс D_{st} слабо флукував у межах ± 8 нТл 12 та 13 січня 2022 р. Усередині доби 14 січня 2022 р. він збільшився до 14 нТл. Настав рапто-вий початок магнітної бурі, головна фаза якої з $D_{smin} \approx -91$ нТл продовжувалася приблизно від 15:00 до 22:00 14 січня 2022 р. До 05:00 15 січня 2022 р. тривала фаза відновлення, але від 05:00 і до 11:00 15 січня 2022 р. настала суббуря з $D_{smin} \approx -55$ нТл. Чергова суббуря ($D_{smin} \approx -50$ нТл) спостерігалася на початку доби 16 січня 2022 р.

Таким чином, виявлення іоносферних ефектів вибуху вулкана Тонга було ускладнене ефектами іоносферної бурі, що супроводжувала магнітну бурю та суббурі.

Додамо, що за класифікацією NOAA (США) ця буря належала до рівня G2 (помірна буря). За нашими оцінками, її енергія становила 4.2 ПДж, а потужність — 190 ГВт.

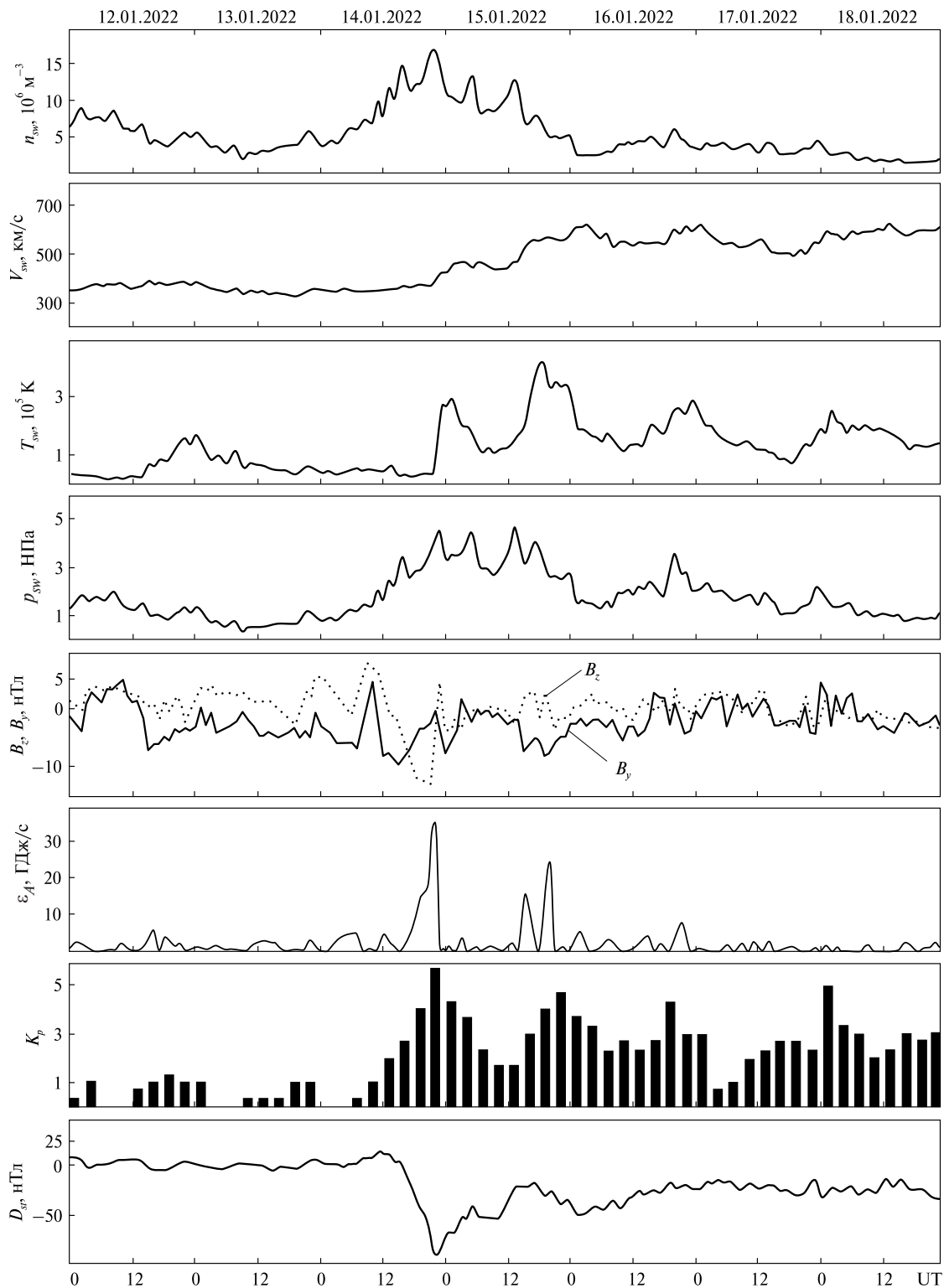


Рис. 1. Часові варіації параметрів сонячного вітру: виміряної концентрації частинок n_{sw} , температури T_{sw} , радіальної швидкості V_{sw} та розрахованого динамічного тиску p_{sw} , виміряних складових B_z і B_y міжпланетного магнітного поля; розрахованих значень енергії ϵ_A , що передається сонячним вітром магнітосфері Землі за одиницю часу; K_p -індекса та D_{st} -індекса (за даними сайту <https://omniweb.gsfc.nasa.gov/form/dx1.html>) у період 12 січня — 18 січня 2022 р.

ЗАСОБИ ТА МЕТОДИ

Для виявлення реакції іоносфери на вибух вулкана Тонга аналізувалися реєстрації сигналів ГНСС. У табл. 1 наведено перелік станцій спостережень, що перебували на відстані від 0.7 до 5 Мм від вулкана. Контурну мапу з дислокацією використаних станцій спостережень показано на рис. 2.

Реєстрація сигналів супутників здійснювалася двочастотним радіоприймачем. Затримка сигналів пов'язана з псевдодальностями. Вихідні дані про сигнали та параметри орбіт представлено на сайті [<https://cddis.nasa.gov/DataandDerivedProducts/GNSS>]. За псевдодальностями оцінювався час проходження сигналу від супутника до радіоприймача, внесок іоносфери в затримку сигналу та ПЕВ у вертикальному стовпі N_V . Похибка вимірювання псевдодальностей призводить до

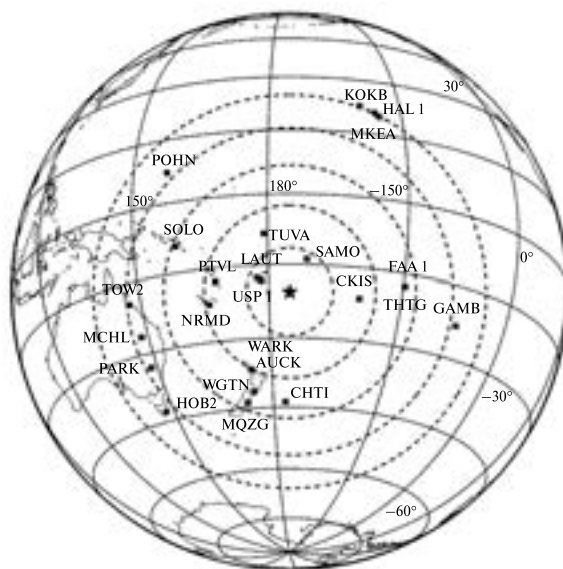


Рис. 2. Контурна мапа розподілу станцій спостереження

Таблиця 1. Список використаних станцій з координатами та країнами власності (r_{st} — відстань від вулкана до станції)

