

ISSN 2311-0872

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ

ВІСНИК
ХАРКІВСЬКОГО НАЦІОНАЛЬНОГО
УНІВЕРСИТЕТУ
імені В.Н. КАРАЗІНА

Серія “ РАДІОФІЗИКА ТА ЕЛЕКТРОНІКА ”

Випуск 36

Започаткована 1971 р.

Харків 2022

У збірнику представлені результати теоретичних та експериментальних досліджень, що спрямовані на розв'язання актуальних задач сучасної радіофізики. До них відносяться: розповсюдження радіохвиль в навколосемному просторі, його діагностика з використанням радіофізичних методів, розповсюдження і дифракція електромагнітних хвиль у електродинамічних структурах, взаємодія лазерного випромінювання з речовиною та біологічними об'єктами, фізичні принципи у напівпровідникових приладах та ін.

Для наукових працівників, аспірантів, студентів старших курсів радіофізичних спеціальностей.

Наукове фахове видання України, **категорії «Б»**, галузь знань: 10 Природничі науки, спеціальність: **104 Фізика та астрономія, 105 Прикладна фізика та наноматеріали**. Наказ МОН України №1188 від 24.09.2020 р.

Затверджено до друку рішенням Вченої ради Харківського національного університету імені В.Н. Каразіна (протокол № 10 від 27.06.2022 р.).

Редакційна колегія

Відповідальний редактор – д.ф.-м.н., проф. **Шульга С.М.**

д.ф.-м.н., проф. **Аркуша Ю.В.**, Україна
д.ф.-м.н., проф. **Горобець М.М.**, Україна
д.ф.-м.н., проф. **Катрич В.О.**, Україна
акад. НАНУ **Литвиненко Л.М.**, Україна
акад. НАНУ **Шульга В.М.**, Україна
проф. **Цян Го**, Китай

проф. **Блаунштейн Н.**, Ізраїль
д.ф.-м.н., проф. **Дюбко С.П.**, Україна
д.ф.-м.н., проф. **Колчигін М.М.**, Україна
д.ф.-м.н., проф. **Шматько О.О.**, Україна
д.ф.-м.н., проф. **Чорногор Л.Ф.**, Україна
проф. **Ю Джин**, Китай

Заступник відповідального редактора – к.ф.-м.н., доц. **Цимбал А.М.**

Адреса редакційної колегії: 61022, м. Харків, майдан Свободи, 4
Харківський національний університет імені В.Н. Каразіна, факультет радіофізики, біомедичної електроніки та комп'ютерних систем

тел. (057) – 707-51-23, e-mail: radiovisnic@karazin.ua
A.Tsymbal@karazin.ua

Статті пройшли внутрішнє та зовнішнє рецензування

Свідоцтво про державну реєстрацію КВ №11825-696 ПР від 04.10.2006

ISSN 2311-0872

MINISTRY OF EDUCATION AND SCIENCE OF UKRAINE

Visnyk

of V.N. Karazin Kharkiv

National University

series “Radio Physics and Electronics”

Issue 36

Founded in 1971.

Kharkiv 2022

The goal of the Journal is to publish articles, reports and reviews containing original results of theoretical and experimental research aimed at solving the current problems of modern Radio Physics. These include: the propagation of radio waves in the near-Earth space, its diagnosis using radio physical methods, the propagation and diffraction of electromagnetic waves in electrodynamic structures, the interaction of laser radiation with matter and biological objects, physical principles in semiconductor devices etc.

Journal Mission is to deliver recent advancements in Radio Physics and life sciences to peers and broad audience.

The journal publishes research articles, short communications and reviews regarding all problems of Radio Physics and related fields.

Scientific professional publication of Ukraine, **category "B"**, branch of knowledge: 10 Natural sciences, specialty: **104 Physics and astronomy, 105 Applied physics and nanomaterials**. The Decree N 1188 of the Ministry of Education and Science Ukraine of 24.09.2020.

Approved for publication by the decision of the Academic Council of V.N. Karazin Kharkiv National University (protocol № 10 від 27.06.2022 р).

Editorial Team

The responsible editor – Dr.Sc., Prof. **Shulga S.N.**

Dr.Sc., Prof. Arkusha Yu.V. , Ukraine	Prof. Blaunstein N. , Israel
Dr.Sc., Prof. Gorobets N.N. , Ukraine	Dr.Sc., Prof. Dubko S.P. , Ukraine
Dr.Sc., Prof. Katrich V.A. , Ukraine	Dr.Sc., Prof. Kolchigin N.N. , Ukraine
Dr.Sc., Prof., acad. NASU Litvinenko L.M. , Ukraine	Dr.Sc., Prof. Shmatko A.A. , Ukraine
Dr.Sc., Prof., acad. NASU Shulga V.M. , Ukraine	Dr.Sc., Prof. Chernogor L.F. , Ukraine
Prof. Qiang Guo, China	Prof. Yu Zheng, China

Deputy Editor-in-Chief – Ph.D., Assoc. Prof. **Tsymbal A.M.**,

Address: 4 Svobody Sq., Kharkiv, 61022, Ukraine
V.N. Karazin Kharkiv National University, School of Radio Physics, Biomedical Electronics and Computer Systems
Phone (057) 707-51-23, e-mail: radiovisnic@karazin.ua
A.Tsymbal@karazin.ua

Articles have been reviewed internally and externally

Certificate of state registration of KB №11825-696 IIP dated 04.10.2006

© V.N. Karazin Kharkiv National University, 2022

ЗМІСТ

- Батраков Д. О., Ковальов М. М., Батракова А.Г., Урдзік С.М.** Неруйнівний контроль автомобільних доріг за допомогою георадарів (оглядова стаття, частина II) 7
- Батраков Д. О.** Обґрунтування методу редукції при застосуванні методу нульового поля 21
- Чорногор Л. Ф., Гармаш К. П., Леус С. Г., Лيو Y., Поднос В. А., Цимбал А. М., Шевелев М. Б.** Спектральний склад флуктуацій геомагнітного поля впродовж геокосмічних бур 21–23 березня 2017 р. 30
- Чорногор Л. Ф., Милованов Ю. Б., Дорохов В. Л., Поднос В. А., Цимбал А. М., Шевелев М. Б.** Варіації повного електронного вмісту в екваторіальній іоносфері, викликані сонячним затемненням 21 червня 2020 р. 49
- Каліберда М.Є., Погарський С.О.** Дифракція Н-поляризованої хвилі на скінченній графеновій стрічковій решітці, розташованій на діелектричній підкладці. 66
- Гурін О. В., Дегтярьов А. В., Дубінін М. М., Маслов В. О., Мунтян К. І., Рябих В. М., Свистунов О. О., Сенюта В. С.** Селекція та фокусування мод вищих порядків у безперервному хвилевідному терагерцовому лазері. 74

CONTENTS

<i>Batnikov D. O., Kovalov M. M., Batnikova A. G., Urdzik S. N.</i> Non-destructive control of roads by georadars (review article, part II)	7
<i>Batnikov D. O.</i> Justification of the reduction method using the zero field method	21
<i>Chernogor LF, Garmash KP, Leus SG, Luo Y, Podnos VA, Tsymbal AM, Shevelev MB.</i> Spectral content of fluctuations in the geomagnetic field during the course of March 21–23, 2017 geospace storms.	30
<i>Chernogor LF, Mylovanov YuB, Dorokhov VL, Podnos VA, Tsymbal AM, Shevelev MB.</i> TEC variations in equatorial ionosphere during June 21, 2020 solar eclipse.	49
<i>Kaliberda M, Pogarsky S.</i> H-polarized plane wave scattering by graphene strip grating on top of a dielectric substrate.	66
<i>Gurin O. V., Degtyarev A. V., Dubinin M. M., Maslov V. A., Muntean K. I., Ryabykh V. M., Senyuta V. S., Svystunov O. O.</i> Selection and Focusing of Higher-Order Modes in a CW Waveguide Terahertz Laser.	74

Оригінальна стаття

<https://doi.org/10.26565/2311-0872-2022-36-01>

УДК 535.361:535.555:535.573+577.3.0

Д.О. БАТРАКОВ¹, д.ф.-м. наук, проф.

e-mail: batrakov@karazin.ua ORCID: <http://orcid.org/0000-0002-6726-8162>

М. М. КОВАЛЬОВ¹, аспірант

e-mail: nikolaj791@gmail.com ORCID: <https://orcid.org/0000-0003-0083-5000>

А.Г. БАТРАКОВА², д. тех. наук, проф.

e-mail: agbatr@ukr.net ORCID: <https://orcid.org/0000-0002-4067-4371>

С.М. УРДЗИК², к.тех.наук

e-mail: urdzick@gmail.com ORCID: <https://orcid.org/0000-0001-6914-1221>

¹ Харківський національний університет імені В.Н. Каразіна, майдан Свободи, 4, м. Харків, 61022, Україна

² Харківський національний автомобільно-дорожній університет (ХНАДУ), вул. Ярослава Мудрого, 25, м. Харків, 61002, Україна

НЕРУЙНІВНИЙ КОНТРОЛЬ АВТОМОБІЛЬНИХ ДОРІГ ЗА ДОПОМОГОЮ ГЕОРАДАРІВ (ОГЛЯДОВА СТАТТЯ, ЧАСТИНА II)

Актуальність. Актуальність досліджень, які викладено в статті, обумовлена, в першу чергу, спрямованістю на реалізацію державної стратегії забезпечення надійності та подовження залишкового ресурсу транспортних та інженерних споруд. Реалізація пов'язана з методами та засобами отримання інформації та її обробки у реальному масштабі часу, а також з методами оцінки стану інженерних споруд, особливістю яких є значна неоднорідність геометричних і фізико-механічних параметрів. Зрозуміло, що це ускладнює використання результатів діагностики. При цьому, незважаючи на переваги хвильових методів зондування, застосування таких методів стримується складністю завдань інтерпретації отриманих результатів та пов'язаними з цим похибками у визначенні параметрів конструкцій, а також багатофакторністю завдань оцінки параметрів багатокомпонентних матеріалів конструкцій та недосконалістю існуючих методів дефектоскопії.

Мета роботи – огляд можливостей сучасних імпульсних георадарів, а також засобів обробки надширокопasmових сигналів спільно з комп'ютерно-орієнтованими системами чисельного моделювання та оптимізації методів обробки георадарних даних з метою вирішення задач виявлення та ідентифікації підповерхневих неоднорідностей у конструкції нежорсткого одягу автомобільних доріг, які припускають застосування моделей плоскошаруватого середовища.

Матеріали та методи. У другій частині статті наведено короткий огляд сучасних методів обробки наборів даних, що отримуються за допомогою імпульсних георадарів. Для досягнення мети було необхідно вирішити кілька завдань. Перше завдання полягає у виборі оптимальних технічних засобів з метою отримання вихідної інформації, а також обґрунтування технічних характеристик георадарів. Ще одне завдання пов'язане з розробленням ефективних методів обробки отриманих даних. Останнє завдання має на меті встановлення зв'язків отриманих даних з геометричними та фізико-механічними характеристиками дорожнього покриття.

Результати. Основу отриманих результатів становлять дані дистанційного зондування, а також запропоновані математичні моделі та методи обробки даних дистанційного зондування. За результатами проведеного порівняльного аналізу можливостей імпульсних георадарів в роботі запропоновано практичні рекомендації щодо підвищення надійності пошуку та ідентифікації таких дефектів як підповерхневі тріщини та ділянки втрати міжшарового зчеплення між шарами конструкції дорожнього одягу.

Висновки. Представлені в статті результати лабораторних експериментів свідчать про потужні можливості сучасних технологій дистанційного зондування. Аналіз існуючих засобів дистанційного зондування, в першу чергу, за допомогою георадарів дозволив сформулювати якісно новий підхід до вирішення актуальної проблеми виявлення прихованих дефектів у шаруватих конструкціях. Також слід зазначити, що існують можливості вдосконалення технічних засобів та методів обробки георадарних даних.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: підповерхневі тріщини, імпульсні надширокопasmові георадари, комп'ютерні програми обробки даних.

Як цитувати: Батраков ДО, Ковальов ММ, Батракова АГ, Урдзік СМ. Неруйнівний контроль автомобільних доріг за допомогою георадарів (оглядова стаття, частина II). Вісник Харківського національного університету імені В.Н. Каразіна. Серія «Радіофізика та електроніка». 2022;36:7-14. <https://doi.org/10.26565/2311-0872-2022-36-01>

In cites: Batrakov DO, Kovalov MM, Batrakova AG, Urdzik SN. Non-destructive control of roads by georadars (review article, part II). Visnyk of V.N. Karazin Kharkiv National University, series "Radio Physics and Electronics". 2022;36:7-14. <https://doi.org/10.26565/2311-0872-2022-36-01> (In Ukrainian)

ВСТУП

У першій частині статті розглянуто питання застосування надширококутних георадарів для контролю стану автомобільних доріг з нежорстким покриттям. Головним завданням першої частини дослідження є визначення товщини конструктивних шарів дорожнього одягу. Друга частина статті присвячена вирішенню завдання пошуку небезпечних підповерхневих дефектів, в першу чергу, тріщин та втрати міжшарового зчеплення. Частина інформації щодо тріщин вже викладена в [1]. Але постійно з'являються нові публікації [2-8], що свідчить про важливість цього напрямку досліджень.

У наступній частині основна увага приділена проблемі пошуку підповерхневих тріщин, а також інших небезпечних неоднорідностей.

Проблема оцінки сучасного стану автомобільних доріг є актуальною через високий рівень витрат на їх ремонт та утримання [9-11]. Ця проблема стимулює вирішення завдань розроблення методів оцінки механічних і геометричних параметрів, а також діагностики різного роду пошкоджень дорожнього покриття, оскільки це найбільш матеріаломістка і коштовна частина дорожньої конструкції. До основних геометричних параметрів дорожнього покриття зазвичай відносять товщину шарів [12,13], до механічних властивостей – здатність дорожнього покриття витримувати багаторазові навантаження [14]. Найпоширенішими дефектами дорожнього покриття є тріщини, втрата міжшарового зчеплення, вибоїни, колія тощо [15]. Тріщини, в тому числі підповерхневі, вважаються найбільш небезпечними дефектами, оскільки їх несвоєчасне виявлення призводить до відбитого тріщиноутворення та згодом до руйнування дорожнього покриття [16, 17]. Тому основною метою даної роботи є аналіз існуючих засобів отримання інформації про тріщини в дорожньому покритті та методів обробки вихідних даних і на цій основі вдосконалення підходу до пошуку та ідентифікації прихованих дефектів у плоскошаруватих середовищах методами неруйнівного контролю. Основним об'єктом даного дослідження є нежорсткий дорожній одяг. Для досягнення цієї мети необхідно вирішити кілька суміжних завдань.

Перше завдання полягає у виборі оптимальних технічних засобів для отримання вихідної інформації та їх технічних характеристик. Друге завдання пов'язане з розробленням ефективних методів обробки отриманих даних. Нарешті, третє завдання – встановити зв'язок отриманих даних з технічними характеристиками дорожнього покриття. Під технічними характеристиками дорожнього покриття будемо розуміти ті параметри конструкції, які безпосередньо впливають на стан конструкції нежорсткого дорожнього одягу та забезпечують здатність конструкції опиратися дії транспортного навантаження і кліматичних факторів. Правильна оцінка дозволяє спрогнозувати термін служби дорожнього покриття до ремонту та дає змогу оцінити терміни та вартість поточного та капітального ремонтів. Досягнення комп'ютерних технологій та прогрес у галузі засобів неруйнівного контролю формують основу для постановки та вирішення цих проблем. Наголошуємо, що універсального засобу вирішення завдань дистанційного зондування та неруйнівного контролю на сьогодні ще не запропоновано. Тому, виходячи з логіки дослідження, робота має таку структуру. Перший розділ містить аналіз літературних джерел та постановку проблеми. Метою даного аналізу є реалізація постановки задачі з урахуванням суперечливості вимог до параметрів сигналу, а отже, і до характеристик антени. У наступному розділі запропоновано новий алгоритм обробки даних дистанційного зондування, заснований на результатах попередніх досліджень авторів статті, та результати лабораторних і польових випробувань. У висновку сформульовано можливі шляхи розвитку цього наукового напрямку для вирішення актуальних завдань дорожньої галузі – забезпечення нормативного експлуатаційного стану дорожнього покриття протягом терміну служби до капітального ремонту.

ПОСТАНОВКА ЗАВДАННЯ Й МЕТОД РІШЕННЯ

Щоб досягти наочності викладення матеріалу, розглянемо більш детально постановку проблеми. Для цього розглянемо модель дорожнього покриття в найбільш загальному вигляді – як плоскошарувате середовище, що складається з кількох однорідних шарів. Будемо вважати, що середовище складається з трьох шарів, розташованих на напівнескінченній підкладці: покриття, що складається з двох шарів монолітних матеріалів, шар основи з зернистих матеріалів, що розташований на природній ґрунтовій основі, яка вважається нескінченним напівпростором. Тріщини, в тому числі підповерхневі, розташовані тільки в шарах з монолітних матеріалів (в нашому випадку шарах з асфальтобетону). Шари основи з нез'язаних матеріалів мають відносно близькі значення діелектричної проникності, тому вважатимемо, що основа являє собою один шар з середньою діелектричною проникністю. Тріщина розташована в нижньому шарі асфальтобетону і має прямокутний перетин (Рис. 1). Основними вихідними даними для вирішення задачі виявлення та позиціонування (визначення напрямку) тріщини приймаємо результати георадарного зондування.

Будемо вважати, що в процесі отримання первинних масивів даних було проведено попереднє обстеження ділянки дороги, що досліджується, за допомогою імпульсного георадара, наприклад георадара «Одяг» [17]. Антенний блок імпульсних георадарів, як правило, містить дві антени - передавальну (A1 -

на Рис. 1) і приймальну (A2 - на Рис. 1). Ці антени, як правило, можуть бути орієнтовані під кутом одна до одної. Кут зазвичай має значення в діапазоні від нуля градусів до 30 градусів. Таким чином, завдання виявлення тріщин, у тому числі підповерхневих, в рамках цього підходу зводиться до розроблення алгоритму аналізу прийнятих імпульсних сигналів - сигналів без несучої. Цей термін означає, що антена фіксує безпосередньо зміну параметрів електромагнітного поля, а не зміну амплітуди несучої частоти, як у випадку з класичним радаром.

Перш ніж перейти до опису запропонованого підходу, відзначимо, що найбільш поширеним методом обробки георадарних даних є візуальна оцінка радарограм оператором. Як приклад, розглянемо радарограму, що отримана за результатами обстеження автомобільної дороги загального користування на території України під час зондування малого мосту. На радарограмі чітко спостерігаються гіперболи у місці сполучення перехідної плити на початку та в кінці мосту, Рис. 2.

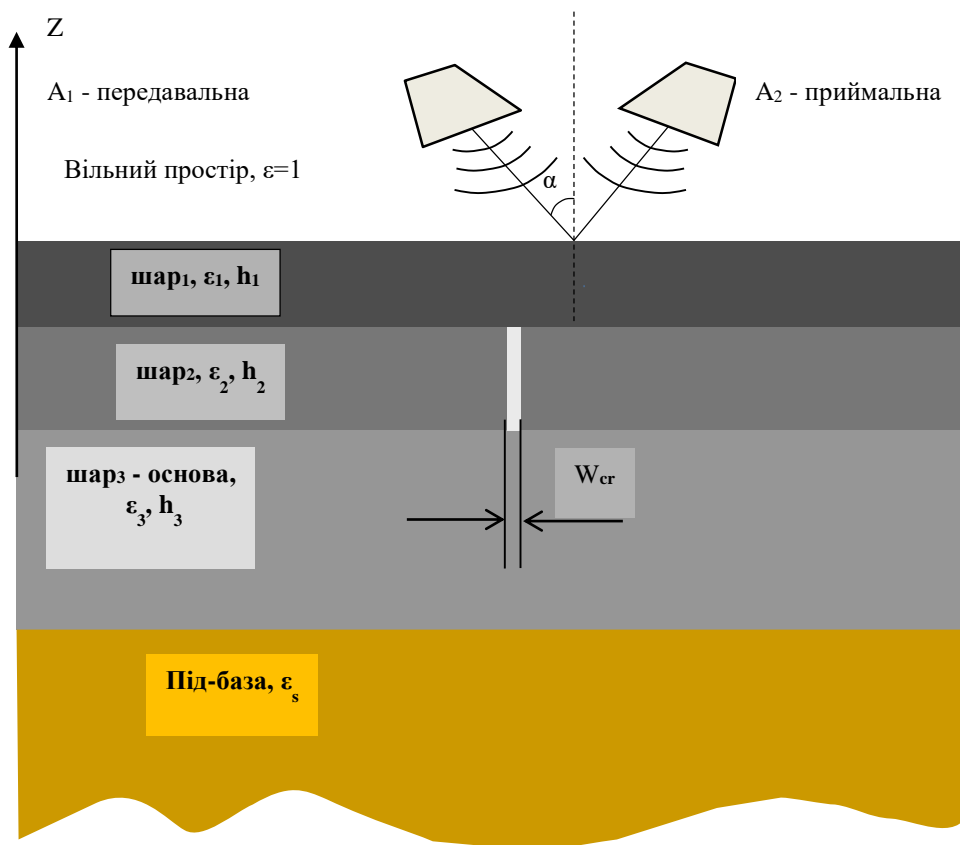


Рис. 1. Геометрія завдання
Fig. 1 Geometry problem

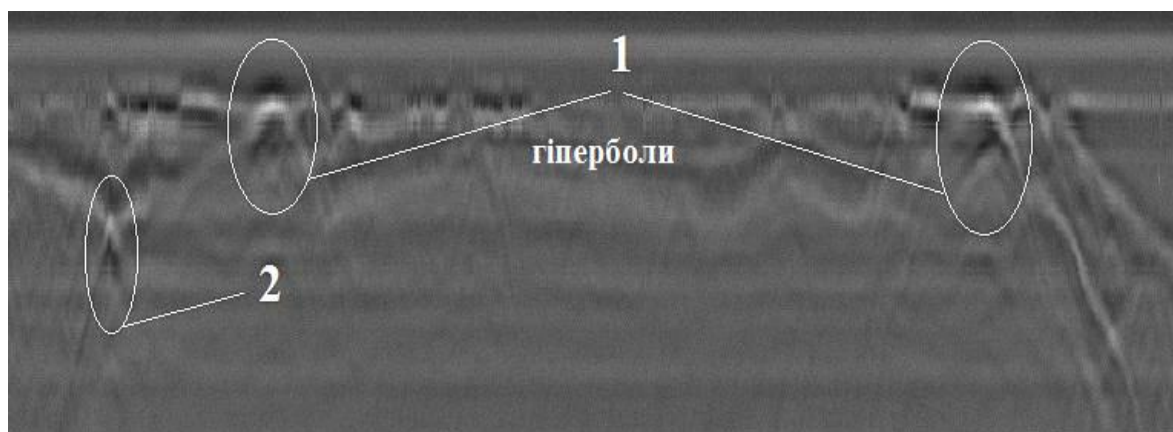


Рис.2. Радарограма отримана на одній із доріг України.
Fig.2. Radar chart obtained on one of the roads of Ukraine.

Для аналізу отриманих даних можна використовувати наближені методи [18]. Один із можливих варіантів цього підходу базується на припущенні, що тріщина розташована в нижньому шарі асфальтобетону (другий шар покриття) і має відносно невелике відношення товщини до висоти – не більше 0,5. Товщина верхнього шару дорожнього покриття, яка на даному етапі вважається невідомою, позначається через h_1 , а діелектрична проникність верхнього шару дорівнює ε_1 . Для другого шару дорожнього покриття відповідно - h_2 , ε_2 .

Позначимо висоту розташування антенного блоку над верхньою межею покриття як d і припустимо, що проведено два вимірювання - перше, коли антена розташована безпосередньо над тріщиною (O_1 Рис. 3), а друге, коли антена зміщена по горизонталі від першого положення (O_2 Рис. 3).

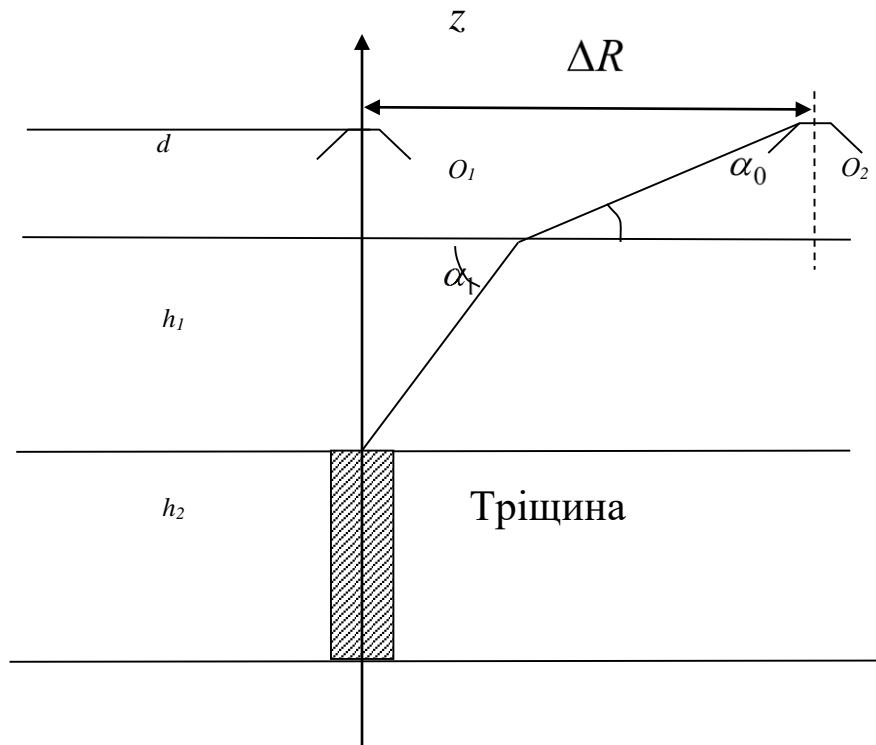


Рис. 3. Геометрія задачі візуального виявлення підземних тріщин.

Fig. 3. Geometry of the problem of visual detection of underground cracks.

Будемо вважати, що час проходження сигналу від антени до верхньої межі тріщини в цих двох випадках відомий і позначимо ці величини t_1 і t_2 відповідно. Тоді, використовуючи закон Снелліусу [19], отримуємо:

$$\begin{aligned} \sin\left(\frac{\pi}{2} - \alpha_0\right) \cdot n_0 &= \sin\left(\frac{\pi}{2} - \alpha_1\right) \cdot n_1; \\ n_0 &= \sqrt{\varepsilon_0} = 1; \quad n_1 = \sqrt{\varepsilon_1}. \end{aligned} \quad (1)$$

Далі в наближенні геометричної оптики можна записати основні рівняння зв'язку відомих параметрів задачі з невідомими:

$$\begin{cases} \frac{d}{c} + \frac{h_1 \cdot \sqrt{\varepsilon_1}}{c} = \frac{t_1}{2} \\ \frac{d}{\sin \alpha_0 \cdot c} + \frac{h_1 \cdot \sqrt{\varepsilon_1}}{\sin \alpha_1 \cdot c} = \frac{t_2}{2} \\ \sin \left(\frac{\pi}{2} - \alpha_0 \right) = \sqrt{\varepsilon_1} \cdot \sin \left(\frac{\pi}{2} - \alpha_1 \right), \\ (\varepsilon_0 = 1). \end{cases} \quad (2)$$

де c – швидкість світла у вакуумі, см/нс.

Якщо діелектрична проникність верхнього шару невідома, то рівняння системи (2) містять чотири невідомі величини $\varepsilon_1, h_1, \alpha_0, \alpha_1$, і ця система, строго кажучи, не має єдиного розв'язку. Для подальшого отримання наближеного рішення були запропоновані різні методи. Один з них передбачає обчислення значення кута α_0 за геометричними даними та обчислення першого члена в другому рівнянні системи (2). Також можна замінити це рівняння іншим наближеним рівнянням, яке більше не містить першого члена ліворуч:

$$\frac{h_1 \cdot \sqrt{\varepsilon_1}}{\sin \alpha_1 \cdot c} = \frac{t_2}{2}. \quad (3)$$

Інші підходи до вирішення цієї проблеми передбачають обробку великого обсягу інформації, а деякі з них дуже складні з обчислювальної точки зору. Тому виникає необхідність розроблення більш складних алгоритмів обробки сигналів, які дозволяють не тільки виявляти, а й ідентифікувати підповерхневі тріщини.

Тому далі розглянемо проблему виявлення підповерхневої тріщини в структурі дорожнього покриття. Розглянемо найпростішу модель середовища, яка має три шари, розташовані на напівнескінченній підкладці (Рис. 1). Використання такої моделі пов'язане з тим, що так званий електричний контраст - відношення значень відносної проникності нижніх шарів слабке і впливом багаторазових відображень сигналів між межами нижніх шарів можна знехтувати. Іншими словами, невеликі відмінності між значеннями діелектричної проникності призводять до слабких амплітуд сигналів, відбитих від нижніх границь. Крім того, товщина нижніх шарів, зазвичай, значно перевищує товщину верхніх шарів, що зумовлює їх зміщення вздовж осі часу на радарограмі. Це дає можливість на першому етапі обробки сигналу ігнорувати відбиття від нижніх меж.

Як зазначалося вище, основним недоліком візуального аналізу радарограм є неможливість отримання кількісних оцінок параметрів тріщин. Тому раніше автори запропонували підхід до вирішення проблеми кількісних оцінок. Цей підхід містить етапи проведення вимірювань та обробки результатів за допомогою спеціалізованих програм, розроблених авторами. На першому етапі виконуються стандартні операції для вимірювання сигналу прямого проходження, тобто потужного сигналу прямого зв'язку (сигналу, який безпосередньо пройшов у приймальну антену, минаючи досліджуване середовище) і пошуку однорідної опорної ділянки без будь-якої неоднорідності. Алгоритм реєстрації сигналу прямого проходження описаний у [20-22], а еталонна ділянка вибирається, виходячи за умови відсутності змін на радарограмі. У деяких випадках ці дані можна отримати на ділянках доріг, що не мають дефектів, під час будівництва з метою подальшого використання в процесі експлуатації для пошуку дефектів. Після вибору еталонної ділянки оцінюється товщина шарів покриття. Для цього використовується програма GeoVizu, яка дозволяє в напівавтоматичному режимі оцінити значення діелектричної проникності та товщини шарів дорожнього покриття. Надалі ця інформація використовується для оцінки параметрів тріщин. Задача визначення параметрів тріщин може бути сформульована на основі різних фізичних принципів. У цій роботі ми розглянемо один з можливих варіантів реалізації, який базується на використанні лише одного антенного блоку. Метою такого підходу є використання найпростіших і доступних технічних засобів. Звичайно, це можливо лише за рахунок деякого зниження загальної якості підсумкової оцінки.

ПРОПОНОВАНИЙ МЕТОД РОЗВ'ЯЗУВАННЯ ЗАДАЧ.

Випробування проводилися в лабораторії на моделі дорожньої конструкції з застосуванням георадара «Одгя-5», Рис. 4. Для зручності на рисунку наведено дві антени (передавальна та приймальна) та модель

тріщини конструкції дорожнього покриття. За раніше запропонованою схемою було проведено декілька серій експериментальних досліджень, які полягали у вимірюванні:

- сигналу прямого зв'язку;
- сигналу, відбитого від листа металу;
- сигналів від досліджуваної структури.

Оскільки антени розташовані паралельно (Рис. 4), вектори електричного поля антен також є паралельними. Очевидно, що під час зондування тріщина може розташовуватися під різними кутами до напрямку векторів електричного поля антен. Зрозуміло, що амплітуда відбитого від тріщини сигналу буде залежати від відносної орієнтації антен і тріщини. Теоретично спрогнозувати тип цієї залежності є досить складним завданням. Це пов'язано як зі складним характером взаємодії імпульсних сигналів надширокосмугового георадара з шаруватими середовищами, так й з різноманітними геометричними конфігураціями та заповненням тріщин. Очевидно, що тріщина, яка заповнена водою, буде відбивати імпульсний сигнал набагато інтенсивніше, ніж тріщина, яка заповнена повітрям, через різницю в діелектричній проникності між водою і повітрям.

На першому етапі експериментальних досліджень проведено експерименти з аналізу можливостей виявлення підповерхневих тріщин на лабораторних моделях (Рис. 4.). Для перевірки використано модель тріщини шириною 2 см у нижньому шарі асфальтобетону товщиною 6,5 см. Верхній шар мав товщину 5,5 см. (Рис. 5).



Рис. 4. Експериментальне встановлення.
Fig. 4. Experimental installation.

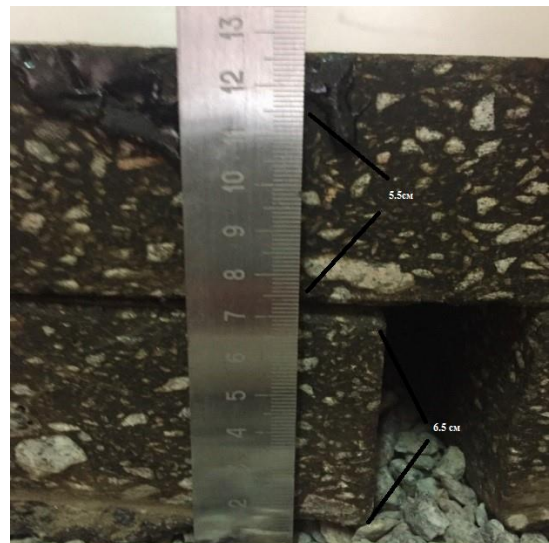


Рис. 5. Розміри досліджуваної конструкції.
Fig. 5. Dimensions of the studied structure.

Для отримання вихідних даних була використана така схема. Після виконання стандартних процедур, описаних вище, здійснювався проїзд георадаром над конструкцію. Далі антени повертали над тріщиною для аналізу впливу поляризаційного стану зонduючого електромагнітного поля на розподіл відбитих імпульсів. Метою цього експерименту є визначення оптимальних параметрів зонduючого поля для вирішення задачі виявлення та позиціонування підповерхневих тріщин. Результати аналізу поляризаційного стану зонduючого електромагнітного поля можуть бути використані не тільки для вдосконалення алгоритмів обробки сигналів, але й для створення антенних блоків з комутованою поляризацією [22]. Сподіваємося, що це знайде відображення у наступних публікаціях авторів.

Після реєстрації сигналів, здійснювалося їх оброблення за допомогою програмного забезпечення GeoVizu-2020. Вигляд вікна програми під час оброблення георадарних даних наведено на Рис. 6.

Основою методу оброблення даних імпульсного зондування є пошарове визначення двох параметрів – відносної проникності та товщини кожного шару [20]. Цей підхід є основою запропонованого в цій статті методу виявлення тріщин. Його суть полягає у використанні інформації, яка була накопичена на перших етапах, для подальшого більш детального аналізу імпульсних сигналів. Ще раз підкреслимо, що загальна ідея полягає у дослідженні можливості виявлення підповерхневих тріщин за допомогою існуючого стандартного антенного блоку через деяку модифікацію процедури реєстрації даних, яка полягає у проведенні додаткових вимірювань під час обертання антенного блоку над щілиною. Ця процедура проводиться в разі виявлення характерних відмінностей на радарограмі.

Для ілюстрації запропонованого алгоритму на Рис. 6 наведено три різних сигнали. Вони позначені індексами 1 - сигнал, відбитий від листа металу, 2 - сигнал, відбитий від конструкції в зоні без тріщини, і 4 - віртуальний сигнал, створений програмою GeoVizu-2020. Ще два сигнали (3 і 5) є результатом застосування перетворення Гільберта [23,24] до сигналів 2 і 4 відповідно.

Програмне забезпечення GeoVizu-2020 дозволяє обробляти дані в напівавтоматичному режимі. Це означає, що на першому етапі для вибору необхідної точки відліку необхідно натиснути кнопку «min» або «max», в залежності від полярності вихідного сигналу. Після цього програма автоматично формує віртуальний сигнал 4, що дозволяє розрахувати товщину шару [20]. В результаті обробки даних на цьому етапі програма визначає значення двох параметрів верхнього шару – діелектричної проникності та товщини та відображає результати у вікнах «h1» та «pmt1» (Рис.6). Крім того, на першому етапі при необхідності можна відняти сигнал прямого проходження в напівавтоматичному режимі. Для прискорення обробки GeoVizu-2020 також має функцію віднімання сигналу прямого проходження з усього профілю з подальшим збереженням даних.

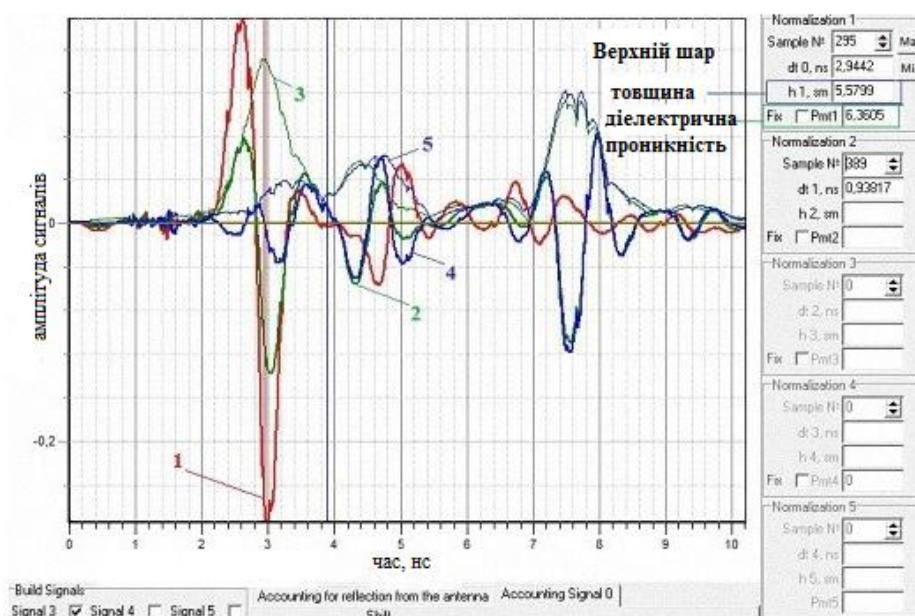


Рис. 6. Перегляд вікна програми під час обробки даних
Fig. 6. View the program window during data processing

На наступному етапі визначають параметри другого шару. Цей шар являє собою шар асфальтобетону товщиною близько 6,5 см і містить тріщину (Рис. 5). Для отримання необхідних даних, як і на попередньому етапі, використовується алгоритм синтезу віртуального сигналу, який дозволяє автоматично отримати значення товщини та відносної діелектричної проникності наступного шару. В результаті розраховані значення відображаються у відповідних вікнах «h2» і «pmt2» (Рис7). Далі процес можна продовжити для отримання параметрів наступного шарі. На цьому підготовчий етап запропонованого алгоритму завершено.

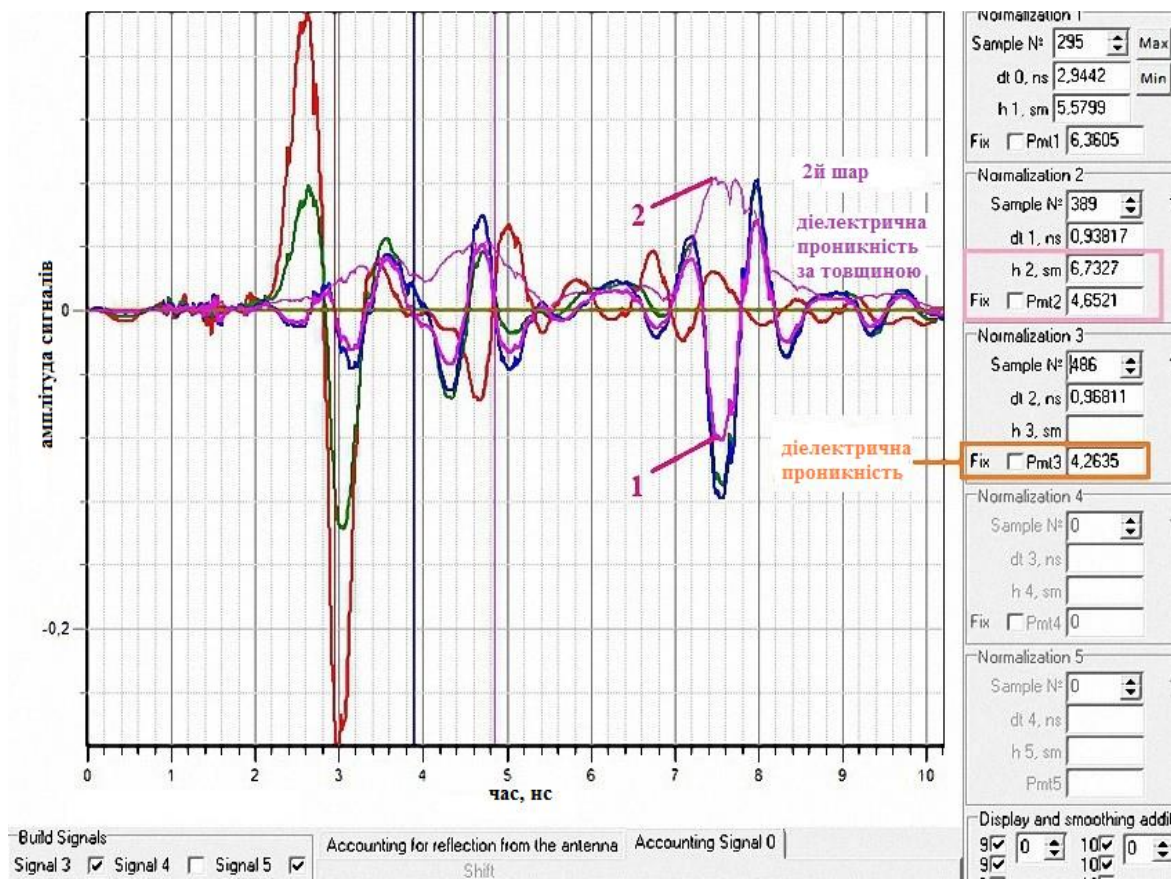


Рис. 7. Вікно обробки даних на наступному етапі

Fig. 7. Data processing window at the next stage

Наступним кроком є проведення детального порівняльного аналізу різних сигналів. Для виконання цього завдання програмне забезпечення GeoVizu-2020 надає можливість одночасного відображення та аналізу декількох часткових сигналів. Терміном «частковий сигнал» позначимо окремі відліки в координатах «час – амплітуда» (Рис. 6, Рис. 7). Метою цього аналізу є порівняння сигналів з урахуванням отриманої раніше інформації про товщину шарів.

Основна проблема полягає в тому, що підповерхневі тріщини, з точки зору теорії електромагнетизму, мають дуже слабкий контраст. В іншому випадку, через невеликий розмір і відносно невелику різницю в значеннях діелектричної проникності, вони викликають незначну зміну відбитого сигналу. Тому головною ідеєю запропонованого підходу є цілеспрямований пошук відмінностей у формі сигналів на основі попередніх даних про значення товщини та діелектричної проникності шарів. Цей алгоритм дозволяє користувачеві зосередитися на певних сегментах розподілу сигналів у часі, щоб знайти відмінності. Проблема ускладнюється ще й тим, що при русі георадара автомобільною дорогою неминуче виникають невеликі відхилення від початкової висоти антенного блоку над поверхнею дороги. Це призводить до відповідних відмінностей у формах хвиль, які не пов'язані з наявністю підповерхневих неоднорідностей. Тому в рамках цього дослідження були проведені лабораторні експерименти, насамперед, для аналізу принципової можливості виявлення низькоконтрастних похованих об'єктів. В результаті була встановлена можливість виявлення підповерхневих тріщин за допомогою аналізу радарограм. Це проілюстровано на Рис. 8 і Рис. 9. На цих рисунках позначення осей такі ж самі, як й на Рис. 6 і Рис. 7.

На Рис. 8 наведено графіки трьох часткових сигналів без попередньої обробки. Ці цифри наочно ілюструють виникнення відхилень, тобто зміщення сигналу, що пов'язано з переміщенням георадара над поверхнею конструкції навіть у лабораторних умовах. Проблема ще більше ускладнюється наявністю незначної нестабільності параметрів самого георадара. Проте результати попередньої обробки за даними про товщину шарів дозволили виявити область можливого розташування підповерхневих неоднорідностей. На Рис. 9 наведено результати корекції вихідних даних шляхом зміщення графіків вздовж осі часу без зміни їх амплітуди.

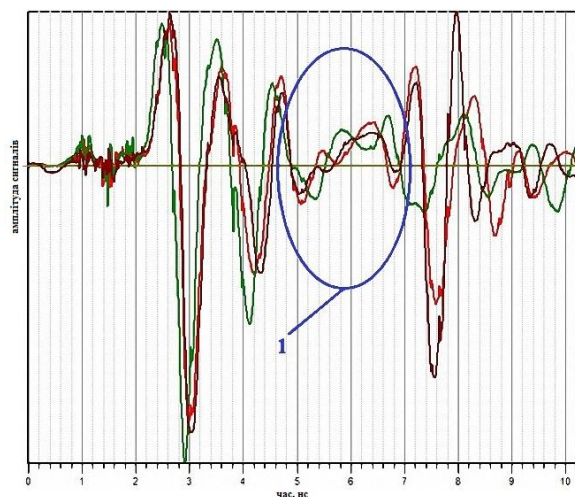


Рис. 8. Три часткових сигнали без попередньої обробки.
Fig. 8. Three partial signals without pre-processing.

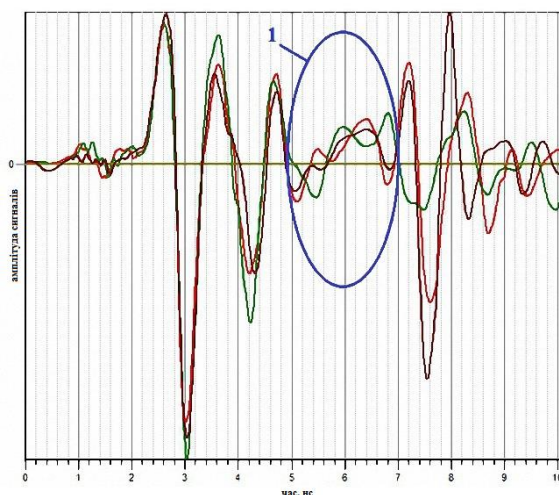


Рис. 9. Результати виправлення вихідних даних.
Fig. 9. The results of the original data correction.

Аналіз Рис. 9 дозволяє зробити висновок про стабільність вихідного сигналу, викликану відбиттям від зовнішньої поверхні дорожнього покриття та малими відхиленнями амплітуди сигналу, відбитого від нижньої поверхні верхнього шару. Під час проведення вимірювань на автомобільній дорозі це може бути пов'язано зі зміною (варіацією) товщини шарів асфальтобетону, а під час лабораторних вимірювань – з нерівністю нижніх поверхонь зразків та їх рихлістю.

