

ISSN 2311-0872

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ

ВІСНИК
ХАРКІВСЬКОГО НАЦІОНАЛЬНОГО
УНІВЕРСИТЕТУ
імені В.Н. КАРАЗІНА

Серія “ РАДІОФІЗИКА ТА ЕЛЕКТРОНІКА ”

Випуск 38

Започаткована 1971 р.

Харків 2023

У збірнику представлені результати теоретичних та експериментальних досліджень, що спрямовані на розв'язання актуальних задач сучасної радіофізики. До них відносяться: розповсюдження радіохвиль в навколоземному 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.

Місія журналу полягає в тому, щоб представити свіжі досягнення в області радіофізики та природничих наук 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 26.06.2023 р.).

Редакційна колегія

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

д.ф.-м.н., проф. Аркуша Ю.В., Україна

проф. Блаунштейн Н., Ізраїль

д.ф.-м.н., проф. Горобець М.М., Україна

д.ф.-м.н., проф. Дюбко С.П., Україна

д.ф.-м.н., проф. Катрич В.О., Україна

д.ф.-м.н., проф. Шматько О.О., Україна

д.ф.-м.н., проф. Чорногор Л.Ф., Україна

проф. Цян Го, Китай

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 “Radiophysics and Electronics”

Issue 38

Founded in 1971.

Kharkiv 2023

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.

The mission of the journal is to present recent advancements in the field of Radio Physics and life sciences to colleagues and a 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, 26.06.2023 p).

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. Shmatko A.A., Ukraine

Dr.Sc., Prof. Chernogor L.F., Ukraine

Prof. Qiang Guo, China

Prof. Yu Zheng, China

Deputy Editor-in-Chief – Ph.D., Assoc. **Tsymbal A.M.**, A.Tsymbal@karazin.ua

Adress: 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

ЗМІСТ

<i>Гурін О.В., Дегтярьов А.В., Дубінін М.М., Маслов В.О., Мунтян К.І., Рябих В.М., Свистунов О.О., Сенюта В.С.</i>	7
Гостре та помірне фокусування комбінованих мод терагерцового лазера	
<i>Блинова Н.К., Катрич В.О., Нестеренко М.В.</i>	16
Маскуючий режим функціонування діелектричного включення у порожнині щілиного елемента зв'язку.	
<i>Погарський С.О., Майборода Д.В.</i>	23
Широкопasmовий смуго-загороджуючий фільтр на квазі-фрактальній основі.	
<i>Чорногор Л.Ф., Милованов Ю.Б., Дорохов В.Л.</i>	30
Іоносферні ефекти ударної хвилі, згенерованої вибухом вулкану Тонга 15 січня 2022 р.	
<i>Батраков Д.О., Батракова А.Г., Ковальов М.М., Масленіков А.О.</i>	45
Алгоритми обробки сигналів георадарів і підвищення якості неруйнівного контролю.	
<i>Батраков Д.О.</i>	56
Обернені завдання розсіювання та їх застосування у різних галузях техніки.	
<i>Фомін П.Г., Думін О.М., Плахтій В.А., Нестеренко М.В.</i>	65
Надширокопasmові антенні решітки на випромінювачах Клевіна	
<i>Плахтій В. А., Думін О. М., Ходачок Є. С., Прищенко О. А.</i>	74
Надширокопasmова система позиціонування без використання часової синхронізації.	

CONTENTS

Gurin O.V., Degtyarev A.V., Dubinin M.M., Maslov V.A., Muntean K.I., Ryabykh V.M., Svystunov O.O., Senyuta V.S. Sharp and moderate focusing of the combined modes of a terahertz laser.	7
Blinova N.K., Katrich V.O., Nesterenko M.V. Masking mode of functioning of a slot coupling element.	16
Pogarsky S.O., Mayboroda D.V. Wideband bandstop filter based on quasi-fractal structure.	23
Chernogor L.F., Mylovanov Y.B., Dorohov V.L. Ionospheric effects of the shock wave generated by the explosion of the Tonga volcano on January 15, 2022.	30
Batrakov D.O., Batrakova A.G., Kovalov M.M., Maslenikov A.O. Georadars signal processing algorithms and improvement of non-destructive test quality	45
Batrakov D.O. Inverse scattering problems and their applications in various field of technology.	56
Fomin P.G., Dumin O.M., Plakhtii V.A., Nesterenko M.V. Ultrawideband antenna arrays on Clavin radiators..	65
Plakhtii V.A., Dumin O.M., Khodachok Y.S., Pryshchenko O.A. UWB positioning system without the use of time synchronization	74