№	Станція	Широта	Довгота	Розміщення	r_{st} , КМ
1	USP1	-18°02'	+178°27'	Fiji	705
2	LAUT	-17°30'	+177°27'	Lautoka, Fiji	826
3	SAMO	-13°44'	-172°13'	Samoa	846
4	TUVA	-08°28'	+179°12'	Tuvalu	1458
5	CKIS	-21°04'	-159°48'	Cook Islands, New Zealand	1624
6	PTVL	-17°38'	+168°19'	Port-Vila, Республіка Вануату	1744
7	NRMD	-22°05'	+166°29'	Nouvelle-Calédonie, France	1888
8	WARK	-36°15'	+174°40'	Warkworth, New Zealand	1994
9	AUCK	-36°42'	+174°83'	Auckland, New Zealand	2004
10	WGTN	-41°08'	+174°48'	Wellington, New Zealand	2465
11	CHTI	-43°44'	-176°37'	Chatham, New Zealand	2574
12	FAA1	-17°33'	-149°36'	Faaa, Tahiti, France	2733
13	THTG	-17°28'	-149°36'	Papeete, Tahiti, France	2734
14	MQZG	-43°42'	+172°39'	Christchurch, New Zealand	2800
15	SOLO	-09°26'	+159°57'	Guadalcanal, Solomon Islands	2918
16	MCHL	-26°21'	+148°08'	Mitchell, Australia	3772
17	PARK	-33°00'	+148°15'	Telescope, Australia	3850
18	TOW2	-19°15'	+146°49'	Townsville, Australia	3953
19	GAMB	-23°00'	-135°00'	Gambier, France	4180
20	POHN	-06°57'	+158°12'	Pohnpei, FSM	4196
21	HOB2	-42°48'	+147°26'	Hobart, Tasmania, Australia	4253
22	MKEA	+19°08'	-155°21'	Mauna-Kea, Hawaii, USA	4969
23	HAL1	+20°42'	-156°15'	Halaula, Hawaii, USA	5017
24	KOKB	+22°07'	-159°39'	Kokee Park, Hawaii, США	5021

похибки оцінки ПЕВ порядку 0.01 TECU. Найбільшу похибку вносить неідентичність каналів у двочастотних радіоприймачах. Сумарна похибка оцінки ПЕВ становить 0.1 TECU.

РЕЗУЛЬТАТИ АНАЛІЗУ

Часові варіації ПЕВ для 12, 13, 15, 16, 17 і 18 січня 2022 р. для різних станцій і супутників показано на рис. 3—5. Можна бачити, що у контрольні дні варіації ПЕВ більш-менш монотонні. У день вибуху ця монотонність суттєво порушена. Спостерігалися три типи збурень часових варіацій ПЕВ.

По-перше, після вибуху, як правило, мало місце збільшення ПЕВ від 2 до 8 TECU тривалістю 15...60 хв (фаза стискання), яке змінювалося зменшенням ПЕВ на 2...5 TECU тривалістю 15...60 хв (фаза розрідження). Таке двополярне утворення нагадує літеру N [5]. Саме такі варіації властиві вибуховим процесам.

По-друге, з часом запізнювання $\tau \approx 35...100$ хв спостерігалось зменшення ПЕВ ΔN_V на 2...10 TECU тривалістю 30...150 хв. Відносне зменшення $\delta_V = \Delta N_V / N_{V0}$ (де N_{V0} — очікуване значення ПЕВ за умови відсутності збурення, викликаного вибухом вулкана) змінювалося в межах $-7...-37$ % (табл. 2). Подібне утворення отримало назву іоносферної «діри» [5].

По-третє, крім аперіодичних збурень ПЕВ, мали місце його квазіперіодичні (хвильові) збурення. Частіше всього спостерігалися збурення з періодом $T = 10...20$ хв та амплітудою $\Delta N_{Va} = 0.5...1$ TECU. Відносна амплітуда $\delta_{Va} = \Delta N_{Va} / N_V = 1...3$ %.

Три типи збурень мали різні часи запізнювання Δt по відношенню до моменту вибуху вулкана та відповідно різні позірні швидкості поширення v у горизонтальному напрямку (табл. 3). Із табл. 3 видно, що мали місце три групи часу запізнювання та три групи позірної швидкості.

Таблиця 2. Основні параметри іоносферної «діри» та хвильових процесів

Станція	Супутник	$r(\tau)$, км	ΔN_V , TECU	N_{V0} , TECU	δ_V , %	ΔT , хв	τ , хв	T , хв	ΔN_{Va} , TECU
LAUT	G18	753	-9	30	-30	100	75	10, 20	1...1.5
TONG	G10	684	-6	22	-27	30	50	3...4	0.5...0.7
SAMO	G24	947	-10	27	-37	130	35	—	—
TUVA	G18	1417	-5	30	-17	40	75	—	—
FAA1	G10	1700	-3	22	-14	60	45	15	1
USP1	G32	1258	-4	28	-14	60	45	—	—
CKIS	G23	1616	-4	22	-18	100	70	—	—
PTVL	G18	1538	-5	27	-19	90	45	—	—
NRMD	G18	1667	-5	27	-19	120	45	10	0.5
AUCK	G32	1978	-4	20	-20	120	45	15	0.5...0.7
WGTN	G24	2439	-3	18	-17	120	95	15	0.5...0.7
WARK	G10	2325	-3	18	-17	150	50	15	0.5...0.8
SOLO	G18	2609	-4	40	-10	90	65	15	0.5...1
CHTI	G10	2744	-3	19	-16	100	65	10	0.5
MQZG	G10	2960	-3	18	-17	150	75	15	0.5
PARK	G10	3796	-3	18	-17	100	100	12	0.5
MCHL	G10	3677	-3	22	-14	120	100	12	0.5...0.7
GAMB	G24	4284	-2	27	-7	100	100	10	0.5
POHN	G31	4443	-4	45	-9	100	100	—	—
HOB2	G27	4504	-2	14	-14	75	90	15	0.1
MKEA	G31	—	-2	16	-12.5	—	—	—	—
KOKB	G18	—	-2	16	-12.5	—	—	—	—