Нарешті, щоб дослідити додаткові можливості імпульсного георадару щодо виявлення підповерхневих тріщин розглянемо деякі особливості вимірювань під час обертання антенного блоку над тріщиною. У процесі таких вимірювань антенний блок георадара повертали над тріщиною так, щоб відстань до поверхні покриття залишалася незмінною. У процесі проведення експерименту на початку зондування антени розташовувалися так, як наведено на Рис. 4, а далі поверталися на 90 градусів.

Результати експерименту наведено у таблиці 1. Оскільки графіки імпульсних сигналів, відбитих від підповерхневих неоднорідностей, є складними, було вирішено враховувати лише зміну максимальної амплітуди сигналу. У таблиці 1 наведено не тільки амплітуди сигналів, які зафіксовані у процесі експерименту, але й їх відхилення від середнього значення.

Аналіз результатів, що наведені в таблиці 1, з урахуванням даних, які наведено на Рис. 8 і Рис. 9, свідчить про неможливість використання простих кількісних моделей для інтерпретації отриманих даних. Це пов'язано з дисперсією діелектричної проникності, а також зі складним характером хвильових процесів за наявності низькоконтрастних підповерхневих неоднорідностей. При цьому першочергове значення має сам факт можливості виявлення підповерхневих неоднорідностей за допомогою відносно простих технічних засобів. Звичайно, використання більш досконалих підходів [9, 25], що передбачають аналіз стану поляризації зондуючого та відбитого сигналів, може ще більше покращити якість отриманих кількісних оцінок.

Таблиця 1. Отримані дані

Table 1. Obtained data

Кут повороту	0	20	45	70	90
мінімальна амплітуда у відносних одиницях з урахуванням знака максимуму	-1,02	-2,84	-2,08	-2,13	-2,27
відхилення від середнього у відносних одиницях	0,56	0,26	0,31	0,23	0,18

ПЕРЕВІРКА АДЕКВАТНОСТІ МОДЕЛІ ОБРОБКИ ДАНИХ.

Як відомо з теорії електромагнетизму, відносна діелектрична проникність реальних середовищ має властивість дисперсності [25], тобто залежить від частоти. Тому процедура визначення значення діелектричної проникності шарів дорожнього покриття шляхом вимірювання коефіцієнта відбиття імпульсних сигналів георадару, загалом кажучи, потребує уточнення. У той же час у довільному випадку відповісти на питання про точність визначення значення діелектричної проникності досить складно. Тому найбільш простим і ефективним методом є запропонований метод оцінки товщини шарів. Цю величину

легко виміряти в лабораторії, а потім порівняти отримані результати з результатами обробки георадарних даних. При проведенні георадарного зондування на автомобільних дорогах можна використовувати результати прямих вимірювань з кернів.

Для підтвердження адекватності запропонованих моделей і методів були проведені відповідні експерименти, результати яких наведено у таблиці 2. Перша серія експериментів проведена в лабораторних умовах за технологією, що відповідає описаним раніше експериментальним дослідженням (Рис. 4 - Рис. 7). Друга серія експериментів відображає результати вимірювань на автомобільній дорозі в Харківській області. Зіставлення результатів обробки отриманих експериментальних даних (Табл. 2) свідчать про досить високу точність відновлення товщини шару. Зрозуміло, що через накопичення похибок вимірювань і обробки точність визначення товщини нижніх шарів погіршується в порівнянні з точністю відновлення товщини верхніх шарів. Проте загалом отримані результати дозволяють стверджувати про переваги використання георадара для пошуку підповерхневих тріщин та оцінки стану дорожнього покриття. Детальне обговорення результатів щодо обробки похибок відображені в [20].

Таблиця 2. Результати двох випадків.

вимірюване значення товщини	1-й випадок		2-й випадок	
	5,50	6,5	7,2	8
визначається за даними георадара, у відносних одиницях	5,57	6,73	7,01	8,24
відсоткова різниця	1,2	3,5	2,7	3,0

ВИСНОВКИ

Представлені результати лабораторних експериментів наочно демонструють можливості сучасних технологій дистанційного зондування із застосуванням георадарів. Аналіз існуючих засобів дистанційного зондування дозволив сформулювати новий підхід до вирішення актуальної проблеми виявлення прихованих підповерхневих тріщин. Запропонований підхід базується на раніше розроблених авторами алгоритмах обробки імпульсних радіолокаційних сигналів наземного проникнення [17]. Такий підхід продемонстрував здатність узгоджено вирішувати декілька проблем. Першим завданням був вибір найбільш оптимальних технічних засобів діагностики з одночасним проведенням лабораторних експериментів, за результатами яких підтверджено ефективність методу. Іншим завданням було подальше вдосконалення методів і обчислювальних алгоритмів обробки даних зондування. В результаті модернізації програми GeoVizu нова версія GeoVizu-2020 дозволила обробляти складні імпульсні сигнали та реалізувати можливість відображення кількісних значень найважливіших параметрів шарів дорожнього покриття - відносної проникності та товщини. Для перевірки адекватності отриманих результатів використовувався запропонований авторами метод, заснований на процедурі вимірювання реальної товщини шарів в лабораторних і польових умовах та порівняння цих даних з результатами, отриманими за допомогою чисельного моделювання. В результаті наведено докази переваг використання імпульсних георадарів для дослідження дорожнього покриття, пошуку підповерхневих тріщин та оцінки геометричних параметрів шару.

Як перспективи подальших досліджень у цьому напрямку слід зазначити, що існують можливості вдосконалення технічних засобів (антени, генератори), а також розроблення методів обробки результатів георадарного зондування щодо пошуку, позиціонування та ідентифікації під поверхневих неоднорідностей з наступним оцінюванням експлуатаційного стану конструкції дорожнього одягу та прогнозуванням обсягів фінансування на ремонт та експлуатаційне утримання дорожньої мережі [26,27].

КОНФЛІКТ ІНТЕРЕСІВ

Автори повідомляють про відсутність конфлікту інтересів.

СПИСОК ВИКОРИСТАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ

1. Batrakov DO, Antyufeeva MS, Batrakov AG. Application of georadars for detecting subsurface defects in layers of non-rigid road pavements. Visnyk of VN Karazin Kharkiv National University, series "Radio Physics and Electronics." 2020;(32):6-15. Original article <https://doi.org/10.26565/2311-0872-2020-32-01> ; <https://periodicals.karazin.ua/radiophysics/article/view/16753/15575>.
2. Dong J, Stankovic V, Davidson N. Target Detection and Recognition of Ground Penetrating Radar using Morphological Image Analysis and Graph Laplacian Regularisation. 2021 Sensor Signal Processing for Defence Conference (SSPD). 2021 Sep doi: <https://doi.org/10.1109/SSPD51364.2021.9541516>.
3. Massaro A, Savino N, Selicato S, Panarese A, Galiano A, Dipierro G. Thermal IR and GPR UAV and Vehicle Embedded Sensor Non-Invasive Systems for Road and Bridge Inspections. 2021 IEEE International Workshop

- on Metrology for Industry 40 & IoT (MetroInd40&IoT). 2021;248-253. doi: <https://doi.org/10.1109/MetroInd4.0IoT51437.2021.9488483>.
4. Li M, Huang L, Al-Jumaily A. Methods for Asphalt Road Density Measurement: A Review. 2021 27th International Conference on Mechatronics and Machine Vision in Practice (M2VIP). 2021;269-274. doi: <https://doi.org/10.1109/M2VIP49856.2021.9664991>.
 5. Comite D, Ahmad F, Amin MG, Dogaru T. Forward-Looking Ground-Penetrating Radar: Subsurface target imaging and detection: A review. IEEE Geoscience and Remote Sensing Magazine. 2021 Dec;9(4):173–90. doi: <https://doi.org/10.1109/MGRS.2020.3048368>.
 6. Chen G, Bai X, Wang G, Wang L, Luo X, Ji M, et al. Subsurface Voids Detection from Limited Ground Penetrating Radar Data Using Generative Adversarial Network and YOLOV5. 2021 IEEE International Geoscience and Remote Sensing Symposium IGARSS. 2021 Jul 11; p. 8600-8603, doi: <https://doi.org/10.1109/IGARSS47720.2021.9554954>.
 7. Batrakov DO, Antyufeyeva MS, Batrakov AG. GPR Application with Different Antennas for Road Pavement Condition Assessment. 2021 IEEE Microwave Theory and Techniques in Wireless Communications (MTTW). 2021 Oct 7; p. 233-237, doi: <https://doi.org/10.1109/MTTW53539.2021.9607094>.
 8. Abdul Rahman M, Zayed T, Bagchi A. Deterioration Mapping of RC Bridge Elements Based on Automated Analysis of GPR Images. Remote Sensing. 2022 Feb 25;14(5):1131. doi: <https://doi.org/10.3390/rs14051131>
Academic Editor: Roberto Orose.
 9. Volovski M, Murillo-Hoyos J, Saeed TU, Labi S. Estimation of Routine Maintenance Expenditures for Highway Pavement Segments: Accounting for Heterogeneity Using Random-Effects Models. Journal of Transportation Engineering, Part A: Systems. 2017 May;143(5). doi: <https://doi.org/10.1061/JTEPBS.0000041>.
 10. Woldemariam W, Murillo-Hoyos J, Labi S. Estimating Annual Maintenance Expenditures for Infrastructure: Artificial Neural Network Approach. Journal of Infrastructure Systems. 2016 Jun;22(2):04015025. doi: [https://doi.org/10.1061/\(ASCE\)IS.1943-555X.0000280](https://doi.org/10.1061/(ASCE)IS.1943-555X.0000280).
 11. Adams T. M. Estimating Cost per Lane Mile for Routine Highway Operations and Maintenance. National Center for Freight and Infrastructure Research and Education, University of Wisconsin, Madison, WI, USA, 2011, Technical Report No. MRUTC 07-12.
 12. Ground penetrating radar, theory and applications. Jol Harry M. Amsterdam: Elsevier B.V.; 2009. 508 p.
 13. Evans RD. Optimising Ground Penetrating Radar (GPR) to assess Pavements [dissertation]. Loughborough University; August 2009. 219 p.
 14. Xu Y, Sun L. Study on Permanent Deformation of Asphalt Mixtures by Single Penetration Repeated Shear Test. Procedia - Social and Behavioral Sciences. 2013 Nov;96:886–93. doi: <https://doi.org/10.1016/j.sbspro.2013.08.101>
 15. Zulufqar Bin Rashid1, Dr. Rakesh Gupta. Study of defects in flexible pavement and its maintenance. International Journal of Recent Engineering Research and Development (IJRERD) www.ijrerd.com, 2017;02(06):30-37. ISSN: 2455-8761.
 16. Rasol MA, Pérez-Gracia V, Fernandes FM, Pais JC, Santos-Assunção S, Santos C, et al. GPR laboratory tests and numerical models to characterize cracks in cement concrete specimens, exemplifying damage in rigid pavement. Measurement. 2020 Jul;158:107662. doi: <https://doi.org/10.1016/j.measurement.2020.107662>.
 17. Batrakov DO, Antyufeyeva MS, Antyufeyev AV, Batrakov AG. GPR data processing for evaluation of the subsurface cracks in road pavements. 2017 9th International Workshop on Advanced Ground Penetrating Radar (IWAGPR). 2017 Jun; doi: <http://dx.doi.org/10.1109/IWAGPR.2017.7996072>
 18. Tian Xia, Dryver Huston. High Speed Ground Penetrating Radar for Road Pavement and Bridge Structural Inspection and Maintenance. Final Report. Project Number: SPR-RSCH017-738, Report Submitted on: 06/30/2016, 43P. <https://vtrans.vermont.gov/sites/aot/files/highway/documents/materialsandresearch/completedprojects/Final%20Report%20-%20738%20-%20High%20Speed%20GPR%2010-17-2016.pdf>
 19. Born M., Wolf E. Principles of Optics. Electromagnetic theory of propagation, interference, and diffraction of light. Pergamon, London; Macmillan, New York; ed. 2, 1964. 808 p.
 20. Pochanin GP, Masalov SA, Ruban VP, Kholod PV, Batrakov DO, Batrakov AG, Urdzik SN, Pochanin OG. Advances in Short Range Distance and Permittivity Ground Penetrating Radar Measurements for Road Surface Surveying, in Advanced Ultrawideband Radar: Signals, Targets and Applications. 20-65. CRC Press - Taylor & Francis Group, London. 2016. 474 p. ISBN 9781466586574 - CAT# K20299 doi: <http://dx.doi.org/10.1201/9781315374130-3>
 21. Batrakov DO, Antyufeyeva MS, Batrakov AG, Antyufeyev AV. UWB Signal Processing for the Solving Inverse Scattering Problem of Plane-Layered Media. 2018 9th International Conference on Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals (UWBUSIS). 2018 Sep; p. 140-143. <https://doi.org/10.1109/UWBUSIS.2018.8520255>

22. Пат. 118409 Україна, (51) МПК E01C 23/00, G01R 29/08 (2006.01) Спосіб виявлення та визначення напрямку у тому числі і підповерхневих тріщин в асфальтобетонному покритті / Батраков Д.О., Батракова А. Г., Почанін Г.П., Орленко О.А.; заявник та патентоутримувач Харківський національний автомобільно-дорожній університет; Харківський національний університет ім. В.Н. Каразіна; Батраков Д.О., Батракова А. Г., Почанін Г.П., Орленко О.А. – а201705456; заявл. 02.06.2017; опубл. 10.01.2019, Бюл. № 1/2019 (винахід) <https://sis.ukrpatent.org/uk/search/detail/612571/>
23. Astanin LY, Kostylev AA. Ultrawideband Radar Measurements: Analysis and Processing. By: The Institution of Electrical Engineering, London, UK, 1997.
24. Batrakov DO, Golovin DV, Simachev AA, Batrakova AG. Hilbert transform application to the impulse signal processing. 2010 5th International Conference on Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals. 2010 Sep; p. 113-115, doi: <https://doi.org/10.1109/UWBUSIS.2010.5609110>
25. Pasquini B, Vanderhaeghen M. Dispersion Theory in Electromagnetic Interactions. Annual Review of Nuclear and Particle Science. 2018 Oct 19;68(1):75–103. doi: <https://doi.org/10.1146/annurev-nucl-101917-020843>.
26. Batrakova AG, Batrakov DO. Prediction of the road pavement condition index using stochastic models // Roads and Bridges - Drogi i Mosty. Warsaw: Road and Bridge Research Institute, 2020, doi: <http://dx.doi.org/10.7409/rabdim.020.015> <https://www.rabdim.pl/index.php/rb/article/view/v19n3p225>
27. Pat. 113916 Ukraine, (51) IPC E01C 23/00, G01R 29/08 (2006.01) Method for detecting subsurface cracks in asphalt pavement during movement of diagnostic laboratory in traffic flow / Batrakov DO, Urdzik SM, Pochanin G.P., Batrakova AG; applicant and patent holder Batrakov DO, Urdzik SM, Pochanin GP, Batrakova AG - а201511191; stated 11/13/2015; publ. March 27, 2017, Bull. № 6/2017 (invention) <http://base.ukrpatent.org/searchINV/search.php?action=search>

REFERENCES

1. Batrakov DO, Antyufeyeva MS, Batrakova AG. Application of georadars for detecting subsurface defects in layers of non-rigid road pavements. Visnyk of VN Karazin Kharkiv National University, series “Radio Physics and Electronics.” 2020;(32):6-15. Original article <https://doi.org/10.26565/2311-0872-2020-32-01> ; <https://periodicals.karazin.ua/radiophysics/article/view/16753/15575>.
2. Dong J, Stankovic V, Davidson N. Target Detection and Recognition of Ground Penetrating Radar using Morphological Image Analysis and Graph Laplacian Regularisation. 2021 Sensor Signal Processing for Defence Conference (SSPD). 2021 Sep doi: <https://doi.org/10.1109/SSPD51364.2021.9541516>.
3. Massaro A, Savino N, Selicato S, Panarese A, Galiano A, Dipierro G. Thermal IR and GPR UAV and Vehicle Embedded Sensor Non-Invasive Systems for Road and Bridge Inspections. 2021 IEEE International Workshop on Metrology for Industry 40 & IoT (MetroInd40&IoT). 2021;248-253. doi: <https://doi.org/10.1109/MetroInd4.0IoT51437.2021.9488483>.
4. Li M, Huang L, Al-Jumaily A. Methods for Asphalt Road Density Measurement: A Review. 2021 27th International Conference on Mechatronics and Machine Vision in Practice (M2VIP). 2021:269-274. doi: <https://doi.org/10.1109/M2VIP49856.2021.9664991>.
5. Comite D, Ahmad F, Amin MG, Dogaru T. Forward-Looking Ground-Penetrating Radar: Subsurface target imaging and detection: A review. IEEE Geoscience and Remote Sensing Magazine. 2021 Dec;9(4):173–90. doi: <https://doi.org/10.1109/MGRS.2020.3048368>.
6. Chen G, Bai X, Wang G, Wang L, Luo X, Ji M, et al. Subsurface Voids Detection from Limited Ground Penetrating Radar Data Using Generative Adversarial Network and YOLOV5. 2021 IEEE International Geoscience and Remote Sensing Symposium IGARSS. 2021 Jul 11; p. 8600-8603, doi: <https://doi.org/10.1109/IGARSS47720.2021.9554954>.
7. Batrakov DO, Antyufeyeva MS, Batrakova AG. GPR Application with Different Antennas for Road Pavement Condition Assessment. 2021 IEEE Microwave Theory and Techniques in Wireless Communications (MTTW). 2021 Oct 7; p. 233-237, doi: <https://doi.org/10.1109/MTTW53539.2021.9607094>.
8. Abdul Rahman M, Zayed T, Bagchi A. Deterioration Mapping of RC Bridge Elements Based on Automated Analysis of GPR Images. Remote Sensing. 2022 Feb 25;14(5):1131. doi: <https://doi.org/10.3390/rs14051131> Academic Editor: Roberto Orose.
9. Volovski M, Murillo-Hoyos J, Saeed TU, Labi S. Estimation of Routine Maintenance Expenditures for Highway Pavement Segments: Accounting for Heterogeneity Using Random-Effects Models. Journal of Transportation Engineering, Part A: Systems. 2017 May;143(5). doi: <https://doi.org/10.1061/JTEPBS.0000041>.
10. Woldemariam W, Murillo-Hoyos J, Labi S. Estimating Annual Maintenance Expenditures for Infrastructure: Artificial Neural Network Approach. Journal of Infrastructure Systems. 2016 Jun;22(2):04015025. doi: [https://doi.org/10.1061/\(ASCE\)IS.1943-555X.0000280](https://doi.org/10.1061/(ASCE)IS.1943-555X.0000280).

11. Adams T. M. Estimating Cost per Lane Mile for Routine Highway Operations and Maintenance. National Center for Freight and Infrastructure Research and Education, University of Wisconsin, Madison, WI, USA, 2011, Technical Report No. MRUTC 07-12.
12. Ground penetrating radar, theory and applications. Jol Harry M. Amsterdam: Elsevier B.V.; 2009. 508 p.
13. Evans RD. Optimising Ground Penetrating Radar (GPR) to assess Pavements [dissertation]. Loughborough University; August 2009. 219 p.
14. Xu Y, Sun L. Study on Permanent Deformation of Asphalt Mixtures by Single Penetration Repeated Shear Test. Procedia - Social and Behavioral Sciences. 2013 Nov;96:886–93. doi: <https://doi.org/10.1016/j.sbspro.2013.08.101>
15. Zulufqar Bin Rashid1, Dr. Rakesh Gupta. Study of defects in flexible pavement and its maintenance. International Journal of Recent Engineering Research and Development (IJRERD) www.ijrerd.com, 2017;02(06):30-37. ISSN: 2455-8761.
16. Rasol MA, Pérez-Gracia V, Fernandes FM, Pais JC, Santos-Assunção S, Santos C, et al. GPR laboratory tests and numerical models to characterize cracks in cement concrete specimens, exemplifying damage in rigid pavement. Measurement. 2020 Jul;158:107662. doi: <https://doi.org/10.1016/j.measurement.2020.107662>.
17. Batrakov DO, Antyufeyeva MS, Antyufeyev AV, Batrakova AG. GPR data processing for evaluation of the subsurface cracks in road pavements. 2017 9th International Workshop on Advanced Ground Penetrating Radar (IWAGPR). 2017 Jun; doi: <http://dx.doi.org/10.1109/IWAGPR.2017.7996072>
18. Tian Xia, Dryver Huston. High Speed Ground Penetrating Radar for Road Pavement and Bridge Structural Inspection and Maintenance. Final Report. Project Number: SPR-RSCH017-738, Report Submitted on: 06/30/2016, 43P. <https://vtrans.vermont.gov/sites/aot/files/highway/documents/materialsandresearch/completedprojects/Final%20Report%20-%20738%20-%20High%20Speed%20GPR%2010-17-2016.pdf>
19. Born M., Wolf E. Principles of Optics. Electromagnetic theory of propagation, interference, and diffraction of light. Pergamon, London; Macmillan, New York; ed. 2, 1964. 808 p.
20. Pochanin GP, Masalov SA, Ruban VP, Kholod PV, Batrakov DO, Batrakova, AG, Urdzik SN, Pochanin OG. Advances in Short Range Distance and Permittivity Ground Penetrating Radar Measurements for Road Surface Surveying, in Advanced Ultrawideband Radar: Signals, Targets and Applications. 20-65. CRC Press - Taylor & Francis Group, London. 2016. 474 p. ISBN 9781466586574 - CAT# K20299 doi: <http://dx.doi.org/10.1201/9781315374130-3>
21. Batrakov DO, Antyufeyeva MS, Batrakova AG, Antyufeyev AV. UWB Signal Processing for the Solving Inverse Scattering Problem of Plane-Layered Media. 2018 9th International Conference on Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals (UWBUSIS). 2018 Sep; p. 140-143. <https://doi.org/10.1109/UWBUSIS.2018.8520255>
22. Patent 118409 Ukraine, (51) IPC E01C 23/00, G01R 29/08 (2006.01) Method for detecting and determining direction including subsurface cracks in asphalt pavement / Batrakov DO, Batrakova AG, Pochanin G. P., Orlenko OA; applicant and patent holder Kharkiv National Automobile and Road University; Kharkiv National University named after V.N. Karazina; Batrakov DO, Batrakova AG, Pochanin GP, Orlenko OA - a201705456; stated 02.06.2017; publ. January 10, 2019, Bull. № 1/2019 (invention) <https://sis.ukrpatent.org/uk/search/detail/612571/> (In Ukrainian)
23. Astanin LY, Kostylev AA. Ultrawideband Radar Measurements: Analysis and Processing. By: The Institution of Electrical Engineering, London, UK, 1997.
24. Batrakov DO, Golovin DV, Simachev AA, Batrakova AG. Hilbert transform application to the impulse signal processing. 2010 5th International Conference on Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals. 2010 Sep; p. 113-115, doi: <https://doi.org/10.1109/UWBUSIS.2010.5609110>
25. Pasquini B, Vanderhaeghen M. Dispersion Theory in Electromagnetic Interactions. Annual Review of Nuclear and Particle Science. 2018 Oct 19;68(1):75–103. doi: <https://doi.org/10.1146/annurev-nucl-101917-020843>.
26. Batrakova AG, Batrakov DO. Prediction of the road pavement condition index using stochastic models // Roads and Bridges - Drogi i Mosty. Warsaw: Road and Bridge Research Institute, 2020, doi: <http://dx.doi.org/10.7409/rabdim.020.015> <https://www.rabdim.pl/index.php/rb/article/view/v19n3p225>
27. Pat. 113916 Ukraine, (51) IPC E01C 23/00, G01R 29/08 (2006.01) Method for detecting subsurface cracks in asphalt pavement during movement of diagnostic laboratory in traffic flow / Batrakov DO, Urdzik SM, Pochanin G.P., Batrakova AG; applicant and patent holder Batrakov DO, Urdzik SM, Pochanin GP, Batrakova AG - a201511191; stated 11/13/2015; publ. March 27, 2017, Bull. № 6/2017 (invention) <http://base.ukrpatent.org/searchINV/search.php?action=search>

Стаття надійшла до редакції: 14 січня 2022 р.

Рекомендовано до друку: 6 квітня 2022 р.

NON-DESTRUCTIVE MONITORING OF HIGHWAYS USING GEORADAR (REVIEW ARTICLE, PART II)**D.O. Batrakov¹, M. M. Kovalov¹, A.G. Batrakova², S.N. Urdzik²**¹*V. N. Karazin Kharkiv National University, 4, Svobody Square, Kharkiv, 61022, Ukraine*²*Kharkiv National Automobile and Highway University (KNAHU), 25, Yaroslava Mudrogo St, Kharkiv, 61002, Ukraine*

Relevance. The relevance of the research presented in the article is primarily due to the focus on the implementation of the state strategy to ensure the reliability and prolong the residual life of transport and engineering structures. Implementation is associated with methods and means of obtaining information and processing it in real time, as well as methods of assessing the condition of engineering structures, which are characterized by significant heterogeneity of geometric and physical-mechanical parameters. It is clear that this complicates the use of diagnostic results. However, despite the advantages of wave sounding methods, the use of such methods is constrained by the difficulty of interpreting the results and related errors in determining the parameters of structures, as well as multifactorial tasks of estimating the parameters of multicomponent materials and imperfections of existing methods of defectoscopy.

The aim of the work is to review the capabilities of modern pulsed georadars, as well as means of processing ultra-wideband signals together with computer-oriented numerical simulation systems and optimize methods of georadar data processing to solve problems of detection and identification of subsurface inhomogeneities in application of flat-layered medium models.

Materials and methods. The second part of the article provides a brief overview of modern methods of processing data sets obtained using pulsed georadars. To achieve the goal it was necessary to solve several tasks. The first task is to select the optimal technical means to obtain source information, as well as substantiation of the technical characteristics of georadars. Another task is to develop effective methods of processing the data. The last task is to establish the relationship of the obtained data with the geometric and physico-mechanical characteristics of the road surface.

Results. The basis of the obtained results is remote sensing data, as well as the proposed mathematical models and methods of remote sensing data processing. Based on the results of a comparative analysis of the capabilities of pulsed georadars, the paper offers practical recommendations for improving the reliability of search and identification of defects such as subsurface cracks and areas of loss of interlayer adhesion between layers of pavement.

Conclusions. The results of laboratory experiments presented in the article testify to the powerful possibilities of modern remote sensing technologies. The analysis of the existing means of remote sensing, first of all, with the help of georadars allowed to formulate a qualitatively new approach to solving the current problem of detecting hidden defects in layered structures. It should also be noted that there are opportunities to improve technical means and methods of georadar data processing.

KEY WORDS: *subsurface cracks, pulsed ultra-wideband georadars, computer data processing programs.*

The article was received by the editors: January 14 2022.

The article is recommended for printing: April 6 2022.

Оригінальна стаття

<https://doi.org/10.26565/2311-0872-2022-36-02>

УДК 535.361:535.555:535.573+577.3.0

ОБГРУНТУВАННЯ МЕТОДУ РЕДУКЦІЇ ПРИ ЗАСТОСУВАННІ МЕТОДУ НУЛЬОВОГО ПОЛЯ

Д.О. БАТРАКОВ, д.ф.-м. наук, проф.

e-mail: batrakov@karazin.ua ORCID: <http://orcid.org/0000-0002-6726-8162>

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

Актуальність. Актуальність сформульованого завдання обумовлена, насамперед, прогресом у галузі обчислювальної техніки та зростанням потужності сучасних персональних комп'ютерів. Це значно поширює клас чисельно-аналітичних методів, які можна використовувати в процесі побудови алгоритмів обробки даних в режимі реального часу. Для підвищення ефективності використання сучасного діагностичного обладнання необхідні подальші дослідження таких фундаментальних явищ природи як дифракція та розсіювання монохроматичних електромагнітних хвиль та імпульсних сигналів на об'єктах різної форми та з різними електрофізичними властивостями, а також сигналів різного поляризаційного стану.

Мета роботи – дослідження фізичних закономірностей дифракції та розсіювання монохроматичних електромагнітних хвиль та імпульсних сигналів на об'єктах різної форми та з різними електрофізичними властивостями, розташованих у тому числі й у плоскостійких середовищах, розвиток методів вирішення відповідних електродинамічних завдань.

Матеріали та методи. Для моделювання та дослідження поширення та дифракції гармонійних та надширокопосмугових електродинамічних сигналів у даній роботі застосовується суворий метод нульового поля, який ґрунтується на зведенні граничного завдання для рівнянь Максвелла до набору інтегродиференціальних рівнянь та подальшої побудови алгоритму розв'язання задачі за допомогою проєкційної схеми.

Результати - отримано узагальнення способу нульового поля на вирішення завдань поширення полів точкових джерел (нитка електричного чи магнітного струму) в плоскостійких середовищах з двовимірними неоднорідностями; – запропоновано розвиток алгоритмів моделювання поширення надширокопосмугових імпульсних сигналів у плоскошарових середовищах з циліндричними включеннями, що спираються на розкладання вихідних сигналів до рядів Фур'є. Результати роботи знайшли відображення у двох нормативних документах: – Р В. 2.3-218-02071168-781:2011 Рекомендації щодо визначення товщини конструктивних шарів існуючого дорожнього одягу; – М 218-02071168-705:2012 Методика дефектоскопії шарів дорожнього одягу методами підповерхневого зондування.

Висновки. Отримані результати свідчать, що чисельно-аналітичні методи сучасної електродинаміки є ефективним інструментом вирішення ряду важливих прикладних завдань, у тому числі задач неруйнівного контролю. У достатній мірі апробовані методи розв'язання двовимірних задач розсіювання електромагнітних хвиль можуть знайти застосування не тільки для вирішення проблем дефектоскопії, але й скласти основу для метрологічного забезпечення процесу вимірювань за допомогою дефектометричних комплексів та тим самим підвищення надійності вимірювань.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: *Метод нульового поля, системи лінійних рівнянь алгебри, комп'ютерні програми обробки даних.*

Як цитувати: Батраков Д.О. Обґрунтування методу редукції при застосуванні методу нульового поля. Вісник Харківського національного університету імені В.Н. Каразіна. Серія «Радіофізика та електроніка». 2022;36:21-29. doi: <https://doi.org/10.26565/2311-0872-2022-36-02>

In cites: Batrakov DO. Justification of the reduction method using the zero field method. Visnyk of V.N. Karazin Kharkiv National University, series "Radio Physics and Electronics". 2022;36:21-29. (In Ukrainian). doi: <https://doi.org/10.26565/2311-0872-2022-36-02> (In Ukrainian)

ВСТУП

У статті на прикладі методу нульового поля розглянуті питання неруйнівного контролю та дистанційного зондування за допомогою дистанційних радіохвильових методів. Метод нульового поля відноситься до групи чисельно-аналітичних методів теорії дифракції, характерною рисою яких є використання граничних умов на контурі, який є відмінним від контуру розсіювача (звідси і інша назва цього методу - метод продовжених граничних умов). Застосування аналогічних методів останнім часом досить поширене і відбито у багатьох публікаціях, як сучасних [1-9], а також таких, які вже фактично стали класичними [10-13].

У статті автора [5] основну увагу приділено одному з можливих варіантів вирішення проблеми

© Батраков Д. О., 2022

Open access. This article is licensed under a Creative Commons Attribution 3.0 <http://creativecommons.org/licenses/by/3.0/>

моделювання поширення та дифракції надширококутових (НШС) імпульсних сигналів на двовимірних вкрапленнях, насамперед у плоскошаруватих середовищах. Ключовим етапом при такому підході є безпосереднє вирішення задачі, що базується на методі нульового поля. В результаті функціональні рівняння зводяться до системи лінійних алгебраїчних рівнянь другого роду, які мають ефективне чисельне рішення. Також у роботі представлені та обговорюються деякі практичні результати.

У роботі [7] основна увага приділена питанням, які пов'язані з ефективністю практичного застосування обчислювального алгоритму, що дозволяє виявляти та ідентифікувати неоднорідні діелектричні вкраплення в плоскошаруватих середовищах. Наведено результати обчислювальних експериментів щодо визначення як фізичних, так і геометричних параметрів неоднорідностей та впливу похибки вимірювання на якість процедури контролю. Підкреслюється, що цей метод може бути використаний при неруйнівному контролі якості промислових діелектричних виробів.

В інших роботах також обговорюються багато аспектів, пов'язаних із застосуванням методу нульового поля. Однак, незважаючи на значну кількість публікацій, що присвячено даному методу, багато питань поки що не мають відповідей. До них в першу чергу слід віднести питання обґрунтування збіжності методу. Це важливе питання і буде основним предметом обговорення у запропонованій статті. Також в статті будуть обговорені деякі інші особливості методу нульового поля.

Таким чином, метою даної статті є обґрунтування застосування методу редукції до систем лінійних алгебраїчних рівнянь і також застосування традиційного алгоритму методу моментів.

ПОСТАНОВКА ЗАВДАННЯ Й МЕТОД РІШЕННЯ

Розв'язання задачі розсіювання у межах методу нульового поля призводить до системи лінійних алгебраїчних рівнянь (СЛАР) 1-го роду. Для обґрунтування застосування до таких СЛАР методу редукції перетворимо вихідну СЛАР на систему 2-го роду.

Вираз для матричного елемента СЛАР 1-го роду (лівий верхній блок матриці) має вигляд:

$$Q_{mn}^{cc} = \int_L \left\{ dL' \left[\frac{1}{\eta_p} \frac{\partial}{\partial N} (J_n(Sk_p) \cos(n\eta)) - \frac{1}{\eta_s} (J_n(Sk_p) \cos(n\eta)) \frac{\partial}{\partial N'} \right] \times \right. \\ \left. \times \left[2\tilde{G}_S^0 H_m^{(1)}(k_S S') \cos(m\eta') + i^m g_S^{\cos}(m, y', z') \right] \right\}. \quad (1)$$

Представимо тепер інтеграл за контуром включення у вигляді суми інтегралів. Тоді кожен матричний елемент матриці СЛАР-I можна подати у вигляді суми:

$$Q_{mn}^{cc} = Q_{mn}^H + Q_{mn}^g \quad (3)$$

$$Q_{mn}^H = 2\tilde{G}_S^0 \int_L \left\{ dL' \left[\frac{1}{\eta_p} \frac{\partial}{\partial N} (J_n(Sk_p) \cos(n\eta)) - \frac{1}{\eta_s} J_n(Sk_p) \cos(n\eta) \frac{\partial}{\partial N'} \right] H_m^{(1)}(k_S S') \cos(m\eta') \right\} \quad (4)$$

$$Q_{mn}^g = i^m \int_L \left\{ dL' \left[\frac{1}{\eta_p} \frac{\partial}{\partial N} (J_n(Sk_p) \cos(n\eta)) - \frac{1}{\eta_s} J_n(Sk_p) \cos(n\eta) \frac{\partial}{\partial N'} \right] g_S^{\cos}(m, y', z') \right\}$$

Далі будемо називати Q_{mn}^H - однорідною складовою матричного елемента (оскільки це доданок матричного елемента є інтегралом, що містить функцію Гріна однорідного простору); а Q_{mn}^g - неоднорідною складовою (оскільки $g_S^{\cos}(m, y', z')$ - компонента функції Гріна, що враховує внесок межі шарів).

Потім відніmemo з кожного матричного елемента вихідної матриці СЛАР-I значення Q_{mn}^H . Тоді матриця Q може бути представлена у вигляді суми матриць:

$$Q = Q^H + Q^g, \quad (5)$$

де матриця Q^H являє собою діагональну матрицю, з елементами Q^H :

$$Q^H = \begin{pmatrix} Q_{11}^H & 0 & 0 \\ 0 & \dots & 0 \\ 0 & 0 & Q_{M,M}^H \end{pmatrix}, \quad (6)$$

елементи матриці Q^g мають вигляд $Q_{mn}^g = Q_{mn} - Q_{mn}^H$:

$$Q^g = \begin{pmatrix} Q_{1,1} - Q_{1,1}^H & \dots & Q_{N,1} - Q_{11}^H \\ \dots & \dots & \dots \\ Q_{1,M} - Q_{M,M}^H & \dots & Q_{M,M}^H \end{pmatrix}. \quad (7)$$

Далі розділимо кожен рядок системи $Q^H X + Q^g X = B$ на відповідний діагональний елемент матриці Q^H . Тоді СЛАР набуде вигляду:

$$Q^I X + \tilde{Q} X = \tilde{B}. \quad (8)$$

Матриця Q^I – одинична матриця.

Елементи матриці \tilde{Q} мають вигляд:

$$\tilde{Q}_{mn} = (Q_{mn} - Q_{mn}^H) / Q_{mn}^H = Q_{mn} / Q_{mn}^H - 1 = (Q_{mn}^H + Q_{mn}^g) / Q_{mn}^H - 1 = Q_{mn}^H / Q_{mn}^H + Q_{mn}^g / Q_{mn}^H - 1. \quad (9)$$

Елементи вектора правої частини \tilde{B} :

$$\tilde{B}_m = B_m / Q_{mm}^H. \quad (10)$$

Далі потрібно показати, яким чином елементи матриці \tilde{Q} зменшуються зі зростанням індексу.

Запишемо вираз матричного елемента \tilde{Q}_{mn} :

$$\tilde{Q}_{mn} = Q_{mn}^H / Q_{mn}^H + Q_{mn}^g / Q_{mn}^H - 1. \quad (11)$$

Потрібно показати, що значення матричного елемента $\tilde{Q}_{mn} = Q_{mn}^H / Q_{mn}^H + Q_{mn}^g / Q_{mn}^H - 1$ прагне нуля зі зростанням індексів m і n . З огляду на вигляд виразу для \tilde{Q}_{mn} задачу можна переформулювати наступним чином: покажемо, що \tilde{Q}_{mn} прагне до нуля. Розглянемо випадок $m = n$:

$$(Q_{mn}^H + Q_{mn}^g) / Q_{mn}^H = (Q_{mm}^H + Q_{mm}^g) / Q_{mm}^H = 1 + Q_{mm}^g / Q_{mm}^H. \quad (12)$$

Далі будемо розглядати поведінку відношення Q_{mm}^g / Q_{mm}^H . Скористаємося властивістю певного інтегралу. Якщо $f(x)$ и $g(x) \in \mathfrak{R}[a, b]$, $f(x) \geq g(x) \forall x \in [a, b]$ та $b > a$, то виконується нерівність:

$$\int_a^b f(x) dx \geq \int_a^b g(x) dx. \text{ Запишемо вираз для } g_s^{\cos}(m, y', z'): \quad (13)$$

$$g_s^{\cos}(m, y', z') = \int_0^{\infty} \cos(m\eta_0) g_s(\kappa, y', z') d\kappa \quad (13)$$

Розглянемо інтегральне рівняння, з якого формуються матричні елементи СЛАР:

$$\int_L \frac{dL'}{\eta(\vec{r}_L')} \left[G(\vec{r}, \vec{r}_L') \frac{\partial U_e(\vec{r}_L')}{\partial N'} - U_e(\vec{r}_L') \frac{\partial G(\vec{r}, \vec{r}_L')}{\partial N'} \right] = -U_{in}(\vec{r}); \quad (\vec{r} \in L_p) \quad (14)$$

$G(\vec{r}, \vec{r}_L')$ - функція Гріна середовища. В даному випадку, ми не будемо уточнювати вигляд функції Гріна для конкретного середовища.

$U_{in}(\vec{r}, \vec{r}') = \sum_{m=0}^{\infty} \varepsilon_m i^m J_m(sk_s) [\cos(m\eta) u_s^{\cos}(m, y', z') + \sin(m\eta) u_s^{\sin}(m, y', z')] -$ первинне поле -
 середовище без вкраплення. Для вкраплення з довільною формою поперечного перерізу вираз для
 нормальної похідної має вигляд: $\frac{\partial}{\partial N} = N_{\eta} \frac{\partial}{\partial \eta} + N_s \frac{1}{S} \frac{\partial}{\partial S}$.

Далі маємо:

$$\int_L \frac{dL'}{\eta(\vec{r}'_L)} \left[G(\vec{r}, \vec{r}'_L) \frac{\partial U_e(\vec{r}'_L)}{\partial N'} - N_{\eta} U_e(\vec{r}'_L) \frac{\partial G(\vec{r}, \vec{r}'_L)}{\partial \eta'} - N_s \frac{1}{S'} U_e(\vec{r}'_L) \frac{\partial G(\vec{r}, \vec{r}'_L)}{\partial S'} \right] = -U_{in}(\vec{r}) \quad (15)$$

Уявимо невідомі функції $U_e(\vec{r}_L)$ та $\frac{\partial U_e(\vec{r}_L)}{\partial N}$ у вигляді розкладу по базових функціях:

$$U_e(\vec{r}_L) = \sum_n \alpha_n^{\cos} J_n(Sk_p) \cos(n\eta) + \sum_n \alpha_n^{\sin} J_n(Sk_p) \sin(n\eta). \quad (16)$$

$$\frac{\partial U_e(\vec{r}_L)}{\partial N} = \frac{\eta_s}{\eta_p} \left[\begin{array}{l} \sum_n \alpha_n^{\cos} \frac{\partial (J_n(Sk_p) \cos(n\eta))}{\partial N} + \\ + \sum_n \alpha_n^{\sin} \frac{\partial (J_n(Sk_p) \sin(n\eta))}{\partial N} \end{array} \right]. \quad (17)$$

Скористаємося рекурентним співвідношенням для похідної від функції Бесселя:

$$= J'_n(Sk_p) = \frac{n}{Sk_p} J_n(Sk_p) - J_{n+1}(Sk_p). \quad (18)$$

Підставимо перетворені розкладання функцій $U_e(\vec{r}_L)$ и $\frac{\partial U_e(\vec{r}_L)}{\partial N}$ в інтегральне співвідношення
 методу нульового поля:

$$\sum_n \alpha_n^{\cos} \left\{ \begin{array}{l} \int_L \frac{dL'}{\eta(\vec{r}'_L)} G(\vec{r}, \vec{r}'_L) \frac{\eta_s}{\eta_p} \left[\begin{array}{l} -N_{\eta} n J_n(Sk_p) \sin(n\eta) + \\ + N_s \frac{1}{S} J'_n(Sk_p) \cos(n\eta) \end{array} \right] - \\ - \int_L \frac{dL'}{\eta(\vec{r}'_L)} \left[\begin{array}{l} N_{\eta} \frac{\partial G(\vec{r}, \vec{r}'_L)}{\partial \eta'} + \\ + N_s \frac{1}{S'} \frac{\partial G(\vec{r}, \vec{r}'_L)}{\partial S'} \end{array} \right] J_n(Sk_p) \cos(n\eta) \end{array} \right\} + \quad (19)$$

$$+ \sum_n \alpha_n^{\sin} \left\{ \begin{aligned} & \int_L \frac{dL'}{\eta(\vec{r}'_L)} G(\vec{r}, \vec{r}'_L) \frac{\eta_s}{\eta_p} \left[N_\eta n J_n(Sk_p) \cos(n\eta) + \right. \\ & \left. + N_s \frac{1}{S} J'_n(Sk_p) \sin(n\eta) \right] + \\ & + \int_L \frac{dL'}{\eta(\vec{r}'_L)} \left[N_\eta \frac{\partial G(\vec{r}, \vec{r}'_L)}{\partial \eta'} + \right. \\ & \left. + N_s \frac{1}{S'} \frac{\partial G(\vec{r}, \vec{r}'_L)}{\partial S'} \right] J_n(Sk_p) \sin(n\eta) \end{aligned} \right\} = -U_{in}(\vec{r})$$

Після деяких перетворень та нових позначень інтегральне співвідношення може бути записане у наступному вигляді:

$$\sum_n \alpha_n^{\cos} I_n^{\cos}(\vec{r}) + \sum_n \alpha_n^{\sin} I_n^{\sin}(\vec{r}) = -U_{in}(\vec{r}). \quad (20)$$

Раніше на цьому етапі використовувалося розкладання функції Гріна по циліндричних хвилях. Однак тепер (для обґрунтування застосування методу редукції) застосуємо традиційний алгоритм методу моментів. Введемо у розгляд набір так званих пробних (тестових) функцій:

$$\varphi_m(S, \eta) = \begin{cases} J_m(k_S S) \cos(m\eta) \\ J_m(k_S S) \sin(m\eta) \end{cases}. \quad (21)$$

Помножимо скалярно $\varphi_m(S, \eta)$ на обидві частини останнього виразу МНП. Скалярний добуток визначимо наступним чином:

$$\langle I_n(\vec{r}), \varphi_m(\vec{r}) \rangle = \int_L I_n(\vec{r}) \varphi_m(\vec{r}) dL. \quad (22)$$

Тоді:

$$\begin{aligned} & \sum_n \alpha_n^{\cos} \int_L I_n^{\cos}(\vec{r}) \varphi_m(\vec{r}) dL + \\ & + \sum_n \alpha_n^{\sin} \int_L I_n^{\sin}(\vec{r}) \varphi_m(\vec{r}) dL = - \int_L U_{in}(\vec{r}) \varphi_m(\vec{r}) dL \end{aligned}. \quad (23)$$

$$m = 0 \dots 2M - 1$$

$$\varphi_m(S, \eta) = \begin{cases} J_p(k_S S) \cos(p\eta), & p = m, m = 0, 1, \dots, M - 1 \\ J_p(k_S S) \sin(p\eta), & p = m - M, m = M + 1, \\ M + 2, \dots, 2M - 1 \end{cases}. \quad (24)$$

Перший індекс – це індекс за номером рядка, тобто за пробними функціями. Другий індекс – за номером стовпця, за базовими функціями. Матричні елементи та елементи вектора правої частини представлені виразами:

$$Q_{m,n}^{\cos,\cos} = \int_L \varphi_m^{\cos}(\vec{r}) I_n^{\cos}(\vec{r}) dL$$

$$Q_{m,n}^{\cos,\sin} = \int_L \varphi_m^{\cos}(\vec{r}) I_n^{\sin}(\vec{r}) dL \quad (25)$$

$$Q_{m,n}^{\sin,\cos} = \int_L \varphi_m^{\sin}(\vec{r}) I_n^{\cos}(\vec{r}) dL$$

$$Q_{m,n}^{\sin,\sin} = \int_L \varphi_m^{\sin}(\vec{r}) I_n^{\sin}(\vec{r}) dL$$

$$B_m = - \int_L U_{in}(\vec{r}) \varphi_m(\vec{r}) dL \quad (26)$$

Розглянемо залежність матричних елементів від індексів m та n на прикладі блоку $Q_{m,n}^{\cos,\cos}$:

$$Q_{m,n}^{\cos,\cos} = \int_L \varphi_m^{\cos}(\vec{r}) I_n^{\cos}(\vec{r}) dL . \quad (27)$$

Для випадку, коли $0 < x \ll \sqrt{n+1}$ та $n > 0$, скористаємося асимптотикою для функцій Бесселя та Ханкеля:

$$J_n(x) \sim \frac{1}{(n+1)n!} \left(\frac{x}{2}\right)^n . \quad (28)$$

$$H_n^{(1)}(x) \sim \frac{1}{(n+1)n!} \left(\frac{x}{2}\right)^n + i \frac{n!}{\pi} \left(\frac{2}{x}\right)^n . \quad (29)$$

Розглянемо складові підінтегральних виразів інтегралів щодо L' :

1. Функція Гріна $G(\vec{r}, \vec{r}'_L)$ - контур L' обран таким чином, що для всіх \vec{r}'_L виконується: $|\vec{r}| \neq |\vec{r}'_L|$.