Оригінальна стаття

<https://doi.org/10.26565/2311-0872-2023-38-01>

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.degtiarev@karazin.ua ORCID ID: <https://orcid.org/0000-0003-0844-4282>

М. М. ДУБІНІН, Ph.D., с.н.с.

e-mail: mykola.dubin@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: k.i.muntean@karazin.ua 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: vladislavsennyuta03@gmail.com ORCID ID: <https://orcid.org/0000-0001-6601-2379>

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

ГОСТРЕ ТА ПОМІРНЕ ФОКУСУВАННЯ КОМБІНОВАНИХ МОД ТЕРАГЕРЦОВОГО ЛАЗЕРА

Актуальність. Розглядається задача гострого та помірною фокусування комбінованих мод діелектричного хвильового лазера. Результати дослідження різного типу фокусування лазерних пучків мають широкий спектр потенційних застосувань, від отримання зображень і спектроскопії до зв'язку, зондування, біомедицини та розв'язання задач, які пов'язані з взаємодією електромагнітних хвиль з речовиною: діагностика тонких плівок, поверхні матеріалів, різних біологічних об'єктів та досягнення субхвильової роздільної здатності ТГц томографії.

Мета роботи — встановлення фізичних закономірностей гострого та помірною фокусування лазерних пучків випромінювання, описуваних комбінованими лінійно поляризованими модами круглого порожнистого діелектричного хвильоводу.

Матеріали та методи. Для дослідження фокусування лазерних пучків, які збуджувались модами квазіоптичного хвильового резонатора, була використана векторна теорія Релея-Зоммерфельда. Щоб експериментально дослідити ці явища, були використані добре відомі методи вимірювань просторово-енергетичних характеристик лазерних пучків в ТГц діапазоні.

Результати. Теоретично та експериментально встановлені фізичні особливості просторово-енергетичних характеристик лазерних пучків випромінювання з лінійною поляризацією поля при гострому та помірному фокусуванні у вільному просторі, які збуджуються комбінованими модами резонатора лазера на основі круглого діелектричного хвильоводу.

Висновки. Показано, що сумарна інтенсивність поля, як комбінованих $TE_{0n}+EH_{2n}$, так і $EH_{-1n}+EH_{3n}$ -мод ($n = 1, 2, 3$), визначається усіма трьома компонентами та на осі має провал при обох видах фокусування. Центральні максимуми поля даних мод значно зміщуються від геометричних фокусів досліджуваних лінз зі збільшенням порядку n цих мод. Найменший діаметр фокальної плями в області максимальної інтенсивності має $EH_{-11}+EH_{31}$ -мода при гострому фокусуванні, найбільший діаметр фокальної плями має при помірному фокусуванні $TE_{03}+EH_{23}$ -мода.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: терагерцовий лазер, діелектричний резонатор, комбіновані моди, поляризація, гостре фокусування, помірне фокусування

Як цитувати: Гурін ОВ, Дегтярьов АВ, Дубінін ММ, Маслов ВО, Мунтян КІ, Рябих ВМ, Свистунов ОО, Сенюта ВС. Гостре та помірне фокусування комбінованих мод терагерцового лазера. Вісник Харківського національного університету імені В. Н. Каразіна. Серія «Радіофізика та електроніка». 2023; 38:7-15. <https://doi.org/10.26565/2311-0872-2023-38-01>

© Гурін О. В., Дегтярьов А. В., Дубінін М. М. та ін., 2023

Open access. This article is licensed under a Creative Commons Attribution 4.0 <https://creativecommons.org/licenses/by/4.0/>

In cites: Gurin OV, Degtyarev AV, Dubinin MM, Maslov VA, Muntean KI, Ryabykh VM, Senyuta VS, Svystunov OO. Sharp and moderate focusing of the combined modes of a terahertz laser. Visnyk of V.N. Karazin Kharkiv National University, series "Radiophysics and Electronics". 2023; 38:7-15. (In Ukrainian). <https://doi.org/10.26565/2311-0872-2023-38-01>

ВСТУП

В останнє десятиріччя спостерігається різке зростання числа фундаментальних і прикладних робіт у галузі генерації та застосування випромінювання в терагерцовому (ТГц) діапазоні. За останні роки з'явився цілий ряд нових типів джерел терагерцового випромінювання від міліватних генераторів субпікосекундних імпульсів широкосмугового випромінювання на основі фемтосекундних лазерів до лазерів на вільних електронах, що генерують вузькосмугове когерентне випромінювання з середньою потужністю до сотень Вт. Незважаючи на суттєвий прогрес у галузі генерації та використання терагерцового випромінювання у зв'язку із застосуванням лазерів, даний напрямок досліджень залишається одним з таких, що найбільш швидко розвиваються в сучасній прикладній фізиці.