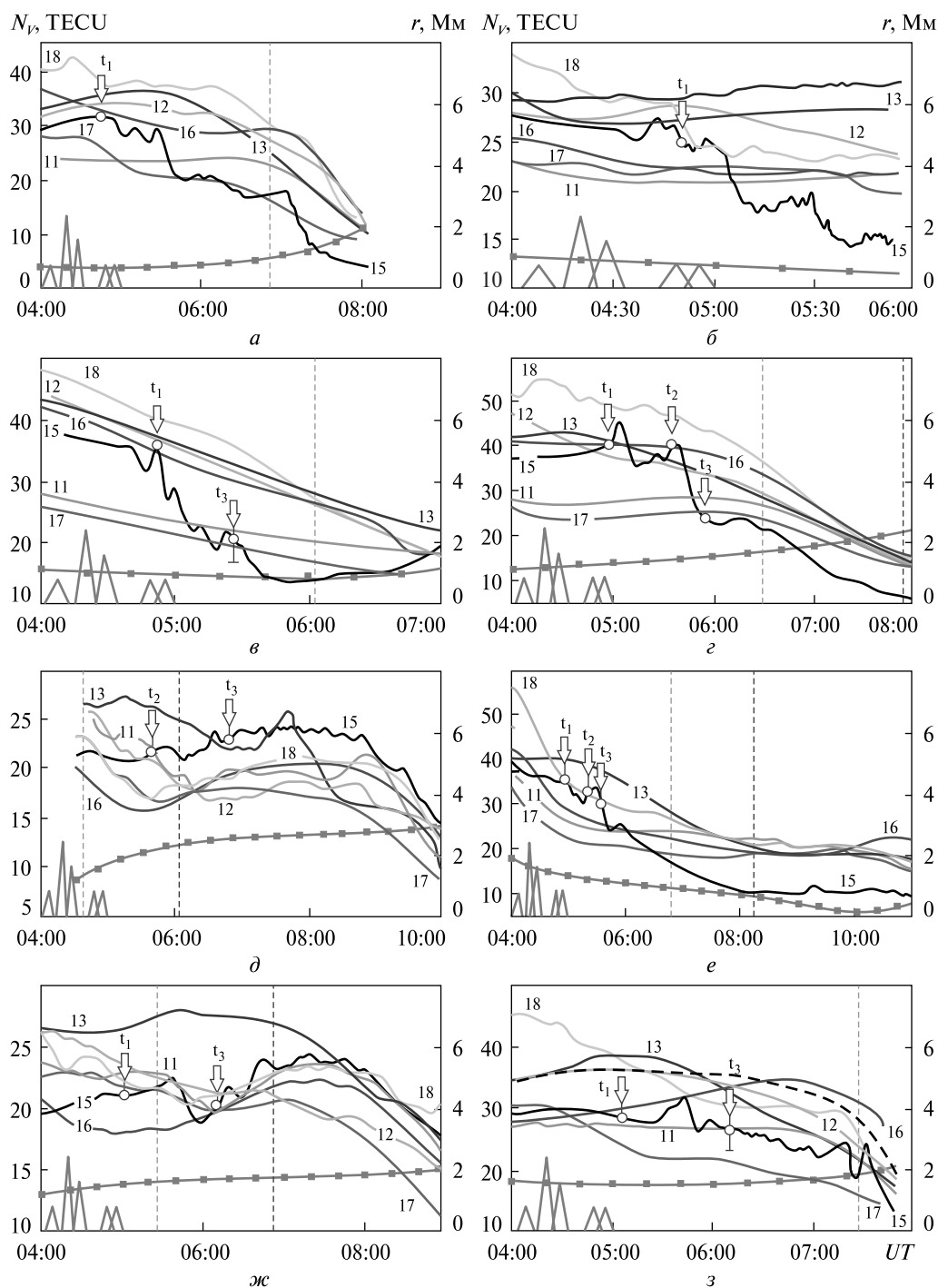


Рис. 3. Часові варіації ПЕВ: *а* — станція LAUT, супутник G18; *б* — станція TONG, супутник G10; *в* — станція SAMO, супутник G24; *з* — станція TUVU, супутник G18; *д* — станція FAA1, супутник G10; *е* — станція USP1, супутник G32; *ж* — станція SKIS, супутник G23; *з* — станція PTVL, супутник G18. Номер кривої відповідає номеру дня. Моменти заходу Сонця відзначено вертикальними лініями: ліворуч — на поверхні Землі, праворуч — на висоті 350 км. Моменти вибуху позначено трикутниками. Лінія з точками — відстань від вулкана до іоносферної точки. Стрілки з t_1 , t_2 і t_3 — моменти можливої реакції на вибух

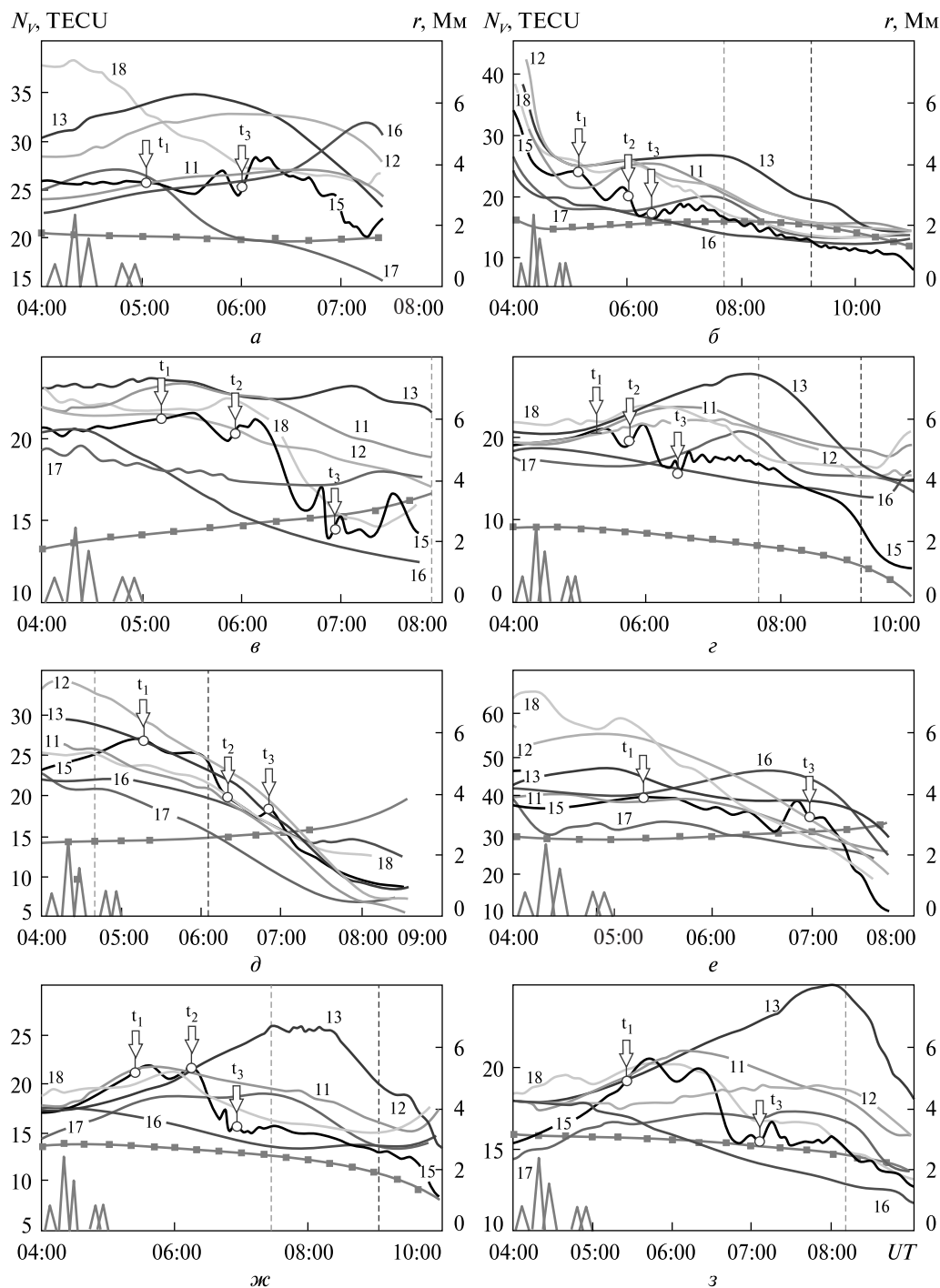


Рис. 4. Часові варіації ПЕВ: *a* — станція NRMD, супутник G18; *б* — станція AUCK, супутник G32; *в* — станція WGTM, супутник G24; *г* — станція WARK, супутник G10; *д* — станція THTG, супутник G18; *е* — станція SOLO, супутник G18; *ж* — станція CHTI, супутник G10; *з* — станція MQZG, супутник G10. Номер кривої відповідає номеру дня. Моменти заходу Сонця відзначено вертикальними лініями: ліворуч — на поверхні Землі, праворуч — на висоті 350 км. Моменти вибуху позначено трикутниками. Лінія з точками — відстань від вулкана до іоносферної точки. Стрілки з t_1 , t_2 і t_3 — моменти можливої реакції на вибух