Звідси, $G(\vec{r}, \vec{r}'_L)|_{\vec{r}'_L \in L'} < \infty$

2. Радіальна координата точки на контурі L' : $0 < r'_L < A$, де A - максимальна відстань від центру вкраплення до точки на контурі (у випадку еліптичного вкраплення - $A = a$ - великої півосі еліпса).

3. Кутова та радіальна компоненти вектора нормалі до контуру вкраплення (N_η и N_S).

$$N_\eta^2 + N_S^2 = 1 \Rightarrow 0 \leq N_\eta \leq 1, 0 \leq N_S \leq 1$$

4. Добуток $r'_L k_p$. Для таких вкраплень, що мають обмежені розміри завжди вірна наступна нерівність $0 < r'_L k_p < \infty$.

5. Розглянемо похідні від функції Гріна за куловою $\left(\frac{\partial G(\vec{r}, \vec{r}'_L)}{\partial \eta'}\right)$ та радіальною $\left(\frac{\partial G(\vec{r}, \vec{r}'_L)}{\partial r'_L}\right)$

координатами.

Для випадку, коли вкраплення розташоване в плоскошаровому середовищі, функцію Гріна $G(\vec{r}, \vec{r}'_L)$ зручно подати у вигляді інтеграла Фур'є:

$$G(\vec{r}, \vec{r}') = \frac{1}{8\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} e^{i\kappa(y-y')} G(\kappa, x, x') d\kappa. \quad (30)$$

Спектральна амплітуда функції Гріна $G(\kappa, x, x')$ всередині шару з номером j може бути визначена як сума двох плоских хвиль (внаслідок відбиття від верхньої та нижньої межі шару)

$$G(\kappa, x, x') = T_j e^{-i\gamma_i(x-x')} + R_j e^{i\gamma_i(x-x')}$$

$$G(\vec{r}, \vec{r}') = \frac{1}{8\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} e^{i\kappa(y-y')} \left[T_j e^{-i\gamma_i(x-x')} + R_j e^{i\gamma_i(x-x')} \right] d\kappa. \quad (31)$$

Щоб перейти до системи координат $\{r, \eta\}$, прийнятої в підінтегральному виразі інтеграла за контуром вкраплення, можна скористатися співвідношеннями:

$$x = x_p + r \sin \eta \quad y = y_p + r \cos \eta. \quad (32)$$

Де точка $\{x_p, y_p\}$ - центр вкраплення:

$$G(\vec{r}, \vec{r}') = \frac{1}{8\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \left[\begin{array}{l} T_j \exp \left[\begin{array}{l} -i\gamma_i(x - x_p - r' \sin \eta') + \\ + i\kappa(y - y_p - r' \cos \eta') \end{array} \right] + \\ + R_j \exp \left[\begin{array}{l} i\gamma_i(x - x_p - r' \sin \eta') + \\ + i\kappa(y - y_p - r' \cos \eta') \end{array} \right] \end{array} \right] d\kappa. \quad (33)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial G(\vec{r}, \vec{r}')}{\partial r'} = & \\ = \frac{1}{8\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} & \left[\begin{array}{l} T_j [i\gamma_i \sin \eta' - i\kappa \cos \eta'] \times \\ \sum \times \exp \left[\begin{array}{l} -i\gamma_i x + i\gamma_i x_p + i\kappa y - i\kappa y_p + \\ + i\gamma_i r' \sin \eta' - i\kappa r' \cos \eta' \end{array} \right] + \\ + R_j [-i\kappa \cos \eta' - i\gamma_i \sin \eta'] \times \\ \times \exp \left[\begin{array}{l} i\gamma_i x - i\gamma_i x_p + i\kappa y - \\ - i\kappa y_p - i\kappa r' \cos \eta' - i\gamma_i r' \sin \eta' \end{array} \right] \end{array} \right] d\kappa \end{aligned} \quad (34)$$

$$\frac{\partial G(\vec{r}, \vec{r}')}{\partial \eta'} = \frac{1}{8\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \left[\begin{aligned} & T_j [i\kappa r' \sin \eta' + i\gamma_i r' \cos \eta'] \times \\ & \times \exp \left[\begin{aligned} & -i\gamma_i x + i\gamma_i x_p + i\kappa y - i\kappa y_p - \\ & -i\kappa r' \cos \eta' + i\gamma_i r' \sin \eta' \end{aligned} \right] + \\ & + R_j [i\kappa r' \sin \eta' - i\gamma_i r' \cos \eta'] \times \\ & \times \exp \left[\begin{aligned} & i\gamma_i x - i\gamma_i x_p + i\kappa y - i\kappa y_p - \\ & -i\kappa r' \cos \eta' - i\gamma_i r' \sin \eta' \end{aligned} \right] \end{aligned} \right] d\kappa \quad (35)$$

Отже вирази для спектральних коефіцієнтів $T_j(\kappa)$ і $R_j(\kappa)$, що спадають при $\kappa \rightarrow \infty$ швидше, ніж $\frac{1}{\kappa}$ та похідної функції Гріна, як по радіальній координаті, так і по кутовій координаті точки джерела $\{\eta', r'\}$, являють собою обмежені функції. Це і є основним результатом роботи.

ВИСНОВКИ

На прикладі методу нульового поля розглянуто важливі питання дистанційного зондування та неруйнівного контролю за допомогою радіохвильових методів. Метод нульового поля є одним з достатньо відомих методів та відноситься до групи так званих чисельно-аналітичних методів теорії дифракції. Характерною рисою таких методів є використання граничних умов на контурі, що відрізняється від контуру розсіювача.

Головним результатом роботи є суворе обґрунтування того факту, що як спектральні коефіцієнти, так і похідні функції Гріна по радіальній координаті і по кутовій координаті точки джерела є обмеженими функціями.

В якості перспективи подальших досліджень в даному напрямку можливо запропонувати ідеї щодо подальшого вдосконалення методу нульового поля.

КОНФЛІКТ ІНТЕРЕСІВ

Автор повідомляє про відсутність конфлікту інтересів.

REFERENCES

1. Doicu A, Mishchenko MI. An overview of the null-field method. I: Formulation and basic results. *Physics Open*. 2020 Dec;5:100020. doi: <https://doi.org/10.1016/j.physo.2020.100020> . (<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S2666032620300077>)
2. Doicu A, Mishchenko MI. An overview of the null-field method. II: Convergence and numerical stability. *Physics Open*. 2020 Jun;3:100019. doi: <https://doi.org/10.1016/j.physo.2020.100019> <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S2666032620300065?via%3Dihub>
3. Huang H-T, Lee M-G, Li Z-C, Chiang JY. Null Field and Interior Field Methods for Laplace's Equation in Actually Punctured Disks. *Abstract and Applied Analysis*. 2013;2013:1–15. doi: <http://dx.doi.org/10.1155/2013/927873>
4. Petrov D, Shkuratov Y, Videen G. Application of the Sh-matrices method to light scattering by spheroids. *Journal of Optics*. 2010 Aug 23;12(9):095701. doi: <https://doi.org/10.1088/2040-8978/12/9/095701>
5. Batrakov DO, Batrakov AG, Golovin DV. Numerical simulation of UWB impulse response of plane layered media with 2D inclusion. 2012 6th International Conference on Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals. 2012 Sep; p. 153-155, doi: <https://doi.org/10.1109/UWBUSIS.2012.6379763>.
6. Petrov D, Shkuratov Y, Videen G. Electromagnetic wave scattering from particles of arbitrary shapes. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*. 2011 Jul;112(11):1636–45. doi: <http://dx.doi.org/10.1016/j.jqsrt.2011.01.036>

7. Batrakov D, Golovin D. Null-Field Method Enhancement Technique for the Investigation of Scattering from Inclusions in Plane-Layered Media. 2006 International Conference on Mathematical Methods in Electromagnetic Theory. p. 507-509, doi: <https://doi.org/10.1109/MMET.2006.1689837>.
8. Somerville WRC, Auguie B, Le Ru EC. Simplified expressions of the T-matrix integrals for electromagnetic scattering. Optics Letters. 2011 Sep 1;36(17):3482-3484. doi: <https://doi.org/10.1364/OL.36.003482>
9. Moroz A. Improvement of Mishchenko's T-matrix code for absorbing particles. Applied Optics. 2005 Jun 10;44(17):3604-3609. doi: <https://doi.org/10.1364/AO.44.003604>
10. Petrov D, Shkuratov Y, Videen G. Optimized matrix inversion technique for the T-matrix method. Optics Letters. 2007 Apr 3;32(9):1168-1170. doi: <https://doi.org/10.1364/OL.32.001168>
11. Kahnert M, Rother T. Modeling optical properties of particles with small-scale surface roughness: combination of group theory with a perturbation approach. Optics Express. 2011 May 23;19(12):11138-11151. doi: <http://dx.doi.org/10.1364/OE.19.011138>
12. Null field approach to scalar diffraction I. General method. Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series A, Mathematical and Physical Sciences. 1977 Sep 20;287(1339):45-78. doi: <https://doi.org/10.1098/rsta.1977.0139>
13. Doicu A, Wriedt T. Null-field method with discrete sources to electromagnetic scattering from layered scatterers. Computer Physics Communications. 2001 Aug;138(2):136-42. doi: [https://doi.org/10.1016/S0010-4655\(01\)00202-8](https://doi.org/10.1016/S0010-4655(01)00202-8)
14. Mishchenko MI, Travis LD. T-matrix computations of light scattering by large spheroidal particles. Optics Communications. 1994 Jun;109(1-2):16-21. doi: [https://doi.org/10.1016/0030-4018\(94\)90731-5](https://doi.org/10.1016/0030-4018(94)90731-5)
15. Kyurkchan AG, Sternin BY, Shatalov VE. Singularities of continuation of wave fields. Physics-Uspekhi. 1996 Dec 31;39(12):1221-42. doi: <https://doi.org/10.1070/PU1996v039n12ABEH000184>

Стаття надійшла до редакції: 25 березня 2022 р.

Рекомендовано до друку: 18 травня 2022 р.

JUSTIFICATION OF THE REDUCTION METHOD USING THE ZERO FIELD METHOD D.O. BATRAKOV

V. N. Karazin Kharkiv National University, 4, Svobody Square, Kharkiv, 61022, Ukraine

Relevance. The urgency of the task is due primarily to progress in the field of computer technology and the growth in the power of modern personal computers. This significantly expands the class of numerical-analytical methods that can be used to build real-time data processing algorithms. To increase the efficiency of using modern diagnostic equipment, further research is needed on such fundamental natural phenomena as diffraction and scattering of monochromatic electromagnetic waves and pulsed signals on objects of various shapes and with various electrical properties.

The purpose of the work is to study the physical laws of diffraction and scattering of monochromatic electromagnetic waves and pulsed signals on objects of various shapes and with different electrophysical properties, located including in flat-layered media, to develop methods for solving the corresponding electrodynamic problems.

Materials and methods. To model and study the propagation and diffraction of harmonic and ultra-wideband electrodynamic signals, this paper uses a strict zero-field method, which is based on reducing the boundary value problem for Maxwell's equations to a set of integro-differential equations and further constructing an algorithm for solving the problem using a projection scheme.

Results. - A generalization of the zero field method has been obtained for solving problems of the propagation of fields of point sources (filament of electric or magnetic current) in plane-layered media with two-dimensional inhomogeneities; - the development of algorithms for modeling the propagation of ultra-wideband pulsed signals in flat-layered media with cylindrical inclusions, based on the expansion of the original signals in Fourier series, is proposed. The results of the work are reflected in two regulatory documents: - R V. 2.3-218-02071168-781: 2011 Recommendations for the designation of structural balls for essential road clothing; - M 218-02071168-705:2012 Method of flaw detection of road balls by surface sounding methods.

Findings. The results obtained indicate that the numerical-analytical methods of modern electrodynamics are an effective tool for solving a number of important applied problems, including non-destructive testing problems. Sufficiently proven methods for solving two-dimensional problems of scattering of electromagnetic waves can be used not only to solve the problems of flaw detection, but also form the basis for metrological support of the measurement process using defectometric complexes and thereby increase the reliability of measurements.

KEY WORDS: *Zero field method, systems of linear algebraic equations, computer programs for data processing.*

The article was received by the editors: March 25 2022.

The article is recommended for printing: May 18 2022.

Оригінальна стаття

<https://doi.org/10.26565/2311-0872-2022-36-03>

УДК 551.5:539.104(078)

Л. Ф. ЧОРНОГОР, д-р фіз.-мат. наук, професор
e-mail: Leonid.F.Chernogor@gmail.com ORCID ID: <https://orcid.org/0000-0001-5777-2392>

К. П. ГАРМАШ, канд. фіз.-мат. наук, п.н.с.
e-mail: garmash@karazin.ua ORCID ID: <https://orcid.org/0000-0002-0844-5456>

С. Г. ЛЕУС, н.с.
e-mail: leusstas53@gmail.com

Y. LUO, аспірант, м.н.с.
e-mail: liyanguo@163.com ORCID ID: <https://orcid.org/0000-0002-3376-5814>

В. А. ПОДНОС, канд. фіз.-мат. наук, с.н.с.
e-mail: podnos@karazin.ua

А. М. ЦИМБАЛ, канд. фіз.-мат. наук, доцент
e-mail: a.tsymbal@karazin.ua ORCID ID: <https://orcid.org/0000-0002-5274-8876>

М. Б. ШЕВЕЛЕВ, аспірант, м.н.с.
e-mail: mykyta.b.shevelev@gmail.com

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

СПЕКТРАЛЬНИЙ СКЛАД ФЛУКТУАЦІЙ ГЕОМАГНІТНОГО ПОЛЯ ВПРОДОВЖ ГЕОКОСМІЧНИХ БУР 21–23 БЕРЕЗНЯ 2017 р.

Актуальність. Магнітні бурі вивчаються давно. Особлива увага приділяється унікальним бурям, число яких 1–3 у циклі сонячної активності. Число помірних бур набагато більше. Встановлено, що магнітні бурі відрізняються великою різноманітністю. Кожна буря по-своєму індивідуальна. Тому представляє інтерес детальне вивчення будь-якої магнітної бурі.

Мета цієї роботи – виклад результатів спектрального аналізу флуктуацій геомагнітного поля протягом геокосмічної бурі 21–23 березня 2017 р. та у сусідні дні.

Методи і методологія. Для аналізу рівня флуктуацій горизонтальних H і D компонент геомагнітного поля в діапазоні періодів 1–1000 с використовувалася база даних вимірювань, проведених у Магнітометричній обсерваторії ХНУ імені В. Н. Каразіна (географічні координати: 49°38' пн.ш., 36°56' сх.д.) за допомогою магнітометра-флюксметра. Часові варіації $H(t)$ і $D(t)$ піддавалися системному спектральному аналізу, що базується на взаємодоповнюючих віконному перетворенні Фур'є, адаптивному перетворенні Фур'є (АПФ) та вейвлет перетворенні. АПФ має кращу роздільну здатність за періодом.

Результати. Проведено системний спектральний аналіз флуктуацій рівня горизонтальних компонент геомагнітного поля в діапазоні періодів 1–1000 с, а також окремо для трьох піддіапазонів: 1–50 с, 50–200 с та 200–1000 с. Найбільшу інтенсивність мали складові у піддіапазоні 200–1000 с. У контрольні дні рівень флуктуацій зазвичай не перевищував $\pm(0.2–0.5)$ нТл. Під час магнітних бур він збільшувався до $\pm(4–6)$ нТл для першої бурі та до ± 2 нТл для другої бурі. Протягом раптового початку першої бурі період переважаючого в спектрі коливання був близький до 350 і 600 с. Протягом головної фази магнітних бур період переважаючого в спектрі коливання становив 800–900 с. Протягом фази відновлення магнітних бур рівень флуктуацій геомагнітного поля зазвичай не перевищував $\pm(1–2)$ нТл, а період переважаючого коливання – 700–900 с. Рух ранкового та вечірнього сонячного термінатора супроводжувався збільшенням рівня флуктуацій геомагнітного поля.

Висновки. Установлено параметри часових варіацій спектральних складових геомагнітного поля під час помірної магнітної бурі.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: магнітна буря, геомагнітне поле, спектральні складові, часові варіації

Як цитувати: Чорногор ЛФ, Гармаш КП, Леус СГ, Луо Y, Поднос ВА, Цимбал АМ, Шевелев МБ. Спектральний склад флуктуацій геомагнітного поля впродовж геокосмічних бур 21–23 березня 2017 р. Вісник Харківського національного університету імені В. Н. Каразіна. Серія «Радіофізика та електроніка». 2022;36:30-48. <https://doi.org/10.26565/2311-0872-2022-36-03>

In cites: Chernogor LF, Garmash KP, Leus SG, Luo Y, Podnos VA, Tsymbal AM, Shevelev MB. Spectral content of fluctuations in the geomagnetic field during the course of March 21–23, 2017 geospace storms. *Visnyk of V.N. Karazin Kharkiv National University, series “Radio Physics and Electronics”*. 2022;36:30-48. <https://doi.org/10.26565/2311-0872-2022-36-03> (In Ukrainian)

ВСТУП

Спалахи на Сонці, викиди корональної маси та генерація високошвидкісних потоків призводить до збурення підсистем у системі Сонце – міжпланетне середовище – магнітосфера – іоносфера – атмосфера – Земля, до виникнення геокосмічних бур [1, 2]. Однією з ланок геокосмічної бурі є збурення магнітного поля Землі, магнітна буря (МБ).

Магнітні бурі вивчаються давно. До нових робіт відносяться, наприклад, [3–58]. Особлива увага приділяється унікальним бурям, число яких 1–3 у циклі сонячної активності. Число помірних бур набагато більше. Встановлено, що МБ відрізняються великою різноманітністю. Кожна буря по-своєму індивідуальна. Тому представляє інтерес детальне вивчення будь-якої МБ.

Однією з МБ у 24-му циклі сонячної активності була буря 21–23 березня 2017 р. Їй присвячені лише окремі роботи [3–5]. У [3, 4] обговорюються іоносферні ефекти, а в роботі [5] як іоносферні, так частково і геомагнітні ефекти. Так, встановлено, що під час бурі рівень флуктуацій збільшувався від ± 0.5 до ± 5 нТл. Найбільшу амплітуду мали складові у діапазоні періодів ~ 200 – 1000 с. Важливим є більш детальне дослідження часових варіацій флуктуацій геомагнітного поля протягом бурі 21–23 березня 2017 р., а також у сусідні дні.

Мета цієї роботи – виклад результатів спектрального аналізу флуктуацій геомагнітного поля протягом геокосмічної бурі 21–23 березня 2017 р. та у сусідні дні.

СТАН КОСМІЧНОЇ ПОГОДИ

Стан космічної погоди описано в роботах [3–5]. Тут зупинимося лише на наступному.

З табл. 1 можна бачити, що 20 березня 2017 р. магнітне поле було спокійним: значення індекса K_p не перевищувало 1–, значення D_{st} -індекса – 8 нТл, а його мінімальне значення досягло –4 нТл. 21 березня 2017 р. почалась МБ і $K_{pmax} = 5+$, $D_{stmin} = -24$ нТл, $D_{stmax} = 21$ нТл. Магнітне поле залишалось збуреним 22 та частково 23 березня 2017 р.: значення індекса K_{pmax} не перевищували 4+, індекса $D_{stmax} - 6$ нТл, а D_{stmin} опускалося до –38 нТл. 24, 25 і 26 залишалось слабо збуреним: значення індекса $K_{pmax} = 2+$, $D_{stmin} = -12$ нТл, $D_{stmax} = 15$ нТл.

Значення індекса $F10.7$ змінювалися незначно: від 70.5 до 76.8, а числа Вольфа – від 0 до 18.

ЗАСОБИ ТА МЕТОДИ

Для аналізу рівня флуктуацій горизонтальних H і D компонент геомагнітного поля в діапазоні періодів 1–1000 с використовувалася база даних вимірювань, проведених у Магнітометричній обсерваторії ХНУ імені В. Н. Каразіна (географічні координати: $49^{\circ}38'$ пн.ш., $36^{\circ}56'$ сх.д.) за допомогою магнітометра-флюксометра.

Програмно-апаратний вимірювальний комплекс описаний у роботі [59].

Часові варіації $H(t)$ і $D(t)$ піддавалися системному спектральному аналізу, що базується на взаємодоповнюючих віконному перетворенні Фур'є, адаптивному перетворенні Фур'є (АПФ) та вейвлет-перетворенні [60]. АПФ має кращу роздільну здатність за періодом. Саме його результати будуть описані далі.

ЗАГАЛЬНІ ВІДОМОСТІ ПРО МАГНІТНІ БУРИ

Магнітна буря була двофазною (рекурентною). Раптовий початок першої бурі розпочався близько 00:00 (тут і далі час UT) і тривав приблизно до 12:00 21 березня 2017 р. При цьому значення $K_{pmax} = 4$, $D_{stmax} = 21$ нТл. Головна фаза відмічалася з 12:00 до 18:00 21 березня 2017 р. При цьому $K_{pmax} = 5-$, $D_{stmin} = -22$ нТл. Далі настала фаза відновлення, яка тривала приблизно до 20:00 22 березня 2017 р., після чого розпочалася друга МБ. Її головна фаза була нетривалою: від 20:00 до 23:00 22 березня 2017 р. При цьому $K_{pmax} = 4+$, $D_{stmin} = -31$ нТл. Фаза відновлення тривала з 23:00 22 березня 2017 р. до 12:00 23 березня 2017 р. Далі магнітне поле було більш-менш спокійним ($K_p = 1-2$, $D_{st} \approx (-11)$ – $(+6)$ нТл).

Таблиця 1. Відомості про стан космічної погоди
Table 1. Space Weather State General Data

Дата	K_p	D_{st}		$F10.7$	W
		min	max		
20.03.2017	0+ 0 0+ 0+ 0 1- 0+ 0	-4	8	72.1	0
21.03.2017	1 3+ 4 2+ 3 5- 5+ 4	-24	21	70.5	13
22.03.2017	4 4- 3- 3+ 4- 4 4+ 4+	-31	-11	72.0	14
23.03.2017	4 3+ 2 2- 1 2 1- 1-	-38	6	71.5	14
24.03.2017	2 2+ 1+ 1- 2- 2- 1- 0+	-10	6	71.9	14
25.03.2017	0 1+ 0+ 1- 1- 1 0+ 1	-12	0	73.7	18
26.03.2017	2- 0 0+ 1- 1 1 0 1+	-12	15	76.8	31

РЕЗУЛЬТАТИ СПЕКТРАЛЬНОГО АНАЛІЗУ

Часові варіації рівня H и D компонент, результати АПФ та енергограми (розподіл енергії за періодами) для контрольних днів і днів з МБ наведено на Рис. 1–7.

20 березня 2017 р. Рівень обох компонент у контрольний день здебільшого флуктував у межах $\pm(0.2-0.5)$ нТл, лише зрідка досягаючи значення 1 нТл (див. Рис. 1). Протягом сходу та заходу Сонця та поблизу цих подій рівень збільшувався до $\pm(1-1.2)$ нТл.

Рівень та основні періоди у флуктуаціях геомагнітного поля наведено у табл. 2. З табл. 2 видно, що було кілька груп періодів: близько 35–40, 90, 120–380, 350–460 та 650–820 с.

21 березня 2017 р. Раптовий початок першої МБ супроводжувався збільшенням рівня флуктуацій від $\pm(1-2)$ до $\pm(4-6)$ нТл (див. Рис. 2). Якщо до початку МБ у спектрі переважали періоди $T \approx 650-850$ с, то при раптовому початку стали переважаючими періоди близько 350 і 600 с.

На самому початку головної фази МБ найбільшу енергію мали складові з $T \approx 800-900$ с. У період заходу Сонця рівень флуктуацій збільшувався до $\pm(4-5)$ нТл, а $T \approx 400-600$ с.

На початку фази відновлення рівень флуктуацій зменшився до ~ 2 нТл, а $T \approx 700-900$ с.

22 березня 2017 р. Приблизно з 00:00 до 17:00 рівень флуктуацій найчастіше знаходився в межах $\pm(1-2)$ нТл, лише зрідка досягаючи рівня $\pm(4-5)$ нТл (див. Рис. 3). Протягом головної фази другої МБ рівень збільшився від $\pm(0.5-1)$ до $\pm(1.5-2)$ нТл в інтервалах часу від 20:00 до 21:00 для H -компоненти та від 17:30 до 22:00 для D -компоненти. При цьому $T \approx 800-900$ с.

23 березня 2017 р. Приблизно з 00:00 до 12:00 мала місце фаза відновлення (див. Рис. 4). Рівень флуктуацій був близьким до 1 нТл, лише поблизу сходу та заходу Сонця він збільшувався до $\pm(1-2)$ нТл. Переважали періоди 700–800 с.

24 березня 2017 р. Цей день належить до контрольних. Рівень флуктуацій за рідкісним винятком не перевищував $\pm(0.5-1)$ нТл (див. Рис. 5). Він збільшувався поблизу сходу та заходу Сонця до $\pm(1.5-2)$ нТл. У спектрі переважаючими періодами були $T \approx 500-900$ с.

25 березня 2017 р. Цей день був також магнітоспокойним. Рівень флуктуацій зазвичай не перевищував $\pm(0.3-0.5)$ нТл (див. Рис. 6). Певне збільшення спостерігалось поблизу сходу та заходу Сонця. Переважали періоди 600–700 с.

26 березня 2017 р. Цей день також розглядався як контрольний. Рівень флуктуацій, як правило, знаходився у межах $\pm(0.4-0.5)$ нТл (див. Рис. 7). Епізодично він збільшувався до $\pm(0.6-1)$ нТл. Як і в інші дні, поблизу сходу та заходу Сонця відмічалось збільшення приблизно вдвічі рівня флуктуацій геомагнітного поля. Період переважаючих за енергією складових змінювався в широких межах: від ~ 500 до ~ 900 с.

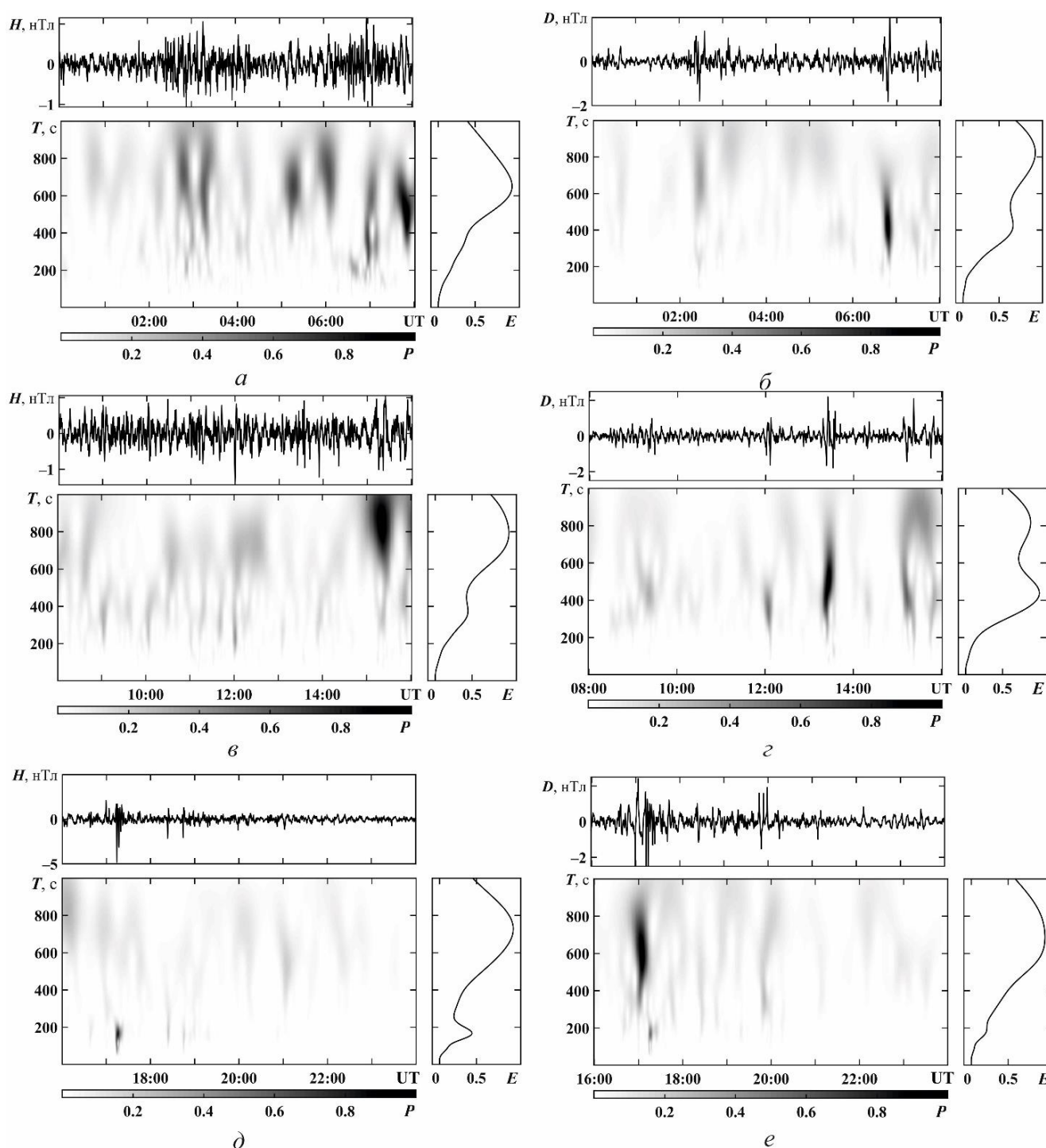


Рис. 1. Добові варіації рівня флуктуацій горизонтальних компонент геомагнітного поля (верхня панель) та результати адаптивного перетворення Фур'є (нижня панель) 20 березня 2017 р. в інтервалах часу: $a, б$ – 00:00–08:00 UT; $в, з$ – 08:00–16:00 UT; $д, е$ – 16:00–24:00 UT.

Праворуч показано енергограми – розподіл енергії за періодами
 Fig. 1. Daily variations of the fluctuations level of a geomagnetic field horizontal component (top panel) and adaptive Fourier transform results (low panel) for March 20, 2017 at the time interval: $a, б$ – 00:00–08:00 UT; $в, з$ – 08:00–16:00 UT; $д, е$ – 16:00–24:00 UT. Energygrams (energy distribution by periods) are shown at right panel

Таблиця 2. Рівень і головні періоди коливань у флуктуаціях геомагнітного поля під час бур
 Table 2, The level and a main period oscillations at the fluctuations of geomagnetic field during storms

Дата	Час, UT	<i>D</i> -компонента		<i>H</i> -компонента	
		Рівень, нТл	Період, с	Рівень, нТл	Період, с
20 березня 2017 р.	00:00–12:00	0.3–0.6	42±5 90±20; 120±25 420±100; 820±100		
	00:00–12:00		40±5 90±20; 170±25 350±100; 650±100		
21 березня 2017 р.	03:00–21:00	2–5	35±5 165±25 350±50; 700±100		
	03:00–15:00		37.5±5 165±25 320±50; 750±100		
22 березня 2017 р.	00:00–12:00	2–4	42.5±5 180±25 830±100		
	00:00–12:00		24±5; 45±5 160±25 260±25; 820±100		
23 березня 2017 р.	00:00–12:00	1–2.5	42.5±5 160±25 460±25; 750±100		
	08:00–18:00		37.5±5 165±25 750±100		
24 березня 2017 р.	00:00–12:00	1–1.5	42.5±5 70±15; 75±25 350±50; 840±100		
	00:00–12:00		42.5±5 65±15; 150±25 550±100		
25 березня 2017 р.	11:00–20:00	0.5–1.5	42.5±5 175±25 700±100		
	00:00–12:00		42±5 180±25 600±100		
26 березня 2017 р.	09:00–16:00	0.5–1.5	42.5±5 100±20; 160±25 480±100		
	06:00–18:00		42.5±5 100±20; 155±25 380±100; 650±100		

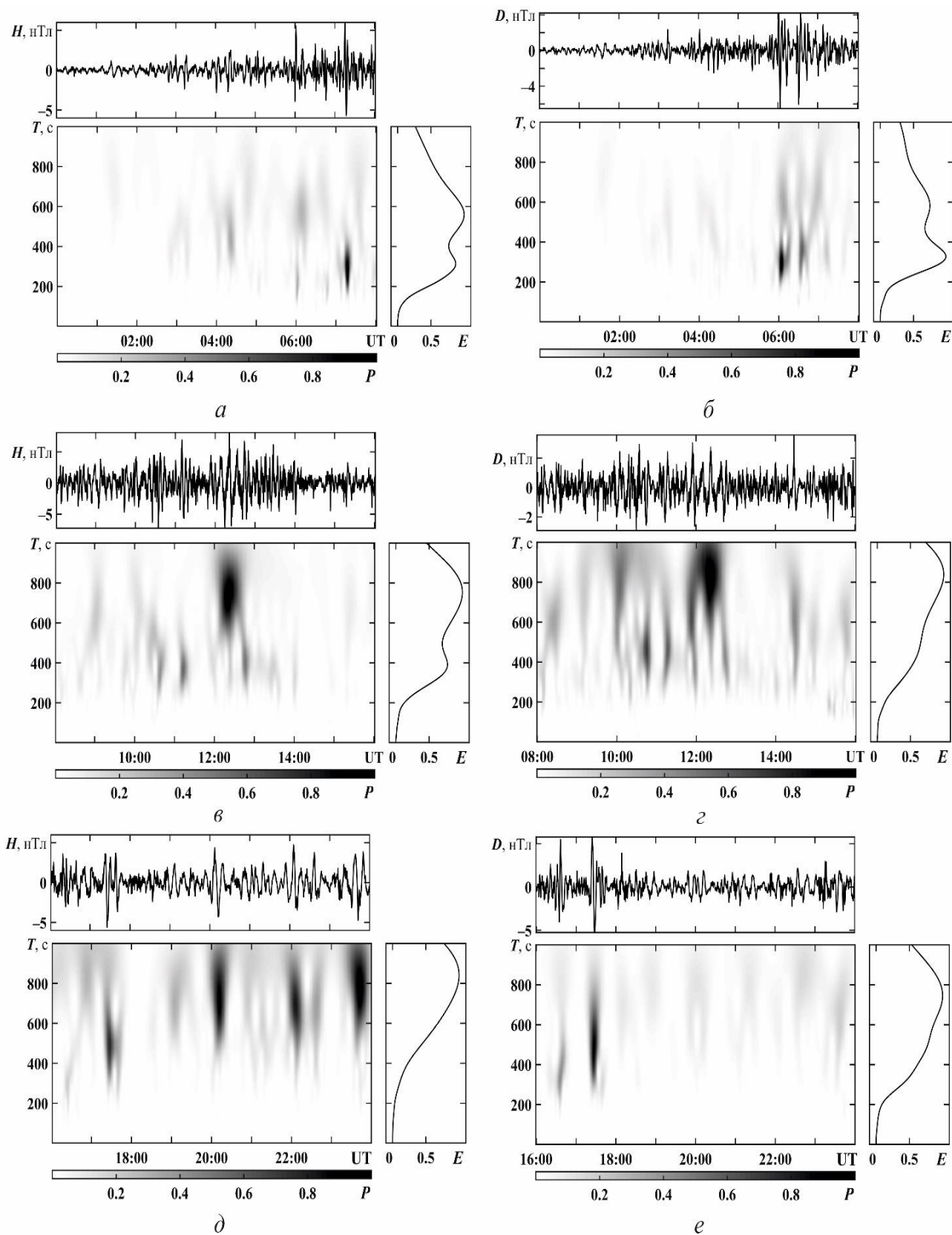


Рис. 2. Те саме, що й на рис. 1, для 21 березня 2017 р.

Fig. 2. The same as in Fig. 1, for March 21, 2017

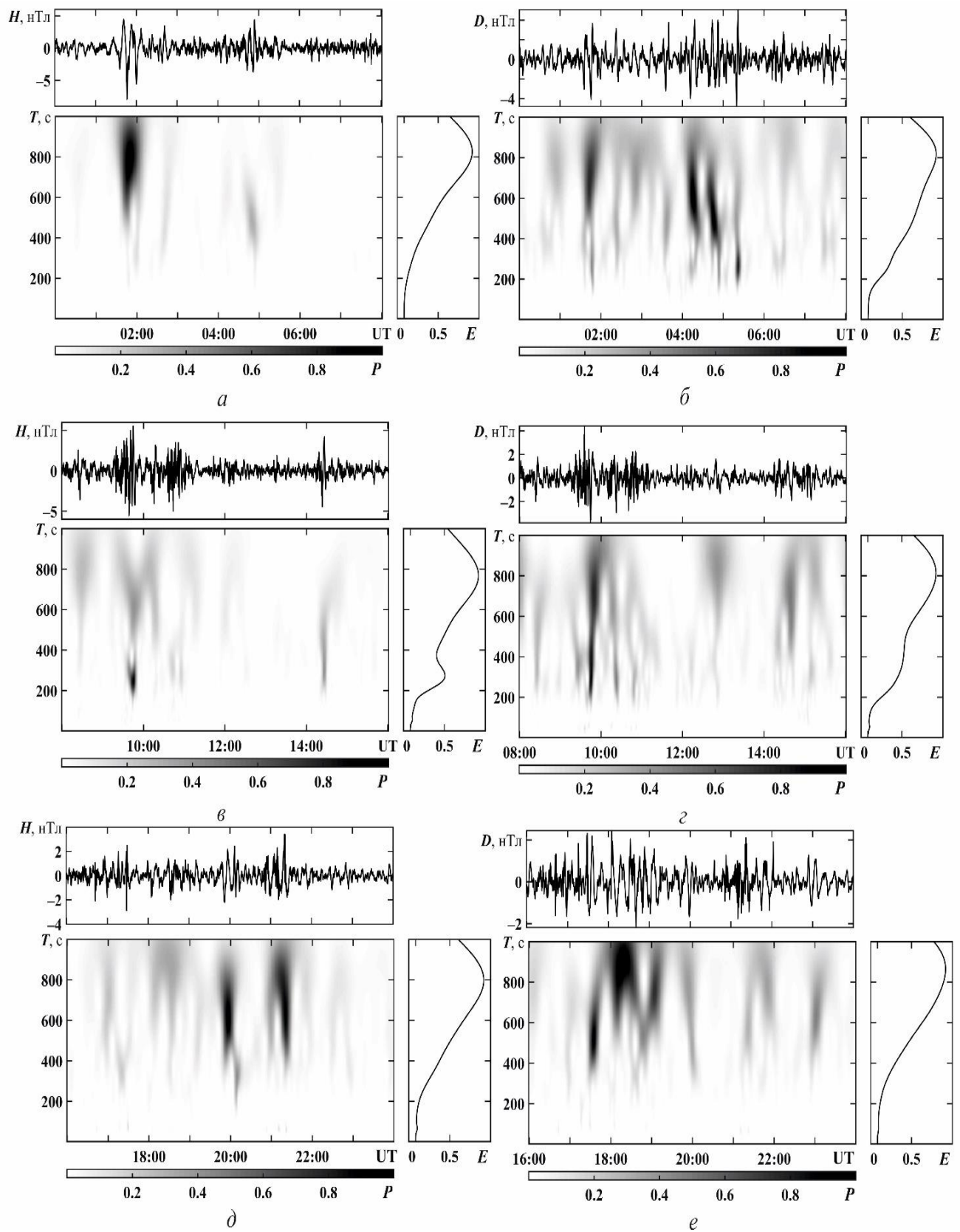


Рис. 3. Те саме, що й на рис. 1, для 22 березня 2017 р.

Fig. 3. The same as in Fig. 1, for March 22, 2017

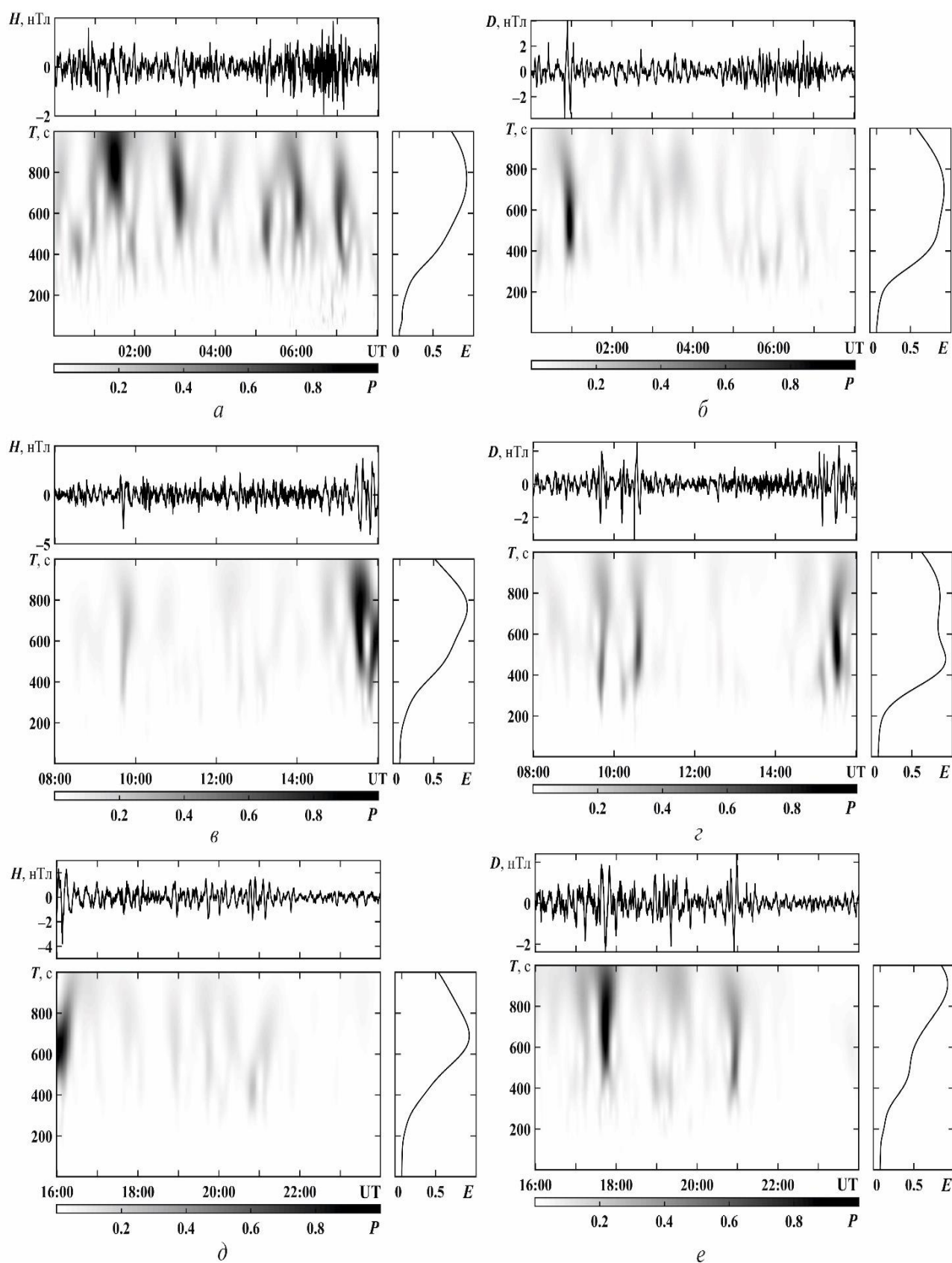


Рис. 4. Те саме, що й на рис. 1, для 23 березня 2017 р.

Fig. 4. The same as in Fig. 1, for March 23, 2017

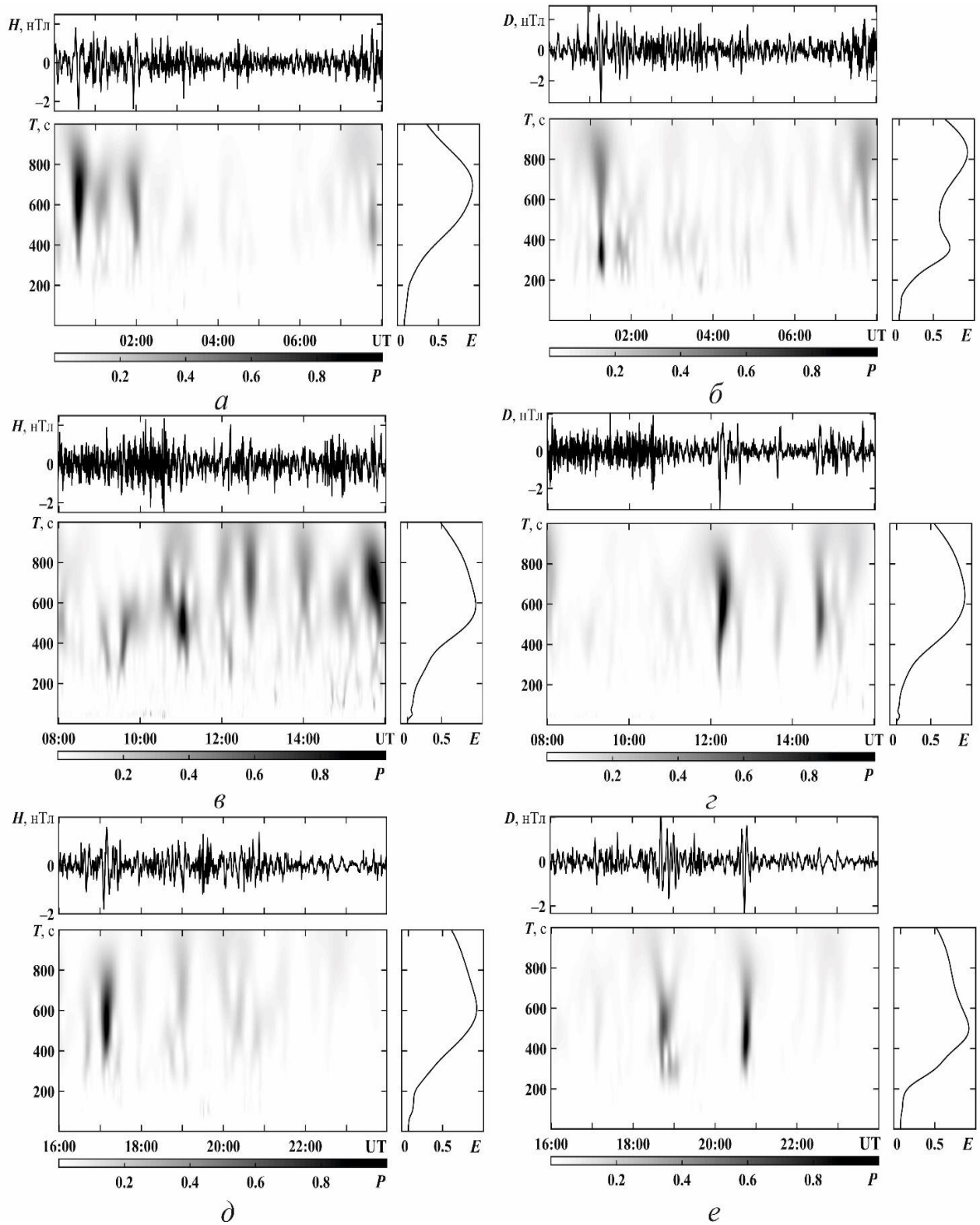


Рис. 5. Те саме, що й на рис. 1, для 24 березня 2017 р.