Випромінювання ТГц діапазону має значний потенціал для застосування в багатьох сферах, включаючи комунікації, отримання мікроскопічних зображень з високою роздільною здатністю, спектроскопію та біологічну інженерію, оскільки ТГц хвиля може проходити скрізь діелектричні матеріали, напівпровідники [1, 2]. На відміну від рентгенівського випромінювання з його іонізуючими властивостями, ТГц-випромінювання неіонізуюче та неруйнівне, із низькими енергіями фотонів, тому воно не має шкідливого впливу на біологічні тканини. Однак широке розповсюдження комерціалізації ТГц технології ще не було реалізовано через відсутність компактного широкодіапазонного та потужного ТГц джерела. Актуальною є розробка лазерів, які працюють в терагерцовому діапазоні, та вивчення характеристик вже існуючих. Також на сьогодні актуальними є дослідження з селекції та фокусування лазерних пучків. Більшість робіт в цій області представлено в оптичному діапазоні [3–6]. У ТГц діапазоні також відомо ряд робіт, які присвячено вивченню селекції та фокусуванню пучків з різною просторовою поляризацією [7–9]. Поздовжні електромагнітні поля у сфокусованих ТГц пучках радіальної та лінійної поляризації отримані в [10]. Використання електрооптичного детектування, яке є фазочутливим, дозволяє вибірково визначати поздовжні і поперечні компоненти поля. Поздовжньо поляризована терагерцова хвиля шляхом фокусування ТГц-пучка досліджена в [11]. У [12] встановленні фізичні закономірності формування та фокусування мод вищого порядку діелектричного хвилевідного резонатора ТГц лазера. Відомо, що у експериментальних моделях лазерів ефективно збуджуються комбіновані моди. Однак цьому питанню не приділялось уваги, тому їх дослідження є актуальною задачею.

Метою даної роботи є вивчення особливостей структури поля комбінованих мод $TE_{0n}+EH_{2n}$ та $EH_{-1n}+EH_{3n}$ ($n = 1, 2, 3$) діелектричного резонатора терагерцового лазера у вільному просторі та властивостей лазерних пучків, збуджених даними модами при їх помірному та гострому фокусуванні.

ТЕОРЕТИЧНІ СПІВВІДНОШЕННЯ

Моди досліджуваного лазерного резонатора, які використовуються для фокусування випромінювання, збігаються з модами круглого порожнистого діелектричного хвилеводу [13]. Поширення лазерного випромінювання у вільному просторі вздовж осі z можна описати інтегралами Релея-Зоммерфельда [14]. Теоретичну схему розрахункової моделі фокусування лазерних пучків наведено на Рис. 1. Задамо в початковій площині випромінювання у вигляді комбінованих лінійно поляризованих $TE_{0n}+EH_{2n}$ та $EH_{-1n}+EH_{3n}$ ($n = 1, 2, 3$) мод круглого діелектричного хвилеводу радіуса a_1 . Компоненти електромагнітних полів в площині джерела $z = 0$ можна описати наступними виразами [13]:

$$TE_{0n}+EH_{2n}\text{-моди:} \quad \begin{cases} \vec{E}_r(r, \phi) = A_{0n} J_1 \left(\chi_{0n} \frac{r}{a_1} \right) \sin(2\phi), \\ \vec{E}_\phi(r, \phi) = A_{0n} J_1 \left(\chi_{0n} \frac{r}{a_1} \right) (1 + \cos 2\phi), \end{cases} \quad (1)$$

$EH_{-1n} + EH_{3n}$ -моди:

$$\begin{cases} \bar{E}_r(r, \phi) = B_{3n} J_2 \left(\chi_{3n} \frac{r}{a_1} \right) (-\sin(\phi) + \sin(3\phi)), \\ \bar{E}_\phi(r, \phi) = B_{3n} J_2 \left(\chi_{3n} \frac{r}{a_1} \right) (\cos(\phi) + \cos(3\phi)), \end{cases} \quad (2)$$

де $A_{0n} = \frac{1}{\sqrt{2\pi} J_2(\chi_{0n})}$, $B_{3n} = \frac{1}{a\sqrt{2\pi} J_3(\chi_{3n})}$ – нормуючі множники; J_2, J_3 – функції Бесселя першого роду, χ_{0n}, χ_{3n} – корені функції Бесселя.