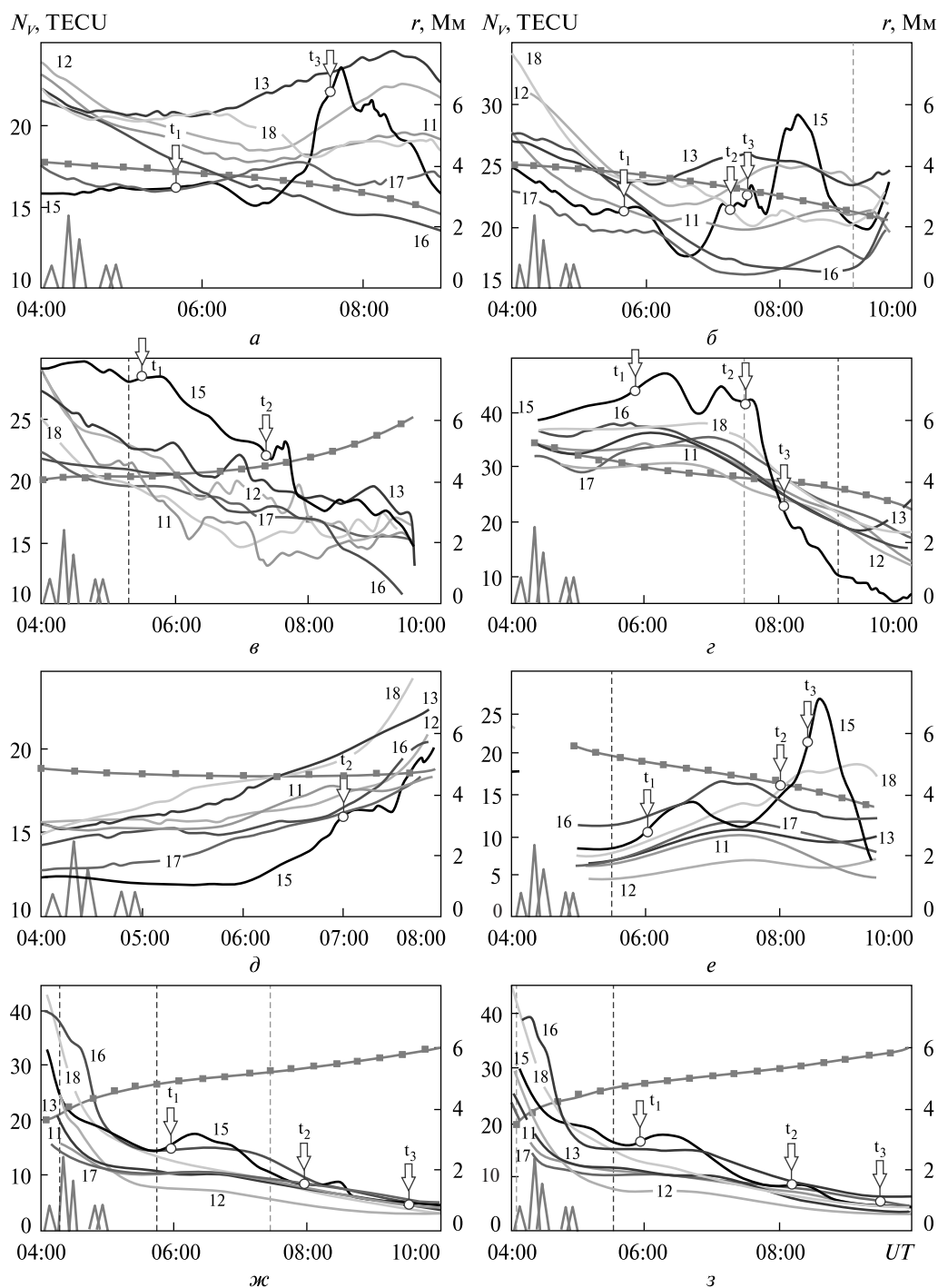


Рис. 5. Часові варіації ПЕВ: *а* — станція PARK, супутник G10; *б* — станція MCHL, супутник G10; *в* — станція GAMV, супутник G24; *г* — станція ROHN, супутник G31; *д* — станція NOV2, супутник G27; *е* — станція MKEA, супутник G31; *ж* — станція KOKV, супутник G18; *з* — станція HAL1, супутник G18. Номер кривої відповідає номеру дня. Моменти заходу Сонця відзначено вертикальними лініями: ліворуч — на поверхні Землі, праворуч — на висоті 350 км. Моменти вибуху позначено трикутниками. Лінія з точками — відстань від вулкана до іоносферної точки. Стрілки з t_1 , t_2 і t_3 — моменти можливої реакції на вибух

Скоригована позірна швидкість обчислювалася за такою простою формулою:

$$v' = \frac{r_1}{\Delta t - \Delta t_0},$$

де r_1 — відстань між епіцентром вибуху та місцем появи збурення, Δt_0 — час поширення збурення від поверхні землі до висоти іоносферного шару, що давав найбільший внесок у ПЕВ ($z \approx 300$ км).

Для першої групи $v_1' \approx 1000$ м/с, для другої групи $v_2' = 336...500$ м/с, а для третьої — $v_3' = 260...318$ м/с. Крім цих трьох груп, на низці реєстрацій спостерігалася четверта група збурень, якій відповідала швидкість $190...220$ м/с.

Узагальнені дані про основні параметри іоносферної «діри» та квазіперіодичних збурень наведено в табл. 2, а часи запізнювання та позірні швидкості — в табл. 3.

Далі розглянемо результати статистичного аналізу. За даними табл. 2 побудовано залежності « $\Delta N_V - r$ », « $\delta_V - r$ », « $\Delta T - r$ », « $\tau - r$ », « $T - r$ » і « $\Delta N_{Va} - r$ » (рис. 6).

Із рис. 6, а та б можна бачити, що мала місце тенденція до зменшення абсолютних значень збурень $|\Delta N_V|$ і $|\delta_V|$ зі збільшенням відстані r від вулкана до місця вимірювання. Водночас тривалість і час запізнювання появи збурення, навпаки, збільшувалися зі збільшенням відстані r (рис. 6, в та г). При цьому амплітуда квазіперіодичних збурень зменшувалася (рис. 6, е). Все це свідчить про те, що іоносферна «діра» була створена саме вибухом вулкана.

Період коливальних флуктував у межах $10...15$ хв (рис. 6, д).

Дані спостережень апроксимувалися відповідними лінійними залежностями:

Таблиця 3. Параметри збурень хвильових процесів

№	Станція	Супутник	r_1 , км	Δt_1 , хв	v_1' , м/с	r_2 , км	Δt_2 , хв	v_2' , м/с	r_3 , км	Δt_3 , хв	v_3' , м/с
1	LAUT	G18	701	20	805						
2	TONG	G10	778	25	651						
3	SAMO	G24	958	26	772				874	60	268
4	TUVA	G18	1282	32	781	1417	70	359	1492	90	289
5	FAA1	G10				2134	75	500	2526	143	302
6	USP1	G32	1301	32	822	1183	56	398	1129	70	294
7	CKIS	G23	1519	36	807				1704	105	283
8	PTVL	G18	1538	40	744				1565	105	260
9	NRMD	G18	1671	38	835				1598	95	297
10	AUCK	G32	1983	43	866	2084	95	382	2120	120	306
11	WGTN	G24	2231	46	906	2441	90	474	2753	150	313
12	WARK	G10	2306	49	877	2231	80	500	2103	124	295
13	TNTG	G18	2542	51	919	2612	115	395	2680	145	317
14	SOLO	G18	2600	53	910				2806	153	314
15	CHTI	G10	2745	60	841	2664	110	424	2568	150	297
16	MQZG	G10	2980	60	914				2710	160	293
17	PARK	G10	3867	75	925				3314	190	301
18	MCHL	G10	3759	75	899	3299	170	336	3208	186	298
19	GAMB	G24	4137	65	1147	4480	176	433			
20	POHN	G31	4489	86	929	4113	185	381	3997	220	311
21	HOB2	G27				4519	155	502			
22	MKEA	G31	5040	96	928	4406	215	352	4208	240	301
23	KOKB	G18	4765	90	929	5253	210	425	5761	305	318
24	HAL1	G18	4761	90	928	5317	225	401	5751	305	318