Fig. 5. The same as in Fig. 1, for March 24, 2017

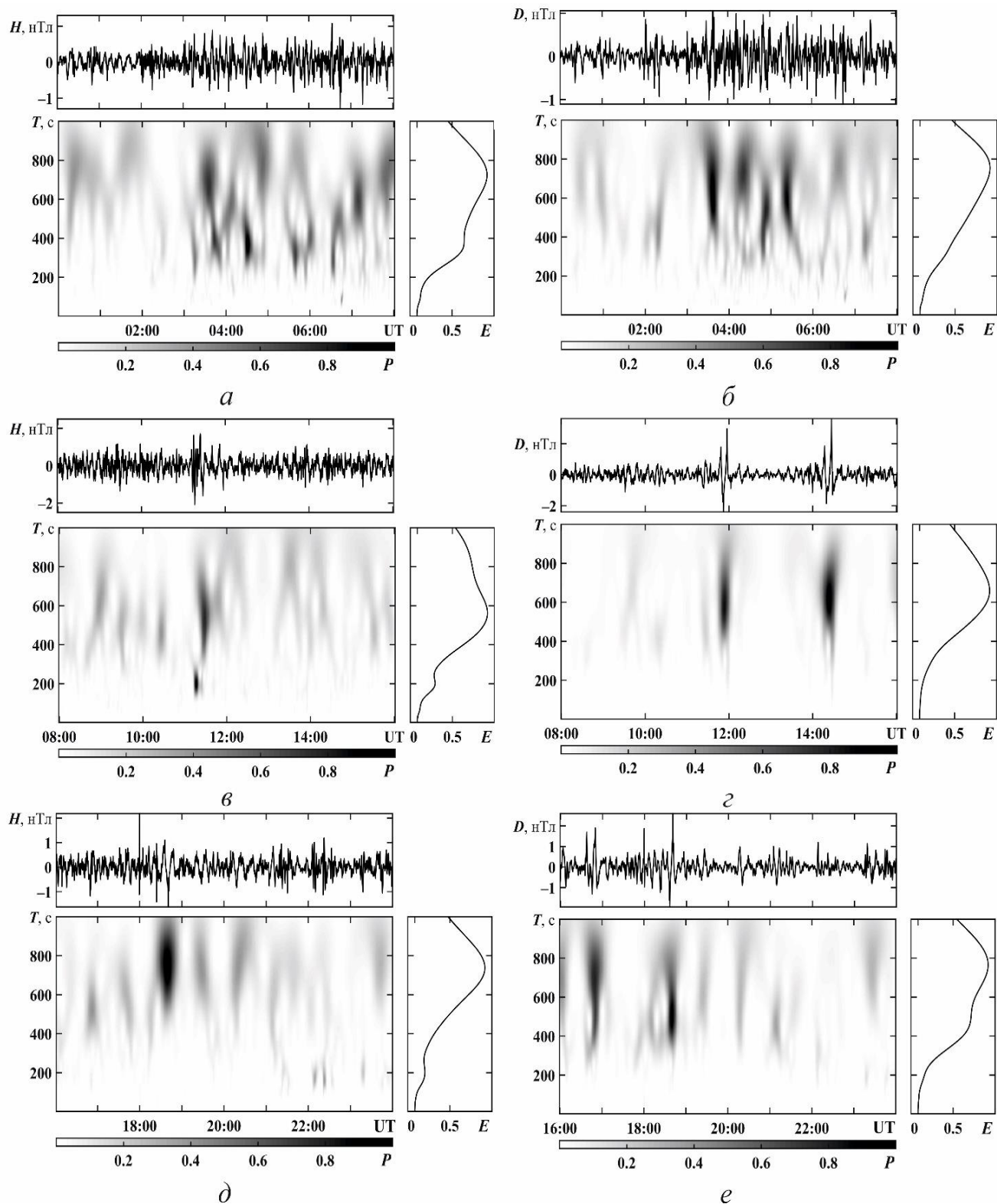


Рис. 6. Те саме, що й на рис. 1, для 25 березня 2017 р.

Fig. 6. The same as in Fig. 1, for March 25, 2017

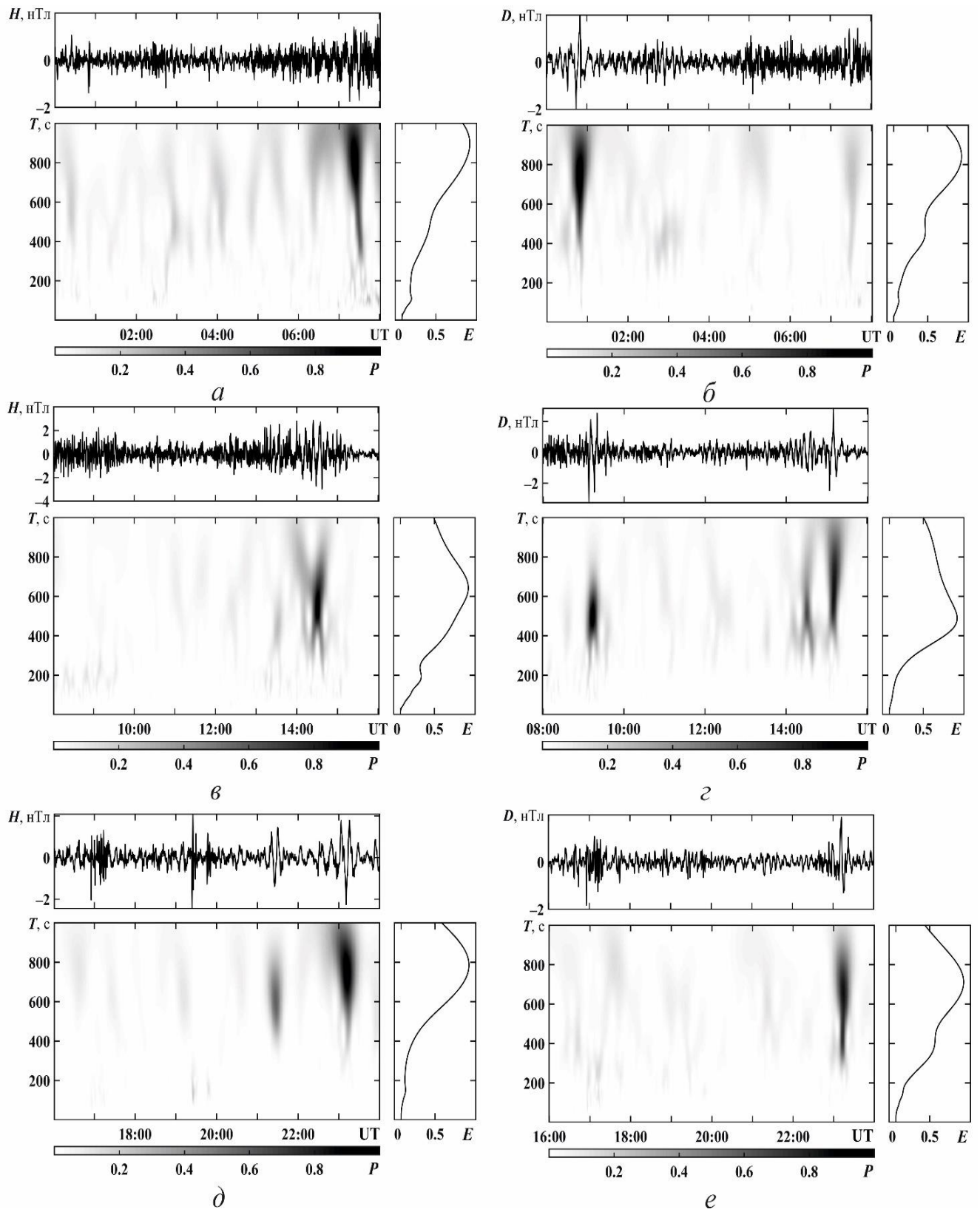


Рис. 7. Те саме, що й на рис. 1, для 26 березня 2017 р.

Fig. 7. The same as in Fig. 1, for March 26, 2017

ОБГОВОРЕННЯ

У роботі [5] оцінено енергію та потужність першої та другої магнітних бур. Енергії виявилися рівними 1.8 і 1.44 ПДж, а потужності – 71 і 67 ГВт. Згідно з класифікацією [1, 2], перша буря відноситься до помірних, а друга – до вельми помірних. Обидві бурі супроводжувалися збільшенням приблизно на порядок рівня флуктуацій геомагнітного поля (від $\pm(0.2-0.5)$ до $\pm(4-6)$ нТл для першої бурі та до ± 2 нТл для другої бурі). Істотно змінювався спектральний склад флуктуацій. Протягом головної фази обох бур період переважаючих коливань становив 800–900 с. При раптовому початку першої бурі цей період був близько 350 і 600 с.

Протягом фази відновлення МБ рівень флуктуацій не перевищував $\pm(1-2)$ нТл, а період переважаючих коливань становив близько 700–900 с.

Зазначимо, що поблизу сходу та заходу Сонця, як правило, відмічалось збільшення рівня флуктуацій до ± 1 нТл у контрольні дні та до $\pm(4-5)$ нТл протягом бурі. Ефект сонячного термінатора у геомагнітному полі детально описаний у роботі [61]. Мабуть, позначалася синергетична взаємодія двох високоенергетичних джерел – сонячного термінатора та магнітної бурі.

ГОЛОВНІ РЕЗУЛЬТАТИ

1. Проведено системний спектральний аналіз флуктуацій рівня горизонтальних компонент геомагнітного поля в діапазоні періодів 1–1000 с, а також окремо для трьох піддіапазонів: 1–50 с, 50–200 с та 200–1000 с.

2. Найбільшу інтенсивність мали складові у піддіапазоні 200–1000 с.

3. У контрольні дні рівень флуктуацій зазвичай не перевищував $\pm(0.2-0.5)$ нТл. Під час МБ він збільшувався до $\pm(4-6)$ нТл для першої бурі та до ± 2 нТл для другої бурі.

4. Протягом раптового початку першої бурі період переважаючого в спектрі коливання був близький до 350 і 600 с.

5. Протягом головної фази МБ період переважаючого в спектрі коливання становив 800–900 с.

6. Протягом фази відновлення МБ рівень флуктуацій геомагнітного поля зазвичай не перевищував $\pm(1-2)$ нТл, а період переважаючого коливання – 700–900 с.

7. Рух ранкового та вечірнього сонячного термінатора супроводжувався збільшенням рівня флуктуацій геомагнітного поля.

ФІНАНСУВАННЯ РОБОТИ

Роботу виконано за фінансової підтримки Національного фонду досліджень України, проєкт 2020.02/0015 “Теоретичні та експериментальні дослідження глобальних збурень природного і техногенного походження в системі Земля – атмосфера – іоносфера”. Роботу також частково підтримано в рамках держбюджетних НДР, заданих МОН України (номери держреєстрації 0121U109881 та 0121U109882).

КОНФЛІКТ ІНТЕРЕСІВ

Автори повідомляють про відсутність конфлікту інтересів.

СПИСОК ВИКОРИСТАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ

1. Черногор ЛФ, Домнин ИФ. Физика геокосмических бурь: Монография. Харьков: ХНУ имени В. Н. Каразина, Институт ионосферы НАН и МОН Украины, 2014. 408 с.
2. Черногор Л Ф. Фізика геокосмічних бур. Космічна наука і технологія. 2021;27(1(128)):3-77.
3. Емельянов ЛЯ, Кацко СВ, Черногор ЛФ. Ионосферные эффекты геокосмических бурь 21–24 декабря 2016 г. и 21–23 марта 2017 г. Вісник Національного технічного університету “ХПІ”. Радіофізика та іоносфера. 2019;25(1350):78-85.
4. Katsko SV, Emelyanov LY, Chernogor LF. Ionosphere response to space weather events on 21–23 March 2017 in the central region of Europe. 2021 XXXIVth General Assembly and Scientific Symposium of the International Union of Radio Science (URSI GASS). 2021:01-04. <https://doi.org/10.23919/URSIGASS51995.2021.9560587>
5. Luo Y, Черногор ЛФ, Гармаш КП. Магніто-іоносферні ефекти геокосмічної бурі 21–23 березня 2017 р. Кінематика і фізика небесних тіл. 2022;38(2):3-22.
6. Chernogor L. F., Garmash K. P., Guo Q., Zheng Y. Effects of the Strong Ionospheric Storm of August 26, 2018: Results of Multipath Radiophysical Monitoring. Geomag. Aeron. 2021;61(1):73–91. <https://doi.org/10.1134/S001679322006002X>
7. Черногор ЛФ, Шевелев НБ. Широтная зависимость квазипериодических вариаций геомагнитного поля в течение сильнейшей геокосмической бури 7—9 сентября 2017 года. Космічна наука і технологія. 2020;26(2):72-83.

8. Черногор ЛФ. Статистичні характеристики геомагнітних бур у 24-ому циклі сонячної активності. Кінематика і фізика небесних тіл. 2021;37(4):49-59. <https://doi.org/10.15407/kfnt2021.04.049>
9. Черногор ЛФ, Голуб МЮ, Luo Y. Статистика геомагнітних бур протягом циклу сонячної активності (2009–2020 рр.). Вісник Харківського національного університету імені В. Н. Каразіна. Серія «Радіофізика та електроніка». 2020;33:69-77. <https://doi.org/10.26565/2311-0872-2020-33-06>
10. Blagoveshchensky DV, Sergeeva MA. Impact of geomagnetic storm of September 7–8, 2017 on ionosphere and HF propagation: A multi-instrument study. Adv. Space Res. 2019;63(1):239-256. <https://doi.org/10.1016/j.asr.2018.07.016>
11. Blagoveshchensky DV, Zhbakov GA, Maltseva OA. Observed and Calculated Ionograms of Oblique Ionospheric Sounding on HF Radio Paths During a Magnetic Storm of September 7–8, 2017. Radiophysics and Quantum Electronics. 2019;61(12):881-892. <https://doi.org/10.1007/s11141-019-09944-3>
12. Bolaji OS, Fashae JB, Adebisi SJ, Owolabi C, Adebisin BO, Kaka RO, Ibanga J, Abass M, Akinola OO, Adekoya BJ, Younas W. Storm Time Effects on Latitudinal Distribution of Ionospheric TEC in the American and Asian-Australian Sectors: August 25–26, 2018 Geomagnetic Storm. J. Geophys. Res. 2021;126(8). id. e2020JA029068. <https://doi.org/10.1029/2020JA029068>
13. Chernogor LF, Garmash KP, Guo Q, Luo Y, Rozumenko VT, Zheng Y. Ionospheric storm effects over the People's Republic of China on 14 May 2019: Results from multipath multi-frequency oblique radio sounding. Adv. Space Res. 2020;66(2):226-242. <https://doi.org/10.1016/j.asr.2020.03.037>
14. Chernogor LF, Garmash KP, Guo Q, Rozumenko VT, Zheng Y. Radio Wave Characteristics Distorted During Geospace Storm: Results of Multi-Frequency Multiple Path Oblique Sounding of Ionosphere. 2021 IEEE 3rd Ukraine Conference on Electrical and Computer Engineering (UKRCON). Lviv, Ukraine, August 26-28. 2021:151-156. <https://doi.org/10.1109/UKRCON53503.2021.9576010>
15. Chernogor LF, Zheng Y, Guo Q, Luo Y, Garmash KP, Rozumenko VT. Features of Ionospheric and Magnetic Effects of August 5–6, 2019 Noticeable Geospace Storm Over China and Ukraine. Problems of Geocosmos – 2020. Chapter 28. Springer Nature Switzerland AG. 2022:379-396.
16. D'Angelo G, Piersanti M, Alfonsi L, Spogli L, Clausen LBN, Coco I, Li G, Baiqi N. The response of high latitude ionosphere to the 2015 St. Patrick's day storm from in situ and ground based observations. Adv. Space Res. 2018;62(3):638-650. <https://doi.org/10.1016/j.asr.2018.05.005>
17. Despirak IV, Kleimenova NG, Gromova LI, Gromov SV, Malysheva LM. Supersubstorms during Storms of September 7–8, 2017. Geomagn. Aeron. 2020;60(3):292-300. <https://doi.org/10.1134/S0016793220030044>
18. Dmitriev AV, Suvorova AV, Klimenko MV, Klimenko VV, Ratovsky KG, Rakhmatulin RA, Parkhomov VA. Predictable and unpredictable ionospheric disturbances during St. Patrick's Day magnetic storms of 2013 and 2015 and on 8–9 March 2008. J. Geophys. Res. 2017;122(2):2398-2423. <https://doi.org/10.1002/2016JA023260>
19. Fejer BG, Navarro LA, Sazykin S, Newheart A, Milla MA, Condor P. Prompt Penetration and Substorm Effects Over Jicamarca During the September 2017 Geomagnetic Storm. J. Geophys. Res. 2021;126(8). id. e2021JA029651. <https://doi.org/10.1029/2021JA029651>
20. Feng J, Zhou Y, Zhou Y, Gao S, Zhou C, Tang Q, Liu Y. Ionospheric response to the 17 March and 22 June 2015 geomagnetic storms over Wuhan region using GNSS-based tomographic technique. Adv. Space Res. 2021;67(1):111-121. <https://doi.org/10.1016/j.asr.2020.10.008>
21. Ghodpage RN, Patil PT, Gurav OB, Gurubaran S, Sharma AK. Ionospheric response to major storm of 17th March 2015 using multi-instrument data over low latitude station Kolhapur (16.8°N, 74.2°E, 10.6°dip. Lat.). Adv. Space Res. 2018;62(3):624-637. <https://doi.org/10.1016/j.asr.2018.05.003>
22. Imtiaz N, Younas W, Khan M. Response of the low-to mid-latitude ionosphere to the geomagnetic storm of September 2017. Ann. Geophys. 2020;38(2):359-372. <https://doi.org/10.5194/angeo-38-359-2020>
23. Jiang C, Yang G, Liu J, Yokoyama T, Liu T, Lan T, Zhou C, Zhang Y, Zhao Z, Komolmis T, Supnithi P, Yatini CY. Equatorial and low-latitude ionospheric response to the 17-18 March 2015 great storm over South East Asia longitude sector. J. Geophys. Res. 2017;122(5):5756-5767. <https://doi.org/10.1002/2017JA024134>
24. Jimoh O, Lei J, Zhong J, Owolabi C, Luan X, Dou X. Topside Ionospheric Conditions During the 7–8 September 2017 Geomagnetic Storm. J. Geophys. Res. 2019;124(11):9381-9404. <https://doi.org/10.1029/2019JA026590>
25. Jin S, Jin R, Kutoglu H. Positive and Negative Ionospheric Responses to the March 2015 Geomagnetic Storm from BDS Observations. J. Geodes. 2017;91(6):613-626. <https://doi.org/10.1007/s00190-016-0988-4>
26. Jonah OF, Coster A, Zhang S, Goncharenko L, Erickson PJ, de Paula ER, Kherani EA. TID Observations and Source Analysis During the 2017 Memorial Day Weekend Geomagnetic Storm Over North America. J. Geophys. Res. 2018;123(10):8749-8765. <https://doi.org/10.1029/2018JA025367>
27. Kumar S, Kumar VV. Ionospheric Response to the St. Patrick's Day Space Weather Events in March 2012, 2013, and 2015 at Southern Low and Middle Latitudes. J. Geophys. Res. 2019;124(1):584-602. <https://doi.org/10.1029/2018JA025674>

28. Kumar VV, Parkinson ML. A Global Scale Picture of Ionospheric Peak Electron Density Changes during Geomagnetic Storms. *Space Weather*. 2017;15(4):637-652. <https://doi.org/10.1002/2016SW001573>
29. Lei J, Huang F, Chen X, Zhong J, Ren D, Wang W, Yue X, Luan X, Jia M, Dou X, Hu L, Ning B, Owolabi C, Chen J, Li G, Xue X. Was magnetic storm the only driver of the long-duration enhancements of daytime total electron content in the Asian-Australian sector between 7 and 12 September 2017? *J. Geophys. Res.* 2018;123(4):3217-3232. <https://doi.org/10.1029/2017JA025166>
30. Li S. Temporal evolution analysis of storm-enhanced density during an intense magnetic storm on March 2015. *Adv. Space Res.* 2021;67(5):1570-1579. <https://doi.org/10.1016/j.asr.2020.12.004>
31. Lissa D, Srinivasu VKD, Prasad DSVVD, Niranjana K. Ionospheric response to the 26 August 2018 geomagnetic storm using GPS-TEC observations along 80°E and 120°E longitudes in the Asian sector. *Adv. Space Res.* 2020;66(6):1427-1440. <https://doi.org/10.1016/j.asr.2020.05.025>
32. Liu G, Shen H. A severe negative response of the ionosphere to the intense geomagnetic storm on March 17, 2015 observed at mid- and low-latitude stations in the China zone. *Adv. Space Res.* 2017;59(9):2301-2312. <https://doi.org/10.1016/j.asr.2017.02.021>
33. Liu J, Zhang D-H, Coster AJ, Zhang S-R, Ma G-Y, Hao Y-Q, Xiao Z. A case study of the large-scale traveling ionospheric disturbances in the eastern Asian sector during the 2015 St. Patrick's Day geomagnetic storm. *Ann. Geophys.* 2019;37(4):673-687. <https://doi.org/10.5194/angeo-37-673-2019>
34. Luo Y, Chernogor LF, Garmash KP, Guo Q, Rozumenko VT, Zheng Yu. Dynamic processes in the magnetic field and in the ionosphere during the 30 August 2 September, 2019 geospace storm. *Ann. Geophys.* 2021;39(4). <https://doi.org/10.5194/angeo-39-657-2021>
35. Luo Y, Guo Q, Zheng Y, Гармаш КП, Черногор ЛФ, Шульга СМ. Ефекти геокоsmічної бурі 5—6 серпня 2019 р. *Космічна наука і технологія*. 2021;27(2)(129):45-69. <https://doi.org/10.15407/knit2021.02.045>
36. Mansilla GA, Zossi MM. Longitudinal Variation of the Ionospheric Response to the 26 August 2018 Geomagnetic Storm at Equatorial/Low Latitudes. *Pure Appl. Geophys.* 2020;177(12):5833-5844. <https://doi.org/10.1007/s00024-020-02601-1>
37. Ngwira CM, Habarulema J-B, Astafyeva E, Yizengaw E, Jonah OF, Crowley G, Gisler A, Coffey V. Dynamic Response of Ionospheric Plasma Density to the Geomagnetic Storm of 22-23 June 2015. *J. Geophys. Res.* 2019;124(8):7123-7139. <https://doi.org/10.1029/2018JA026172>
38. Nykiel G, Zanimonskiy YM, Yampolski YuM, Figurski M. Efficient usage of dense GNSS networks in central Europe for the visualization and investigation of ionospheric TEC variations. *Sensors*. 2017;17(10). id. 2298. <https://doi.org/10.3390/s17102298>
39. Olwendo OJ, Cesaroni C, Yamazaki Y, Cilliers P. Equatorial ionospheric disturbances over the East African sector during the 2015 St. Patrick's day storm. *Adv. Space Res.* 2017;60(8):1817-1826. <https://doi.org/10.1016/j.asr.2017.06.037>
40. Paul B, De BK, Guha A. Latitudinal variation of F-region ionospheric response during three strongest geomagnetic storms of 2015. *Acta Geodaetica et Geophysica*. 2018;53(4):579-606. <https://doi.org/10.1007/s40328-018-0221-4>
41. Piersanti M, Cesaroni C, Spogli L, Alberti T. Does TEC react to a sudden impulse as a whole? The 2015 Saint Patrick's day storm event. *Adv. Space Res.* 2017;60(8):1807-1816. <https://doi.org/10.1016/j.asr.2017.01.021>
42. Polekh N, Zolotukhina N, Kurkin V, Zherebtsov G, Shi J, Wang G, Wang Z. Dynamics of ionospheric disturbances during the 17–19 March 2015 geomagnetic storm over East Asia. *Adv. Space Res.* 2017;60(11):2464-2476. <https://doi.org/10.1016/j.asr.2017.09.030>
43. Ray S, Roy B, Paul KS, Goswami S, Oikonomou C, Haralambous H, Chandel B, Paul A. Study of the effect of 17–18 March 2015 geomagnetic storm on the Indian longitudes using GPS and C/NOFS. *J. Geophys. Res.* 2017;122(2):2551-2563. <https://doi.org/10.1002/2016JA023127>
44. Rubtsov AV, Maletckii BM, Danilchuk EI, Smotrova EE, Shelkov AD, Yasyukevich AS. Ionospheric disturbances over eastern Siberia during April 12-15, 2016 geomagnetic storms. *Sol.-Terr. Phys.* 2020;6(1):60-68. <https://doi.org/10.12737/STP-61202007>
45. Şentürk E. Investigation of global ionospheric response of the severe geomagnetic storm on June 22–23, 2015 by GNSS-based TEC observations. *Astrophys. Space Sci.* 2020;365(7). id. 110. <https://doi.org/10.1007/s10509-020-03828-z>
46. Shpynev BG, Zolotukhina NA, Polekh NM, Ratovsky KG, Chernigovskaya MA, Belinskaya AY, Stepanov AE, Bychkov VV, Grigorieva SA, Panchenko VA, Korenkova NA, Mielich J. The ionosphere response to severe geomagnetic storm in March 2015 on the base of the data from Eurasian high-middle latitudes ionosonde chain. *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* 2018;180:93-105. <https://doi.org/10.1016/j.jastp.2017.10.014>
47. Shreedevi PR, Choudhary RK, Thampi SV, Yadav S, Pant TK, Yu Y, McGranaghan R, Thomas EG, Bhardwaj A, Sinha AK. Geomagnetic Storm-Induced Plasma Density Enhancements in the Southern Polar Ionospheric Region: A Comparative Study Using St. Patrick's Day Storms of 2013 and 2015. *Space Weather*. 2020;18(8). id. e2019SW002383. <https://doi.org/10.1029/2019SW002383>

48. Spogli L, Sabbagh D, Regi M, Cesaroni C, Perrone L, Alfonsi L, Mauro DDi, Lepidi S, Campuzano SA, Marchetti D, Santis ADe, Malagnini A, Scotto C, Cianchini G, Shen X, Piscini A, Ippolito A. Ionospheric Response Over Brazil to the August 2018 Geomagnetic Storm as Probed by CSES-01 and Swarm Satellites and by Local Ground-Based Observations. *J. Geophys. Res.* 2021;126(2). id. e2020JA028368. <https://doi.org/10.1029/2020JA028368>
49. Sun W-J, Ning B-Q, Zhao B-Q, Li G-Z, Hu L-H, Chang S-M. Analysis of ionospheric features in middle and low latitude region of China during the geomagnetic storm in March 2015. *Acta Geophysica Sinica.* 2017;60(1):1-10.
50. Uryadov VP, Vybornov FI, Pershin AV. Features of the HF Signal Propagation on Oblique Sounding Paths During Solar and Magnetic Activity in September 2017. *Radiophys. Quantum Electr.* 2019;62(2):85-98. <https://doi.org/10.1007/s11141-019-09956-z>
51. Venkatesh K, Tulasi Ram S, Fagundes PR, Seemala GK, Batista IS. Electrodynamic disturbances in the Brazilian equatorial and low-latitude ionosphere on St. Patrick's Day storm of 17 March 2015. *J. Geophys. Res.* 2017;122(4):4553-4570. <https://doi.org/10.1002/2017JA024009>
52. Verkhoglyadova OP, Komjathy A, Mannucci AJ, Mlynczak MG, Hunt LA, Paxton LJ. Revisiting ionosphere-thermosphere responses to solar wind driving in superstorms of November 2003 and 2004. *J. Geophys. Res.* 2017;122(10):10,824-10,850. <https://doi.org/10.1002/2017JA024542>
53. Wang Z, Zou S, Liu L, Ren J, Aa E. Hemispheric Asymmetries in the Mid-latitude Ionosphere During the September 7–8, 2017 Storm: Multi-instrument Observations. *J. Geophys. Res.* 2021;126(4). id. e2020JA028829. <https://doi.org/10.1029/2020JA028829>
54. Xu Z., Hartinger M., Clauer C., Peek T., Behlke R. A comparison of the ground magnetic responses during the 2013 and 2015 St Patrick's Day geomagnetic storms. *J. Geophys. Res.* 2017. 122, Is. 4. P. 4023—4036. DOI: [10.1002/2016JA023338](https://doi.org/10.1002/2016JA023338)
55. Younas W, Amory-Mazaudier C, Khan M, Fleury R. Ionospheric and Magnetic Signatures of a Space Weather Event on 25–29 August 2018: CME and HSSWs. *J. Geophys. Res.* 2020;125(8). id. e2020JA027981. <https://doi.org/10.1029/2020JA027981>
56. Zakharenkova I, Cherniak I, Krankowski A. Features of Storm-Induced Ionospheric Irregularities From Ground-Based and Spaceborne GPS Observations During the 2015 St. Patrick's Day Storm. *J. Geophys. Res.* 2019;124(12):10728-10748. <https://doi.org/10.1029/2019JA026782>
57. Zhang S-R, Erickson PJ, Zhang Y, Wang W, Huang C, Coster AJ, Holt JM, Foster JF, Sulzer M, Kerr R. Observations of ion-neutral coupling associated with strong electrodynamic disturbances during the 2015 St. Patrick's Day storm. *J. Geophys. Res.* 2017;122(1):1314-1337. <https://doi.org/10.1002/2016JA023307>
58. Zolotukhina N, Polekh N, Kurkin V, Rogov D, Romanova E, Chelpanov M. Ionospheric effects of St. Patrick's storm over Asian Russia: 17–19 March 2015. *J. Geophys. Res.* 2017;122(2):2484-2504. <https://doi.org/10.1002/2016JA023180>
59. Черногор ЛФ, Гармаш КП, Поднос ВА, Тырнов ОФ. Радиофизическая обсерватория Харьковского национального университета имени В.Н. Каразина средство для мониторинга ионосферы в космических экспериментах. Космический проект «Ионосат-Микро». К.: Академперіодика, 2013. 160-182.
60. Chernogor L. F., Advanced Methods of Spectral Analysis of Quasiperiodic Wave-Like Processes in the Ionosphere: Specific Features and Experimental Results. *Geomag. Aeron.* 2008;48(5):652–673. <https://doi.org/10.1134/S0016793208050101>
61. Черногор ЛФ. Геомагнітні пульсації, супутствовавші движению солнечного терминатора через магнитосопряженную область. *Радиофизика и радиоастрономия.* 2012;17(1):57-67.

REFERENCES

1. Chernogor LF, Domnin IF. Physics of geospace storms: Monograph. Kharkiv: V. N. Karazin Kharkiv National University, Institute of Ionosphere NAS and MES of Ukraine; 2014. 408 p. [in Russian].
2. Chernogor LF. Physics of Geospace Storms. *Space Science and Technology.* 2021;27(1(128)):3-77. [in Ukrainian].
3. Emelyanov LY, Katsko SV, Chernogor LF. Ionospheric effects of geospace storms on December 21–24, 2016 and March 21–23, 2017. *Bulletin of the NTU “KhPI”. Radio Physics and Ionosphere.* 2019;25(1350):78-85. [in Russian].
4. Katsko SV, Emelyanov LY, Chernogor LF. Ionosphere response to space weather events on 21–23 March 2017 in the central region of Europe. 2021 XXXIVth General Assembly and Scientific Symposium of the International Union of Radio Science (URSI GASS). 2021:01-04. <https://doi.org/10.23919/URSIGASS51995.2021.9560587>
5. Luo Y, Chornogor LF, Garmash KP. Magneto-ionospheric effects from geospace storm of March 21–23, 2017. *Kinematics and Physics of Celestial Bodies.* 2022;38(2):61-72.

6. Chernogor LF, Garmash KP, Guo Q, Zheng Yu. Effects of the Strong Ionospheric Storm of August 26, 2018: Results of Multipath Radiophysical Monitoring. *Geomagnetism and Aeronomy*. 2021;61(1):73-91.
7. Chernogor LF, Shevelev MB. Latitudinal dependence of quasi-periodic variations in the geomagnetic field during the greatest geospace storm of September 7–9, 2017. *Space Sci. & Technol*. 2020;26(2):72-83. [in Russian].
8. Chornogor LF. Statistical characteristics of geomagnetic storms in the 24th cycle of solar activity. *Kinematics and Physics of Celestial Bodies*. 2021;37(4):49-59. <https://doi.org/10.15407/kfnt2021.04.049> [in Ukrainian].
9. Chornogor LF, Holub MYu, Luo Y. Statistical characteristics of geomagnetic storm activity during solar cycle 24, 2009–2020. *Visnyk of V. N. Karazin Kharkiv National University. Series "Radio Physics and Electronics"*. 2020;33:69-77. <https://doi.org/10.26565/2311-0872-2020-33-06> [in Ukrainian].
10. Blagoveshchensky DV, Sergeeva MA. Impact of geomagnetic storm of September 7–8, 2017 on ionosphere and HF propagation: A multi-instrument study. *Adv. Space Res*. 2019;63(1):239-256. <https://doi.org/10.1016/j.asr.2018.07.016>
11. Blagoveshchensky DV, Zhbakov GA, Maltseva OA. Observed and Calculated Ionograms of Oblique Ionospheric Sounding on HF Radio Paths During a Magnetic Storm of September 7–8, 2017. *Radiophysics and Quantum Electronics*. 2019;61(12):881-892. <https://doi.org/10.1007/s11141-019-09944-3>
12. Bolaji OS, Fashae JB, Adebisi SJ, Owolabi C, Adebisin BO, Kaka RO, Ibang J, Abass M, Akinola OO, Adekoya BJ, Younas W. Storm Time Effects on Latitudinal Distribution of Ionospheric TEC in the American and Asian-Australian Sectors: August 25–26, 2018 Geomagnetic Storm. *J. Geophys. Res*. 2021;126(8). id. e2020JA029068. <https://doi.org/10.1029/2020JA029068>
13. Chernogor LF, Garmash KP, Guo Q, Luo Y, Rozumenko VT, Zheng Y. Ionospheric storm effects over the People's Republic of China on 14 May 2019: Results from multipath multi-frequency oblique radio sounding. *Adv. Space Res*. 2020;66(2):226-242. <https://doi.org/10.1016/j.asr.2020.03.037>
14. Chernogor LF, Garmash KP, Guo Q, Rozumenko VT, Zheng Y. Radio Wave Characteristics Distorted During Geospace Storm: Results of Multi-Frequency Multiple Path Oblique Sounding of Ionosphere. *2021 IEEE 3rd Ukraine Conference on Electrical and Computer Engineering (UKRCON)*. Lviv, Ukraine, August 26-28. 2021:151-156. <https://doi.org/10.1109/UKRCON53503.2021.9576010>
15. Chernogor LF, Zheng Y, Guo Q, Luo Y, Garmash KP, Rozumenko VT. Features of Ionospheric and Magnetic Effects of August 5–6, 2019 Noticeable Geospace Storm Over China and Ukraine. *Problems of Geocosmos – 2020*. Chapter 28. Springer Nature Switzerland AG. 2022:379-396.
16. D'Angelo G, Piersanti M, Alfonsi L, Spogli L, Clausen LBN, Coco I, Li G, Baiqi N. The response of high latitude ionosphere to the 2015 St. Patrick's day storm from in situ and ground based observations. *Adv. Space Res*. 2018;62(3):638-650. <https://doi.org/10.1016/j.asr.2018.05.005>
17. Despirak IV, Kleimenova NG, Gromova LI, Gromov SV, Malysheva LM. Supersubstorms during Storms of September 7–8, 2017. *Geomagn. Aeron*. 2020;60(3):292-300. <https://doi.org/10.1134/S0016793220030044>
18. Dmitriev AV, Suvorova AV, Klimenko MV, Klimenko VV, Ratovsky KG, Rakhmatulin RA, Parkhomov VA. Predictable and unpredictable ionospheric disturbances during St. Patrick's Day magnetic storms of 2013 and 2015 and on 8–9 March 2008. *J. Geophys. Res*. 2017;122(2):2398-2423. <https://doi.org/10.1002/2016JA023260>
19. Fejer BG, Navarro LA, Sazykin S, Newheart A, Milla MA, Condor P. Prompt Penetration and Substorm Effects Over Jicamarca During the September 2017 Geomagnetic Storm. *J. Geophys. Res*. 2021;126(8). id. e2021JA029651. <https://doi.org/10.1029/2021JA029651>
20. Feng J, Zhou Y, Zhou Y, Gao S, Zhou C, Tang Q, Liu Y. Ionospheric response to the 17 March and 22 June 2015 geomagnetic storms over Wuhan region using GNSS-based tomographic technique. *Adv. Space Res*. 2021;67(1):111-121. <https://doi.org/10.1016/j.asr.2020.10.008>
21. Ghodpage RN, Patil PT, Gurav OB, Gurubaran S, Sharma AK. Ionospheric response to major storm of 17th March 2015 using multi-instrument data over low latitude station Kolhapur (16.8°N, 74.2°E, 10.6° dip. Lat.). *Adv. Space Res*. 2018;62(3):624-637. <https://doi.org/10.1016/j.asr.2018.05.003>
22. Imtiaz N, Younas W, Khan M. Response of the low-to mid-latitude ionosphere to the geomagnetic storm of September 2017. *Ann. Geophys*. 2020;38(2):359-372. <https://doi.org/10.5194/angeo-38-359-2020>
23. Jiang C, Yang G, Liu J, Yokoyama T, Liu T, Lan T, Zhou C, Zhang Y, Zhao Z, Komolmis T, Supnithi P, Yatini CY. Equatorial and low-latitude ionospheric response to the 17-18 March 2015 great storm over South East Asia longitude sector. *J. Geophys. Res*. 2017;122(5):5756-5767. <https://doi.org/10.1002/2017JA024134>
24. Jimoh O, Lei J, Zhong J, Owolabi C, Luan X, Dou X. Topside Ionospheric Conditions During the 7–8 September 2017 Geomagnetic Storm. *J. Geophys. Res*. 2019;124(11):9381-9404. <https://doi.org/10.1029/2019JA026590>
25. Jin S, Jin R, Kutoglu H. Positive and Negative Ionospheric Responses to the March 2015 Geomagnetic Storm from BDS Observations. *J. Geodes*. 2017;91(6):613-626. <https://doi.org/10.1007/s00190-016-0988-4>

26. Jonah OF, Coster A, Zhang S, Goncharenko L, Erickson PJ, de Paula ER, Kherani EA. TID Observations and Source Analysis During the 2017 Memorial Day Weekend Geomagnetic Storm Over North America. *J. Geophys. Res.* 2018;123(10):8749-8765. <https://doi.org/10.1029/2018JA025367>
27. Kumar S, Kumar VV. Ionospheric Response to the St. Patrick's Day Space Weather Events in March 2012, 2013, and 2015 at Southern Low and Middle Latitudes. *J. Geophys. Res.* 2019;124(1):584-602. <https://doi.org/10.1029/2018JA025674>
28. Kumar VV, Parkinson ML. A Global Scale Picture of Ionospheric Peak Electron Density Changes during Geomagnetic Storms. *Space Weather.* 2017;15(4):637-652. <https://doi.org/10.1002/2016SW001573>
29. Lei J, Huang F, Chen X, Zhong J, Ren D, Wang W, Yue X, Luan X, Jia M, Dou X, Hu L, Ning B, Owolabi C, Chen J, Li G, Xue X. Was magnetic storm the only driver of the long-duration enhancements of daytime total electron content in the Asian-Australian sector between 7 and 12 September 2017? *J. Geophys. Res.* 2018;123(4):3217-3232. <https://doi.org/10.1029/2017JA025166>
30. Li S. Temporal evolution analysis of storm-enhanced density during an intense magnetic storm on March 2015. *Adv. Space Res.* 2021;67(5):1570-1579. <https://doi.org/10.1016/j.asr.2020.12.004>
31. Lissa D, Srinivasu VKD, Prasad DSVVD, Niranjana K. Ionospheric response to the 26 August 2018 geomagnetic storm using GPS-TEC observations along 80°E and 120°E longitudes in the Asian sector. *Adv. Space Res.* 2020;66(6):1427-1440. <https://doi.org/10.1016/j.asr.2020.05.025>
32. Liu G, Shen H. A severe negative response of the ionosphere to the intense geomagnetic storm on March 17, 2015 observed at mid- and low-latitude stations in the China zone. *Adv. Space Res.* 2017;59(9):2301-2312. <https://doi.org/10.1016/j.asr.2017.02.021>
33. Liu J, Zhang D-H, Coster AJ, Zhang S-R, Ma G-Y, Hao Y-Q, Xiao Z. A case study of the large-scale traveling ionospheric disturbances in the eastern Asian sector during the 2015 St. Patrick's Day geomagnetic storm. *Ann. Geophys.* 2019;37(4):673-687. <https://doi.org/10.5194/angeo-37-673-2019>
34. Luo Y, Chernogor LF, Garmash KP, Guo Q, Rozumenko VT, Zheng Yu. Dynamic processes in the magnetic field and in the ionosphere during the 30 August 2 September, 2019 geospace storm. *Ann. Geophys.* 2021;39(4). <https://doi.org/10.5194/angeo-39-657-2021>
35. Luo Y, Guo Q, Zheng Y, Гармаш КП, Черногор ЛФ, Шульга СМ. Ефекти геокосмічної бурі 5—6 серпня 2019 р. *Космічна наука і технологія.* 2021;27(2)(129):45-69. <https://doi.org/10.15407/knit2021.02.045>
36. Mansilla GA, Zossi MM. Longitudinal Variation of the Ionospheric Response to the 26 August 2018 Geomagnetic Storm at Equatorial/Low Latitudes. *Pure Appl. Geophys.* 2020;177(12):5833-5844. <https://doi.org/10.1007/s00024-020-02601-1>
37. Ngwira CM, Habarulema J-B, Astafyeva E, Yizengaw E, Jonah OF, Crowley G, Gisler A, Coffey V. Dynamic Response of Ionospheric Plasma Density to the Geomagnetic Storm of 22-23 June 2015. *J. Geophys. Res.* 2019;124(8):7123-7139. <https://doi.org/10.1029/2018JA026172>
38. Nykiel G, Zanimonskiy YM, Yampolski YuM, Figurski M. Efficient usage of dense GNSS networks in central Europe for the visualization and investigation of ionospheric TEC variations. *Sensors.* 2017;17(10). id. 2298. <https://doi.org/10.3390/s17102298>
39. Olwendo OJ, Cesaroni C, Yamazaki Y, Cilliers P. Equatorial ionospheric disturbances over the East African sector during the 2015 St. Patrick's day storm. *Adv. Space Res.* 2017;60(8):1817-1826. <https://doi.org/10.1016/j.asr.2017.06.037>
40. Paul B, De BK, Guha A. Latitudinal variation of F-region ionospheric response during three strongest geomagnetic storms of 2015. *Acta Geodaetica et Geophysica.* 2018;53(4):579-606. <https://doi.org/10.1007/s40328-018-0221-4>
41. Piersanti M, Cesaroni C, Spogli L, Alberti T. Does TEC react to a sudden impulse as a whole? The 2015 Saint Patrick's day storm event. *Adv. Space Res.* 2017;60(8):1807-1816. <https://doi.org/10.1016/j.asr.2017.01.021>
42. Polekh N, Zolotukhina N, Kurkin V, Zherebtsov G, Shi J, Wang G, Wang Z. Dynamics of ionospheric disturbances during the 17–19 March 2015 geomagnetic storm over East Asia. *Adv. Space Res.* 2017;60(11):2464-2476. <https://doi.org/10.1016/j.asr.2017.09.030>
43. Ray S, Roy B, Paul KS, Goswami S, Oikonomou C, Haralambous H, Chandel B, Paul A. Study of the effect of 17–18 March 2015 geomagnetic storm on the Indian longitudes using GPS and C/NOFS. *J. Geophys. Res.* 2017;122(2):2551-2563. <https://doi.org/10.1002/2016JA023127>
44. Rubtsov AV, Maletckii BM, Danilchuk EI, Smotrova EE, Shelkov AD, Yasyukevich AS. Ionospheric disturbances over eastern Siberia during April 12-15, 2016 geomagnetic storms. *Sol.-Terr. Phys.* 2020;6(1):60-68. <https://doi.org/10.12737/STP-61202007>
45. Şentürk E. Investigation of global ionospheric response of the severe geomagnetic storm on June 22–23, 2015 by GNSS-based TEC observations. *Astrophys. Space Sci.* 2020;365(7). id. 110. <https://doi.org/10.1007/s10509-020-03828-z>
46. Shpynev BG, Zolotukhina NA, Polekh NM, Ratovsky KG, Chernigovskaya MA, Belinskaya AY, Stepanov AE, Bychkov VV, Grigorjeva SA, Panchenko VA, Korenkova NA, Mielich J. The ionosphere response to severe

- geomagnetic storm in March 2015 on the base of the data from Eurasian high-middle latitudes ionosonde chain. *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* 2018;180:93-105. <https://doi.org/10.1016/j.jastp.2017.10.014>
47. Shreedevi PR, Choudhary RK, Thampi SV, Yadav S, Pant TK, Yu Y, McGranaghan R, Thomas EG, Bhardwaj A, Sinha AK. Geomagnetic Storm-Induced Plasma Density Enhancements in the Southern Polar Ionospheric Region: A Comparative Study Using St. Patrick's Day Storms of 2013 and 2015. *Space Weather.* 2020;18(8). id. e2019SW002383. <https://doi.org/10.1029/2019SW002383>
 48. Spogli L, Sabbagh D, Regi M, Cesaroni C, Perrone L, Alfonsi L, Mauro DDi, Lepidi S, Campuzano SA, Marchetti D, Santis ADe, Malagnini A, Scotto C, Cianchini G, Shen X, Piscini A, Ippolito A. Ionospheric Response Over Brazil to the August 2018 Geomagnetic Storm as Probed by CSES-01 and Swarm Satellites and by Local Ground-Based Observations. *J. Geophys. Res.* 2021;126(2). id. e2020JA028368. <https://doi.org/10.1029/2020JA028368>
 49. Sun W-J, Ning B-Q, Zhao B-Q, Li G-Z, Hu L-H, Chang S-M. Analysis of ionospheric features in middle and low latitude region of China during the geomagnetic storm in March 2015. *Acta Geophysica Sinica.* 2017;60(1):1-10.
 50. Uryadov VP, Vybornov FI, Pershin AV. Features of the HF Signal Propagation on Oblique Sounding Paths During Solar and Magnetic Activity in September 2017. *Radiophys. Quantum Electr.* 2019;62(2):85-98. <https://doi.org/10.1007/s11141-019-09956-z>
 51. Venkatesh K, Tulasi Ram S, Fagundes PR, Seemala GK, Batista IS. Electrodynamical disturbances in the Brazilian equatorial and low-latitude ionosphere on St. Patrick's Day storm of 17 March 2015. *J. Geophys. Res.* 2017;122(4):4553-4570. <https://doi.org/10.1002/2017JA024009>
 52. Verkhoglyadova OP, Komjathy A, Mannucci AJ, Mlynczak MG, Hunt LA, Paxton LJ. Revisiting ionosphere-thermosphere responses to solar wind driving in superstorms of November 2003 and 2004. *J. Geophys. Res.* 2017;122(10):10,824-10,850. <https://doi.org/10.1002/2017JA024542>
 53. Wang Z, Zou S, Liu L, Ren J, Aa E. Hemispheric Asymmetries in the Mid-latitude Ionosphere During the September 7–8, 2017 Storm: Multi-instrument Observations. *J. Geophys. Res.* 2021;126(4). id. e2020JA028829. <https://doi.org/10.1029/2020JA028829>
 54. Xu Z., Hartinger M., Clauer C., Peek T., Behlke R. A comparison of the ground magnetic responses during the 2013 and 2015 St Patrick's Day geomagnetic storms. *J. Geophys. Res.* 2017. 122, Is. 4. P. 4023—4036. DOI: 10.1002/2016JA023338
 55. Younas W, Amory-Mazaudier C, Khan M, Fleury R. Ionospheric and Magnetic Signatures of a Space Weather Event on 25–29 August 2018: CME and HSSWs. *J. Geophys. Res.* 2020;125(8). id. e2020JA027981. <https://doi.org/10.1029/2020JA027981>
 56. Zakharenkova I, Cherniak I, Krankowski A. Features of Storm-Induced Ionospheric Irregularities From Ground-Based and Spaceborne GPS Observations During the 2015 St. Patrick's Day Storm. *J. Geophys. Res.* 2019;124(12):10728-10748. <https://doi.org/10.1029/2019JA026782>
 57. Zhang S-R, Erickson PJ, Zhang Y, Wang W, Huang C, Coster AJ, Holt JM, Foster JF, Sulzer M, Kerr R. Observations of ion-neutral coupling associated with strong electrodynamic disturbances during the 2015 St. Patrick's Day storm. *J. Geophys. Res.* 2017;122(1):1314-1337. <https://doi.org/10.1002/2016JA023307>
 58. Zolotukhina N, Polekh N, Kurkin V, Rogov D, Romanova E, Chelpanov M. Ionospheric effects of St. Patrick's storm over Asian Russia: 17–19 March 2015. *J. Geophys. Res.* 2017;122(2):2484-2504. <https://doi.org/10.1002/2016JA023180>
 59. Chernogor LF, Garmash KP, Podnos VA, Tyrnov OF. The V. N. Karazin Kharkiv National University Radio Physical Observatory – the tool for ionosphere monitoring in space experiments. In: Zasukha SA and Fedorov OP, eds. *Space Project "Ionosat-Micro"*. Kyiv, Ukraine: Academperiodika Publ., 2013. 160-182. [in Russian].
 60. Chernogor LF. Advanced methods of spectral analysis of quasiperiodic wave-like processes in the ionosphere: Specific features and experimental results. *Geomagnetism and Aeronomy.* 2008;48(5):652-673. [in Russian].
 61. Chernogor LF. Geomagnetic pulsations accompanied the solar terminator moving through magnetoconjugate region. *Radio Phys. Radio Astron.* 2012;17(1):57-67. [in Russian].

Стаття надійшла до редакції: 20 квітня 2022 р.

Рекомендовано до друку: 6 червня 2022 р.

SPECTRAL CONTENT OF FLUCTUATIONS IN THE GEOMAGNETIC FIELD DURING THE COURSE OF MARCH 21–23, 2017 GEOSPACE STORMS**L. F. Chernogor, K. P. Garmash, S. G. Leus, V. A. Podnos, A. M. Tsymbal, M. B. Shevelev, Y. Luo**
V.N. Karazin Kharkiv National University, Ukraine, 61022, Kharkiv, Svobody Square, 4

Relevance. Magnetic storms have been studied for a long time, with particular attention being paid to unique storms, which occur only 1 or 3 times per solar cycle. The occurrence rates of moderate storms are much higher. The magnetic storms have been determined to exhibit high variability, with each storm having a particular history. Therefore, the study of any magnetic storm in detail is of interest.

The aim of this work is to present the spectral analysis of the geomagnetic field fluctuations observed to occur during the geospace storm of March 21–23, 2017 and on neighboring days.

Methods and Methodology. The database from the fluxmeter magnetometer at the V. N. Karazin Kharkiv National University Magnetometer Observatory (49°38' N, 36°56' E geographic coordinates) has been used to analyze the fluctuations in the horizontal components of the geomagnetic field in the 1–1,000-s period range. The temporal variations in the horizontal components are subjected to the systems spectral analysis that includes mutually complementary the wavelet transform, the short-time Fourier transform, and the Fourier transform in a sliding window with a width adjusted to be equal to a fixed number of harmonic periods. The Fourier transform in a sliding window provides the highest resolution for periods.

Results. The systems spectral analysis of the horizontal components of the geomagnetic field has been carried out both in the 1–1,000-s period range and in the three separate period subranges of 1–50 s, 50–200 s, and 200–1,000 s. The component intensities are estimated to be the largest in the 200–1,000-s period subrange. On the reference days, the level of fluctuations is usually observed to not exceed $\pm(0.2–0.5)$ nT, whereas it shows an increase of $\pm(4–6)$ nT during the course of the first magnetic storm, and of ± 2 nT during the second magnetic storm. In the course of the sudden commencement of the first storm, the period of the oscillation predominant in the spectrum is estimated to be about 350 and 600 s, whereas during the course of the main phase of the magnetic storm, the period of the oscillation predominant in the spectrum is estimated to be 800–900 s. During the recovery phase of the magnetic storm, the level of fluctuations in the geomagnetic field is estimated to not usually exceed $\pm(1–2)$ nT, whereas the period of the predominant oscillation is observed to be 700–900 s. The dawn and dusk terminators are accompanied by an increase in the level of fluctuations in the geomagnetic field.

Conclusions. The temporal variations parameters in the spectral components of the geomagnetic field have been determined during the moderate magnetic storm.

KEY WORDS: *magnetic storm, geomagnetic field, spectral component, temporal variations*

The article was received by the editors: April 20, 2022.

The article is recommended for printing: June 6 2022

Оригінальна стаття

<https://doi.org/10.26565/2311-0872-2022-36-04>

УДК 550.385.37:550.388

Л. Ф. ЧОРНОГОР, д-р фіз.-мат. наук, професор
e-mail: Leonid.F.Chernogor@gmail.com ORCID ID: <https://orcid.org/0000-0001-5777-2392>

Ю. Б. МИЛОВАНОВ, канд. фіз.-мат. наук, с.н.с.

e-mail: hobit1957@gmail.com

В. Л. ДОРОХОВ, н.с.

e-mail: leusstas53@gmail.com

В. А. ПОДНОС, канд. фіз.-мат. наук, с.н.с.

e-mail: podnos@karazin.ua

А. М. ЦИМБАЛ, канд. фіз.-мат. наук, доцент

e-mail: a.tsymbal@karazin.ua ORCID ID: <https://orcid.org/0000-0002-5274-8876>

М. Б. ШЕВЕЛЕВ, аспірант, м.н.с.

e-mail: mykyta.b.shevelev@gmail.com

Харківський національний університет імені В. Н. Каразіна, Україна, 61022, м. Харків, м-н Свободи, 4

ВАРІАЦІЇ ПОВНОГО ЕЛЕКТРОННОГО ВМІСТУ В ЕКВАТОРІАЛЬНІЙ ІОНОСФЕРІ, ВИКЛИКАНІ СОНЯЧНИМ ЗАТЕМНЕННЯМ 21 ЧЕРВНЯ 2020 р.

Актуальність. Сонячне затемнення (СЗ) характеризується численними динамічними процесами у всіх оболонках Землі та геофізичних полях. Кожне СЗ є причиною регулярних і нерегулярних ефектів, які притаманні лише йому. На це впливає фаза СЗ, географічні координати, сонячна активність, пора року, час доби, атмосферно-космічна погода й інші фактори. Тому задача всебічного та поглибленого дослідження фізичних процесів у геооболонках для кожного нового СЗ є актуальною.

Мета цієї роботи – опис результатів аналізу часових варіацій повного електронного вмісту (ПЕВ) у вертикальному стовпі іоносфери, викликаних СЗ 21 червня 2020 р. у області поблизу екватору Землі. Затемнення було унікальне тим, що воно спостерігалось в екваторіальних і субтропічних широтах поблизу періоду літнього сонцестояння та мало кільцеподібний характер.

Методи і методологія. Для аналізу обрано індійські станції, які розташовані на південь від області максимальної фази. Сумарна похибка оцінки ПЕВ не перевищує 0.1 TECU.

Результати. Проаналізовано часові варіації ПЕВ для траєкторії супутників і розташування приймальних станцій, що знаходилися південніше області максимального затемнення. Для більшості часових залежностей ПЕВ $N_V(t)$ величина дефіциту ΔN_V зростала при збільшенні площі покриття диску Сонця. Відмінності в цій залежності може бути пояснено особливостями іоносфери в екваторіальному поясі Землі. Найбільше падіння ПЕВ могло становити 4 TECU за $M_{\max} \approx 0.643$. Відносні варіації концентрації електронів при цьому склали -19% . В ранковий час зменшення ПЕВ не перевищувало 2 TECU за $N_{V0} \approx 13.5\text{--}14.5$ TECU. При цьому відносне зменшення концентрації електронів $\delta N_V = -11\%$. Під час кільцеподібного затемнення зміни характеру хвильових форм у варіаціях концентрації електронів практично не виявлено.

Висновки. Установлено параметри часових варіацій ПЕВ у екваторіальній іоносфері під час кільцеподібного СЗ 21 червня 2020 р.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: екваторіальна іоносфера, сонячне затемнення, GPS-спостереження, повний електронний вміст, дефіцит повного електронного вмісту

Як цитувати: Черногор ЛФ, Милованов ЮБ, Дорохов ВЛ, Поднос ВА, Цимбал АМ, Шевелев МБ. Варіації повного електронного вмісту в екваторіальній іоносфері, викликані сонячним затемненням 21 червня 2020 р. Вісник Харківського національного університету імені В. Н. Каразіна. Серія «Радіофізика та електроніка». 2022;36:49-65. <https://doi.org/10.26565/2311-0872-2022-36-04>

In cites: Chernogor LF, Mylovanov YuB, Dorokhov VL, Podnos VA, Tsymbal AM, Shevelev MB. TEC variations in equatorial ionosphere during June 21, 2020 solar eclipse. Visnyk of V.N. Karazin Kharkiv National University, series "Radio Physics and Electronics". 2022;36:49-65. <https://doi.org/10.26565/2311-0872-2022-36-04> (In Ukrainian).

ВСТУП

Сонячне затемнення (СЗ) – унікальне явище природи – супроводжується низкою динамічних процесів у системі Земля–атмосфера–іоносфера–магнітосфера (ЗАІМ) та геофізичних полях. Кожне СЗ

© Черногор Л. Ф., Милованов Ю. Б., Дорохов В. Л., Поднос В. А., Цимбал А. М., Шевелев М. Б., 2022

Open access. This article is licensed under a Creative Commons Attribution 3.0 <http://creativecommons.org/licenses/by/3.0/>

призводить до регулярних і нерегулярних, властивих тільки цьому затемненню, ефектів. Прояви ефектів залежать від фази СЗ, географічних координат, сонячної активності, пори року, часу доби, атмосферно-космічної погоди тощо (див., наприклад, [1–28]). Все це свідчить про актуальність дослідження фізичних процесів у системі ЗАІМ для кожного нового СЗ.

СЗ, що відбулося 21 червня 2020 р., присвячена низка робіт [29–42]. Установлено, що ефекти СЗ у низькоширотній (екваторіальній) іоносфері суттєво відрізнялись від ефектів у середньо- та високоширотній іоносфері. Це пов'язано з наявністю у іоносфері екваторіальної іонізаційної аномалії. Також виявлено ефекти СЗ в магнітоспряженій області [32] та ефект післядії, який продовжувався і за 7 год після закінчення затемнення [38]. Вплив СЗ на характеристики радіохвиль декаметрового діапазону описано нами у роботі [22].

Мета цієї роботи – викладення результатів аналізу часових варіацій повного електронного вмісту (ПЕВ) у вертикальному стовпі іоносфери, викликаних СЗ 21 червня 2020 р. у екваторіальному регіоні. Особливістю цього затемнення було те, що воно було кільцеподібним, спостерігалось в низьких широтах поблизу періоду літнього сонцестояння. Для аналізу обрано станції, розташовані в Індії, тобто південніше області максимальної тіні.

ЗАГАЛЬНІ ВІДОМОСТІ ПРО СЗ

Протягом 137-го сароса відбулося кільцеподібне СЗ 21 червня 2020 р., яке почалось о 04:47:45 UT в Центральній Африці. На півночі Індії у штаті Уттаракханд було відмічено його максимальну фазу $M_{\max} = 0.9940$, яка тривала приблизно 0.63 хв. СЗ могли спостерігати жителі східної частини Африки, а також південної та східної Азії (Рис. 1). Ширина тіні становила 21.2 км. Максимальна фаза СЗ відмічалася о 06:39:59 UT поблизу кордону Індії та Китаю у точці з координатами $30^{\circ}30' \text{ пн.ш.}$ і $79^{\circ}42' \text{ сх.д.}$ Далі смуга тіні пройшла Китай і Тихий океан. Кільцеподібна фаза тривала до 08:32:17 UT, крайня точка спостереження мала координати 19° пн.ш. , $149^{\circ} \text{ сх.д.}$

Часткове СЗ можна було бачити в 111 країнах, зокрема на всьому африканському континенті, південно-східній частині Європи, більшій частині Азії, крім півночі Російської Федерації, півночі Австралії, а також на водних просторах Індійського (північна частина) та Тихого (західна) океанів.

СТАН КОСМІЧНОЇ ПОГОДИ

Стан космічної погоди оцінювався за даними, наведеними на сайтах <https://omniweb.gsfc.nasa.gov> і <http://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp>. Аналізувалися часові варіації основних параметрів сонячного вітру, флуктуацій компонент міжпланетного магнітного поля та індексів геомагнітної активності. Концентрація протонів у сонячному вітрі з 16 по 22 червня 2020 р. варіювала в межах $(1.5\text{--}18)\cdot 10^6 \text{ м}^{-3}$. Швидкість, температура й тиск частинок змінювалися відповідно в межах 277–355 км/с, $10^4\text{--}5.9\cdot 10^4 \text{ К}$ і 0.2–3.6 нПа, тобто параметри зростали на 30%, в 5.9 і 18 разів. Значення V_y - та V_z -компонент міжпланетного магнітного поля флуктували в межах $-6.3\text{--}5.4 \text{ нТл}$. Інжектвана в магнітосферу енергія за одиницю часу (функція Акасофу) не перевищувала 4.3 ГДж/с. Індеси K_p і D_{st} змінювалися відповідно в межах 0–2.3 і $-10\text{--}19 \text{ нТл}$.

З цього випливає, що стан космічної погоди цілком сприяв дослідженню ефектів СЗ.

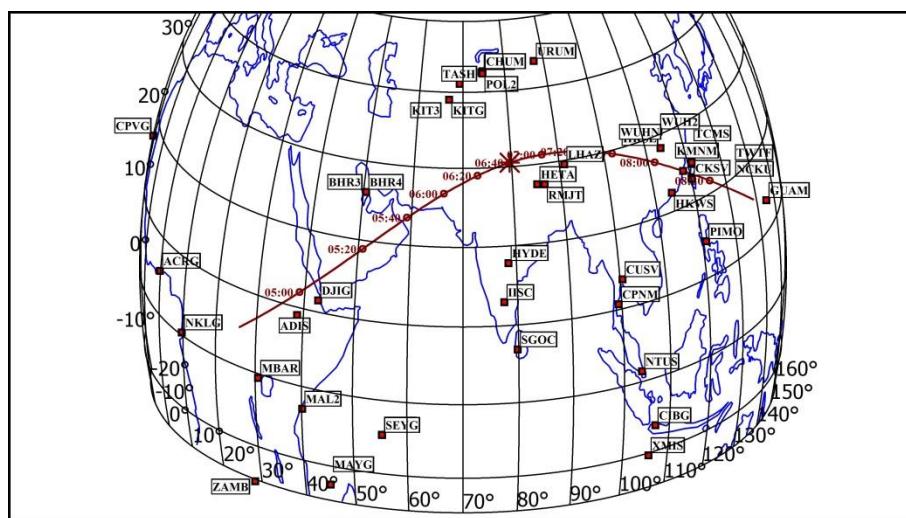


Рис. 1. Мапа розподілу станцій спостереження та лінія руху місячної тіні
Fig. 1. A station distribution map and a moon's shadow motion line

ЗАСОБИ ТА МЕТОДИ

Для розв'язання задачі виявлення відгуку іоносфери на кільцеподібне сонячне затемнення 21 червня 2020 р. над індійським субконтинентом використані реєстрації сигналів глобальної навігаційної супутникової системи на двочастотному приймачі. Станції спостереження було обрано поблизу траєкторії руху місячної тіні на земній поверхні (табл. 1).

Таблиця 1. Використані станції та супутники. Індія.
Table 1. The using stations and satellites. India.

№	Станція	φ°	λ°	Розташування	Супутники
1	HYDE	17.81	78.55	Хайдарабад	G02,G05,G06,G17,G19,G24,G28
2	IISC	12.94	77.57	Бангалор	G02,G06

У таблиці наведені назва, географічне розташування станції, найближче велике місто, використовувані супутники поточного групування в період СЗ 04:00 – 09:00 21 червня 2020 р.

Розрахунок повного електронного вмісту (ПЕВ) виконувався за методикою, яку викладено в [43], з точністю не більш, ніж 0.1 TECU (Total Electron Content Unit, 1 TECU = 10^{16} м⁻²). Урахування в різниці носійних частот у двочастотному прийомі, поправка DCB (Differential Code Biases), виконувалося за допомогою глобальної карти ПЕВ [44] на день затемнення. Результат оцінки ПЕВ залежить від руху точки вимірювання в F_2 -шарі іоносфери, руху місячної тіні та обертання Землі навколо своєї вісі. Швидкість точки вимірювання в середньому дорівнювала 50–150 м/с та в роботі [43] не враховувалась. Назвемо точки вимірювання іоносферними точками, а їхню послідовність прольотом окремого супутника. Також функцією покриття A назвемо відношення площі перекриття видимих дисків Місяця та Сонця. Точки прольоту практично завжди знаходяться в півтіні затемнення. Ширина півтіні може досягати декількох тисяч кілометрів. При зближенні точки вимірювання та центру місячної тіні фаза затемнення наближається до свого максимального значення. Тому відгук іоносфери на сонячне затемнення формується поступово в залежності від поточної фази затемнення та триває близько 1 години. З іншого боку в створенні ПЕВ бере участь сонячний потік, змінюючий свою інтенсивність протягом часу сонячного затемнення. Доля поглиненої сонячної енергії S для кожної точки вимірювання за період розвитку сонячного затемнення дозволяє точніше врахувати очікуваний ефект зниження рівня ПЕВ. Враховується взаємне положення небесних тіл під час літнього сонцестояння 21 червня 2020 року.

Величину зниження ПЕВ, як результат впливу сонячного затемнення, віднесемо до моменту часу досягнення максимального значення функції покриття A та пов'яжемо з відповідною точкою вимірювання в F_2 -шарі іоносфери.

Лінії руху місячної тіні Землею та розташування станцій спостереження вказані на Рис.1. Рух центру місячної тіні відмічався позначками часу з кроком 10 хв.

В інтервалі спостереження (6-7 годин) оброблялись сигнали поточного групування супутників G02, G05, G06, G17, G19, G24, G28. Результати наведено для станцій HYDE та IISC. Контурну мапу з

траекторіями супутників та положення цих станцій показано відповідно на Рис. 2 і 3. Важливо, що траекторії та станції знаходилися південніше області максимального затемнення.

Головну систематичну похибку в оцінку ПЕВ двочастотним приймачем вносить зміщення часу між двома спостереженнями псевдодальностей GPS на різних частотах. Для компенсації цієї похибки використовують поправки DCB (Differential Code Biases). Сумарна похибка оцінки ПЕВ не перевищує 0.1 TECU [26, 28, 43].

РЕЗУЛЬТАТИ АНАЛІЗУ ДАНИХ СПОСТЕРЕЖЕНЬ

Станція HYDE. Супутник G02. У контрольні дні 20 та 22 червня 2020 р. ПЕВ в інтервалі часу 04:00–06:00, флюктууючи, збільшувався від ~ 14 до 20–21 TECU (Рис. 4). Під час затемнення ПЕВ поступово зменшувався. За $M_{\max} = 0.542 N_V$ зменшилося від $N_{V0} \approx 19.4$ до 18.2 TECU, при цьому $\delta_V = (N_V - N_{V0})/N_{V0} \approx -6\%$. Зменшення N_V відбувалося синхронно зі зміною фази СЗ.

У день затемнення з 05:00 до 08:00 спостерігалися квазіперіодичні збурення N_V з амплітудою $\delta_{Va} \approx 0.10\text{--}0.15$ TECU та періодом $T \approx 30$ хв.

Підкреслимо, що після 08:30 мало місце падіння ПЕВ від 20.5 до 17 TECU, а потім його поступове зростання (див. Рис. 4).

Станція HYDE. Супутник G05. 20 червня 2020 р. з 06:00 до 09:00 ПЕВ поступово збільшувався від 15.5 до 22 TECU, потім практично не змінювався до 10:00, далі спостерігалось поступове зменшення ПЕВ (Рис. 5).

В інтервалі часу 06:00–07:00 22 червня 2020 р. значення ПЕВ перевищували його значення 20 червня 2020 р. на 1.5–5 TECU.

У день СЗ від 06:00 до 08:00 ПЕВ збільшувався від 15.5 до 22.5 TECU, а потім поступово зменшувався до 16 TECU об 11:00. Якщо порівнювати значення ПЕВ 21 та 22 червня 2020 р., то зменшення N_V під час затемнення сягало 4 TECU або 18%.

Станція HYDE. Супутник G06. 20 та 22 червня 2020 р. з 03:00 до 08:30 ПЕВ, флюктууючи, поступово збільшувався від 12 до 22 TECU (Рис. 6).

21 червня 2020 р. під час СЗ спостерігалось зменшення ПЕВ, яке сягало 2.5 TECU за $M_{\max} \approx 0.588$. Варіації ПЕВ повністю відслідковували часові варіації фази затемнення.

Станція HYDE. Супутник G17. 20, 21 та 22 червня 2020 р. з 00:30 до 04:00 часові варіації ПЕВ були приблизно подібними (Рис. 7). З 04:30 до 05:40 20 та 21 червня 2020 р. спостерігалось невелике (до 2 TECU) зменшення ПЕВ. За $M_{\max} \approx 0.611$ мало місце зменшення ПЕВ від ~ 24 до 22 TECU або на $\sim 8.3\%$. Найбільше зменшення зареєстровано приблизно о 06:30, воно сягало 4 TECU (від 22 до 18 TECU).

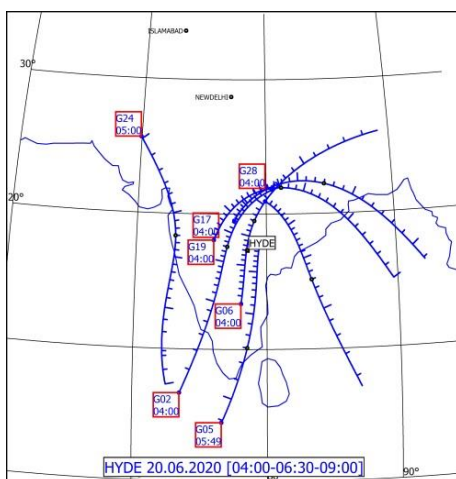
Станція HYDE. Супутник G19. З 02:00 до 04:00 в ці три дні мало місце зростання ПЕВ, яке з 04:00 до 05:30 сповільнилося, а потім продовжувало зростати до 08:00 (Рис. 8).

У день СЗ зменшення ПЕВ розпочалося до початку затемнення та сягнуло 1.5 TECU. Під час максимальної фази СЗ ПЕВ зменшився від ~ 21 до 17 TECU, тобто на 19%.

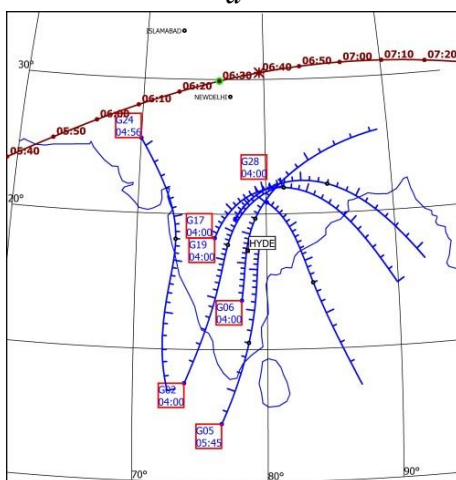
Станція HYDE. Супутник G24. У контрольні дні в інтервалі часу 05:00–07:30 спостерігалось поступове зростання ПЕВ від ~ 14 до 20–21 TECU (Рис. 9). Після 07:20 20 червня 2020 р. мало місце зменшення ПЕВ.

У день СЗ мінімальне значення ПЕВ, що було близьким до 12.25 TECU, зареєстровано о 05:20, тобто на початку затемнення. При цьому $\Delta N_V \approx 2$ TECU, або $\delta_V \approx 14\%$. За $M_{\max} \approx 0.993$ маємо $\Delta N_V \approx 2$ TECU, а $N_{V0} \approx 18$ TECU, $\delta_V \approx 11\%$.

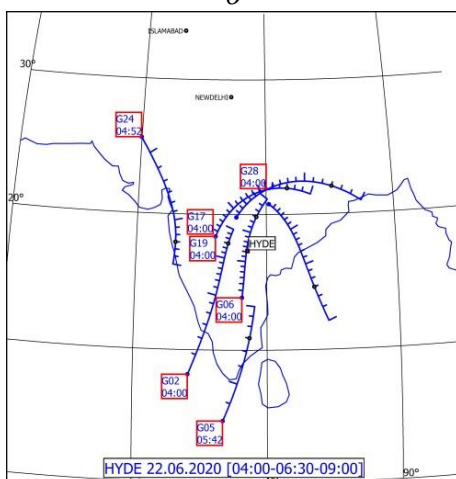
Станція HYDE. Супутник G28. 20, 21 та 22 червня 2020 р. з 02:00 до 04:20 мало місце майже монотонне зростання ПЕВ від 6–8 до 14–17 TECU (Рис. 10).



a



б



в

Рис. 2. Мапа прольотів супутників відносно станції HYDE для а – 20 червня, б – 21 червня, в – 22 червня 2020 р. в інтервалі часу 04:00 – 09:00 UT. Лінія з часовими позначками показує динаміку максимальної фази СЗ

Fig. 2. The flying map of satellites relative to the HYDE station for a – June 20, б – June 21, в – June 22, 2020 at time interval 04:00 – 09:00 UT. A line with time marks is shown a maximum magnitude SE dynamics

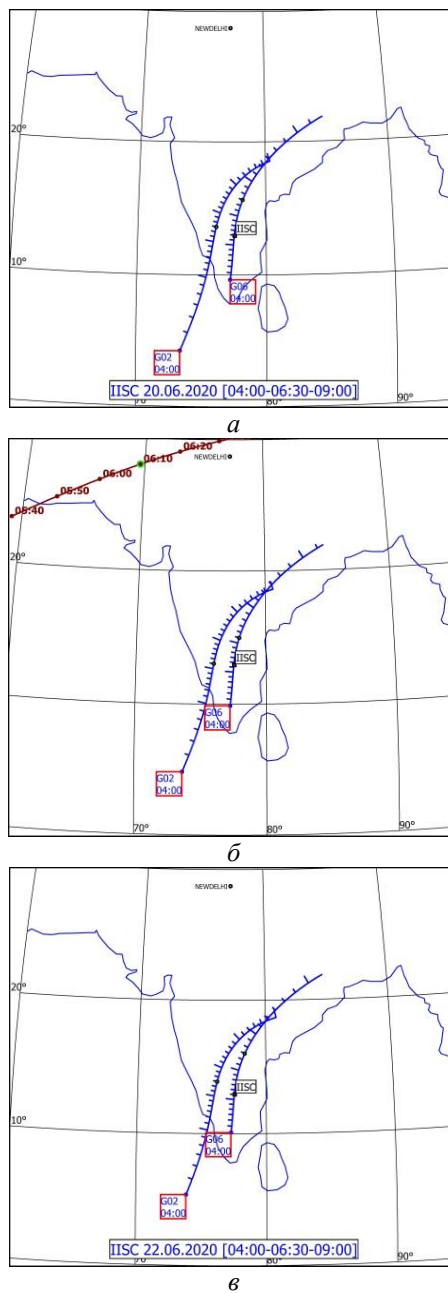


Рис. 3. Те ж саме, що й на Рис. 2, відносно станції IISC
 Fig. 3. The same as in Fig. 2, for IISC station

У день СЗ від 04:20 до 05:00 спостерігалось деяке (до 1 TECU) зменшення ПЕВ, далі впродовж 20 хв він зростав, а потім з 05:40 убавав.

21 червня 2020 р. найбільше зменшення ПЕВ очікувалося о 05:45, тобто до моменту максимальної фази затемнення. При цьому $\Delta N_V \approx 3.8$ TECU, а $N_{V0} \approx 23$ TECU, $\delta_V \approx 16.5\%$. За $M_{\max} \approx 0.389$ маємо $\Delta N_V \approx 2$ TECU, а $N_{V0} \approx 20$ TECU, $\delta_V \approx 10\%$.

Станція IISC. Супутник G02. У контрольні дні ПЕВ від 04:00 до 09:00, слабо флюктууючи, збільшувався від 14 до 22–24 TECU (Рис. 11).

У день СЗ до 05:00 часові варіації були майже такі ж, як і у контрольні дні. Після початку затемнення зростання ПЕВ сповільнилося. За $M_{\max} \approx 0.390$ ПЕВ зменшився від 19.4 до 17.5 TECU, тобто на 1.9 TECU або 10%.

Станція IISC. Супутник G06. 20 та 22 червня 2020 р. ПЕВ майже монотонно зростав від 10 до 22 TECU (Рис. 12).

Під час затемнення ПЕВ зменшувався до максимального значення 2 TECU за $M_{\max} \approx 0.453$. При цьому $N_{V0} \approx 19$ TECU, $\delta_V \approx 11\%$.

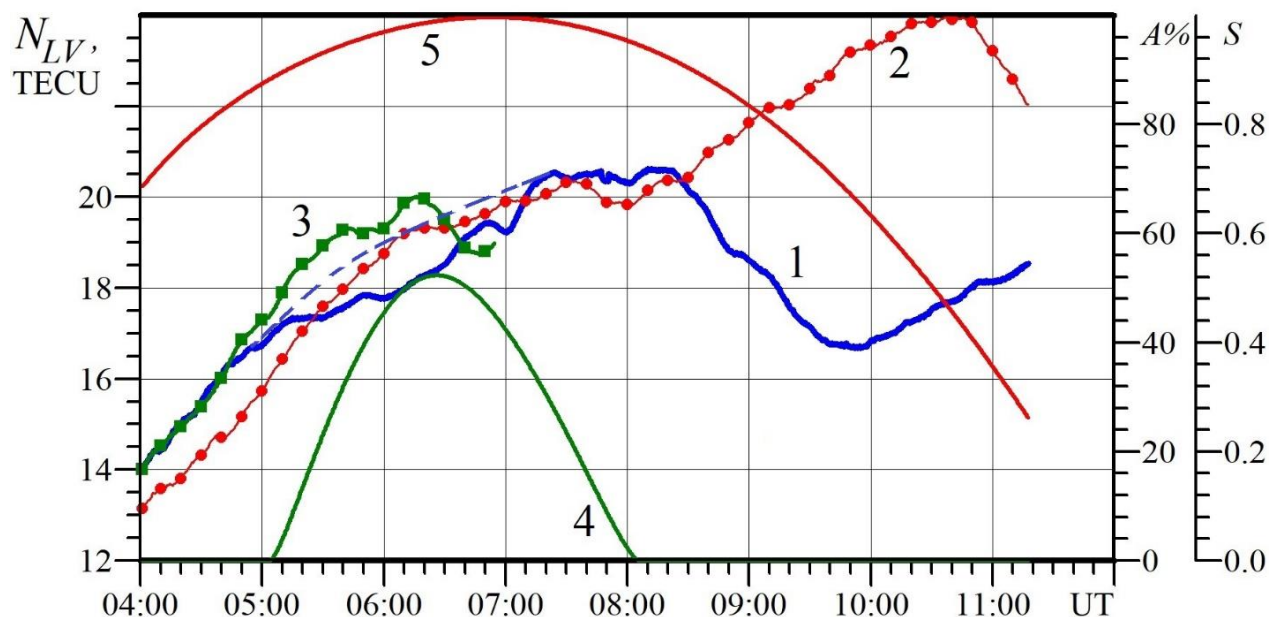


Рис. 4. Часова залежність ПЕВ вздовж прольоту супутника G02 відносно станції HYDE. Криві 1 – ПЕВ за 21 червня 2020 р., 2 – ПЕВ за 20 червня 2020 р., 3 – ПЕВ за 22 червня 2020 р., 4 – відносна площа покритої частини диску Сонця A (функція покриття), 5 – рівень інтенсивності S сонячного випромінювання. Пунктирна лінія показує очікувані варіації ПЕВ за відсутності СЗ

Fig. 4. Time dependence of the TEC along flying G02 relative HYDE station. Curves 1 – TEC for June 21, 2020, 2 – TEC for June 20, 2020, 3 – TEC for June 22, 2020, 4 – a relative square of covered part of a Sun's disk A (cover function), 5 – intensity level of the Sun's radiation S .

The dotted line shows an TEC expected variations in the case of absent of SE

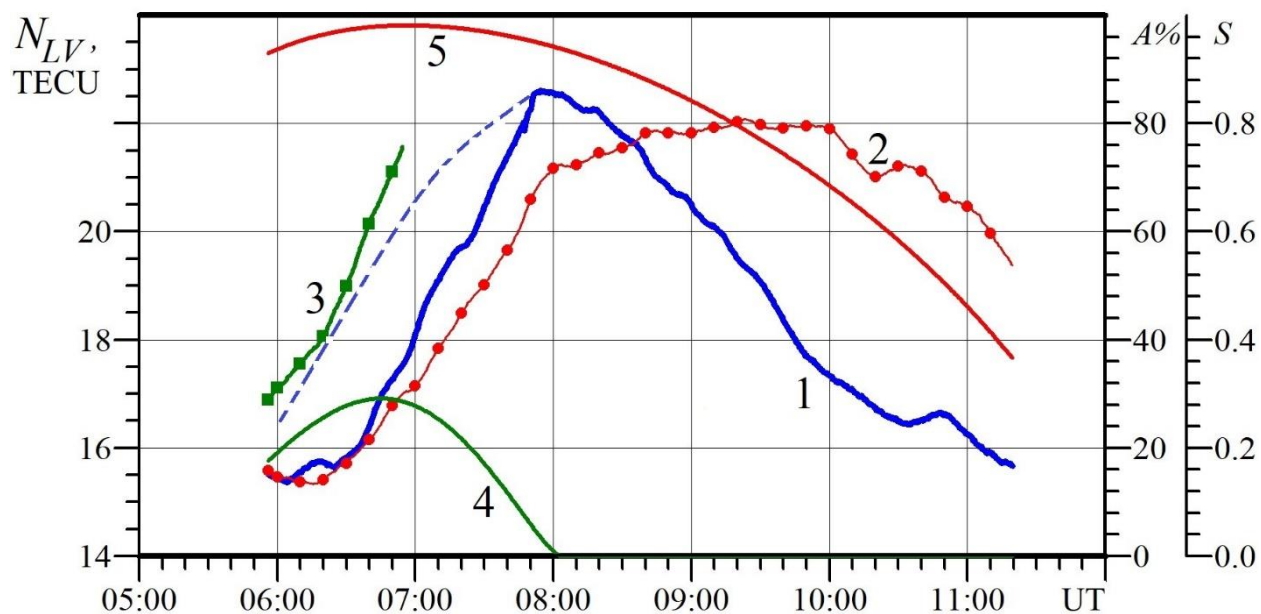


Рис. 5. Те ж, що й на Рис. 4, вздовж прольоту супутника G05
Fig. 5. The same as in Fig. 4, along the flying of the G05 satellite

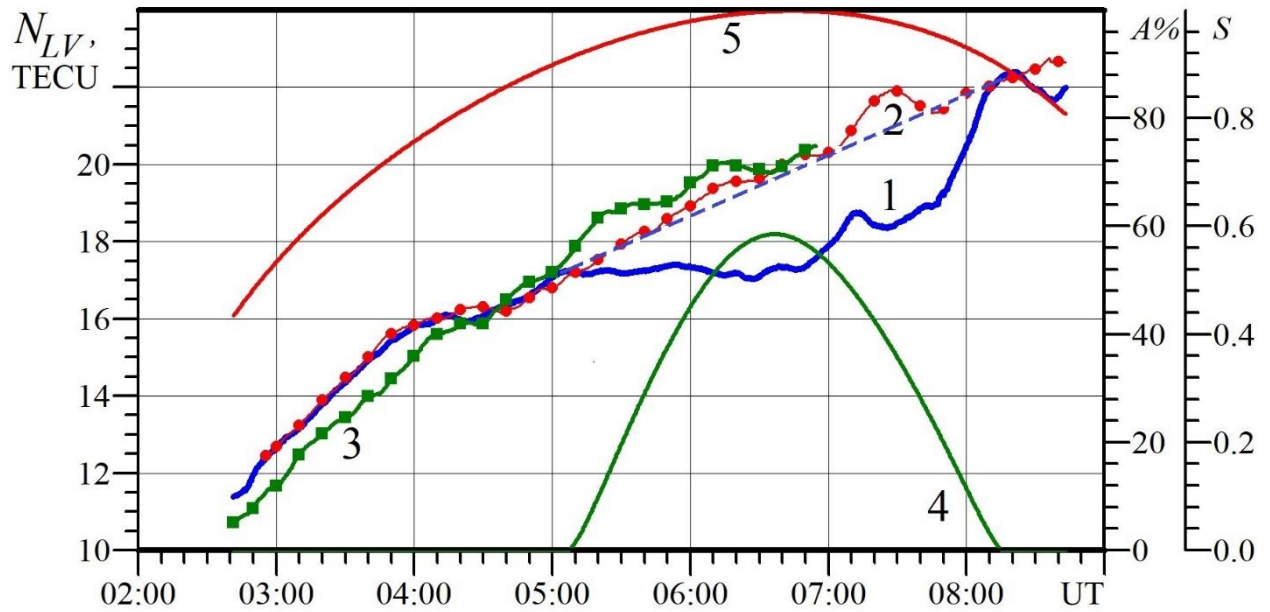


Рис. 6. Те ж, що й на Рис. 4, вздовж прольоту супутника G06
 Fig. 6. The same as in Fig. 4, along the flying of the G06 satellite

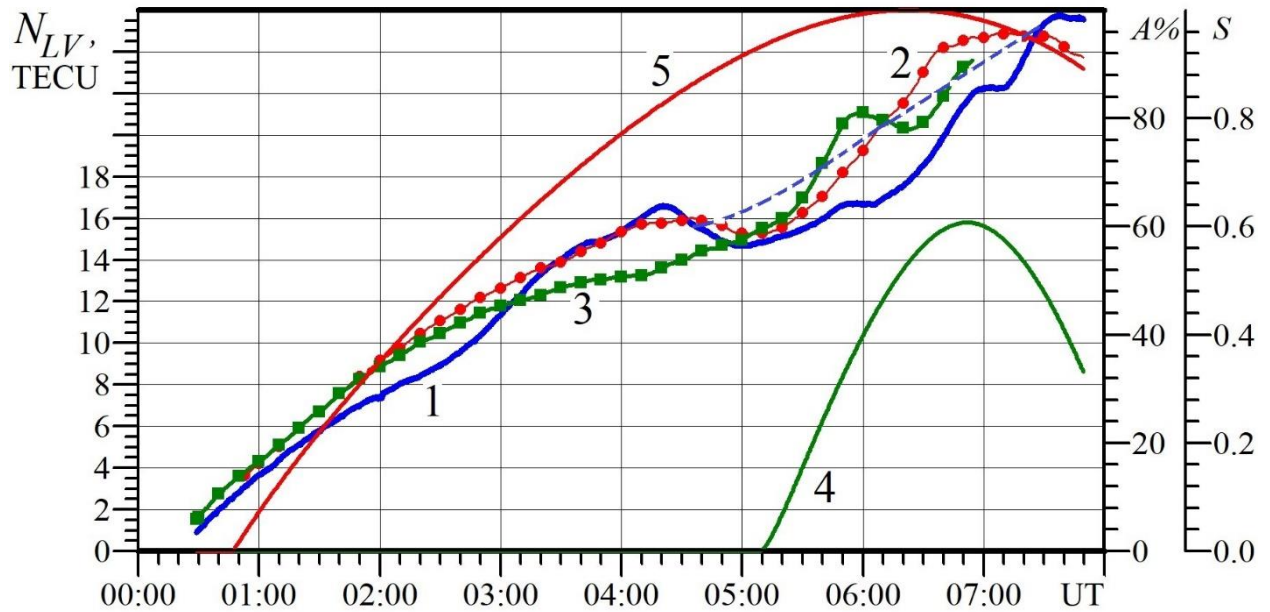


Рис. 7. Те ж, що й на Рис. 4, вздовж прольоту супутника G17
 Fig. 7. The same as in Fig. 4, along the flying of the G17 satellite

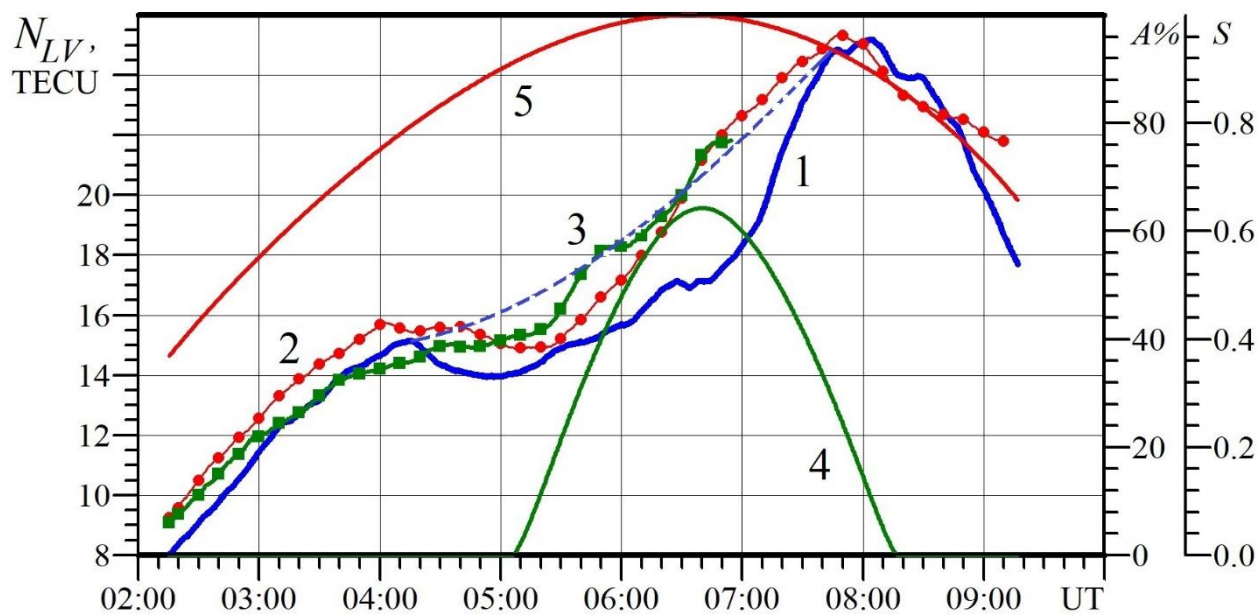


Рис. 8. Те ж, що й на Рис. 4, вздовж прольоту супутника G19
 Fig. 8. The same as in Fig. 4, along the flying of the G19 satellite

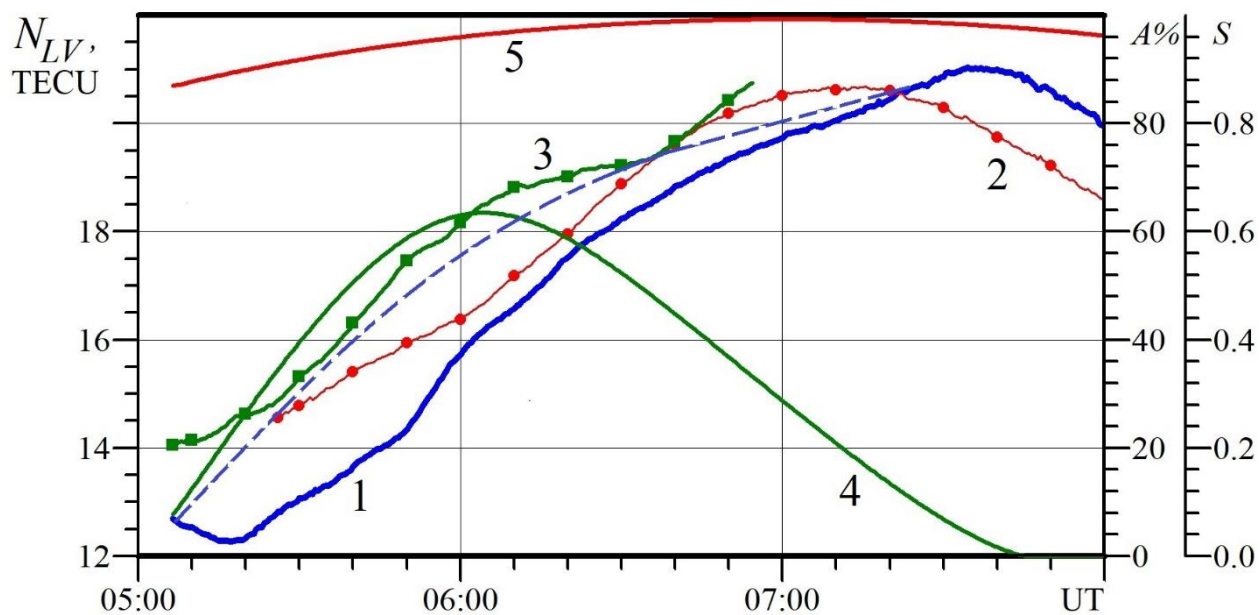


Рис. 9. Те ж, що й на Рис. 4, вздовж прольоту супутника G24
 Fig. 9. The same as in Fig. 4, along the flying of the G24 satellite