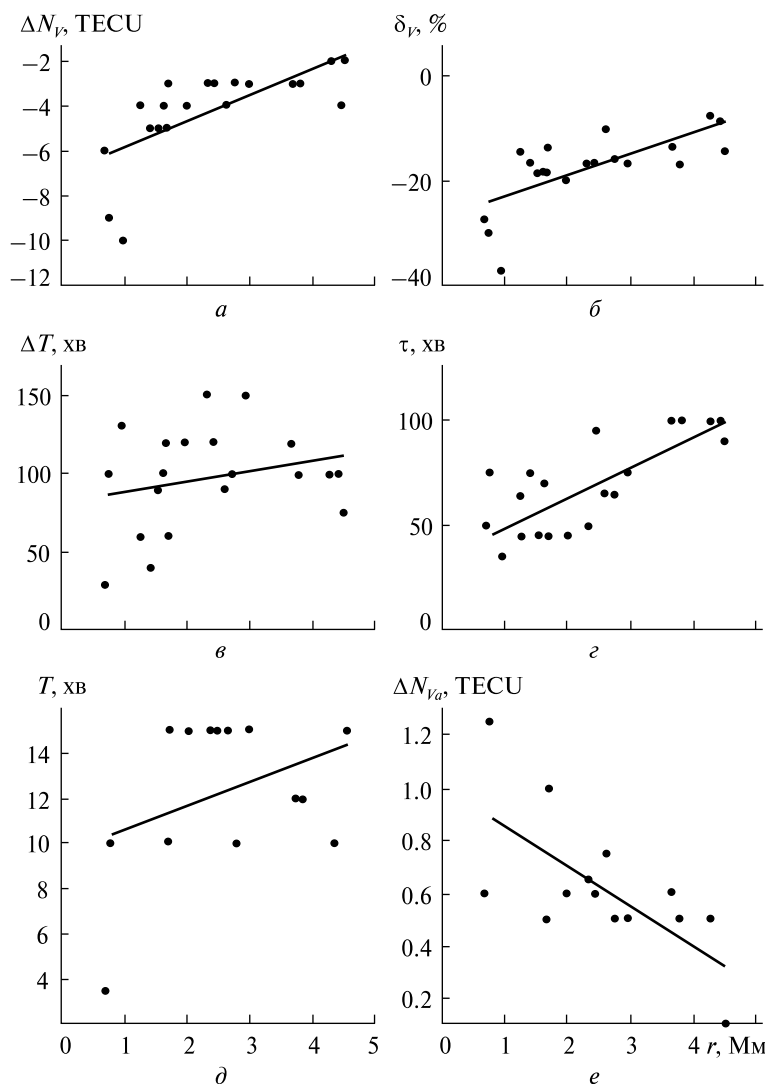


Рис. 6. Залежності параметрів іоносферної «діри» та квазіперіодичних збурень від відстані до вулкана

$$\Delta N_V = 1.2r - 7, \sigma = 1.5 \text{ TECU}, \quad (1)$$

$$\delta_V = 4r - 26.9, \sigma = 5 \%, \quad (2)$$

$$\Delta T = 6.6r + 82.2, \sigma = 31.4 \text{ хв}, \quad (3)$$

$$\tau = 14.2r + 34.8, \sigma = 14.5 \text{ хв}, \quad (4)$$

$$T = r + 9.6, \sigma = 3.2 \text{ хв}, \quad (5)$$

$$\Delta N_{Va} = -0.15r + 1, \sigma = 0.2 \text{ TECU}, \quad (6)$$

де r вимірюється у Мм, ΔN_V , ΔN_{Va} — в TECU, δ_V — у відсотках, ΔT , τ — у хвилинах. Із (1) і (2) випливає, що при $r \rightarrow 0$ в середньому $\Delta N_V \approx$

$\approx -7 \text{ TECU}$, а $\delta_V \approx -26.9 \%$. За $\Delta N_V = 0$ та $\delta_V = 0$ із (1) і (2) маємо середній горизонтальний розмір іоносферної «діри» $r_{\max} \approx 5.8 \text{ Мм}$ або 6.7 Мм . Тоді $r_{\max} = 6.3 \pm 0.5 \text{ Мм}$. Тоді із виразів (3)—(6) маємо $\Delta T_{\max} \approx 124 \pm 33 \text{ хв}$, $\tau_{\max} \approx 124 \pm 18 \text{ хв}$, $T_{\max} \approx 15.8 \pm 3.4 \text{ хв}$ і $\Delta N_{Va\min} \approx 0.06 \pm 0.2 \text{ TECU}$, тобто квазіперіодичні збурення на відстанях $r_{\max}$ практично не реєструвалися. Дійсно, із (6) для $\Delta N_{Va} = 0$ маємо $r_{\max} \approx 6.7 \text{ Мм}$.

За даними табл. 3 побудовано залежності « $\Delta t_1 - r_1$ », « $\Delta t_2 - r_2$ » та « $\Delta t_3 - r_3$ » (рис. 7). Видно досить чітку тенденцію до збільшення часу за-

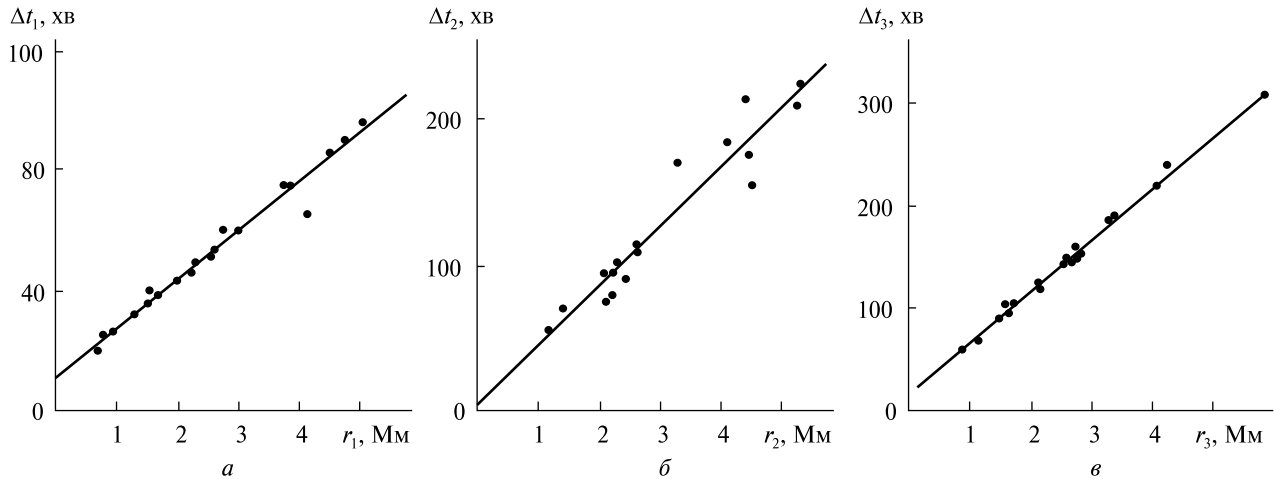


Рис. 7. Залежність часу запізнювання збурення від відстані до вулкана

пізнювання зі збільшенням відстані від вулкана до місця вимірювання. Відповідні лінійні апроксимації мають такий вигляд:

$$\Delta t_1 = 16.3r + 11.0, \quad \sigma = 3.5 \text{ хв}, \quad (7)$$

$$\Delta t_2 = 40.7r + 4.3, \quad \sigma = 17.5 \text{ хв}, \quad (8)$$

$$\Delta t_3 = 50.8r + 16.4, \quad \sigma = 5.2 \text{ хв}. \quad (9)$$

Із (7)–(9) випливає, що середня швидкість поширення збурень у трьох групах дорівнює 1020, 410 і 328 м/с. Такі швидкості властиві відповідно вибуховій хвилі, акустико-гравітаційній і хвилі Лемба або знову ж таки акустико-гравітаційній хвилі. При $r \rightarrow 0$ із (7)–(9) маємо $\Delta t_0 = 5 \dots 10$ хв. Час Δt_0 необхідний для поширення збурення від поверхні Землі до іоносферних висот.

ОБГОВОРЕННЯ

На відміну від контрольних днів, у день вибуху вулкана Тонга часові варіації ПЕВ були явно немонотонними. Це могло свідчити на користь того, що збурення ПЕВ було викликане вибухом вулкана.

За вибухом вулкана виникло N -подібне збурення ПЕВ (див. рис. 3—5). Подібні збурення зазвичай супроводжують вибухові процеси. Час Δt_1 запізнювання цього збурення мав тенденцію до збільшення зі збільшенням відстані r_1 від вулкана до місця реєстрації. Це підтверджує той факт, що N -подібне збурення викликане вибухом вулкана. Горизонтальна позірна швидкість цього збурення сягала 1000 м/с та дещо більше (див.

табл. 3). Таку швидкість мають вибухові хвилі, які належать до нелінійних хвиль. Особливістю таких хвиль є те, що їхня швидкість залежить від надлишку тиску у хвилі. Що більшим є цей надлишок, то більше швидкість хвилі відрізняється від швидкості звуку, яка біля поверхні Землі дорівнює близько 340 м/с. При поширенні у вертикальному напрямку відносний тиск у вибуховій хвилі збільшується доти, доки його зростання не обмежується нелінійними ефектами. Тому середня швидкість залишається рівною порядку 1 км/с, а $\Delta t_0 \approx 5$ хв.