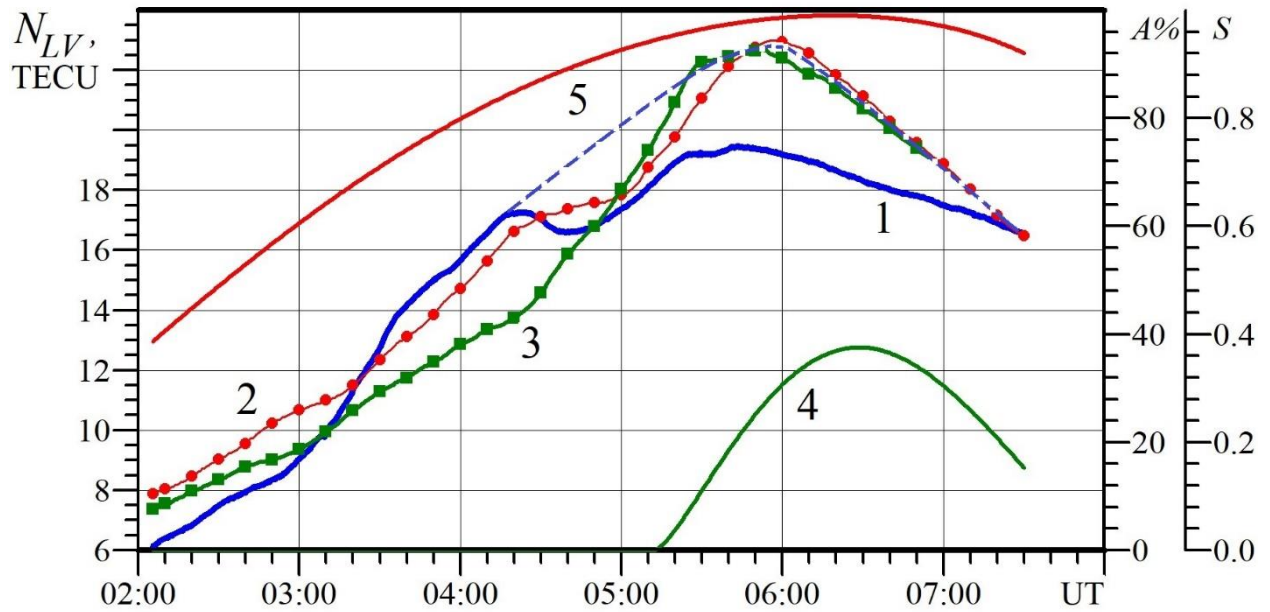


Рис. 10. Те ж, що й на Рис. 4, вздовж прольоту супутника G28
 Fig. 10. The same as in Fig. 4, along the flying of the G28 satellite

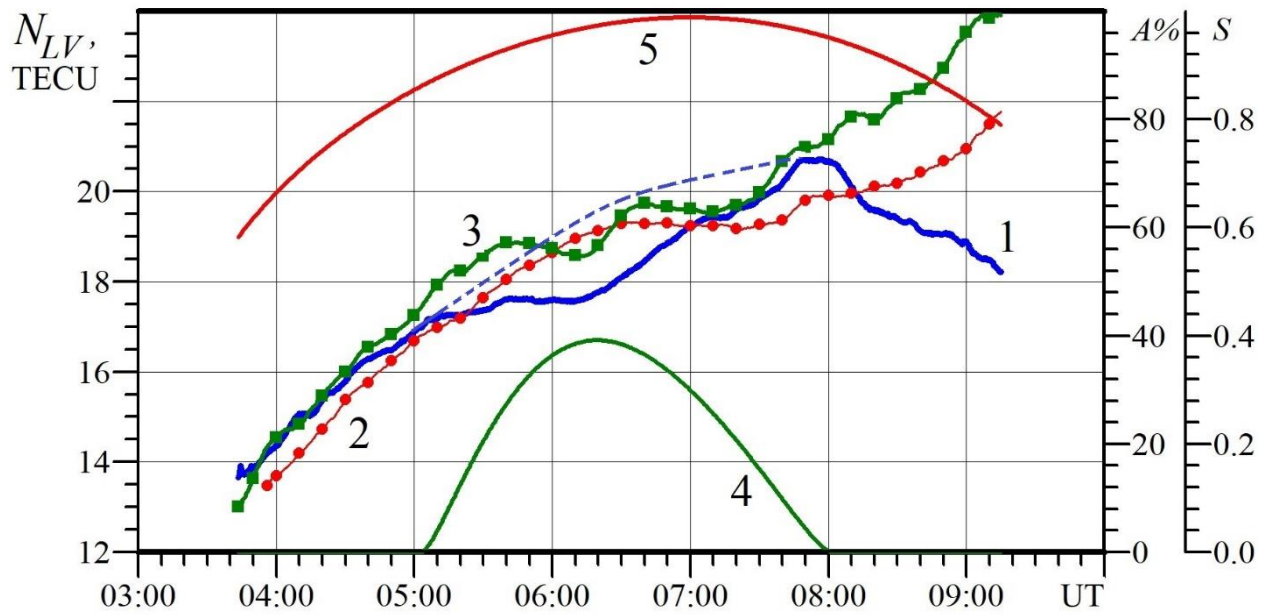


Рис. 11. Те ж, що й на Рис. 4, відносно станції IISC вздовж прольоту супутника G02
 Fig. 11. The same as in Fig. 4, relative to the IISC station along the flying of the G02 satellite

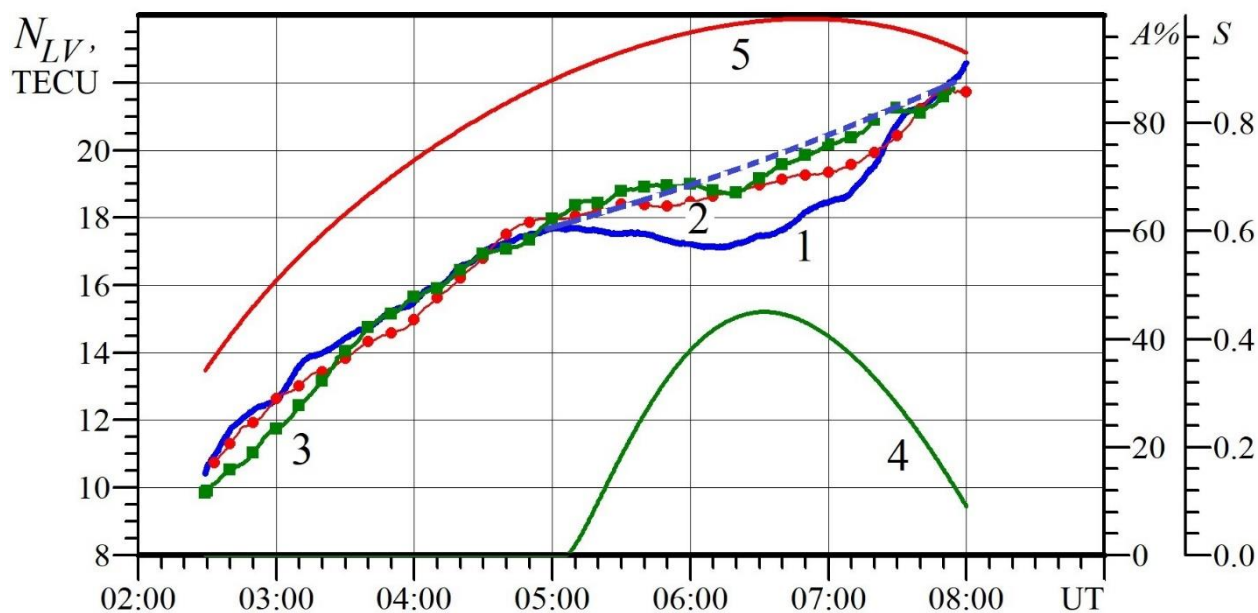


Рис. 12. Те ж, що й на Рис. 4, відносно станції IISC вздовж польоту супутника G06
 Fig. 12. The same as in Fig. 4, relative to the IISC station along the flying of the G06 satellite

ОБГОВОРЕННЯ

СЗ 21 червня 2020 р. мало декілька особливостей. По-перше, воно мало місце поблизу екватора, де чітко проявляється екваторіальна іоносферна аномалія та фонтан-ефект, тобто провал в значенні концентрації електронів поблизу магнітного екватору. По-друге, затемнення спостерігалось поблизу періоду літнього сонцестояння, коли Сонце на висотах більше ~ 250 км не заходить. По-третє, СЗ розпочалося до світанку. По-четверте, затемнення було кільцеподібним.

Як відомо, СЗ супроводжується блокуванням сонячного випромінювання, що призводить до охолодження атмосфери та іоносферної плазми, зменшення концентрації електронів N у іоносфері, активізації ролі потоків плазми та фотоелектронів, процесів переносу з однієї півкулі в іншу, підсилення горизонтальних вітрів, спрямованих до охолодженої частини атмосфери, збурення електропровідності іоносфери, електричного поля та електричних струмів, порушення фонтан-ефекту. Все це призводить до нетривіальних варіацій N і ПЕВ.

Часові варіації ПЕВ у вертикальному стовпі $N_V(t)$ дозволяють оцінити незбурене затемненням N_{V0} та його збурення $\Delta N_V = N_V - N_{V0}$ та відносне збурення $\delta_V = \Delta N_V / N_{V0}$. Ці значення в залежності від максимального значення фази затемнення M_{\max} для різних супутників наведено у табл. 2.

Таблиця 2. Залежність параметрів іоносфери від M_{\max}

Table 2. Ionosphere parameters dependence on M_{\max}

Супутник	G05	G28	G02	G06	G02	G06	G17	G19	G24
M_{\max}	0.313	0.389	0.390	0.453	0.542	0.588	0.611	0.643	0.993
N_{V0}	22	20	19	19	19.4	19.5	22	21	18
ΔN_V	-4	-2	-1.7	-2	-1.2	-2.5	-4	-4	-2
$\delta_V, \%$	-18	-10	-9	-11	-6	-13	-18	-19	-11

Як видно із табл. 2, спостерігається тенденція до того, що більшому значенню M_{\max} відповідає більше значення $|\delta_V|$. Але є три винятки: за M_{\max} , що становили 0.313, 0.542 та 0.993. Значення $\delta_V \approx -18\%$ за $M_{\max} \approx 0.313$ може бути пов'язане з дещо суб'єктивною інтерполяцією залежності $N_{V0}(t)$ та оцінкою ΔN_V , а також з особливостями екваторіальної іоносферної аномалії. Значення $\delta_V = -6\%$ також викликане цією особливістю. Аномально мале значення $|\delta_V| \approx 11\%$ за $M_{\max} = 0.993$ викликане тим, що супутник наближався до області максимального затемнення вранці, коли значення N_V були досить малі. До такого ж висновку дійшли і автори [41].

СЗ, як правило, супроводжуються активізацією хвильової активності (див., наприклад, [45–51]). Під час затемнення 21 червня 2020 р. хвильові збурення практично не спостерігались. Не вдалося з'ясувати, чим це було викликане.

ГОЛОВНІ РЕЗУЛЬТАТИ

1. Проаналізовано часові варіації ПЕВ для траєкторії супутників і розташування приймальних станцій, що знаходилися південніше області максимального затемнення.
2. Для більшості залежностей $N_V(t)$ величина дефіциту N_V збільшувалася при збільшенні фази СЗ. Відхилення від цієї тенденції могло бути пов'язане з особливостями екваторіальної іоносфери.
3. Найбільше зменшення ПЕВ сягало 4 TECU за $M_{\max} \approx -0.643$. Відносне зменшення при цьому складало -19% .
4. В ранковий час зменшення ПЕВ не перевищувало 2 TECU за $N_{V0} \approx 13.5-14.5$ TECU. При цьому $\delta_V = -11\%$.
5. Хвильові процеси, що супроводжували СЗ, практично не спостерігалися.

ФІНАНСУВАННЯ РОБОТИ

Роботу виконано за фінансової підтримки Національного фонду досліджень України, проєкт 2020.02/0015 “Теоретичні та експериментальні дослідження глобальних збурень природного і техногенного походження в системі Земля – атмосфера – іоносфера”. Роботу також частково підтримано в рамках держбюджетних НДР, заданих МОН України (номери держреєстрації 0121U109881 та 0121U109882).

КОНФЛІКТ ІНТЕРЕСІВ

Автори повідомляють про відсутність конфлікту інтересів.

СПИСОК ВИКОРИСТАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ

1. Cheng K, Huang YN, Chen SW. Ionospheric effects of the solar eclipse of September 23, 1987, around the equatorial anomaly crest region. *J. Geophys. Res.* 1992;97(A1):103–112. <https://doi.org/10.1029/91JA02409>
2. Afraimovich EL, Palamartchouk KS, Perevalova NP, Chernukhov VV, Lukhnev AV, Zalutsky VT. Ionospheric effects of the solar eclipse of March 9, 1997, as deduced from GPS data. *Geophys. Res. Lett.* 1998;25(4):465–468. <https://doi.org/10.1029/98GL00186>
3. Tsai HF, Liu JY. Ionospheric total electron content response to solar eclipses. *J. Geophys. Res.* 1999;104(A6):12657–12668. <https://doi.org/10.1029/1999JA900001>
4. Choudhary RK, StMaurice JP, Ambili KM, Sunda S, Pathan BM. The impact of the January 15, 2010, annular solar eclipse on the equatorial and low latitude ionospheric densities. *J. Geophys. Res. Space Phys.* 2011;116(A9):A09309. <https://doi.org/10.1029/2011JA016504>
5. Черногор ЛФ. Физические эффекты солнечных затмений в атмосфере и геокосмосе: Монография. Харьков: ХНУ имени В. Н. Каразина, 2013. 480 с.
6. Coster AJ, Goncharenko L, Zhang SR, Erickson PJ, Rideout W, Vierinen J. GNSS Observations of Ionospheric Variations During the 21 August 2017 Solar Eclipse. *Geophys. Res. Lett.* 2017;44(24):12041–12048. <https://doi.org/10.1002/2017GL075774>
7. Huba JD, Drob D. SAMI3 prediction of the impact of the 21 August 2017 total solar eclipse on the ionosphere/plasmasphere system. *Geophys. Res. Lett.* 2017;44(12):5928–5935. <https://doi.org/10.1002/2017GL073549>
8. Zhang SR, Erickson PJ, Goncharenko LP, Coster AJ, Rideout W, Vierinen J. Ionospheric Bow Waves and Perturbations Induced by the 21 August 2017 Solar Eclipse. *Geophys. Res. Lett.* 2017. 44(24):12067–12073.
9. Cherniak I, Zakharenkova I. Ionospheric Total Electron Content Response to the Great American Solar Eclipse of 21 August 2017. *Geophys. Res. Lett.* 2018;45(3):1199–1208. <https://doi.org/10.1002/2017GL075989>
10. Dang T, Lei J, Wang W, Zhang B, Burns A, Le H, Wu Q, Ruan H, Dou X, Wan W. Global Responses of the Coupled Thermosphere and Ionosphere System to the August 2017 Great American Solar Eclipse. *J. Geophys. Res. Space Phys.* 2018;123(8):7040–7050. <https://doi.org/10.1029/2018JA025566>
11. Lei J, Dang T, Wang W, Burns A, Zhang B, Le H. Long-Lasting Response of the Global Thermosphere and Ionosphere to the 21 August 2017 Solar Eclipse. *J. Geophys. Res. Space Phys.* 2018;123(5):4309–4316. <https://doi.org/10.1029/2018JA025460>
12. Nayak C, Yiğit E. GPS-TEC Observation of Gravity Waves Generated in the Ionosphere During 21 August 2017 Total Solar Eclipse. *J. Geophys. Res. Space Phys.* 2018;123(1):725–738. <https://doi.org/10.1002/2017JA024845>
13. Reinisch BW, Dandenault PB, Galkin IA, Hamel R, Richards PG. Investigation of the Electron Density Variation During the 21 August 2017 Solar Eclipse. *Geophys. Res. Lett.* 2018;45(3):1253–1261.

- <https://doi.org/10.1002/2017GL076572>
14. Sun YY, Liu JY, Lin CCH, Lin CY, Shen MH, Chen CH, Chen CH, Chou MY. Ionospheric Bow Wave Induced by the Moon Shadow Ship Over the Continent of United States on 21 August 2017. *Geophys. Res. Lett.* 2018;45(2):538–544. <https://doi.org/10.1002/2017GL075926>
 15. Wu C, Ridley AJ, Goncharenko L, Chen G. GITM-Data Comparisons of the Depletion and Enhancement During the 2017 Solar Eclipse. *Geophys. Res. Lett.* 2018;45(8):3319–3327. <https://doi.org/10.1002/2018GL077409>
 16. Chen CH, Lin CHC, Matsuo T. Ionospheric responses to the 21 August 2017 solar eclipse by using data assimilation approach. *Prog. Earth Planet. Sci.* 2019;(6):13. <https://doi.org/10.1186/s40645-019-0263-4>
 17. Cnossen I, Ridley AJ, Goncharenko LP, Harding BJ. The Response of the Ionosphere-Thermosphere System to the 21 August 2017 Solar Eclipse. *J. Geophys. Res. Space Phys.* 2019;124(8):7341–7355. <https://doi.org/10.1029/2018JA026402>
 18. Perry GW, Watson C, Howarth AD, Themens DR, Foss V, Langley RB, Yau AW. Topside Ionospheric Disturbances Detected Using Radio Occultation Measurements During the August 2017 Solar Eclipse. *Geophys. Res. Lett.* 2019;46(13):7069–7078. <https://doi.org/10.1029/2019GL083195>
 19. Wang W, Dang T, Lei J, Zhang S, Zhang B, Burns A. Physical Processes Driving the Response of the F₂ Region Ionosphere to the 21 August 2017 Solar Eclipse at Millstone Hill. *J. Geophys. Res. Space Phys.* 2019;124(4):2978–2991. <https://doi.org/10.1029/2018JA025479>
 20. Liu J-Y, Wu T-Y, Sun Y-Y, Pedatella NM, Lin C-Y, Chang LC, Chiu Y-C, Lin C-H, Chen C-H, Chang F-Y, Lee I-T, Chao C-K, Krankowski A. Lunar Tide Effects on Ionospheric Solar Eclipse Signatures: The August 21, 2017 Event as an Example. *J. Geophys. Res. Space Phys.* 2020;125(12):e28472. <https://doi.org/10.1029/2020JA028472>
 21. Zhang R, Le H, Li W, Ma H, Yang Y, Huang H, Li Q, Zhao X, Xie H, Sun W, Li G, Chen Y, Zhang H, Liu L. Multiple technique observations of the ionospheric responses to the 21 June 2020 solar eclipse. *J. Geophys. Res. Space Phys.* 2020;125(12):e2020JA028450. <https://doi.org/10.1029/2020JA028450>
 - <https://doi.org/10.1002/2017GL076054>
 22. Guo Q, Chernogor LF, Garmash KP, Rozumenko VT, Zheng Y. Radio Monitoring of Dynamic Processes in the Ionosphere Over China During the Partial Solar Eclipse of 11 August 2018. *Radio Sci.* 2020;55(2):e2019RS006866. <https://doi.org/10.1029/2019RS006866>
 23. Aa E, Zhang SR, Erickson PJ, Goncharenko LP, Coster AJ, Jonah OF, Lei J, Huang F, Dang T, Liu L. Coordinated ground-based and space-borne observations of ionospheric response to the annular solar eclipse on 26 December 2019.; *J. Geophys. Res.: Space Phys.* 2020;125(11):e2020JA028296. <https://doi.org/10.1029/2020JA028296>
 24. Zhang SR, Erickson PJ, Vierinen J, Aa E, Rideout W, Coster AJ, Goncharenko LP. Conjugate ionospheric perturbation during the 2017 solar eclipse. *J. Geophys. Res. Space Phys.* 2021;126(2):e2020JA028531. <https://doi.org/10.1029/2020JA028531>
 25. Черногор ЛФ, Гармаш КП, Жданко ЄГ, Леус СГ, Luo Y. Особливості іоносферних ефектів часткового сонячного затемнення над Харковом 10 червня 2021 р. *Радіофізика і радіоастрономія.* 2021;26(4):326–343. <https://doi.org/10.15407/rpra26.04.326>
 26. Черногор ЛФ, Милованов ЮБ, Luo Y. Ефекти сонячного затемнення 10 червня 2021 р. в іоносфері високих широт: результати GPS-спостережень. *Радіофізика і радіоастрономія.* 2022;27(1):15–31.
 27. Черногор ЛФ, Гармаш КП. Іоносферні процеси протягом часткового сонячного затемнення над Харковом 10 червня 2021 р. *Кінематика і фізика небесних тіл.* 2022;38(2):3–22.
 28. Черногор ЛФ, Милованов ЮБ. Іоносферні ефекти сонячного затемнення 10 червня 2021 р. в Заполяр'ї. *Кінематика і фізика небесних тіл.* 2022;38 [У друці].
 29. Dang T, Lei JH, Wang WB, Yan MD, Ren DX, Huang FQ. Prediction of the thermospheric and ionospheric responses to the 21 June 2020 annular solar eclipse. *Earth Planet. Phys.* 2020;4(3):231–237. <https://doi.org/10.26464/epp2020032>
 30. Huang F, Li Q, Shen X, Xiong C, Yan R, Zhang S-R, Wang W, Aa E, Zhong J, Dang T, Lei J. Ionospheric responses at low latitudes to the annular solar eclipse on 21 June 2020; *J. Geophys. Res. Space Phys.* 2020;125(10):e2020JA028483. <https://doi.org/10.1029/2020JA028483>
 31. Le H, Liu L, Ren Z, Chen Y, Zhang H. Effects of the 21 June 2020 solar eclipse on conjugate hemispheres: A modeling study. *J. Geophys. Res. Space Phys.* 2020;125(11):e2020JA028344. <https://doi.org/10.1029/2020JA028344>
 32. Aa E, Zhang S-R, Shen H, Liu S, Li J. Local and conjugate ionospheric total electron content variation during the 21 June 2020 solar eclipse. *Adv. Space Res.* 2021;68(8):3435–3454. <https://doi.org/10.1016/j.asr.2021.06.015>

33. Chen Y, Feng P, Liu C, Chen Y, Huang L, Duan J, Hua Y, Li X. Impact of the annular solar eclipse on June 21, 2020 on BPL time service performance. *AIP Advances*. 2021;11(11):115003. <https://doi.org/10.1063/5.0064445>
34. Huang L, Liu C, Chen Y, Wang X, Feng P, Li X. Observations and analysis of the impact of annular eclipse on 10 MHz short-wave signal in Sanya area on June 21, 2020. *AIP Advances*. 2021;11(11):115317. <https://doi.org/10.1063/5.0068778>
35. Patel K, Singh AK. Changes in atmospheric parameters due to annular solar eclipse of June 21, 2020, over India. *Indian J. Phys.* 2021. <https://doi.org/10.1007/s12648-021-02112-2>
36. Şentürk E, Arqim Adil M, Saqib M. Ionospheric total electron content response to annular solar eclipse on June 21, 2020. *Adv. Space Res.* 2021;67(6):1937–1947. <https://doi.org/10.1016/j.asr.2020.12.024>
37. Shagimuratov II, Zakharenkova IE, Tepenitsyna NY, Yakimova GA, Efishov II. Features of the Ionospheric Total Electronic Content Response to the Annular Solar Eclipse of June 21, 2020. *Geomagn. Aeron.* 2021;61:756–762. <https://doi.org/10.1134/S001679322105011X>
38. Sun YY, Chen CH, Qing H, Xu R, Su X, Jiang C, Yu T, Wang J, Xu H, Lin K. Nighttime ionosphere perturbed by the annular solar eclipse on June 21, 2020; *J. Geophys. Res. Space Phys.* 2021;126(9):e2021JA029419. <https://doi.org/10.1029/2021JA029419>
39. Wang X, Li B, Zhao F, Luo X, Huang L, Feng P, Li X. Variation of Low-Frequency Time-Code Signal Field Strength during the Annular Solar Eclipse on 21 June 2020: Observation and Analysis. *Sensors*. 2021;21(4):1216. <https://doi.org/10.3390/s21041216>
40. Wang J, Zuo X, Sun YY, Yu T, Wang Y, Qiu L, Mao T, Yan X, Yang N, Qi Y, Lei J, Sun L, Zhao B. Multilayered sporadic-E response to the annular solar eclipse on June 21, 2020; *Space Weather*. 2021;19(3):e2020SW002643. <https://doi.org/10.1029/2020SW002643>
41. Zhang R, Le H, Li W, Ma H, Yang Y, Huang H, Li Q, Zhao X, Xie H, Sun W, Li G, Chen Y, Zhang H, Liu L. Multiple technique observations of the ionospheric responses to the 21 June 2020 solar eclipse. *J. Geophys. Res. Space Phys.* 2021;125(12):e2020JA028450. <https://doi.org/10.1029/2020JA028450>
42. Tripathi G, Singh SB, Kumar S, Ashutosh K Singh, Singh R, Singh AK. Effect of 21 June 2020 solar eclipse on the ionosphere using VLF and GPS observations and modeling. *Adv. Space Res.* 2022;6(1):254–265. <https://doi.org/10.1016/j.asr.2021.11.007>
43. Черногор ЛФ, Милованов ЮБ. Ионосферні ефекти сонячного затемнення 11 серпня 2018 року над Китаєм. *Кінематика і фізика небесних тіл*. 2020;36(6):37–64. <https://doi.org/10.15407/kfnt2020.06.037>
44. Universität Bern Astronomisches Institut. Satellite geodesy. CODE Products. URL: ftp.aiub.unibe.ch/CODE/ (дата звернення: 15.09.2021).
45. Бурмака ВП, Таран ВИ, Черногор ЛФ. Волновые процессы в ионосфере в спокойных и возмущенных условиях. 1. Результаты наблюдений на харьковском радаре некогерентного рассеяния. *Геомагнетизм и аэрномия*. 2006;46(2):193–208.
46. Бурмака ВП, Таран ВИ, Черногор ЛФ. Волновые процессы в ионосфере в спокойных и возмущенных условиях. 2. Анализ результатов наблюдений и моделирование. *Геомагнетизм и аэрномия*. 2006;46(2):209–218.
47. Черногор ЛФ. Волновой отклик ионосферы на частное солнечное затмение 1 августа 2008 г. *Геомагнетизм и аэрномия*. 2010;50(3):361–376.
48. Черногор ЛФ. Эффекты солнечных затмений в ионосфере: результаты доплеровского зондирования. 1. Экспериментальные данные. *Геомагнетизм и аэрномия*. 2012;52(6):807–817.
49. Черногор ЛФ. Эффекты солнечных затмений в ионосфере: результаты доплеровского зондирования. 2. Спектральный анализ. *Геомагнетизм и аэрномия*. 2012;52(6):818–831.
50. Бурмака ВП, Черногор ЛФ. Солнечное затмение 1 августа 2008 г. над Харьковом. 2. Результаты наблюдений волновых возмущений в ионосфере. *Геомагнетизм и аэрномия*. 2013;53(4):509–521.
51. Panasenko SV, Otsuka Y, van de Kamp M, Chernogor LF, Shinbori A, Tsugawa T, Nishioka M. Observation and characterization of traveling ionospheric disturbances induced by solar eclipse of 20 March 2015 using incoherent scatter radars and GPS networks. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*. 2019;191:105051. <https://doi.org/10.1016/j.jastp.2019.05.015>

REFERENCES

1. Cheng K, Huang YN, Chen SW. Ionospheric effects of the solar eclipse of September 23, 1987, around the equatorial anomaly crest region. *J. Geophys. Res.* 1992;97(A1):103–112. <https://doi.org/10.1029/91JA02409>
2. Afraimovich EL, Palamartchouk KS, Perevalova NP, Chernukhov VV, Lukhnev AV, Zalutsky VT. Ionospheric effects of the solar eclipse of March 9, 1997, as deduced from GPS data. *Geophys. Res. Lett.* 1998;25(4):465–468. <https://doi.org/10.1029/98GL00186>

3. Tsai HF, Liu JY. Ionospheric total electron content response to solar eclipses. *J. Geophys. Res.* 1999;104(A6):12657–12668. <https://doi.org/10.1029/1999JA900001>
4. Choudhary RK, StMaurice JP, Ambili KM, Sunda S, Pathan BM. The impact of the January 15, 2010, annular solar eclipse on the equatorial and low latitude ionospheric densities. *J. Geophys. Res. Space Phys.* 2011;116(A9):A09309. <https://doi.org/10.1029/2011JA016504>
5. Chernogor LF. Physical effects of solar eclipses in atmosphere and geospace. Kharkiv: V. N. Karazin Kharkiv National University, 2013. 480 p. [in Russian].
6. Coster AJ, Goncharenko L, Zhang SR, Erickson PJ, Rideout W, Vierinen J. GNSS Observations of Ionospheric Variations During the 21 August 2017 Solar Eclipse. *Geophys. Res. Lett.* 2017;44(24):12041–12048. <https://doi.org/10.1002/2017GL075774>
7. Huba JD, Drob D. SAMI3 prediction of the impact of the 21 August 2017 total solar eclipse on the ionosphere/plasmasphere system. *Geophys. Res. Lett.* 2017;44(12):5928–5935. <https://doi.org/10.1002/2017GL073549>
8. Zhang SR, Erickson PJ, Goncharenko LP, Coster AJ, Rideout W, Vierinen J. Ionospheric Bow Waves and Perturbations Induced by the 21 August 2017 Solar Eclipse. *Geophys. Res. Lett.* 2017. 44(24):12067–12073.
9. Cherniak I, Zakharenkova I. Ionospheric Total Electron Content Response to the Great American Solar Eclipse of 21 August 2017. *Geophys. Res. Lett.* 2018;45(3):1199–1208. <https://doi.org/10.1002/2017GL075989>
10. Dang T, Lei J, Wang W, Zhang B, Burns A, Le H, Wu Q, Ruan H, Dou X, Wan W. Global Responses of the Coupled Thermosphere and Ionosphere System to the August 2017 Great American Solar Eclipse. *J. Geophys. Res. Space Phys.* 2018;123(8):7040–7050. <https://doi.org/10.1029/2018JA025566>
11. Lei J, Dang T, Wang W, Burns A, Zhang B, Le H. Long-Lasting Response of the Global Thermosphere and Ionosphere to the 21 August 2017 Solar Eclipse. *J. Geophys. Res. Space Phys.* 2018;123(5):4309–4316. <https://doi.org/10.1029/2018JA025460>
12. Nayak C, Yiğit E. GPS-TEC Observation of Gravity Waves Generated in the Ionosphere During 21 August 2017 Total Solar Eclipse. *J. Geophys. Res. Space Phys.* 2018;123(1):725–738. <https://doi.org/10.1002/2017JA024845>
13. Reinisch BW, Dandenault PB, Galkin IA, Hamel R, Richards PG. Investigation of the Electron Density Variation During the 21 August 2017 Solar Eclipse. *Geophys. Res. Lett.* 2018;45(3):1253–1261. <https://doi.org/10.1002/2017GL076572>
14. Sun YY, Liu JY, Lin CCH, Lin CY, Shen MH, Chen CH, Chen CH, Chou MY. Ionospheric Bow Wave Induced by the Moon Shadow Ship Over the Continent of United States on 21 August 2017. *Geophys. Res. Lett.* 2018;45(2):538–544. <https://doi.org/10.1002/2017GL075926>
15. Wu C, Ridley AJ, Goncharenko L, Chen G. GITM-Data Comparisons of the Depletion and Enhancement During the 2017 Solar Eclipse. *Geophys. Res. Lett.* 2018;45(8):3319–3327. <https://doi.org/10.1002/2018GL077409>
16. Chen CH, Lin CHC, Matsuo T. Ionospheric responses to the 21 August 2017 solar eclipse by using data assimilation approach. *Prog. Earth Planet. Sci.* 2019;(6):13. <https://doi.org/10.1186/s40645-019-0263-4>
17. Cnossen I, Ridley AJ, Goncharenko LP, Harding BJ. The Response of the Ionosphere-Thermosphere System to the 21 August 2017 Solar Eclipse. *J. Geophys. Res. Space Phys.* 2019;124(8):7341–7355. <https://doi.org/10.1029/2018JA026402>
18. Perry GW, Watson C, Howarth AD, Themens DR, Foss V, Langley RB, Yau AW. Topside Ionospheric Disturbances Detected Using Radio Occultation Measurements During the August 2017 Solar Eclipse. *Geophys. Res. Lett.* 2019;46(13):7069–7078. <https://doi.org/10.1029/2019GL083195>
19. Wang W, Dang T, Lei J, Zhang S, Zhang B, Burns A. Physical Processes Driving the Response of the F₂ Region Ionosphere to the 21 August 2017 Solar Eclipse at Millstone Hill. *J. Geophys. Res. Space Phys.* 2019;124(4):2978–2991. <https://doi.org/10.1029/2018JA025479>
20. Liu J-Y, Wu T-Y, Sun Y-Y, Pedatella NM, Lin C-Y, Chang LC, Chiu Y-C, Lin C-H, Chen C-H, Chang F-Y, Lee I-T, Chao C-K, Krankowski A. Lunar Tide Effects on Ionospheric Solar Eclipse Signatures: The August 21, 2017 Event as an Example. *J. Geophys. Res. Space Phys.* 2020;125(12):e28472. <https://doi.org/10.1029/2020JA028472>
21. Zhang R, Le H, Li W, Ma H, Yang Y, Huang H, Li Q, Zhao X, Xie H, Sun W, Li G, Chen Y, Zhang H, Liu L. Multiple technique observations of the ionospheric responses to the 21 June 2020 solar eclipse. *J. Geophys. Res. Space Phys.* 2020;125(12):e2020JA028450. <https://doi.org/10.1029/2020JA028450>
<https://doi.org/10.1002/2017GL076054>
22. Guo Q, Chernogor LF, Garmash KP, Rozumenko VT, Zheng Y. Radio Monitoring of Dynamic Processes in the Ionosphere Over China During the Partial Solar Eclipse of 11 August 2018. *Radio Sci.* 2020;55(2):e2019RS006866. <https://doi.org/10.1029/2019RS006866>

23. Aa E, Zhang SR, Erickson PJ, Goncharenko LP, Coster AJ, Jonah OF, Lei J, Huang F, Dang T, Liu L. Coordinated ground-based and space-borne observations of ionospheric response to the annular solar eclipse on 26 December 2019.; *J. Geophys. Res.: Space Phys.* 2020;125(11):e2020JA028296. <https://doi.org/10.1029/2020JA028296>
24. Zhang SR, Erickson PJ, Vierinen J, Aa E, Rideout W, Coster AJ, Goncharenko LP. Conjugate ionospheric perturbation during the 2017 solar eclipse. *J. Geophys. Res. Space Phys.* 2021;126(2):e2020JA028531. <https://doi.org/10.1029/2020JA028531>
25. Chernogor LF, Garmash KP, Zhdanko YH, Leus SG, Luo Y. Features of ionospheric effects from the partial solar eclipse over the city of Kharkiv on 10 June 2021. *Radio Phys. Radio Astron.* 2021;26(4):326–343. <https://doi.org/10.15407/rpra26.04.326> [In Ukrainian].
26. Chernogor LF., Mylovanov YuB., Luo Y. Effects from the June 10, 2021 solar eclipse in the high-latitude ionosphere: results of GPS observations. *Radio Phys. Radio Astron.* 2022;27(1):15–31 [In Ukrainian].
27. Chernogor LF, Garmash KP. Ionospheric Processes during the Partial Solar Eclipse above Kharkiv on June 10, 2021. *Kinematics and Physics of Celestial Bodies.* 2022;38(2):61–72. <https://doi.org/10.3103/S0884591322020039> [In Ukrainian]
28. Chernogor LF., Mylovanov YuB. Ionospheric Effects from the June 10, 2021 Solar Eclipse in the Polar Region. *Kinematics and Physics of Celestial Bodies.* 2022;38 [In Press]. [In Ukrainian].
29. Dang T, Lei JH, Wang WB, Yan MD, Ren DX, Huang FQ. Prediction of the thermospheric and ionospheric responses to the 21 June 2020 annular solar eclipse. *Earth Planet. Phys.* 2020;4(3):231–237. <https://doi.org/10.26464/epp2020032>
30. Huang F, Li Q, Shen X, Xiong C, Yan R, Zhang S-R, Wang W, Aa E, Zhong J, Dang T, Lei J. Ionospheric responses at low latitudes to the annular solar eclipse on 21 June 2020; *J. Geophys. Res. Space Phys.* 2020;125(10):e2020JA028483. <https://doi.org/10.1029/2020JA028483>
31. Le H, Liu L, Ren Z, Chen Y, Zhang H. Effects of the 21 June 2020 solar eclipse on conjugate hemispheres: A modeling study. *J. Geophys. Res. Space Phys.* 2020;125(11):e2020JA028344. <https://doi.org/10.1029/2020JA028344>
32. Aa E, Zhang S-R, Shen H, Liu S, Li J. Local and conjugate ionospheric total electron content variation during the 21 June 2020 solar eclipse. *Adv. Space Res.* 2021;68(8):3435–3454. <https://doi.org/10.1016/j.asr.2021.06.015>
33. Chen Y, Feng P, Liu C, Chen Y, Huang L, Duan J, Hua Y, Li X. Impact of the annular solar eclipse on June 21, 2020 on BPL time service performance. *AIP Advances.* 2021;11(11):115003. <https://doi.org/10.1063/5.0064445>
34. Huang L, Liu C, Chen Y, Wang X, Feng P, Li X. Observations and analysis of the impact of annular eclipse on 10 MHz short-wave signal in Sanya area on June 21, 2020. *AIP Advances.* 2021;11(11):115317. <https://doi.org/10.1063/5.0068778>
35. Patel K, Singh AK. Changes in atmospheric parameters due to annular solar eclipse of June 21, 2020, over India. *Indian J. Phys.* 2021. <https://doi.org/10.1007/s12648-021-02112-2>
36. Şentürk E, Arqim Adil M, Saqib M. Ionospheric total electron content response to annular solar eclipse on June 21, 2020. *Adv. Space Res.* 2021;67(6):1937–1947. <https://doi.org/10.1016/j.asr.2020.12.024>
37. Shagimuratov II, Zakharenkova IE, Tepenitsyna NY, Yakimova GA, Efishov II. Features of the Ionospheric Total Electronic Content Response to the Annular Solar Eclipse of June 21, 2020. *Geomagn. Aeron.* 2021;61:756–762. <https://doi.org/10.1134/S001679322105011X>
38. Sun YY, Chen CH, Qing H, Xu R, Su X, Jiang C, Yu T, Wang J, Xu H, Lin K. Nighttime ionosphere perturbed by the annular solar eclipse on June 21, 2020; *J. Geophys. Res. Space Phys.* 2021;126(9):e2021JA029419. <https://doi.org/10.1029/2021JA029419>
39. Wang X, Li B, Zhao F, Luo X, Huang L, Feng P, Li X. Variation of Low-Frequency Time-Code Signal Field Strength during the Annular Solar Eclipse on 21 June 2020: Observation and Analysis. *Sensors.* 2021;21(4):1216. <https://doi.org/10.3390/s21041216>
40. Wang J, Zuo X, Sun YY, Yu T, Wang Y, Qiu L, Mao T, Yan X, Yang N, Qi Y, Lei J, Sun L, Zhao B. Multilayered sporadic-E response to the annular solar eclipse on June 21, 2020; *Space Weather.* 2021;19(3):e2020SW002643. <https://doi.org/10.1029/2020SW002643>
41. Zhang R, Le H, Li W, Ma H, Yang Y, Huang H, Li Q, Zhao X, Xie H, Sun W, Li G, Chen Y, Zhang H, Liu L. Multiple technique observations of the ionospheric responses to the 21 June 2020 solar eclipse. *J. Geophys. Res. Space Phys.* 2021;125(12):e2020JA028450. <https://doi.org/10.1029/2020JA028450>
42. Tripathi G, Singh SB, Kumar S, Ashutosh K Singh, Singh R, Singh AK. Effect of 21 June 2020 solar eclipse on the ionosphere using VLF and GPS observations and modeling. *Adv. Space Res.* 2022;6(1):254–265. <https://doi.org/10.1016/j.asr.2021.11.007>

43. Chernogor LF, Mylovanov, YuB. Ionospheric Effects of the August 11, 2018, Solar Eclipse over the People's Republic of China. *Kinemat. Phys. Celest. Bodies.* 2020;36(6):274–290. <https://doi.org/10.3103/S0884591320060021>. [In Ukrainian].
44. Universität Bern Astronomisches Institut. Satellite geodesy. CODE Products. URL: ftp.aiub.unibe.ch/CODE/ (Last access: 15.09.2021).
45. Burmaka VP, Taran VI, Chernogor LF. Wave-Like Processes in the Ionosphere under Quiet and Disturbed Conditions. 1. Kharkov Incoherent Scatter Radar Observations. *Geomagnetism and Aeronomy.* 2006;46(2):183–198. <https://doi.org/10.1134/S0016793206020071>.
46. Burmaka VP, Taran VI, Chernogor LF. Wave-Like Processes in the Ionosphere under Quiet and Disturbed Conditions. 2. Analysis of Observations and Simulation. *Geomagnetism and Aeronomy.* 2006;46(2):199–208. <https://doi.org/10.1134/S0016793206020083>.
47. Chernogor LF. Wave Response of the Ionosphere to the Partial Solar Eclipse of August 1, 2008. *Geomagnetism and Aeronomy.* 2010;50(3):346–361. <https://doi.org/10.1134/S0016793210030096>.
48. Chernogor LF. Effects of solar eclipses in the ionosphere: Results of Doppler sounding: 1. Experimental data. *Geomagnetism and Aeronomy.* 2012;52(6):768–778. <https://doi.org/10.1134/S0016793212050039>
49. Chernogor LF. Effects of Solar Eclipses in the Ionosphere: Doppler Sounding Results: 2. Spectral Analysis. *Geomagnetism and Aeronomy.* 2012;52(6):779–792. <https://doi.org/10.1134/S0016793212050040>
50. Burmaka VP, Chernogor LF. Solar Eclipse of August 1, 2008, above Kharkov: 2. Observation Results of Wave Disturbances in the Ionosphere. *Geomagnetism and Aeronomy.* 2013;53(4):479–491. <https://doi.org/10.1134/S001679321304004X>
51. Panasenko SV, Otsuka Y, van de Kamp M, Chernogor LF, Shinbori A, Tsugawa T, Nishioka M. Observation and characterization of traveling ionospheric disturbances induced by solar eclipse of 20 March 2015 using incoherent scatter radars and GPS networks. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics.* 2019;191:105051. <https://doi.org/10.1016/j.jastp.2019.05.015>

Стаття надійшла до редакції: 20 квітня 2022 р.

Рекомендовано до друку: 6 червня 2022 р.

TEC VARIATIONS IN EQUATORIAL IONOSPHERE DURING JUNE 21, 2020 SOLAR ECLIPSE

L. F. Chernogor, Yu. B. Mylovanov, V. L. Dorokhov, V. A. Podnos, A. M. Tsybal, M. B. Shevelev,

V.N. Karazin Kharkiv National University, Ukraine, 61022, Kharkiv, Svobody Square, 4

Relevance. Solar eclipse (SE) is characterized by numerous dynamic processes in all the Earth's shells and geophysical fields. Each SE is the cause of regular and irregular effects that are unique. This is influenced by the SE magnitude, geographical coordinates, solar activity, time of year, time of day, atmospheric and space weather and other factors. Therefore, the task of a comprehensive and in-depth study of physical processes in geoshells for each new SE is relevant.

The aim of this paper is describing of the results of the analysis of vertical TEC caused by the SE on June 21, 2020 in the area near the Earth's equator. The eclipse was unique in that it was observed in equatorial and subtropical latitudes near the summer solstice and was annular character.

Methods and Methodology. Indian stations located south of the SE magnitude region were selected for analysis. The total error of the TEC assessment does not exceed 0.1 TECU.

Results. Temporal variations of TEC for the trajectory of satellites and the location of receiving stations south of the region of maximum eclipse were analyzed. For most time dependences of the TEC $N_V(t)$, the magnitude of the ΔN_V depression was increased with growth coverage of the Sun's disk. The differences in this dependence can be explained by the peculiarities of the ionosphere in the equatorial belt of the Earth. The largest depression in TEC could be 4 TECU at $M_{\max} \approx -0.643$. The relative variations in the electron concentration were -19% . In the morning, the decrease in TEC did not exceed 2 TECU according to $N_{V0} \approx 13.5\text{--}14.5$ TECU. The relative decrease in electron concentration $\delta_V = -11\%$. During the annular eclipse, changes in the waveform character in variations in the concentration of electrons were practically not detected.

Conclusions. The parameters of TEC temporal variations in the equatorial ionosphere during the annular SE on June 21, 2020 have been established.

KEY WORDS: *equatorial ionosphere, solar eclipse, GPS observations, total electron content, TEC depression*

The article was received by the editors: April 20, 2022.

The article is recommended for printing: June 6 2022

Оригінальна стаття

<https://doi.org/10.26565/2311-0872-2022-36-05>

УДК 537.874

М.Є.КАЛІБЕРДА, к. ф.-м. наук, доц.

e-mail: KaliberdaME@gmail.com

ORCIDL: <https://orcid.org/0000-0002-8169-4360>

С.О. ПОГАРСЬКИЙ, д. ф.-м. наук, проф.

e-mail: SPogarsky@gmail.com

ORCIDL: <https://orcid.org/0000-0003-0833-1421>

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

ДИФРАКЦІЯ Н-ПОЛЯРИЗОВАНОЇ ХВИЛІ НА СКІНЧЕННІЙ ГРАФЕНОВІЙ СТРІЧКОВІЙ РЕШІТЦІ, РОЗТАШОВАНИЙ НА ДІЕЛЕКТРИЧНІЙ ПІДКЛАДЦІ

Актуальність. Графен є досить новим двовимірним матеріалом, властивості якого можна динамічно налаштувати під зовнішнім впливом шляхом застосування електростатичного або магнітостатичного поля. До того ж графен здатен поглинати електромагнітне поле. Графенові стрічкові решітки з підкладкою можуть знайти своє застосування у динамічно настроєних пристроях антенної техніки, у якості частотно-селективних поверхонь, фільтрів, поглиначів, тощо.

Мета роботи. Метою роботи є розв'язання строгих чисельно-аналітичних методів на базі методу сингулярних інтегральних рівнянь на графенові стрічкові решітки на діелектричній підкладці, дослідження електродинамічних властивостей такої структури.

Матеріали та методи. Для розв'язання задачі дифракції плоскої хвилі на скінченній системі графенових стрічок, розміщених на діелектричній підкладці, використовується метод сингулярних інтегральних рівнянь. Розсіяне структурою поле виражається через одну невідому функцію, яка є амплітудою Фур'є. З граничних умов на графенових стрічках та на границі розділу вакуум-діелектрик отримані парні інтегральні рівняння, які зведено до сингулярного інтегрального рівняння з додатковими умовами на системі відрізків відносно невідомої похідної густини струмів на стрічках. Розв'язок отримано з використанням алгоритму типу Найстрема. Ядро сингулярного інтегрального рівняння може мати особливості у вигляді полюсів у точках, які відповідають постійним поширення власних хвиль діелектричного хвилеводу. Для виключення цих особливостей проведено процедуру регуляризації.

Результати. Отримано сингулярне інтегральне рівняння з додатковими умовами. Показано, що досліджувана структура підтримує цілу низку резонансів: плазмонні резонанси, резонанси на решіткових модах, резонанси поблизу аномалій Релея. Положенням плазмонних резонансів на частотній осі можливо керувати динамічно, за рахунок прикладення електростатичного поля. Найбільш вираженим є перший плазмонний резонанс.