Дві інші групи збурень мали часи запізнювання $\Delta t_2 = 56 \dots 225$ хв і $\Delta t_3 = 60 \dots 305$ хв. Їм відповідали позірні швидкості $v_2' = 336 \dots 500$ м/с та $v_3' = 260 \dots 318$ м/с (див. табл. 3). Важливо, що спостерігалася тенденція до збільшення часу запізнювання при збільшенні відстані від вулкана до місця реєстрації. Швидкість v_2' властива атмосферним гравітаційним хвилям, а швидкість v_3' близька до швидкості хвиль Лемба. Хвилі Лемба генеруються лише за значного енерговиділення (не менше 10 Мт ТНТ $\approx 4.2 \cdot 10^{16}$ Дж). Нагадаємо, що енергія вибуху вулкана Тонга становила 16...18 Мт ТНТ [12, 16, 17]. Хвилі Лемба належать до поверхневих, вони поширюються вздовж поверхні Землі практично без поглинання та дисперсії. Відносний тиск у такій хвилі має порядок 10^{-3} , а надлишок — порядок 100 Па на глобальних відстанях ($r \sim 20$ Мм) [6].

Важливо, що зі збільшенням висоти надлишковий тиск зменшується за експоненціальним законом, проте відносний надлишковий тиск, навпаки, збільшується зі збільшенням висоти за експоненціальним законом [12, 16, 17]. Під дією хвилі Лемба виникають суттєві збурення іоносфери на висотах не менше 300...400 км, а значить і ПЕВ, що і спостерігалось після вибуху вулкана.

Що стосується четвертої групи збурень в іоносфері, для якої $v_4' = 190...220$ м/с, то вона могла бути згенерована поширенням цунамі. Насправді цунамі, викликане безпосередньо вибухом вулкана, мало швидкість

$$v = \sqrt{gh} \approx 190...220 \text{ м/с}$$

при глибині океану $h \approx 3.7...4.9$ км. Тут g — прискорення вільного падіння.

Додамо, що цунамі, згенероване хвилею Лемба, мало швидкість приблизно 315 м/с.

Амплітуда квазіперіодичних збурень дорівнювала 0.5...1 TECU, а період — 10...20 хв (див. табл. 2).

Перейдемо до обговорення зменшення ПЕВ, що спостерігалось на всіх реєстраціях із часом запізнювання $\tau \approx 35...100$ хв та тривало від 30...40 до 120...150 хв (див. табл. 2). Збільшення часу запізнювання τ та тривалості ΔT збурення зі збільшенням відстані r від епіцентру вибуху до місця реєстрації свідчило про те, що збурення викликане саме вибухом вулкана, а не іншим високоенергетичним джерелом. Таким джерелом могла бути магнітна суббуря, що спостерігалась 15 січня 2022 р. в інтервалі часу 06:00—12:00, або вечірній сонячний термінатор, що на різних реєстраціях проявлявся з 04:00 до 10:00. Дефіцит ПЕВ у збуренні, що дістало назву іоносферної «діри», за абсолютною величиною змінювався від 10 до 2 TECU, або від 37 до 7 % зі збільшенням відстані r від 700 до 5000 км. Така тенденція свідчить також на користь того, що «діра» була згенерована вибухом вулкана Тонга.

Механізм утворення «діри» достеменно невідомий. Є окремі гіпотези [1]. У роботі [5] вважається, що «діра» могла бути викликана фазою розрідження в ударній хвилі. А як же тоді бути з фазою стискування? Ще раніше числовим моделюванням [49, 61] було показано, що зменшення ПЕВ може зумовлюватися сильним розширен-

ням та спливанням термосфери під дією серії нелінійних ударних хвиль. Нагадаємо, що спостерігалось п'ять вибухів вулкана Тонга, кожен із них генерував ударну хвилю. Інша гіпотеза [1] пов'язана з близькістю моменту виникнення «діри» до заходу Сонця та зі зменшенням фотоіонізаційного джерела та нестачею плазми у плазмосфері.

На думку автора цієї роботи, механізм утворення іоносферної «діри» може бути таким. За рахунок тертя вулканічних частинок (трибоелектризація), їхнього руйнування (тріщинуватості) (фрактелектризація) та впливу водяних парів на електризацію (ватерелектризація) у вулканічній колонці виникають вільні електрони, що відразу прилипають до важких частинок (аерозолів). Мікроскопічні краплі води зазвичай коагулюють, тобто злипаються. Коефіцієнт рекомбінації важких іонів на декілька порядків менший, ніж для електронів. Виникає розділення заряду за рахунок того, що масивніші частинки рухаються донизу, а легші — вгору. Вертикальний електричний струм збільшується на декілька порядків. Фонове значення щільності цього струму має порядок 10 пА/м^2 [11]. Збурюється глобальне електричне коло. Напруженість атмосферного електричного поля збільшується на декілька порядків. Виникнення стороннього електричного струму сприяє збільшенню іоносферного поля E до $10...100 \text{ мВ/м}$ при фоновому значенні $0.1...0.3 \text{ мВ/м}$ [11]. Спрямоване на захід електричне поле (зональне поле) у іоносфері призводить до $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ -дрейфу та опускання іоносферної плазми зі швидкістю $v \approx E/B_0$, де B_0 — індукція геомагнітного поля поблизу місця локації вулкана. На менших висотах більш активна рекомбінація електронів в іонно-молекулярних реакціях. Все це призводить до генерації іоносферної «діри» під дією вулканічного вибуху. До речі, про електричне поле в іоносфері, спрямоване на захід, йдеться у роботі [2].

Якщо $\tau_{\min} \approx 50$ хв, то на висоті порядку 300 км вертикальна швидкість поширення збурення у «дірі» становить 100 м/с, а горизонтальна швидкість — близько 300 м/с.

Виявлені збурення суттєво залежали від географічного положення станції спостереження,

напрямку прольоту супутника, орієнтації траєкторії підіоносферної точки по відношенню до екваторіальної іонізаційної аномалії та освітленості іоносфери. Цим пояснюються значні флуктуації основних параметрів збурень.

ГОЛОВНІ РЕЗУЛЬТАТИ

У результаті аналізу часових варіацій ПЕВ у контрольні дні та у день вибуху вулкана встановлено основні закономірності у генерації збурень в іоносфері та визначено кількісні характеристики збурень.

1. Виявлено чотири групи збурень, що мали різний час запізнювання по відношенню до моменту вибуху вулкана. Важливо, що час запізнювання збурень збільшувався зі збільшенням відстані від вулкана до місця реєстрації. Швидкість збурення у першій групі була близькою до 1000 м/с, воно мало *N*-подібний профіль. Це збурення було згенероване вибуховою хвилею, швидкість якої залежала від надлишку тиску та апіорі перевищувала швидкість звуку. Швидкість збурень у другій групі варіювала у межах 336...500 м/с, що властиво швидкості атмосферних гравітаційних хвиль. Швидкість збурень у третій групі перебувала у межах 260...318 м/с. Таку швидкість має хвиля Лемба. У четвертій групі швидкість збурень становила 190...220 м/с. Ця швидкість характерна для цунамі, яке було викликане безпосередньо вибухом вулкана.

2. Період квазіперіодичних збурень змінювався від 10 до 20 хв, а їхня амплітуда — від 0.5 до 1 TECU.

3. Доведено, що спостережувана іоносферна «діра» була згенерована саме вибухом вулкана. При цьому абсолютна та відносна величини збурень мали тенденцію до зменшення зі збільшенням відстані від епіцентра вибуху (від 10 до

2 TECU та від 37 до 7 % відповідно). Час запізнювання появи «діри» та її тривалість, навпаки, збільшувалися зі збільшенням відстані від вулкана до місця реєстрації (від 35 до 100 хв і від 30...40 до 120...150 хв відповідно).

4. Запропоновано механізм генерації іоносферної «діри». У його основі лежать як електричні, так і не електричні процеси (тріщинуватості, тертя частинок, конденсація водяних парів, коагуляція крапель води, прилипання електронів, гравітаційна сегрегація тощо). У результаті порушення глобального електричного кола, появи стороннього електричного струму, збільшення на порядки напруженості атмосферного та іоносферного електричного полів, опускання іоносферної плазми на менші висоти, де більш активний процес рекомбінації електронів з іоном O^+ , згенерована іоносферна «діра».

5. Встановлено основні кількісні характеристики збурень. Їхні флуктуації пояснюються географічним положенням станцій, положенням підіоносферних точок по відношенню до екваторіальної іонізаційної аномалії, часом доби, рухом вечірнього сонячного термінатора тощо.

Автор вдячний Ю. Б. Милованову за допомогу в обробці даних спостережень, В. Л. Дорохову за надану допомогу під час пошуку вихідних даних.

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

REFERENCES

1. 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. *Space Weather*, **20**(7), id: e2022SW003101. DOI: 10.1029/2022SW003101.
2. 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), id: e2022JA030527. DOI: 10.1029/2022JA030527.
3. Adushkin V. V., Rybnov Y. S., Spivak A. A. (2022). Wave-Related, Electrical, and Magnetic Effects Due to the January 15, 2022 Catastrophic Eruption of Hunga Tonga–Hunga Ha’apai Volcano. *J. Volcanolog. Seismol.*, **16**(4), 251–263. DOI: 10.1134/S0742046322040029.
4. 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), id: e2022GL098240. DOI: 10.1029/2022GL098240.
5. 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. Lett.*, **49**(10), id: e2022GL098827. DOI: 10.1029/2022GL098827.
6. 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.
7. 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. Lett.*, **49**, id: e2022GL098131. DOI: 10.1029/2022GL098131.
8. Carvajal M., Sepúlveda I., Gubler A., Garreaud R. (2022). Worldwide signature of the 2022 Tonga volcanic tsunami. *Geophys. Res. Lett.*, **49**(6), id: e2022GL098153. DOI: 10.1029/2022GL098153.
9. 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), id: 2179. DOI: 10.3390/rs14092179.
10. Cheng K., Huang Y.-N. (1992). Ionospheric disturbances observed during the period of Mount Pinatubo eruptions in June 1991. *J. Geophys. Res.*, **97**(A11), 16995–17004. DOI: 10.1029/92JA01462.
11. Chernogor L. F. (2012). *Physics and ecology of the catastrophes*. Kharkiv: V. N. Karazin Kharkiv National University Publ. [In Russian].
12. Chernogor L. F. (2022). Effects of the Tonga volcano explosion on January 15, 2022. *Int. Conf. “Astronomy and Space Physics in the Kyiv University” in part of the World Science Day for Peace and Development*. October 18–21. Kyiv, Ukraine. Book of Abstracts, 12–13.
13. Chernogor L. F. (2022). Electrical Effects of the Tonga Volcano Unique Explosion on January 15, 2022. *Int. Conf. “Astronomy and Space Physics in the Kyiv University” in part of the World Science Day for Peace and Development*. October 18–21. Kyiv, Ukraine. Book of Abstracts, 79–80.
14. Chernogor L. F. (2022). Magnetospheric Effects That Accompanied the Explosion of the Tonga Volcano on January 15, 2022. *Int. Conf. “Astronomy and Space Physics in the Kyiv University” in part of the World Science Day for Peace and Development*. October 18–21. Kyiv, Ukraine. Book of Abstracts, 81–82.
15. Chernogor L. F. (2022). Magnetic Effects of the Unique Explosion of the Tonga Volcano. *Int. Conf. “Astronomy and Space Physics in the Kyiv University” in part of the World Science Day for Peace and Development*. October 18–21. Kyiv, Ukraine. Book of Abstracts, 89–90.
16. Chernogor L. F. (2022). The Tonga super-volcano explosion as a subject of applied physics. *Int. Sci. Conf. “Electronics and Applied Physics”, APHYS 2022*. 18–22 October. Kyiv, 130–131.
17. Chernogor L. F. (2023). Physical effects of the January 15, 2022, powerful Tonga volcano explosion in the Earth–atmosphere–ionosphere–magnetosphere system. *Space Science and Technology*, **29**(2), 54–77 [In Ukrainian].
18. Chernogor L. F., Mylovanov Y. B., Dorohov V. L. (2022). Ionospheric Effects accompanying the January 15, 2022 Tonga Volcano Explosion. *Int. Conf. “Astronomy and Space Physics in the Kyiv University” in part of the World Science Day for Peace and Development*. October 18–21. Kyiv, Ukraine. Book of Abstracts, 83–84.
19. Chernogor L. F., Shevelev M. B. (2022). Statistical characteristics of atmospheric waves, generated by the explosion of the Tonga volcano on January 15, 2022. *Int. Conf. “Astronomy and Space Physics in the Kyiv University” in part of the World Science Day for Peace and Development*. October 18–21. Kyiv, Ukraine. Book of Abstracts, 85–86.

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*, **29**(6).
21. Dautermann T., Calais E., Mattioli G. S. (2009). Global Positioning System detection and energy estimation of the ionospheric wave caused by the 13 July 2003 explosion of the Soufrière Hills Volcano, Montserrat. *J. Geophys. Res.*, **114**, id: B02202. DOI: 10.1029/2008JB005722.
22. Dautermann T., Calais E., Lognonné P., Mattioli G. (2009). Lithosphere-Atmosphere-Ionosphere Coupling after the 2003 Explosive eruption of the Soufrière Hills Volcano, Montserrat. *Geophys. J. Int.*, **179**, 1537–1546. DOI: 10.1111/j.1365-246X.2009.04390.x.
23. 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. Lett.*, **49**(10), id: e2022GL098626. DOI: 10.1029/2022GL098626.
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. Lett.*, **49**(9), id: e2022GL098577. DOI: 10.1029/2022GL098577.
25. 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 Eng.*, **261**, id: 112165. DOI: 10.1016/j.oceaneng.2022.112165.
26. Heki K. (2006). Explosion energy of the 2004 eruption of the Asama Volcano, central Japan, inferred from ionospheric disturbances. *Geophys. Res. Lett.*, **33**, id: L14303. DOI: 10.1029/2006GL026249.
27. Igarashi K., Kainuma S., Nishimuta I., Okamoto S., Kuroiwa H., Tanaka T., Ogawa T. (1994). Ionospheric and atmospheric disturbances around Japan caused by the eruption of Mount Pinatubo on 15 June 1991. *J. Atmos. and Terr. Phys.*, **56**(9), 1227–1234.
28. 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 Appl. Geophys.*, **179**, 1549–1560. DOI: 10.1007/s00024-022-03058-0.
29. Inan U. S., Piddychiy D., Peter W. B., Sauvaud J. A., Parrot M. (2007). DEMETER satellite observations of lightning-induced electron precipitation. *Geophys. Res. Lett.*, **34**, id: L07103. DOI: 10.1029/2006GL029238.
30. 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.
31. 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.
32. 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., Šepić 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 Appl. Geophys.*, **179**, 1533–1548. DOI: 10.1007/s00024-022-03046-4.
33. 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. Lett.*, **49**(11), id: e2022GL099002. DOI: 10.1029/2022GL099002.
34. 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. Lett.*, **49**(8), id: e2022GL098222. DOI: 10.1029/2022GL098222.
35. Liu C. H., Klostermeyer J., Yeh K. C., Jones T. B., Robinson T., Holt O., Leitingner R., Ogawa T., Sinno K., Kato S., Ogawa T., Bedard A. J., Kersley L. (1982). Global dynamic responses of the atmosphere to the eruption of Mount St. Helens on May 18, 1980. *J. Geophys. Res.*, **87**(A8), 6281–6290. DOI: 10.1029/JA087iA08p06281.
36. 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.
37. 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.
38. 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.
39. 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.
40. Nakashima Y., Heki K., Takeo A., Cahyadi M. N., Aditiya A., Yoshizawa K. (2016). Atmospheric resonant oscillations by the 2014 eruption of the Kelud volcano, Indonesia, observed with the ionospheric total electron contents and seismic signals. *Earth and Planet. Sci. Lett.*, **434**, 112–116. DOI: 10.1016/j.epsl.2015.11.029.
41. Otsuka S. (2022). Visualizing Lamb waves from a volcanic eruption using meteorological satellite Himawari-8. *Geophys. Res. Lett.*, **49**(8), id:e2022GL098324. DOI:10.1029/2022GL098324.
42. 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. Lett.*, **49**(8), id: e2022GL098123.
43. Rajesh P. K., Lin C. C. H., Lin J. T., Lin C. Y., Liu J. Y., Matsuo T., et al. (2022). Extreme poleward expanding super plasma bubbles over Asia-Pacific region triggered by Tonga volcano eruption during the recovery-phase of geomagnetic storm. *Geophys. Res. Lett.*, **49**, id: e2022GL099798. DOI: 10.1029/2022GL099798.
44. 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 Appl. Geophys.*, **179**, 1117–1137. DOI: 10.1007/s00024-022-03017-9.
45. Roberts D. H., Klobuchar J. A., Fougere P. F., Hendrickson D. H. (1982). A large-amplitude traveling ionospheric disturbance produced by the May 18, 1980, explosion of Mount St. Helens. *J. Geophys. Res.*, **87**(A8), 6291–6301. DOI: 10.1029/JA087iA08p06291.
46. Rozhnoi A., Hayakawa M., Solovieva M., Hobara Y., Fedun V. (2014). Ionospheric effects of the Mt. Kirishima volcanic eruption as seen from subionospheric VLF observations. *J. Atmos. and Solar-Terr. Phys.*, **107**, 54–59. DOI: 10.1016/j.jastp.2013.10.014.
47. 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**, id: 57. DOI: 10.1186/s40623-022-01619-0.
48. 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. Lett.*, **49**(10), id:e2022GL098454.
49. Shinagawa H., Tsugawa T., Matsumura M., Iyemori T., Saito A., Maruyama T., Jin H., Nishioka M., Otsuka, Y. (2013). Two-dimensional simulation of ionospheric variations in the vicinity of the epicenter of the Tohoku-oki earthquake on 11 March 2011. *Geophys. Res. Lett.*, **40**, 5009–5013. DOI: 10.1002/2013GL057627.
50. 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). DOI: 10.1186/s40623-022-01665-8.
51. Shults K., Astafyeva E., Adourian S. (2016). Ionospheric detection and localization of volcano eruptions on the example of the April 2015 Calbuco events. *J. Geophys. Res. Space Phys.*, **121**, 10,303–10,315. DOI: 10.1002/2016JA023382.
52. 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**, id: 61. DOI: 10.1186/s40623-022-01614-5.
53. 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. *Geoscience Lett.*, **9**, id:24. DOI: 10.1186/s40562-022-00232-z.
54. *The Encyclopedia of Volcanoes* (2015) (2 ed). Academic Press, 1421 p. DOI: 10.1016/B978-0-12-385938-9.00063-8.
55. Themens D. R., Watson C., Žagar N., Vasylykevych 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. Lett.*, **49**(7), id: e2022GL098158. DOI: 10.1029/2022GL098158.