Висновки. У роботі з використанням методу сингулярних інтегральних рівнянь отримано строгий розв'язок задачі про дифракцію Н-поляризованих плоских хвиль на решітці з графенових стрічок, які розташовані на верхній частині діелектричної підкладки. Максимуми частотних залежностей перерізів розсіяння та поглинання відповідають плазмонним резонансам. Поблизу резонансів на решітковій моді спостерігається збільшення енергії власних хвиль відповідного діелектричного хвилеводу. Проте їх збудження стає помітним лише для відносно товстої підкладки.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: графенова стрічка, діелектричний хвилевід, сингулярне інтегральне рівняння, антена витікаючої хвилі.

Як цитувати: Каліберда МЄ, Погарський СО. Дифракція Н-поляризованої хвилі на скінченній графеновій стрічковій решітці, розташованій на діелектричній підкладці. Вісник Харківського національного університету імені В. Н. Каразіна. Серія «Радіофізика та електроніка». 2022;36:66-73. <https://doi.org/10.26565/2311-0872-2022-36-05>

In cites: Kaliberda M, Pogarsky S. H-polarized plane wave scattering by graphene strip grating on top of a dielectric substrate. Visnyk of V.N. Karazin Kharkiv National University, series "Radio Physics and Electronics". 2022;36:66-73. <https://doi.org/10.26565/2311-0872-2022-36-05> (In Ukrainian).

ВСТУП

Стрічкові решітки з підкладкою є поширеними розсіючими об'єктами, які знаходять своє застосування у антенній техніці, у якості частотно-селективних поверхонь, фільтрів, тощо [1]. Властивості таких конструкцій здебільшого залежать від геометричних параметрів, які, як правило, є фіксованими і практично не змінюються. Однак використання графену дозволяє динамічно керувати розсіяними полями. Графен є досить новим двовимірним матеріалом, властивості якого можна динамічно налаштувати під зовнішнім впливом шляхом застосування електростатичного або магнітостатичного поля [2, 3]. До того ж,

графен здатен поглинати електромагнітне поле. Ці особливості відкривають великі перспективи для використання графену в настроюваних пристроях [4-9].

У випадку лише електростатичного поля, якщо ширина графенових смужок перевищує 100 нм, провідність графену є скалярною функцією частоти, хімічного потенціалу, часу релаксації електронів і температури. Її можна отримати з формули Кубо [3]. Оскільки шар графену має товщину всього в один атом, його можна розглядати як імпедансну поверхню нульової товщини. Тоді можна застосувати наступні граничні умови

$$E_y^{\pm} = \sigma^{-1}(H_x^+ - H_x^-). \quad (1)$$

де знаки « \pm » означають граничні значення компонентів поля зверху (знизу) відносно межі розділу середовищ.

У [4-7] за допомогою методу сіток у часовій області (FDTD) моделюються різні настроювані пристрої, такі як поглиначі, метаматеріали, датчики. Однак проблеми, пов'язані з наближеними умовами випромінювання, сіткою та великими матрицями заважають досягненню високої точності та контролю похибки. Товщина графену, яка становить лише один атом, вимагає щільної сітки.

У [8-10] запропоновано методи інтегральних рівнянь для аналізу графенових стрічок. У порівнянні з такими чисельними методами, як FDTD або метод скінченних елементів, вони розглядають границю, а не об'єм, як область, у якій шукається розв'язок. Це приводить до меншої кількості невідомих. До того ж такі методи аналітично враховують умову випромінювання та умову на ребрі, що дозволяє отримати результати з контрольованою точністю протягом розумного часу.

У [10] автори цієї статті розглядали графенову стрічкову решітку, розташовану строго всередині діелектричної пластини. При цьому особливий і більш практичний випадок, коли стрічки розташовані на верхній поверхні підкладки, не розглядається. Остання структура потребує модифікації методу та додаткових аналітичних викладок.

У цій роботі розглядається розсіяння H -поляризованої плоскої хвилі на скінченній системі графенових стрічок, розташованих на верхній частині діелектричної підкладки. Розглянута конструкція може бути використана у якості антени витікаючої хвилі [1]. Графенові стрічки можуть підтримувати поверхневі плазмон-поляритонні хвилі та плазмонні резонанси, які виникають лише у випадку H -поляризації. Поблизу цих резонансів спостерігається значне зростання розсіяння та поглинання. Провідність графену демонструє сильну залежність від хімічного потенціалу. В результаті частотою плазмонного резонансу можна динамічно керувати. Діелектрична підкладка є хвилеводною системою та може підтримувати поширення власних хвиль. Ці хвилі не можуть бути збуджені падаючої плоскою хвилею. Проте, якщо діелектрична плита містить всередині чи на поверхні скінченну кількість стрічок, вони збуджуються в результаті розсіяння. Мета статті – вивчити ці ефекти з використанням строгих методів. У цій роботі отримано сингулярне інтегральне рівняння, яке дискретизовано за допомогою алгоритму типу Найстрема [11], [12]. Розв'язок є математично строгим, збіжність заснована на теоремах.

РОЗВ'ЯЗАННЯ ЗАДАЧІ РОЗСІЯННЯ

Припустимо, що плоска H -поляризована хвиля падає з вакууму на графенову стрічкову решітку з діелектричною підкладкою товщиною h і відносною діелектричною проникністю ε . Стрічки передбачаються нескінченними вздовж осі Ox і розташовані так, як показано на Рис.1, y -координати стрічок визначаються множиною L . Залежність від часу у вигляді $\exp(-i\omega t)$ опускається, де ω – кругова частота.

У строгій постановці, крім граничної умови (1), поля повинні задовольняти граничним умовам на границях розділу вакуум-діелектрик:

$$H_x^+ = H_x^-, \quad z=0, \quad y \notin L, \quad (2)$$

$$E_y^+ = E_y^-, \quad z=0, \quad (3)$$

$$H_x^+ = H_x^-, \quad E_y^+ = E_y^-, \quad z=-h. \quad (4)$$

Також поля повинні задовольняти умовам випромінювання та на ребрі. При виконанні зазначених умов розв'язок граничної задачі для рівняння Гельмгольца – єдиний.

Для подальшого розгляду введемо функцію

$$\mu(y) = (H_x^+(y,0) - H_x^-(y,0))/2,$$

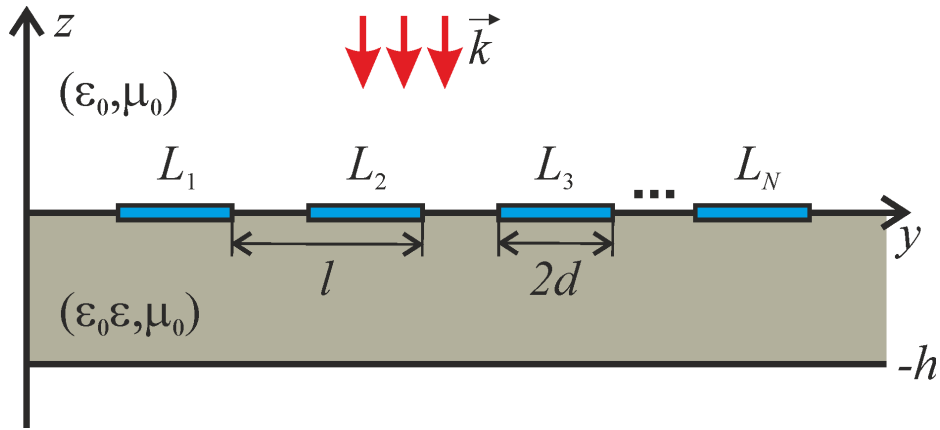


Рис. 1. Геометрія досліджуваної структури
Fig. 1. Structure geometry

яка пропорційна густині струму на стрічках, та функцію

$$F(y) = \mu'(y).$$

У випадку, якщо функція $\mu(y)$ відома, то можуть бути обчислені будь які величини, які можуть цікавити, наприклад розсіяна, випромінена або поглинена енергія. Розв'язок задачі розглядається у спектральній області, тобто в області перетворення Фур'є.

Введемо функцію, яка має сенс амплітуди Фур'є розсіяного поля,

$$c(\xi) = \frac{1}{2\pi k_1} \int_L \mu(y) \exp(-ik_1 \xi y) dy. \quad (5)$$

У виразі (5) також використано умову, що густина струмів дорівнює нулю поза стрічками. У результаті інтегрування відбувається по скінченній множині L .

З використанням стандартних методів гранична задача (1)-(4) для рівняння Гельмгольца може бути зведена до подвійних інтегральних рівнянь відносно амплітуди $c(\xi)$:

$$\int_{-\infty}^{\infty} c(\xi) \exp(ik_1 \xi y) d\xi = 0, \quad y \notin L, \quad (6)$$

$$ik_1 \sqrt{\varepsilon} \frac{\varepsilon + 1}{\varepsilon} \int_{-\infty}^{\infty} c(\xi) \exp(ik_1 \xi y) d\xi + ik_1 \int_{-\infty}^{\infty} c(\xi) \Gamma(\xi) \exp(ik_1 \xi y) d\xi = f(y) \frac{\varepsilon + 1}{\varepsilon}, \quad y \in L, \quad (7)$$

де $f(y) = -\partial H^p(y, z) / \partial z$, $H^p(y, z)$ так зване первинне поле. Воно є сумою поля падаючої плоскої хвилі та поля діелектричної пластини у відсутності стрічок. Функція $\Gamma(\xi)$ – відома. Вона задовольняє наступному асимптотичному виразу

$$\Gamma(\xi) = i|\xi| - \frac{i}{\varepsilon + 1} \frac{1}{|\xi|} + O(\xi^{-3}), \quad \xi \rightarrow \infty. \quad (8)$$

Як можна бачити з (8), підінтегральна функція у другому інтегралі в (7) – зростаюча на нескінченності, $\xi \rightarrow \infty$. Використовується псевдо-диференціальний оператор Гільберта, який дозволяє перетворити другий інтеграл у (7) в інтеграл в сенсі головного значення за Коші. Далі з використанням (5) амплітуда $c(\xi)$ виражається через $\mu(y)$ і після перетворень може бути отримане сингулярне інтегральне рівняння з додатковими умовами:

$$\frac{1}{\pi} PV \int_L \frac{F(\psi)}{\psi - y} d\psi + \frac{1}{\pi} \int_L K(y, \psi) F(\psi) d\psi = f(y), \quad (9)$$

$$\frac{1}{\pi} \int_{L_n} F(\psi) d\psi = 0, \quad n = 1, 2, \dots, N, \quad y \in L, \quad (10)$$

де L_n – множина n -ї стрічки, N – кількість стрічок, PV означає головне значення за Коші. Ядро інтегрального рівняння має вигляд

$$K(y, \psi) = k_1 \int_0^{\infty} i(\Gamma(\xi) - i|\xi|) \frac{\sin(k_1 \xi (y - \psi))}{\xi} d\xi + \begin{cases} ik\pi(\varepsilon + 1)(\sigma Z_0)^{-1}, & \psi \leq y, \\ 0, & \psi > y. \end{cases} \quad (11)$$

Підінтегральна функція у (11) має особливості у вигляді полюсів, які з'являються в результаті збудження власних хвиль діелектричного хвилеводу всередині діелектричної підкладки. Після проведення процедури регуляризації, яка пов'язана з виключенням особливостей за рахунок переходу до інтегрування у комплексній площині [10], інтеграл у (11) може бути обчислено чисельно з використанням числових методів. Числовий розв'язок (9), (10) може бути отримано з використанням методу типу Найстрема [12].

ЧИСЛОВІ РЕЗУЛЬТАТИ

Розглядаються графенові стрічки, які мають наступні параметри: час релаксації електронів $\tau = 1$ пс, температура $T = 300$ К, ширина стрічок $d = 25$ мкм. Відстань між сусідніми стрічками дорівнює 25 мкм. Таким чином період дорівнює $l = 50$ мкм. Хімічний потенціал вимірюється у позасистемних одиницях електрон-вольт (eV). Представлений метод дозволяє проводити дослідження при довільному куті падіння плоскої хвилі. Проте числові результати наведені лише для випадка нормального падіння.

Для перевірки достовірності отриманих результатів на Рис. 2 проведено їх порівняння з результатами, отриманими в комерційному пакеті HFSS. Наведено розподіл магнітного поля у просторі над решіткою при $z = h$ для $N = 5$ еквідистантно розташованих стрічок. Значення частоти обрано поблизу першого плазмонного резонансу. Спостерігається співпадіння результатів з графічною точністю, що дозволяє судити про їх достовірність.

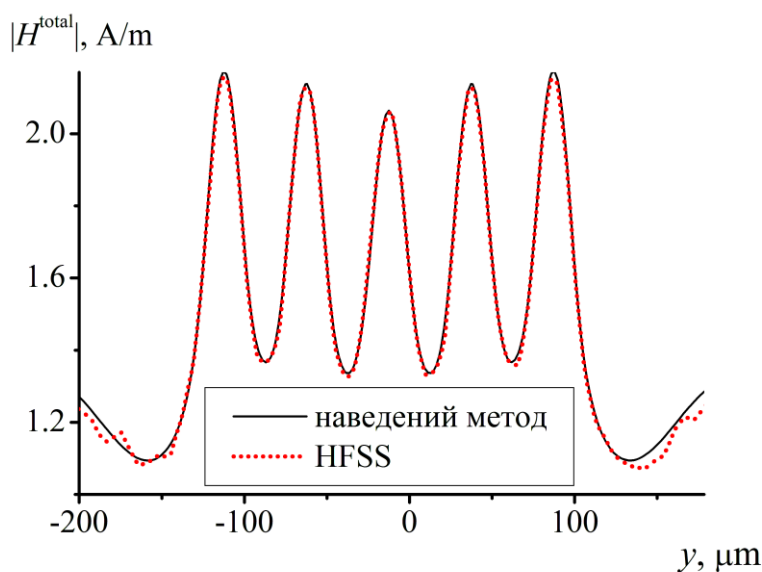


Рис. 2. Розподіл поля при $z = h$, $N = 5$, $\mu_c = 1$ eV, $h = l/7$, $\varepsilon = 2.25$. Порівняння результатів з HFSS.

Fig. 2. Field distribution at $z = h$, $N = 5$, $\mu_c = 1$ eV, $h = l/7$, $\varepsilon = 2.25$. Comparison of our results with HFSS.

Електродинамічні властивості, як зазвичай робиться при дослідженні скінченноелементних решіток, будемо описувати за допомогою перетинів розсіяння. Введемо поперечний перетин розсіяння циліндричних хвиль (CW-SCS) і поперечний перетин поглинання (ACS), які відповідають енергії розсіяних циліндричних хвиль, які поширюються поза діелектричною підкладкою, $z > 0$, $z < -h$, і енергії, яку поглинули графенові стрічки. У зв'язку з тим, що всередині діелектричної підкладки можуть збуджуватися власні хвилі плоского діелектричного хвилеводу також вводиться поперечний перетин розсіяння власних хвиль (GW-SCS), який відповідає енергії, яку переносять ці хвилі. На відміну від циліндричних хвиль, вони переносять енергію вздовж осі Oy .

На Рис.3 представлені залежності CW-SCS, ACS і GW-SCS від частоти. Товщина підкладки обрана такою, щоб могла поширюватися лише одна основна H -поляризована власна хвиля діелектричного хвилеводу. Значення відносної проникності $\varepsilon = 2.25$ відповідає тefлону або поліетилену.

Максимуми залежностей CW-SCS та ACS спостерігаються поблизу плазмонних резонансів. При збільшенні хімічного потенціалу плазмонні резонанси зміщуються до більш великих значень частоти. Найбільш вираженим є перший плазмонний резонанс

У випадку, якщо плоска хвиля падає на діелектричну пластину (без неоднорідностей), власні хвилі відповідного діелектричного хвилеводу не збуджуються. Якщо періодичну решітку розташувати всередині або поверх діелектричної пластини, власні хвилі можуть бути збуджені в результаті розсіяння. У цьому випадку можуть виникати так звані резонанси на решіткових модах або решіткові резонанси (позначені G на Рис.3 в). Ці резонанси пов'язані з періодичністю і переважно залежать від періоду та параметрів пластини. Поблизу цих резонансів спостерігається зростання енергії власних хвиль. Помітимо, що у випадку решітки у вакуумі ці резонанси не можуть збуджуватися. У випадку решіток у вакуумі аналогом цих резонансів, які пов'язані з періодичністю, є резонанси поблизу аномалій Релея.

Розглянута в цій роботі структура з графеновими стрічками на верхній частині пластини підтримує обидва ці типи резонансів: решіткові резонанси і резонанси поблизу аномалій Релея. Для ідеально провідних решіток вони досліджуються, наприклад, у [13]. На Рис.3 проведено ідентифікацію резонансів на решітковій моді в тій самій частотній точці, що й у [13] (з тими ж параметрами решітки), тоді як частота аномалії Релея задовольняє співвідношенню $kl = 2\pi n$, $m = 1, 2, \dots$.

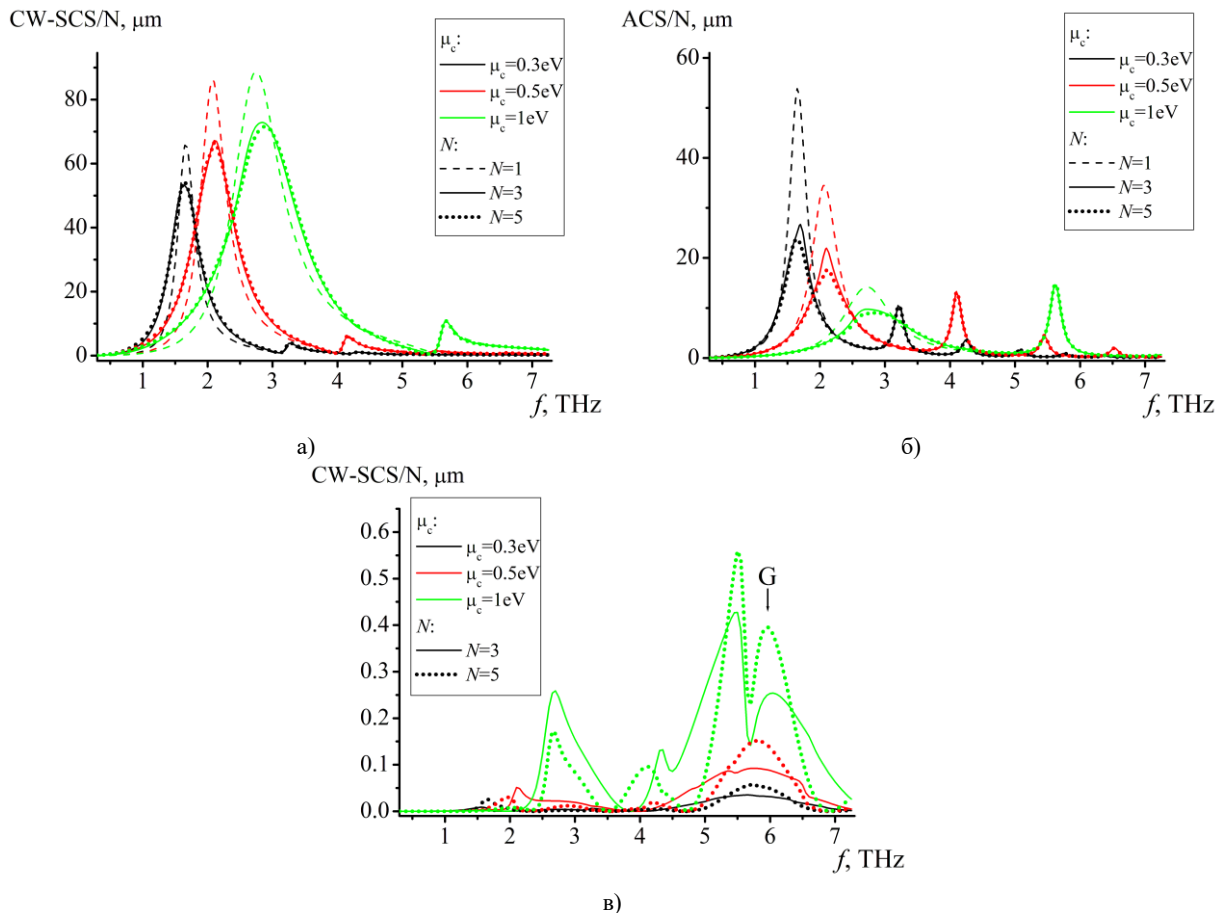


Рис. 3. Залежності CW-SCS, ACS, GW-SCS на одну стрічку від частоти для різних значень хімічного потенціалу μ_c і кількості стрічок N при $h = 1/7$, $\varepsilon = 2.25$.

Fig. 3. Dependences of CW-SCS, ACS, GW-SCS per strip vs. the frequency for different values of chemical potential μ_c and number of strips N , $h = 1/7$, $\varepsilon = 2.25$.

Слід зазначити, що на Рис.3 резонансна частота першої решіткової моди майже співпадає з частотою аномалії Релея, $f = 6$ ТГц. Для ілюстрації резонансного збудження поблизу аномалії Релея обрано інше значення ширини плити, $h = 20$ мкм. На Рис. 4 представлена частотна залежність CW-SCS для відносно

вузької смуги частот поблизу аномалії Релея (позначена як RA) для $N = 5$, $N = 20$, і $N = 40$ стрічок. У випадку H – поляризації резонанси, пов'язані з аномаліями Релея, не дуже виражені. Для ілюстрації їх збудження необхідно розглянути решітку з $N = 40$ стрічок. Резонанси на решіткових модах добре видно навіть для декількох стрічок.

CW-SCS/N, μm

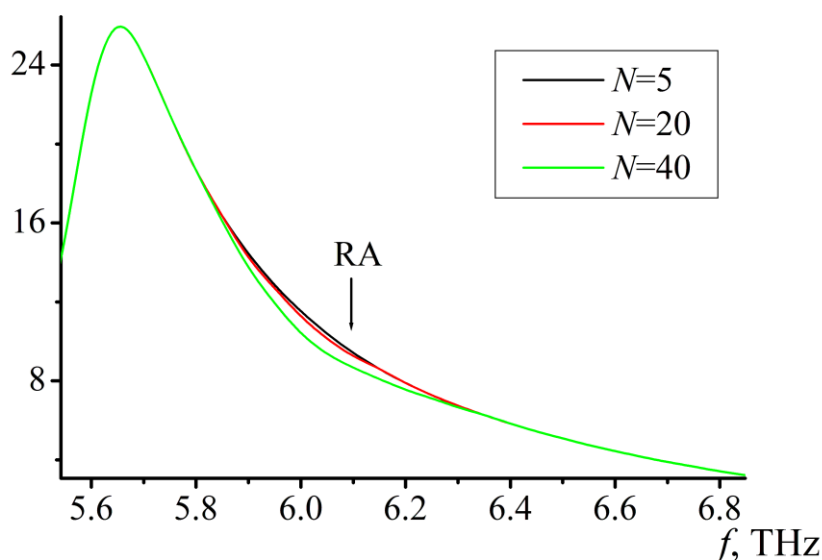


Рис. 4. Залежності CW-SCS на стрічку від частоти поблизу аномалії Релея для $N = 5$, $N = 20$ і $N = 40$ стрічок при $h = 20 \mu\text{m}$, $\mu_c = 1 \text{ eV}$, $\varepsilon = 2.25$.

Fig. 4. Dependences of CW-SCS per strip vs. the frequency near the Rayleigh anomaly for $N = 5$, $N = 20$, and $N = 40$ strips, $h = 20 \mu\text{m}$, $\mu_c = 1 \text{ eV}$, $\varepsilon = 2.25$.

На Рис.5 наведено залежності CW-SCS, ACS і GW-SCS від частоти при $h = 20 \mu\text{m}$. При збільшенні ширини діелектричної підкладки спостерігається зростання енергії власних хвиль діелектричного хвилеводу поблизу резонансу на решіткових модах (див. також Рис.3 с).

Scattering cross sections, μm

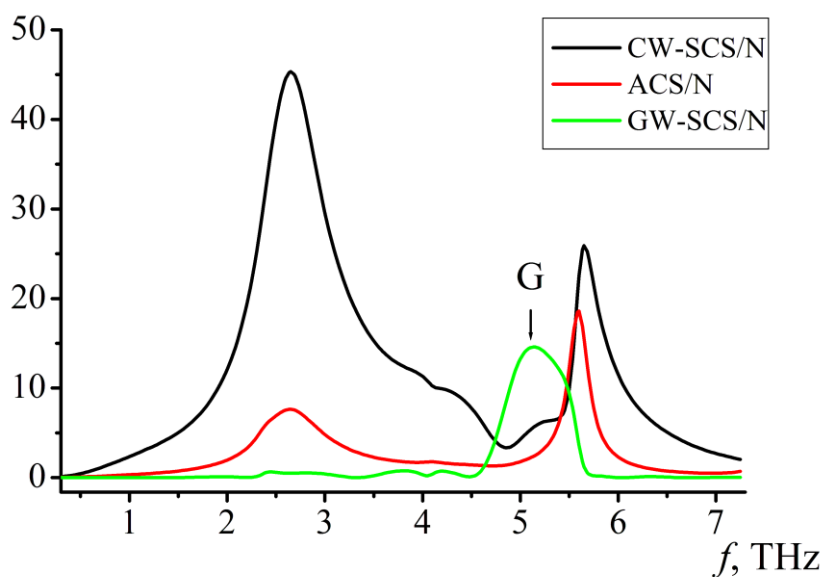


Рис. 5. Залежності CW-SCS, ACS, GW-SCS на стрічку від частоти при $\mu_c = 1 \text{ eV}$, $N = 5$, $h = 20 \mu\text{m}$, $\varepsilon = 2.25$.

Fig. 5. Dependences of CW-SCS, ACS, GW-SCS per strip vs. the frequency for $\mu_c = 1 \text{ eV}$, $N = 5$, $h = 20 \mu\text{m}$, $\varepsilon = 2.25$.

ВИСНОВКИ

У роботі з використанням методу сингулярних інтегральних рівнянь отримано строгий розв'язок задачі про дифракцію плоских хвиль на решітці з графенових стрічок, які розташовані на верхній частині діелектричної підкладки. Максимуми частотних залежностей перерізів розсіяння та поглинання відповідають плазмонним резонансам. Поблизу резонансів на решітковій моді спостерігається збільшення енергії власних хвиль відповідного діелектричного хвилеводу. Проте їх збудження стає помітним лише для відносно товстої підкладки.

КОНФЛІКТ ІНТЕРЕСІВ

Автори повідомляють про відсутність конфлікту інтересів.

REFERENCES

1. Kalinichev VI. Radiation behavior of planar double-layer dielectric waveguides combined with a finite metal-strip grating. *Microw Opt Technol Lett.* 1996; 11(2): 69–73. [https://doi.org/10.1002/\(SICI\)1098-2760\(19960205\)11:2<69::AID-MOP6>3.0.CO;2-M](https://doi.org/10.1002/(SICI)1098-2760(19960205)11:2<69::AID-MOP6>3.0.CO;2-M)
2. Depine RA. *Graphene optics: Electromagnetic solution of canonical problems.* IOP Publishing. 2016.
3. Hanson GW. Dyadic Green's functions and guided surface waves for a surface conductivity model of graphene. *Journal of Applied Physics.* 2008; 103: 064302. <https://doi.org/10.1063/1.2891452>
4. Asgari S, Granpayeh N. Tunable mid-infrared refractive index sensor composed of asymmetric double graphene layers. *IEEE Sensors J.* 2019; 19(14,15): 5686–5691. <https://10.1109/JSEN.2019.2906759>
5. Xu N, Chen J, Wang J, Qin X, Shi J. Dispersion HIE-FDTD method for simulating graphene-based absorber. *IET Microwaves, Antennas & Propagation.* 2017; 11(1): 92–97. <https://doi.org/10.1049/iet-map.2015.0707>
6. Guo Y, Zhang T, Yin WY, Wang XH. Improved hybrid FDTD method for studying tunable graphene frequency-selective surfaces (GFSS) for THz-wave applications. *IEEE Trans THz Sci Technol.* 2015; 5: 358–367.
7. Moharrami F, Atlasbaf Z. Simulation of multilayer graphene–dielectric metamaterial by implementing sbc model of graphene in the HIE-FDTD method. *IEEE Trans Antennas Propagat.* 2020; 68(3): 2238–2245. <https://10.1109/TAP.2019.2948505>
8. Dukhopelnykov SV, Lucido M, Sauleau R, Nosich AI. Circular dielectric rod with conformal strip of graphene as tunable terahertz antenna: interplay of inverse electromagnetic jet, whispering gallery and plasmon effects. *IEEE J of Sel Topics in Quantum Electron.* 2021; 27(1): 4600908. <https://10.1109/JSTQE.2020.3022420>
9. Shapoval OV, Nosich AI. Bulk refractive-index sensitivities of the THz-range plasmon resonances on a micro-size graphene strip. *J Phys D: Appl Phys.* 2016; 49(5): 055105. <https://doi.org/10.1088/0022-3727/49/5/055105>
10. Kaliberda ME, Lytvynenko LM, Pogarsky SA. THz waves scattering by finite graphene strip grating embedded into dielectric slab. *IEEE J of Quantum Electron.* 2020; 56(1): 8500107. <https://10.1109/JQE.2019.2950679>
11. Lifanov IK. *Singular Integral Equations and Discrete Vortices.* Utrecht: VSP, 1996.
12. Gandel' YuV, Polyanskaya TS. Systems of singular integral equations of certain mixed boundary-value problems of mathematical physics. *J Math Sci.* 1990; 48: 144–152.
13. Yevtushenko FO, Dukhopelnykov SV, Nosich AI. H-polarized plane-wave scattering by a PEC strip grating on top of a dielectric substrate: analytical regularization based on the Riemann-Hilbert problem solution. *J of Electromag Waves Applic.* 2020; 34(4): 483–499. <https://doi.org/10.1080/09205071.2020.1722258>

Стаття надійшла до редакції: 14 березня 2022 р.

Рекомендовано до друку: 6 червня 2022 р.

H-POLARIZED PLANE WAVE SCATTERING BY GRAPHENE STRIP GRATING ON TOP OF A DIELECTRIC SUBSTRATE**M.E.Kaliberda, S.A.Pogarsky***V. N. Karazin Kharkiv National University, 4 Svobody sq., Kharkiv, 61022, Ukraine*

Relevance. Graphene is relatively new material which properties can be controlled dynamically under external influence by applying electrostatic or magnetostatic field. Also graphene can absorb electromagnetic field. Graphene strips with substrate can be applied in tunable devices such as antennas, frequency-selective surfaces, filters, absorbers, etc.

The purpose of the work is the development of rigorous methods based on the method of singular integral equations on graphene strip gratings with dielectric substrate, study of electrodynamic properties of the structure.

Materials and methods. To solve the diffraction problem of plane wave by the finite system of graphene strips placed on top of dielectric substrate we use the method of singular integral equations. The field scattered by the structure is expressed in terms of an unknown function, which has sense of Fourier amplitude. From boundary conditions on graphene strips and at the vacuum-dielectric interface the dual integral equations are obtained, which are reduced to the singular integral equation with additional conditions on the system of segments relatively unknown derivative of the currents density on the strips. The solution is obtained by the Nystrom-type algorithm. The kernel-function of the singular integral equations can have singularities in the form of poles at the points, which correspond to the propagation constants of the natural waves of dielectric waveguide. To eliminate the singularities we use the regularization procedure.

Results. The singular integral equation with additional conditions is obtained. It is shown that the structure under study can support various resonances: plasmon resonances, grating-mode resonances, and resonances near the Rayleigh anomaly. The position of plasmon resonances on the frequency axis can be controlled dynamically by applying electrostatic field. The first plasmon resonance is the most pronounced.

Conclusion. The rigorous solution of the H-polarized plane wave scattering by the graphene strip grating placed on top of the dielectric substrate is obtained with the use of the method of singular integral equations. The maxima of frequency dependences of the total scattering and absorption cross sections correspond to plasmon resonances. Near the grating-mode resonance, growth in the power of the natural waves of the dielectric waveguide is observed. However their excitation is noticeable for relatively thick substrate.

KEYWORDS: *graphene strip, dielectric waveguide, singular integral equation, leaky-wave antenna.*

The article was received by the editors: March 14 2022

The article is recommended for printing: June 6 2022

Оригінальна стаття

<https://doi.org/10.26565/2311-0872-2022-36-06>

УДК 537.876.23:537.877

О. В. ГУРІН, н.с.

e-mail: oleg.v.gurin@i.ua ORCID ID: <https://orcid.org/0000-0003-1382-5338>

А. В. ДЕГТЯРЬОВ, к. ф.-м. наук, доц.

e-mail: a.v.degtyarev@karazin.ua ORCID ID: <https://orcid.org/0000-0003-0844-4282>

М. М. ДУБІНІН, Ph.D., н.с.

e-mail: mykola.dubinin@karazin.ua ORCID ID: <https://orcid.org/0000-0002-7723-9592>

В. О. МАСЛОВ, д. ф.-м. наук, проф.

e-mail: v.a.maslov@karazin.ua ORCID ID: <https://orcid.org/0000-0001-7743-7006>

К. І. МУНТЯН, н.с.

e-mail: konmunt21@gmail.com ORCID ID: <https://orcid.org/0000-0001-6479-3511>

В. М. РЯБИХ, н.с.

e-mail: v.ryabykh@karazin.ua ORCID ID: <https://orcid.org/0000-0002-3526-292X>

О. О. СВИСТУНОВ, аспірант

e-mail: oleg.svistunov.98@gmail.com ORCID ID: <https://orcid.org/0000-0002-4967-5944>

В. С. СЕНЮТА, к. ф.-м. наук, с.н.с.

e-mail: oleg.svistunov.98@gmail.com ORCID ID: <https://orcid.org/0000-0002-4967-5944>

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

СЕЛЕКЦІЯ ТА ФОКУСУВАННЯ МОД ВИЩИХ ПОРЯДКІВ У БЕЗПЕРЕРВНОМУ ХВИЛЕВІДНОМУ ТЕРАГЕРЦОВОМУ ЛАЗЕРІ

Актуальність. Розглядаються задачі селекції та фокусування мод вищого порядку діелектричного хвилевідного лазера. Запропонована та досліджена схема селекції мод в хвилевідних квазіоптичних резонаторах може бути використана при розробці та створенні нових конструкцій лазерних систем з керованими характеристиками для наукових і прикладних досліджень – одномодових лазерів з заданою формою та поляризацією вихідного пучка. Результати досліджень фокусування лазерних пучків можуть бути використані для розв'язання задач, що пов'язані з взаємодією електромагнітних хвиль з речовиною: діагностика поверхні матеріалів, тонких плівок, біологічних об'єктів, досягнення субхвильової роздільної здатності ТГц томографії, для радіолокаційних та телекомунікаційних застосувань тощо.

Мета роботи — встановлення фізичних закономірностей селекції та фокусування хвильових лазерних пучків безперервного випромінювання терагерцового діапазону з різною просторовою поляризацією.

Матеріали та методи. В роботі для розрахунку модових характеристик хвилевідного лазерного резонатора з неоднорідним фазоступеневим дзеркалом використовувався матричний метод. Для вивчення поширення і фокусування лазерних пучків, збуджуваних модами хвилевідного квазіоптичного резонатора в різних зонах дифракції, була застосована векторна теорія Релея-Зоммерфельда. Для експериментального вивчення досліджуваних явищ застосовувалися добре відомі методи вимірювань ТГц діапазону.

Результати. Вперше запропоновано, теоретично обґрунтовано та експериментально підтверджено метод селекції вищої EH_{12q} -моди в лазерному резонаторі терагерцового діапазону, що спирається на розміщені канавки шириною $2,3 - 2,8 \lambda$ на поверхні одного з дзеркал резонатора. Це дозволяє значно збільшити втрати для всіх небажаних мод. При цьому втрати для вищої EH_{12q} -моди залишаються практично незмінними, що створює умови для її переважного збудження. Проведено теоретичні й експериментальні дослідження помірного та гострого фокусування у вільному просторі мод вищого порядку з різною просторовою поляризацією діелектричного хвилевідного резонатора.

Висновки. Показано, що запропоноване фазовоступеневе дзеркало з канавкою ефективно селектує необхідну вищу поперечну моду. Показано, що лінійно поляризована EH_{12q} -мода має максимальну інтенсивність поля в фокальній області лінзи. Для азимутально поляризованих TE_{02q} - та TE_{03q} -мод максимум поля мають центральні лепестки, які помітно зміщені від фокуса лінзи. При гострому фокусуванні в розподілі поля у радіально поляризованих TM_{02q} - та TM_{03q} -мод спостерігається зростання осьової інтенсивності. При цьому їх центральні лепестки, як і у вищих TE_{0nq} -мод, помітно зміщені від фокуса лінзи.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: терагерцовий лазер, діелектричний резонатор, неоднорідне дзеркало, поляризація, селекція, фокусування, моди вищого порядку

© Гурін О. В., Дегтярьов А. В., Дубінін М. М., Маслов В. О., Мунтян К. І., Рябих В. М., Свистунов О. О., Сенюта В. С. 2022

Open access. This article is licensed under a Creative Commons Attribution 3.0 <http://creativecommons.org/licenses/by/3.0/>

Як цитувати: Гурін ОВ, Дегтярьов АВ, Дубінін ММ, Маслов ВО, Мунтян КІ, Рябих ВМ, Свистунов ОО, Сенюта ВС. Селекція та фокусування мод вищих порядків у безперервному хвилевідному терагерцовому лазері. Вісник Харківського національного університету імені В.Н. Каразіна. Серія «Радіофізика та електроніка». 2022; 36:74-86. doi: <https://doi.org/10.26565/2311-0872-2022-36-06>

In cites: Gurin OV, Degtyarev AV, Dubinin MM, Maslov VA, Muntean KI, Ryabykh VM, Senyuta VS, Svystunov OO, Selection and Focusing of Higher-Order Modes in a CW Waveguide Terahertz Laser. Visnyk of V.N. Karazin Kharkiv National University, series "Radio Physics and Electronics". 2022;36:74-86. doi: <https://doi.org/10.26565/2311-0872-2022-36-06> (in Ukrainian).

ВСТУП

Терагерцові (ТГц) лазерні пучки можна використовувати для діагностики тонких плівок і поверхонь матеріалів, дослідження біологічних об'єктів і досягнення субхвильової здатності в томографії, а також у системах передачі та обробки інформації, в системах зв'язку, для обробки зображень і в літографії [1]. Останнім часом значна увага приділяється радіальному і азимутальному поляризованому лазерному випромінюванню. У ряді робіт показано, що таке випромінювання має значну перспективу застосування при створенні оптомагнітних пристроїв, може поліпшити конфігурацію фокусної плями, зменшити фокусну відстань і досягти більшої глибини фокусування [2, 3].

На сьогодні дослідження з селекції та фокусування пучків вищих порядків є актуальними. Більшість робіт в цій області представлено в оптичному діапазоні [4–6]. Автори роботи [7] запропонували метод, заснований на сфері Пуанкаре, для представлення станів поляризації радіально поляризованих векторних пучків Лагерра-Гаусса високого порядку. Гостре фокусування пучків вищого порядку з різною просторовою поляризацією вивчено в [8]. В [9] проведено дослідження гострого фокусування поляризаційно-неоднорідних лазерних пучків вищого порядку методами ближньопільної мікроскопії.

У терагерцовому діапазоні відомий ряд робіт, присвячених вивченню селекції та фокусування пучків з різною просторовою поляризацією. У роботі [10] описаний метод просторової фільтрації для селективного збудження в хвилевідному квазіоптичному резонаторі окремих вищих поперечних типів коливань з високим ступенем дискримінації небажаних мод, заснований на використанні дзеркала з дискретно розташованими на його поверхні неоднорідностями, які поглинають або розсіюють випромінювання. Теоретично та експериментально підтверджено ефективне збудження таких мод у хвилевідному діелектричному резонаторі з неоднорідним амплітудно-ступеневим дзеркалом у терагерцовому діапазоні довжин хвиль ($\lambda = 0,4326$ мм). В [11] запропоновано метод селекції хвилевідної моди вищого порядку, перша нульова точка поля якої уздовж радіального напрямку збігається з краєм вихідного отвору і ефект крайової дифракції пригнічується. У роботі [12] описано заснований на використанні в якості лазерних дзеркал поляризаційно-селективних дифракційних структур спосіб отримання в хвилевідному квазіоптичному резонаторі негаусових мод нижчого порядку з азимутальною поляризацією. Фізичні особливості просторово-енергетичних характеристик мод нижчого порядку з різною просторовою поляризацією поля, що збуджуються модами резонатора лазера на основі круглого діелектричного хвилеводу в ТГц-діапазоні, при їх помірному та гострому фокусуванні у вільному просторі встановлено в [13]. Однак актуальною проблемою для таких генераторів є селекція поперечних мод різного порядку, отримання одномодової генерації та вивчення процесів фокусування даних мод.

Мета даної роботи полягає у встановленні фізичних закономірностей селекції та фокусування мод вищого порядку діелектричного хвилевідного резонатора ТГц лазера.

СЕЛЕКЦІЯ МОДИ ВИЩОГО ПОРЯДКУ З ЛІНІЙНОЮ ПОЛЯРИЗАЦІЄЮ

Структурна схема хвилевідного ТГц лазера з оптичним накачуванням та експериментальної установки для його дослідження, яка докладно описана у [12], представлена на Рис. 1. Для збудження робочої молекули НСООН-лазера використовується працюючий у безперервному режимі генерації з розрядом постійного струму СО₂-лазер, описаний у [14]. Терагерцова комірка представляє собою вакуумну камеру, виконану з круглої пірексової трубки 5 внутрішнім діаметром 35 мм і довжиною 1848 мм, закриту дзеркалами 6 і 7. Профілі поверхонь цих дзеркал обрані, виходячи з необхідності одержання заданої поперечної моди генерації.

Система реєстрації терагерцового випромінювання складається з піроелектричного приймача 10, закріпленого в електромеханічному пристрої, що дозволяє сканувати поперечний розподіл вихідної інтенсивності випромінювання лазера на різних азимутах. Приймач міг розміщуватися на відстанях від 10 см до 1,5 м від вихідного дзеркала 7 комірки. Просторова роздільна здатність приймача змінювалася за допомогою діафрагм, що встановлюються на його вході. При виборі роздільної здатності приймача враховувалася його вольт-ватна чутливість і очікувана ширина пучка випромінювання. При вимірі просторового розподілу інтенсивності випромінювання діаметр діафрагми вибирався в діапазоні від 3 мм

до 0,3 мм.

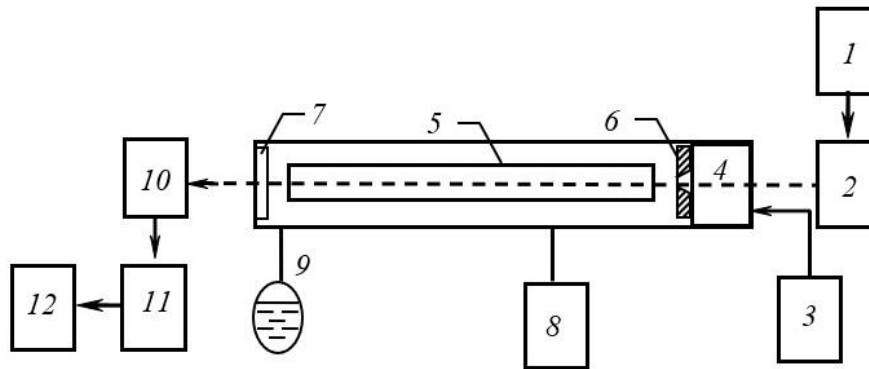


Рис. 1. Структурна схема експериментальної установки: 1 – CO₂-лазер; 2 – система поворотних дзеркал; 3 – електропривод; 4 – механізм переміщення дзеркала; 5 – порожнистий діелектричний хвилевід; 6 – вхідне дзеркало; 7 – вихідне дзеркало; 8 – система відкачування; 9 – колба з HCOOH; 10 – піроелектричний приймач; 11 – селективний підсилювач; 12 – АЦП та комп'ютер.

Fig. 1. A block diagram of an experimental setup: 1 – CO₂ laser; 2 – system of folding mirrors; 3 – electric drive; 4 – mirror motion unit; 5 – hollow dielectric waveguide; 6 – input mirror; 7 – output mirror; 8 – THz cell evacuation system; 9 – retort with HCOOH; 10 – pyroelectric receiver; 11 – selective amplifier; 12 – ADC and computer

Стан поляризації генерованої моди визначався наступним чином. Приймач випромінювання з малою вхідною діафрагмою переміщувався по різних азимутах в поперечній площині пучка випромінювання і в точках максимуму випромінювання визначалося положення площини поляризації за допомогою поляризатора. Як поляризатор використовувалася одномірна дротова решітка з кроком 40 мкм і діаметром дроту 8 мкм.

Потужність випромінювання терагерцового лазера вимірювалася болометричним вимірювачем потужності типу БИМО-1.

Як вихідне однорідне дзеркало резонатора 7 використовувалася емкісна двовимірна сітка, виготовлена напиленням алюмінію через матрицю на плоскопаралельну пластину кристалічного кварцу товщиною 4 мм. Вхідним відбивачем 6 в цьому випадку служило неоднорідне дзеркало з центральним отвором зв'язку діаметром $d = 3$ мм. Проведені розрахунки показали, що при такому діаметрі отвору зв'язку поле на даному дзеркалі практично не відрізняється від поля на дзеркалі без отвору.

Використовуючи матричну методику [15], були проведені розрахунки профілю поверхні вхідного дзеркала 6 для ефективної селекції EH_{12q} -моди у хвилевідному квазіоптичному резонаторі. Для дискримінації поперечних мод на поверхні дзеркала запропоновано виконати канавку, глибина якої обрана рівною $\lambda/4$. В цьому випадку амплітуда коефіцієнта відбиття дзеркала однакова по всій поверхні, а фаза в канавці зсунута на π по відношенню до іншої поверхні дзеркала. В результаті світлова хвиля, що падає на канавку, відбивається в протифазі та інтерферує зі світловою хвилею, відбитою основною частиною дзеркала. Це значно знижує добротність всіх мод, для яких ця канавка знаходиться в області максимальної амплітуди поля. На Рис. 2 наведено розрахункові залежності втрат енергії за круговий обхід мод досліджуваного резонатора від ширини канавки b дифракційного фазоступеневого дзеркала. З рисунку видно, що при розміщенні на дзеркалі канавки шириною $b = 1 - 1,2$ мм ($2,3 - 2,8$) λ , втрати для всіх небажаних мод максимально зростають, а втрати для вищої моди EH_{12q} залишаються практично незмінними. З урахуванням результатів розрахунків відбивну поверхню даного дзеркала запропоновано виконати з канавкою шириною $b = 1,1$ мм (Рис. 3).