56. 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 Planet. Sci. Lett.*, **591**, id: 117639. DOI: 10.1016/j.epsl.2022.117639.
57. 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>
58. 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.
59. 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), id: e2022JA030540. DOI: 10.1029/2022JA030540.
60. 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. Adv.*, **2**(3), id: 100134. DOI: 10.1016/j.eqrea.2022.100134.
61. Zettergren M. D., Snively J. B., Komjathy A., Verkhoglyadova O. P. (2017). Nonlinear ionospheric responses to large-amplitude infrasonic-acoustic waves generated by undersea earthquakes. *J. Geophys. Res. Space Phys.*, **122**, 2272–2291. DOI: 10.1002/2016JA023159.
62. 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**, id: 871275. DOI: 10.3389/fspas.2022.871275.

Стаття надійшла до редакції 10.12.2022

Після доопрацювання 23.12.2022

Прийнято до друку 15.02.2023

Received 10.12.2022

Revised 23.12.2022

Accepted 15.02.2023

L. F. Chernogor, Head of Department, Dr. Sci. in Phys & Math., Prof.

ORCID ID: 0000-0001-5777-2392

E-mail: Leonid.F.Chernogor@gmail.com

V. N. Karazin Kharkiv National University

4 Svoboda Square, Kharkiv, 61022 Ukraine

IONOSPHERIC TOTAL ELECTRON CONTENT VARIATIONS CAUSED BY THE TONGA VOLCANO EXPLOSION ON JANUARY 15, 2022

The capability of volcanoes to generate powerful explosive eruptions influencing the state of the ionosphere became known back in the 1980th. The Hunga-Tonga-Hunga-Ha’apai (Tonga for short) volcano explosion on January 15, 2022, has shown a surge of renewed interest in investigating effects in the Earth — atmosphere — ionosphere — magnetosphere system since this volcano can be rightfully classified as unique. A number of papers have already dealt with the ionospheric effects generated by the Tonga volcano. The temporal variations in the total electron content (TEC) were used to determine the number of volcano explosions to be five. The second and third explosions were the strongest, with the second being the most intense. The response of the ionosphere to the Tonga volcano explosion has been studied on local and global scales by making use of the Global Positioning System satellite constellation and measurements onboard the Swarm satellite network. In the vicinity of the volcano explosion, disturbances in TEC attained 5–10 TECU. In addition to the local effect, traveling ionospheric disturbances were observed to propagate, which were due to the generation and propagation of atmospheric gravity waves with speeds of 180 m/s to 1,050 m/s. Of particular importance to global-scale perturbations is the Lamb wave, which propagated with a speed of 315 m/s. At night-time, plasma depletions of the equatorial ionosphere were revealed over the tropical Pacific Ocean when the electron density at 400–500 km altitude showed a decrease by 2–3 orders of magnitude. The length of these formations in longitude exceeded ~10 Mm, and they were observed for more than 4–5 h. The scientific objective of this study is further analysis of aperiodic and quasi-periodic perturbations in the ionosphere, which were caused by the Tonga volcano explosion, in a wide range of distances from the source of disturbance (from ~0.1 Mm to 5 Mm). To reveal the ionospheric response to the Tonga volcano explosion, the records of signals from Global Positioning System satellites have been analyzed. The intercomparison of temporal variations in TEC observed on the reference days and on the day when the volcano explosion occurred has resulted in the determination of basic principles of the generation of ionospheric perturbations and the estimation of numerical magnitudes of the parameters of the perturbations. Four groups of disturbances have been detected, each of which arrived at different time delays with respect

to the moment of the volcano explosion. It is important to note that the time delay increases with increasing distance from the volcano to the observational instruments. The first group of speeds included the disturbances traveling with a speed close to 1,000 m/s and having an *N*-shaped profile. This perturbation was generated by a blast wave whose speed depended on the excess pressure and a priori exceeded the speed of sound. In the second group, the speed varied in the 336 m/s to 500 m/s range, within which the speeds of atmospheric gravity waves are found. The speeds in the third group exhibited variability within the 260–318 m/s limits, within which the Lamb wave propagates. The speed in the fourth group was estimated to be 190–220 m/s, which is a characteristic speed of the tsunami that was caused directly by the volcano explosion. The period of quasi-periodic perturbations varied from ~10 min to 20 min, while their amplitudes were from 0.5 TECU to 1 TECU. The observed ionospheric «hole» was proved to be produced by the volcano explosion directly, with the modules of the absolute and relative magnitudes of disturbances showing a tendency for decreasing with increasing distance from the explosion epicenter, from ~10 TECU to 2 TECU and from 37 % to 7 %, respectively. Contrary to the amplitude, the «hole» time delay and its duration exhibited an increase with distance from the volcano to the observational sensors, from 35 min to 100 min and from ~30–40 min to 120–150 min, respectively. A mechanism for generating the ionospheric «hole» has been advanced, which is based on both the electric and non-electric processes (cracking, the friction of particles, condensation of water vapor, coagulation of water droplets, attachment of electrons, gravity segregation, etc.). The ionospheric «hole» is formed as a result of perturbing the global electric circuit, arising external electric currents, an increase in the electric field strengths by orders of magnitude in the atmosphere and the ionosphere, diffusion of the ionospheric plasma down to lower altitudes where the recombination processes become fast. The basic numerical characteristics have been established of the disturbances, whose fluctuations account for local time, the dusk terminator, sensor geographic locations, the location of subionospheric points on the satellite to receiver ray paths with respect to the equatorial anomaly, etc.

Keywords: ionosphere, Tonga volcano, volcano explosion, total electron content, ionospheric «hole», wave disturbances, disturbance parameters.

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); космічна 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