На Рис. 4 наведено спектри збуджуваних мод лазера, які отримано експериментально при використанні вхідного плоского однорідного та запропонованого неоднорідного фазовоступеневого дзеркал. В якості вихідного дзеркала служила однорідна двовимірна емкісна сітка. При перестроюванні довжини резонатора, у порівнянні з плоским однорідним (Рис. 4а) дзеркалом, у випадку використання фазовоступеневого дзеркала спостерігаються чотири резонаторні моди, які мають лінійну поляризацію і практично однакову потужність випромінювання (Рис. 4б). Потужність випромінювання ТГц-лазера на модах EH_{11q} , $TE_{01q} + EH_{21q}$ і $EH_{-11q} + EH_{31q}$ складала 8 мВт, на моді $EH_{12q} - 7,9$ мВт. Ці моди були ідентифіковані на підставі отриманих поперечних розподілів та міжмодових інтервалів [16].

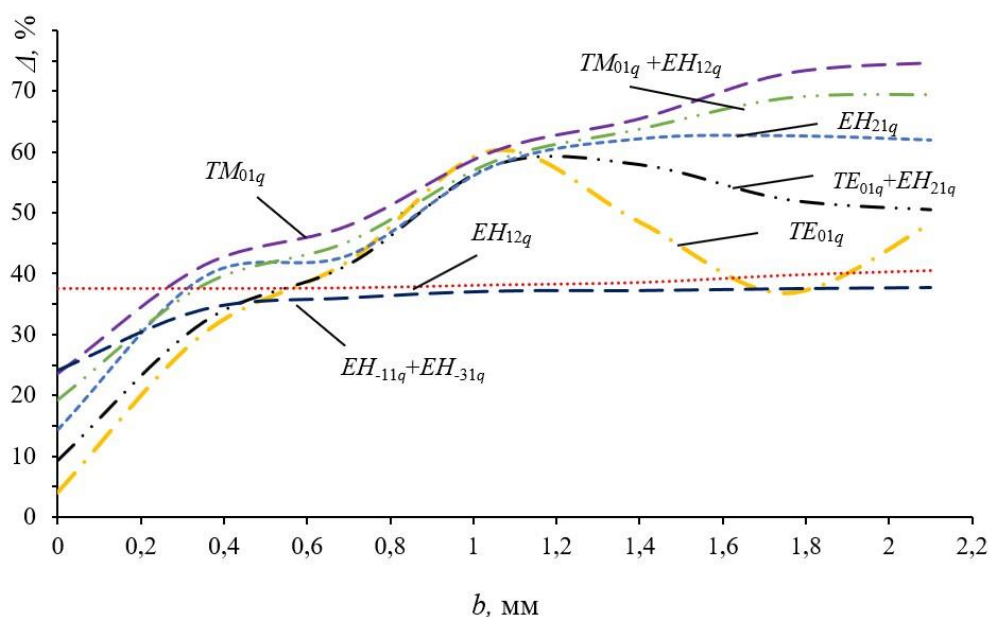


Рис. 2. Розрахункові залежності втрат енергії за круговий обхід Δ мод досліджуваного резонатора від ширини канавки b дифракційного дзеркала.
Fig. 2. Calculated dependences of energy losses per round trip Δ for modes of the studied resonator on the groove width b of the diffractive mirror.

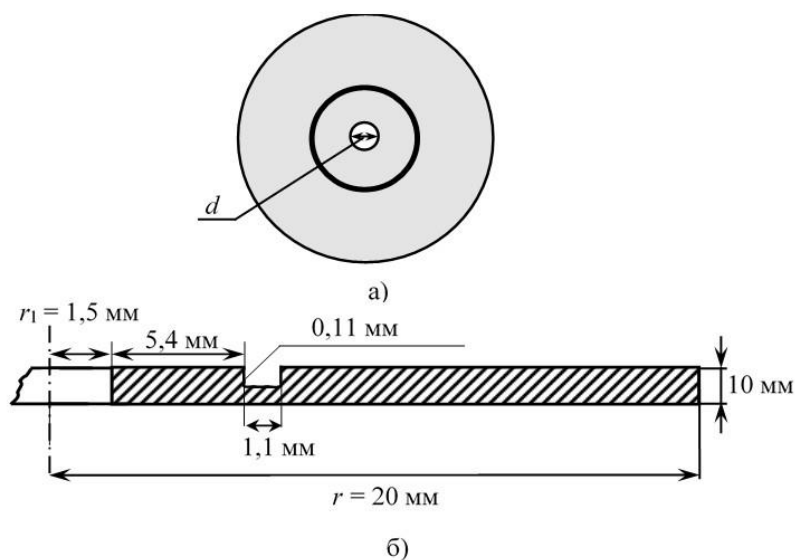


Рис. 3. Профіль вхідного дифракційного фазоступеневого дзеркала: а) рельєф поверхні дзеркала, б) поперечний переріз дзеркала.
Fig. 3. Profile of the input diffractive phase-stepped mirror: (a) relief of mirror surface and (b) transverse cross section of the mirror.

Для резонатора з відбивачем b без канавки поперечний розподіл інтенсивності випромінювання відповідає розподілу для основної хвилевідної моди EH_{11} . При використанні фазоступеневого дзеркала розподіл інтенсивності, отриманий експериментально, якісно збігається з розрахунковим для хвилевідної

моди EH_{12} . Поперечний розподіл інтенсивності поля резонаторної EH_{12q} -моди у дальній зоні дифракції на виході лазера показано на Рис. 5.

Таким чином показано, що запропоноване фазовоступеневе дзеркало з канавкою на його поверхні ефективно селектує необхідну вищу поперечну моду.

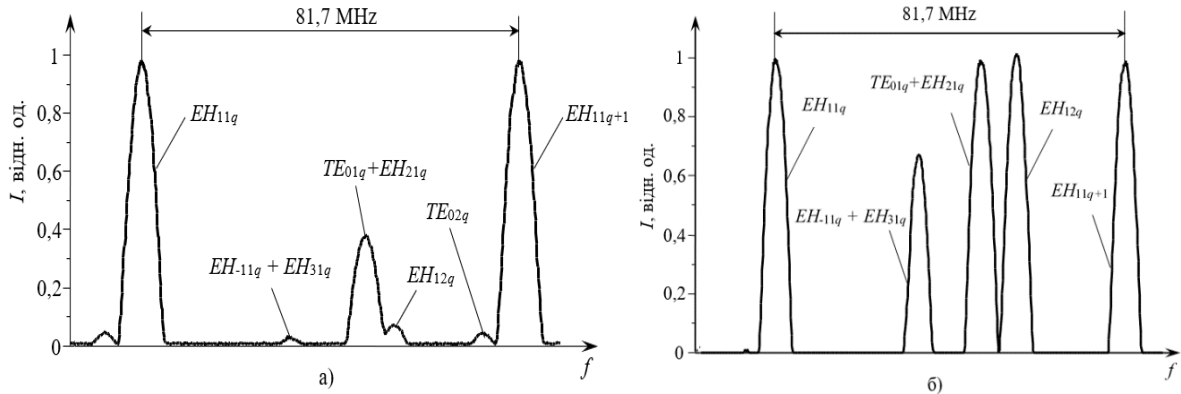


Рис. 4. Перестроювальна характеристика хвилевідного HCOOH-лазера: а) з вхідним плоским однорідним дзеркалом, б) з вхідним фазовоступеневим дзеркалом.

Fig. 4. Tuning characteristic of a waveguide HCOOH laser: a) with an input plane homogeneous mirror, b) with an input phase-stepped mirror.

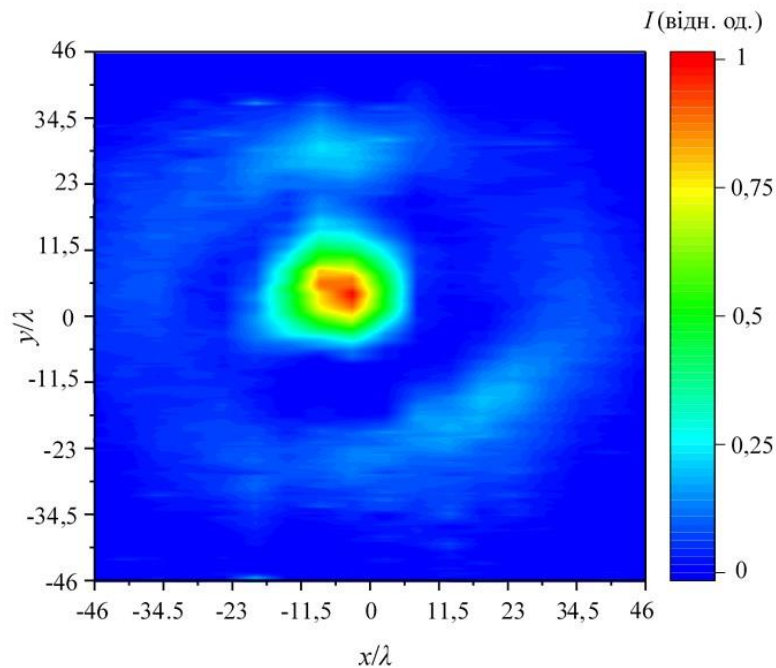


Рис. 5. Експериментальний поперечний розподіл інтенсивності поля EH_{12q} -моди на відстані 300 мм від вихідного дзеркала лазера.

Fig. 5. Experimental transverse distribution of the radiation intensity for the EH_{12q} -mode at a distance of 300 mm from the laser output mirror.

ФОКУСУВАННЯ МОД ВИЩОГО ПОРЯДКУ З РІЗНОЮ ПРОСТОРОВОЮ ПОЛЯРИЗАЦІЄЮ

Теоретичні Співвідношення

Моди досліджуваного лазерного резонатора, що використовуються для фокусування випромінювання, збігаються з модами круглого порожнистого діелектричного хвилеводу [17]. У початковій площині (на вихідному дзеркалі лазера) задамо випромінювання у вигляді вищих азимутально, радіально і лінійно поляризованих TE_{0nq} -, TM_{0nq} -, EH_{1nq} -мод ($n > 1$) відповідно круглого діелектричного хвилеводу радіусом a_1 (Рис. 6). Компоненти поля даних мод у площині джерела в циліндричній системі

координат описуються виразами [17]:

$$TE_{0nq}\text{-мода:} \quad \begin{cases} \vec{E}_r(r, \phi) = 0, \\ \vec{E}_\phi(r, \phi) = A_{0n} \frac{\chi_{0n}}{a_1} J_1\left(\chi_{0n} \frac{r}{a_1}\right), \end{cases} \quad (1)$$

$$TM_{0nq}\text{-мода:} \quad \begin{cases} \vec{E}_r(r, \phi) = B_{0n} \frac{1}{a_1} J_1\left(\chi_{0n} \frac{r}{a_1}\right), \\ \vec{E}_\phi(r, \phi) = 0, \end{cases} \quad (2)$$

$$EH_{1nq}\text{-мода:} \quad \begin{cases} \vec{E}_r(r, \phi) = C_{1n} J_0\left(\chi_{1n} \frac{r}{a_1}\right) \sin(\phi), \\ \vec{E}_\phi(r, \phi) = C_{1n} J_0\left(\chi_{1n} \frac{r}{a_1}\right) \cos(\phi), \end{cases} \quad (3)$$

де $A_{0n} = \frac{1}{\sqrt{\pi} \chi_{0n} J_0(\chi_{0n})}$, $B_{0n} = \frac{1}{\sqrt{\pi} J_2(\chi_{1n})}$, $C_{11} = \frac{1}{a\sqrt{\pi} J_1(\chi_{1n})}$ – нормуючі множники; J_0 , J_1 і J_2 –

функції Бесселя першого роду, χ_{0n} і χ_{1n} – корені рівнянь $J_0(\chi_{0n})=0$ та $J_0(\chi_{1n})=0$.

Використовуючи векторну теорію Релея-Зоммерфельда [18] в непараксимальному наближенні і вирази (1–3), знаходимо компоненти поля TE_{0nq} , TM_{0nq} , EH_{1nq} мод діелектричного резонатора на вхідній апертурі лінзи. Враховуючи функцію фазової корекції лінзи [19] і знову застосувавши інтеграли Релея-Зоммерфельда, запишемо компоненти поля даних мод у фокальній області лінзи.

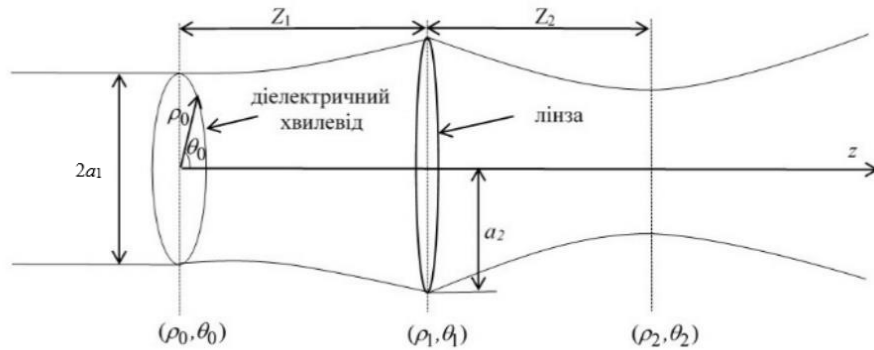


Рис. 6. Розрахункова модель фокусування лазерних пучків.
Fig. 6. Computational model of laser beam focusing

Компоненти поля для азимутально поляризованих TE_{0nq} -мод на відстані z_2 від лінзи мають вигляд:

$$\begin{cases} E_r(\rho_2, \theta_2, z_2) = 0, \\ E_\phi(\rho_2, \theta_2, z_2) = -\frac{k^2 z_1 z_2}{\xi_2^2} \exp(ik\xi_2) A_{0n} \int_0^{a_2} \frac{\exp(ik\xi_1)}{\xi_1^2} \int_0^{a_1} J_1\left(\chi_{0n} \frac{r}{a_1}\right) \times \\ \times J_1(\gamma_1 r) \exp\left(\frac{ikr^2}{2\xi_1}\right) r dr J_1(\gamma_2 \rho_1) \exp\left(\frac{ik\rho_1^2}{2\xi_2}\right) Ph(\rho_1) \rho_1 d\rho_1, \\ E_z(\rho_2, \theta_2, z_2) = 0. \end{cases} \quad (4)$$

Компоненти поля для радіально поляризованих TM_{0nq} -мод на відстані z_2 від лінзи мають вигляд:

$$\left\{ \begin{aligned} E_r(\rho_2, \theta_2, z_2) &= \frac{k^2 z_1 z_2}{\xi_2^2} \exp(ik\xi_2) B_{0n} \int_0^{a_2} \frac{\exp(ik\xi_1)}{\xi_1^2} \int_0^{a_1} J_1\left(\chi_{0n} \frac{r}{a_1}\right) J_1(\gamma_1 r) \times \\ &\quad \times \exp\left(\frac{ikr^2}{2\xi_1}\right) r dr J_1(\gamma_2 \rho_1) \exp\left(\frac{ik\rho_1^2}{2\xi_2}\right) Ph(\rho_1) \rho_1 d\rho_1, \\ E_\phi(\rho_2, \theta_2, z_2) &= 0, \\ E_z(\rho_2, \theta_2, z_2) &= \frac{ik^2 z_1}{\xi_2^2} \exp(ik\xi_2) B_{0n} \int_0^{a_2} \frac{\exp(ik\xi_1)}{\xi_1^2} \int_0^{a_1} J_1\left(\chi_{0n} \frac{r}{a_1}\right) J_1(\gamma_1 r) \times \\ &\quad \times \exp\left(\frac{ikr^2}{2\xi_1}\right) r dr [\rho_1 J_0(\gamma_2 \rho_1) + i\rho_2 J_1(\gamma_2 \rho_1)] \exp\left(\frac{ik\rho_1^2}{2\xi_2}\right) Ph(\rho_1) \rho_1 d\rho_1. \end{aligned} \right. \quad (5)$$

Компоненти поля для азимутально поляризованих EH_{1nq} -мод на відстані z_2 від лінзи мають вигляд:

$$\left\{ \begin{aligned} E_r(\rho_2, \theta_2, z_2) &= \frac{k^2 z_1 z_2}{\xi_2^2} \exp(ik\xi_2) \sin(\theta_2) C_{1n} \int_0^{a_2} \frac{\exp(ik\xi_1)}{\xi_1^2} \times \int_0^{a_1} J_0\left(\chi_{0n} \frac{r}{a_1}\right) J_0(\gamma_1 r) \exp\left(\frac{ikr^2}{2\xi_1}\right) r dr \times \\ &\quad \times J_0(\gamma_2 \rho_1) \exp\left(\frac{ik\rho_1^2}{2\xi_2}\right) Ph(\rho_1) \rho_1 d\rho_1, \\ E_\phi(\rho_2, \theta_2, z_2) &= \frac{k^2 z_1 z_2}{\xi_2^2} \exp(ik\xi_2) \cos(\theta_2) C_{1n} \int_0^{a_2} \frac{\exp(ik\xi_1)}{\xi_1^2} \int_0^{a_1} J_0\left(\chi_{0n} \frac{r}{a_1}\right) J_0(\gamma_1 r) \exp\left(\frac{ikr^2}{2\xi_1}\right) r dr \times \\ &\quad \times J_0(\gamma_2 \rho_1) \exp\left(\frac{ik\rho_1^2}{2\xi_2}\right) Ph(\rho_1) \rho_1 d\rho_1, \\ E_z(\rho_2, \theta_2, z_2) &= \frac{ik^2 z_1}{\xi_2^2} \exp(ik\xi_2) \sin(\theta_2) C_{1n} \int_0^{a_2} \frac{\exp(ik\xi_1)}{\xi_1^2} \int_0^{a_1} J_0\left(\chi_{0n} \frac{r}{a_1}\right) \times \\ &\quad \times J_0(\gamma_1 r) \exp\left(\frac{ikr^2}{2\xi_1}\right) r dr \times [i\rho_1 J_1(\gamma_2 \rho_1) + \rho_2 J_1(\gamma_2 \rho_1)] \exp\left(\frac{ik\rho_1^2}{2\xi_2}\right) Ph(\rho_1) \rho_1 d\rho_1. \end{aligned} \right. \quad (6)$$

де $k = 2\pi / \lambda$ – хвильове число, λ – довжина хвилі; z_1 – відстань від вихідного дзеркала резонатора до лінзи, z_2 – відстань від фокальної площини лінзи до приймача; ρ_1, θ_1, z_1 – циліндричні координати в площині лінзи; $\xi_1 = \sqrt{z_1^2 + \rho_1^2}$; $\gamma_1 = k\rho_1 / \xi_1$; ρ_2, θ_2, z_2 – циліндричні координати в площині спостереження за лінзою; $\xi_2 = \sqrt{(F + z_2)^2 + \rho_2^2}$; $\gamma_2 = k\rho_2 / \xi_2$, a_1 – радіус хвилеводу; a_2 – радіуси лінз; $Ph(\rho_1) = \exp(-i\pi\rho_1^2 / \lambda F)$ – функція фазової корекції лінзи, F – фокусна відстань лінзи.

Результати Розрахунків та їх Аналіз

Згідно з виразами 4 – 6 була розрахована сумарна інтенсивність поля TE_{0nq} -, TM_{0nq} -, EH_{1nq} -мод $I(\rho_2, \theta_2, z_2) = |E_r|^2 + |E_\phi|^2 + |E_z|^2$, а також, враховуючи її особливості [13], інтенсивність поздовжньої компоненти TM_{0nq} -мод в області мінімального розміру сфокусованого пучка при гострому та помірному фокусуванні. Довжина хвилі досліджуваного випромінювання склала 0,4326 мм (лінія генерації ТГц лазера з оптичним накачуванням на молекулі НСООН). Діаметр хвилеводу обраний рівним $2a_1 = 35$ мм, а діаметр лінзи $2a_2 = 50$ мм. Фокусна відстань лінзи F вибиралася відповідно до умови гострого (числова апертура лінзи [20] $NA = 0,68$, де $NA = a_2 / F$) і помірного фокусування ($NA = 0,16$). Для повного перехоплення пучка

відстань z_1 було вибрано рівною 300 мм. Розрахунки проводилися при заданому куті $\theta_2 = \pi / 2$.

Вивчено області максимальної інтенсивності поля, розташовані на відстані z_{Imax} від геометричних фокусів досліджуваних лінз і розраховані діаметри пучків випромінювання досліджуваних мод d_σ у цих областях при помірному та гострому фокусуванні. Через складну структуру поля мод вищого порядку їх діаметр d_σ був розрахований за формулою [21]:

$$d_\sigma = 2 \sqrt{\frac{2 \int_0^{2\pi} \int_0^\infty \rho_2^2 I(\rho_2, \theta_2, z_2) \rho_2 d\rho_2 d\theta_2}{\int_0^{2\pi} \int_0^\infty I(\rho_2, \theta_2, z_2) \rho_2 d\rho_2 d\theta_2}} \quad (7)$$

На Рис. 7 наведено розподіли сумарної інтенсивності поля лінійно поляризованих EH_{12q} - і EH_{13q} -мод при помірному та гострому фокусуванні. На осі сумарна інтенсивність поля даних мод, яка визначається усіма трьома компонентами, має максимум.

На Рис. 8 показані розподіли сумарної інтенсивності поля азимутально поляризованих TE_{02q} - і TE_{03q} -мод при помірному і гострому фокусуванні. Поперечний розподіл сумарної інтенсивності поля азимутально поляризованих TE_{02q} - і TE_{03q} -мод діелектричного резонатора в фокальній області зберігає кільцеподібний вигляд як при помірному, так і при гострому фокусуванні. Максимум поля мають центральні лепестки даних мод, які помітно зміщені від фокуса лінзи. Крім того, сумарна інтенсивність для обох мод визначалася тільки однією поперечною компонентою (4).

Розподіли сумарної інтенсивності поля радіально поляризованих TM_{02q} - і TM_{03q} -мод при помірному та гострому фокусуванні показано на Рис. 9.

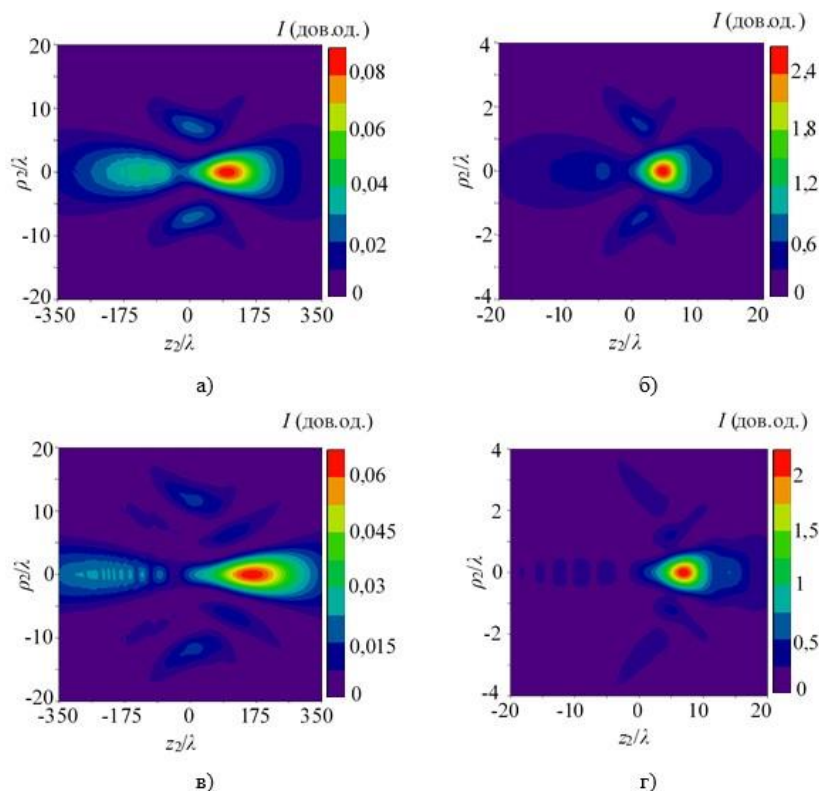


Рис. 7. Розрахункові розподіли сумарної інтенсивності поля EH_{12q} - (а, б) та EH_{13q} - (в, г) мод при помірному (а, в) та гострому (б, г) фокусуванні в фокальній області лінзи

Fig. 7. Calculated distributions of the total field intensity of the EH_{12q} - (a, b) and EH_{13q} - (c, d) modes for moderate (a, c) and sharp (b, d) focusing in the focal region of the lens

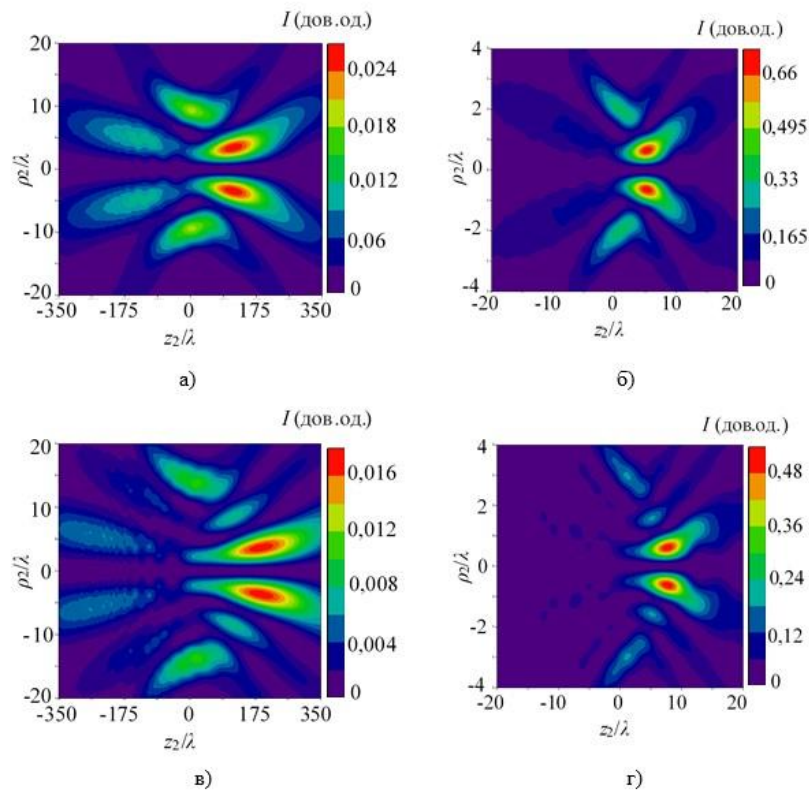


Рис. 8. Розрахункові розподіли сумарної інтенсивності поля TE_{02q^-} (а, б) та TE_{03q^-} (в, г) мод при помірному (а, в) та гострому (б, г) фокусуванні в фокальній області лінзи.

Fig. 8. Calculated distributions of the total field intensity of the TE_{02q^-} (a, b) and TE_{03q^-} (c, d) modes for moderate (a, c) and sharp (b, d) focusing in the focal region of the lens.

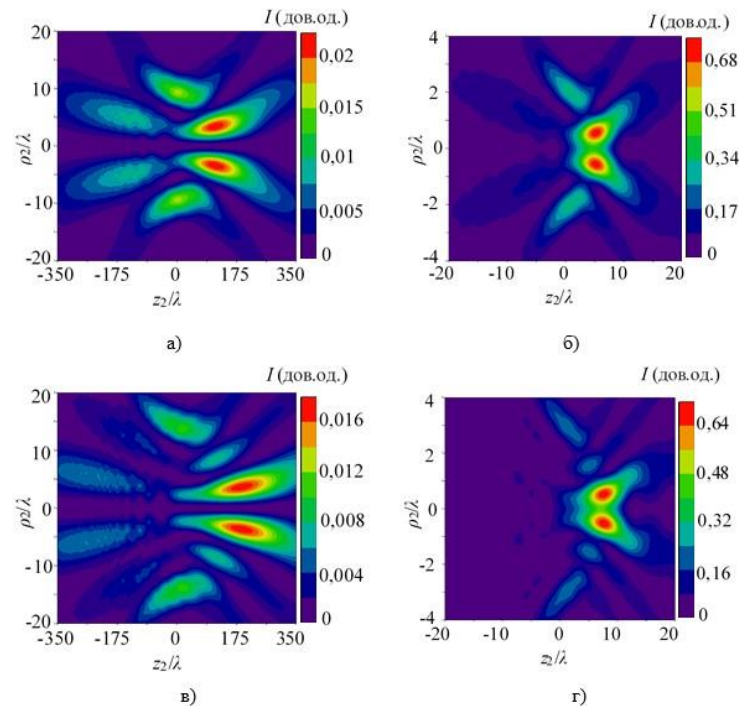


Рис. 9. Розрахункові розподіли сумарної інтенсивності поля TM_{02q^-} (а, б) та TM_{03q^-} (в, г) мод при помірному (а, в) та гострому (б, г) фокусуванні в фокальній області лінзи.

Fig. 9. Calculated distributions of the total field intensity of the TM_{02q^-} (a, б) and TM_{03q^-} (c, d) modes for moderate (a, c) and sharp (b, d) focusing in the focal region of the lens.

З графіків видно, що при гострому фокусуванні в поперечному розподілі поля даних мод спостерігається зростання осьової інтенсивності (Рис. 9б, г), яке відсутнє при помірному фокусуванні (Рис. 9а, в). Поздовжня компонента поля TM_{02q} - і TM_{03q} -мод при гострому фокусуванні дає істотний внесок у загальну інтенсивність даних мод (Рис. 10).

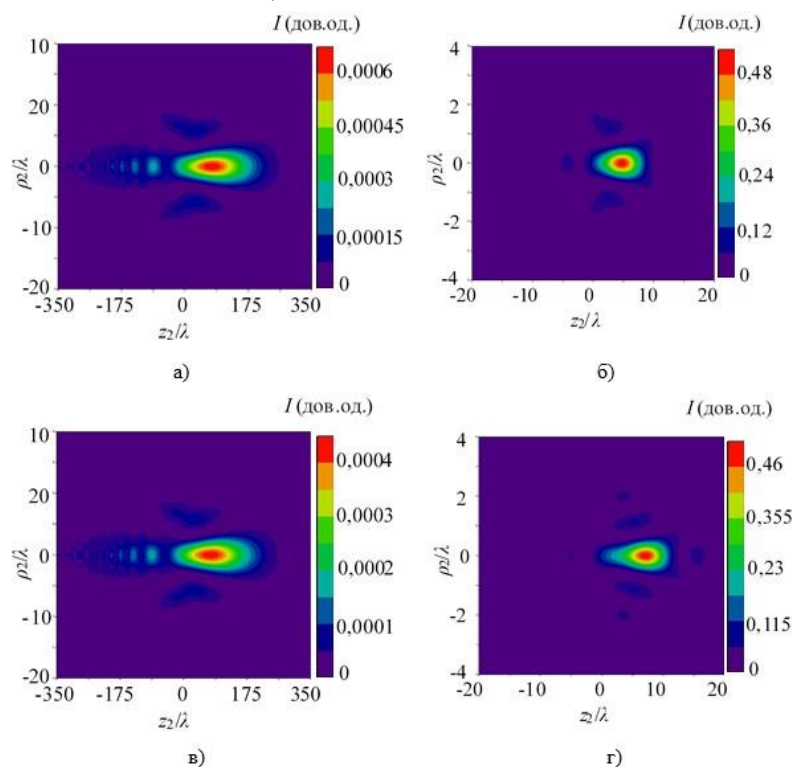


Рис. 10. Розрахункові розподіли інтенсивності поздовжньої компоненти поля TM_{02q} - (а, б) та TM_{03q} - (в, г) мод при помірному (а, в) та гострому (б, г) фокусуванні в фокальній області лінзи.

Fig. 10. Calculated intensity distributions of the longitudinal field component of the TM_{02q} - (a, b) and TM_{03q} - (c, d) modes for moderate (a, c) and sharp (b, d) focusing in the focal region of the lens

Теоретичні результати розташування положень максимальної інтенсивності поля мод вищого порядку від фокуса z_{lmax} , а також їх діаметри d_{σ} в даній області наведено в Табл. 1. Мінімальний діаметр пучка в області максимальної інтенсивності як при гострому, так і при помірному фокусуванні має лінійно поляризована EH_{12q} -мода. Максимальна інтенсивність поля азимутально поляризованої TE_{03q} -моди при обох видах фокусування знаходиться на найбільших відстанях z_{lmax} від геометричних фокусів досліджуваних лінз.

Таблиця 1. Розрахункові результати знаходження положень максимальної інтенсивності мод вищого порядку та діаметри їх фокальних плям.

Table 1. Calculated results of finding the positions of maximum intensity of higher-order modes and the diameters of their focal spots

Типи мод	NA = 0,68		NA = 0,16	
	z_{lmax}/λ	d_{σ}/λ	z_{lmax}/λ	d_{σ}/λ
EH_{12q}	4,71	6,22	75,13	26,50
EH_{13q}	6,80	10,34	139,85	42,99
TE_{02q}	4,95	8,14	98,24	34,10
TE_{03q}	7,95	13,11	164,12	51,95
TM_{02q}	5,18	10,55	90,15	34,48
TM_{03q}	7,26	17,72	153,72	53,17

Порівняння результатів розрахунків і експериментів

Для дослідження фокусування мод вищого порядку в резонаторі ТГц лазера використовувалися вихідне однорідне та вхідне неоднорідне фазоступеневе дзеркало (Рис. 3). Лазер настроювався на лінійно поляризовану вищу моду EH_{12q} (Рис. 4, 5). Діаметр пучка даної моди у вільному просторі в експерименті становив $\text{FWHM} = 16,5\lambda$, а в розрахунках – $\text{FWHM} = 15,96\lambda$.

Для повного перехоплення пучка на відстані $z = 300$ мм були встановлені довгофокусна лінза з фокусною відстанню 160 мм і короткофокусна лінза з фокусною відстанню 36,36 мм. Переміщуючи приймач IO (Рис. 1) уздовж оптичної осі в фокальних областях лінз, було виміряно поперечний розмір пучка випромінювання досліджуваної моди при помірному та гострому фокусуванні.

Експериментально було встановлено, що максимум інтенсивності поля EH_{12q} -моди при помірному фокусуванні знаходився на відстані $z_{\text{max}} = 74,80\lambda$, в розрахунках – $z_{\text{max}} = 75,13\lambda$. При гострому фокусуванні в експерименті максимум інтенсивності поля даної моди знаходився на відстані $z_{\text{max}} = 4,6\lambda$, в розрахунках – $z_{\text{max}} = 4,71\lambda$. Поперечні розподіли інтенсивності на отриманих відстанях сфокусованої EH_{12q} -моди при помірному і гострому фокусуванні наведено на Рис. 11. Діаметр сфокусованої EH_{12q} -моди при помірному фокусуванні ($NA = 0,16$) в експерименті становив $\text{FWHM} = 4,50\lambda$ ($\text{FWHM} = 4,48\lambda$ – в розрахунках), а при гострому ($NA = 0,68$) в експерименті $\text{FWHM} = 0,90\lambda$ ($\text{FWHM} = 1,27\lambda$ – в розрахунках).

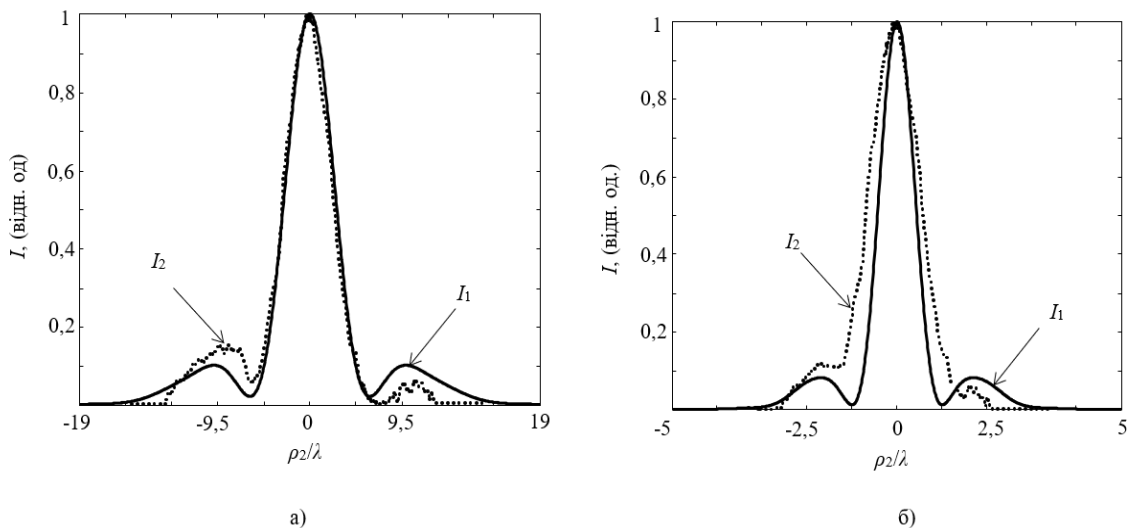


Рис. 11. Розрахункові (I_1) і експериментальні (I_2) поперечні розподіли сумарної інтенсивності поля EH_{12q} -моди при помірному (а) та гострому (б) фокусуванні.

Fig. 11. Calculated (I_1) and experimental (I_2) transverse distributions of the total field intensity of the EH_{12q} -mode for moderate (a) and sharp (b) focusing

ВИСНОВКИ

1. Вперше запропоновано, теоретично обґрунтовано та експериментально підтверджено метод селекції вищої EH_{12q} -моди в лазерному резонаторі терагерцового діапазону, що спирається на розміщенні канавки шириною $2,3 - 2,8 \lambda$ на поверхні одного з дзеркал хвилевідного квазіоптичного резонатора. Це дозволяє значно збільшити втрати для всіх небажаних мод, а втрати для вищої EH_{12q} -моди залишити практично незмінними, що створює умови для її переважного збудження

2. Проведено теоретичні й експериментальні дослідження помірному та гострому фокусуванні мод вищого порядку діелектричного хвилевідного резонатора. Показано, що лінійно поляризована EH_{12q} -мода має максимальну інтенсивність поля в фокальній області лінзи. Для азимутально поляризованих TE_{02q} - та TE_{03q} -мод максимум поля мають центральні лепестки, які помітно зміщені від фокуса лінзи. При гострому фокусуванні в розподілі поля у радіально поляризованих TM_{02q} - та TM_{03q} -мод спостерігається зростання осьової інтенсивності. При цьому їх центральні лепестки, як і у вищих TE_{0nq} -мод, помітно зміщені від фокуса лінзи.

КОНФЛІКТ ІНТЕРЕСІВ

Автори повідомляють про відсутність конфлікту інтересів.

REFERENCES

1. Valusis G, Lissauskas A, Yuan H, Knap W, Roskos HG. Roadmap of terahertz imaging 2021. *J Sensors*. 2021 Jun;21(12):4092. <https://doi.org/10.3390/s21124092>
2. Fu J, Yu X, Wang Y, Chen P. Generation of pure longitudinal magnetization needle with tunable longitudinal depth by focusing azimuthally polarized beams. *Applied Physics B*. 2018 Dec;124(1):11. <https://doi.org/10.1007/s00340-017-6886-5>
3. Kozawa Y, Sato S. Sharper focal spot formed by higher-order radially polarized laser beams. *Journal of the Optical Society of America A*. 2007 May;24(6):1793–1798. <https://doi.org/10.1364/JOSAA.24.001793>
4. Stafeev SS, Kozlova ES, Nalimov AG, Kotlyar VV. Tight focusing of a cylindrical vector beam by a hyperbolic secant gradient index lens. *Optics Letters*. 2020 Mar;45(7):1687–1690. <https://doi.org/10.1364/OL.389803>
5. Kallioniemi L, Turquet L, Lipsanen H, Kauranen M, Bautista G. Tailoring the longitudinal electric fields of high-order laser beams and their direct verification in three dimensions. *Optics Communications*. 2020 Mar;459:124894. <https://doi.org/10.1016/j.optcom.2019.124894>
6. Stafeev SS, Kozlova ES, Nalimov AG. Focusing a second-order cylindrical vector beam with a gradient index Mikaelian lens. *Computer Optics*. 2020;44(1):29–33. <https://doi.org/10.18287/2412-6179-CO-633>
7. Jin X, Zgang H, Xu Y, Zhang X, Zhu H. Representation and focusing properties of higher-order radially polarized Laguerre–Gaussian beams. *Journal of Modern Optics*. 2015 Feb;62(8):626–632. <https://doi.org/10.1080/09500340.2014.999138>
8. Khonina SN, Alferov SV, Karpeev SV. Strengthening the longitudinal component of the sharply focused electric field by means of higher-order laser beams. *Optics Letters*. 2013 Aug;38(17):3223–3226. <https://doi.org/10.1364/OL.38.003223>
9. Kulipanov GN, Lisenko AA, Matvienko GG, Oshlakov VK, Kubarev VV, Chesnokov EN, et al. Experimental study of the interaction between terahertz radiation from the Novosibirsk free electron laser and water aerosol. *Atmospheric and Oceanic Optics*. 2014 Apr;28(2):165–168. <https://doi.org/10.1134/S1024856015020062>
10. Volodenko AV, Gurin OV, Degtyarev AV, Maslov V.A, Svich VA, Topkov AN. Selection of the higher transverse modes of a waveguide quasi-optical resonator. *Quantum Electronics*. 2010 Jan;40(1):68–72. <https://doi.org/10.1070/QE2010v040n01ABEH014142>
11. Li G, Wang D, Fang L, Ran Z, Yan Q. Improvement to beam quality of optically pumped terahertz gas lasers with hole-coupling resonators. *Optical Engineering*. 2019 Feb;58(2):026104. <https://doi.org/10.1117/1.OE.58.2.026104>
12. Gurin OV, Degtyarev AV, Dubinin NN, Legenkiy MN, Maslov VA, Muntean KI, et al. Formation of beams with nonuniform polarisation of radiation in a cw waveguide terahertz laser. *Quantum Electronics*. 2021;51(4):338–342. <https://doi.org/10.1070/QEL17511>
13. Gurin OV, Degtyarev AV, Dubinin MM, Maslov VA, Muntean KI, Ryabykh VN, et al. Focusing of modes with an inhomogeneous spatial polarization of the dielectric resonator of a terahertz laser. *Telecommunications and Radio Engineering*. 2020;79(2):105–116. <https://doi.org/10.1615/TelecomRadEng.v79.i2.30>
14. Degtyarev A., Maslov V., Topkov A. Continuous-wave terahertz waveguide lasers. LAP LAMBERT Academic Publishing; 2020. 80 p.
15. Epishin VA, Maslov VA, Pokormyakho NG, Svich VA. Investigation of the oscillation modes and optimization of the output power of optically pumped submillimeter waveguide lasers. *Quantum Electronics*. 1989 Aug;19(8):1007–1010.
16. Marcatily EAJ., Schmeltzer RA. Hollow metallic and dielectric waveguides for long distance optical transmission and lasers. *Bell Labs Technical Journal*. 1964 Jul;43(4):1783–1809. <https://doi.org/10.1002/j.1538-7305.1964.tb04108.x>
17. Henningsen J, Hammerich M, Olafsson A. Mode structure of hollow dielectric waveguide lasers. *Applied Physics B*. 1990 Oct;51(4):272–284. <https://doi.org/10.1007/BF00325048>
18. Luneburg RK. *Mathematical theory of optics*. California: University of California Press; 1966. 448 p.
19. Goodman JW. *Introduction to Fourier optics*. McGraw-Hill; 1996. 457 p.
20. Greivenkamp JE. *Geometrical optics*. Arizona: University of Arizona; 2003. 128 p.
21. Ivanov VS, Zolotarevsky YM, Kotyuk AF. *Fundamentals of optical radiometry*. Moscow, Russia: Fizmatlit (in Russian); 2003. 544 p.

Стаття надійшла до редакції: 21 березня 2022 р.

Рекомендовано до друку: 13 червня 2022 р.

**SELECTION AND FOCUSING OF HIGHER-ORDER MODES
IN A CW WAVEGUIDE TERAHERTZ LASER****O. V. Gurin¹, A. V. Degtyarev¹, M. M. Dubinin¹, V. A. Maslov¹,
K. I. Muntean¹, V. M. Ryabykh¹, V.S. Senyuta¹, O. O. Svystunov¹**¹V. N. Karazin Kharkiv National University, 4, Svobody Square, Kharkiv, 61022, Ukraine

Background: The problems of selection and focusing of higher order modes of a dielectric waveguide laser are considered. The proposed and investigated scheme of mode selection in waveguide quasi-optical resonators can be used in the development and creation of new designs of laser systems with controlled characteristics for scientific and applied research - single-mode lasers with a given shape and polarization of the output beam. The results of laser beam focusing research can be used to solve problems related to the interaction of electromagnetic waves with matter: diagnostics of the surface of materials, thin films, biological objects, achieving subwavelength resolution of THz tomography, for radar and telecommunications applications, etc.

The aim of the work is to establish the physical laws of selection and focusing of wave laser beams of continuous radiation of the terahertz range with different spatial polarization.

Materials and methods: The matrix method was used to calculate the mode characteristics of a waveguide laser resonator with an inhomogeneous phase-stepped mirror. The Rayleigh-Sommerfeld vector theory was used to study the propagation and focusing of laser beams excited by modes of a waveguide quasi-optical resonator in different diffraction zones. Well-known methods of measuring the THz range were used for the experimental study of the studied phenomena.

Results: For the first time, a method of selection of higher EH_{12q} -mode in a terahertz laser resonator based on the placement of a groove $2.3 - 2.8 \lambda$ wide on the surface of one of the resonator mirrors was proposed, theoretically substantiated and experimentally confirmed. This can significantly increase losses for all undesirable modes. At the same time, the losses for the higher EH_{12q} -mode remain practically unchanged, which creates conditions for its predominant excitation. Theoretical and experimental studies of moderate and sharp focusing in the free space of higher-order modes with different spatial polarizations of the dielectric waveguide resonator have been carried out.

Conclusion: It is shown that the proposed phase-stepped mirror with a groove effectively selects the required higher transverse mode. It is shown that the linearly polarized EH_{12q} -mode has the maximum field intensity in the focal region of the lens. For azimuthally polarized TE_{02q} - and TE_{03q} -modes, the central lobes have a maximum of the field, which is significantly shifted from the lens focus. With sharp focusing in the field distribution in the radially polarized TM_{02q} - and TM_{03q} -modes, an increase in axial intensity is observed. In this case, their central lobes, as in the higher TE_{0nq} -modes, are markedly offset from the focus of the lens.

KEYWORDS: *terahertz laser, dielectric resonator, inhomogeneous mirror, polarization, selection, focusing, high-order modes*

The article was received by the editors: March 21 2022

The article is recommended for printing: June 13 2022

Наукове видання

ВІСНИК ХАРКІВСЬКОГО НАЦІОНАЛЬНОГО УНІВЕРСИТЕТУ
імені В.Н. Каразіна

Серія
“Радіофізика та електроніка”

Випуск 36

Збірник наукових праць

Українською, та англійською мовами

Підписано до друку 28.06. 2022. Формат 60x84/8.

Папір офсетний. Друк цифровий.

Ум. друк. арк. 7,41. Обл.-вид. арк. 9,26. Наклад 50 пр. Зам.№ 101/19.

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

Видавець і виготовлювач
Харківський національний університет імені В.Н. Каразіна.
61022, м. Харків, майдан Свободи, 4.
Свідоцтво суб`єкта видавничої справи ДК №3367 від 13.01.2009.