Використовуючи векторну теорію Релея-Зоммерфельда в непараксiальному наближенні [14] та вирази 1 та 2, знаходимо компоненти поля даних мод на вхідній апертурі лінзи. Далі, врахувавши функцію фазової корекції лінзи [15], і знову застосовавши інтеграли Релея-Зоммерфельда отримаємо компоненти поля досліджуваних мод в фокальній області лінзи.

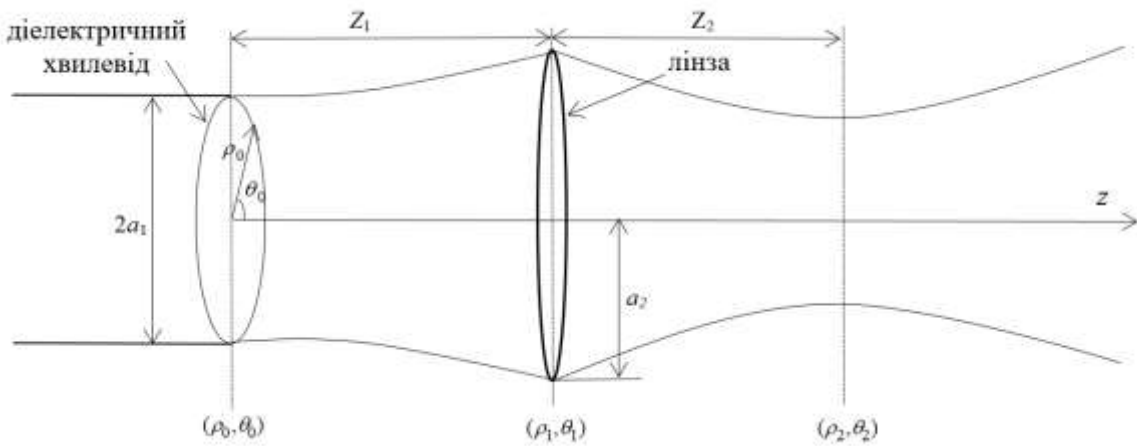


Рис. 1. Теоретична схема розрахункової моделі фокусування лазерних пучків.

Fig. 1. Theoretical scheme of the calculation model of laser beam focusing

Для лінійно поляризованих комбінованих $TE_{0n} + EH_{2n}$ -мод компоненти поля в фокальній області лінзи мають вигляд:

$$\left\{ \begin{aligned} E_r(\rho_2, \theta_2, z_2) &= \frac{-ik^2 z_1 z_2}{\xi_2^2} \exp(ik\xi_2) \sin(\theta_2) A_{2n} \int_0^{a_2} \frac{\exp(ik\xi_1)}{\xi_1^2} \int_0^{a_1} J_1 \left(\chi_{0n} \frac{r}{a_1} \right) J_1(\gamma_1 r) \exp\left(\frac{ikr^2}{2\xi_1}\right) r dr \times \\ &\quad \times J_1(\gamma_2 \rho_1) \exp\left(\frac{ik\rho_1^2}{2\xi_2}\right) Ph(\rho_1) \rho_1 d\rho_1, \\ E_\phi(\rho_2, \theta_2, z_2) &= \frac{-ik^2 z_1 z_2}{\xi_2^2} \exp(ik\xi_2) \cos(\theta_2 + 1) A_{2n} \int_0^{a_2} \frac{\exp(ik\xi_1)}{\xi_1^2} \int_0^{a_1} J_1 \left(\chi_{0n} \frac{r}{a_1} \right) J_1(\gamma_1 r) \exp\left(\frac{ikr^2}{2\xi_1}\right) r dr \times \\ &\quad \times J_1(\gamma_2 \rho_1) \exp\left(\frac{ik\rho_1^2}{2\xi_2}\right) Ph(\rho_1) \rho_1 d\rho_1, \\ E_z(\rho_2, \theta_2, z_2) &= \frac{ik^2 z_1}{\xi_2^2} \exp(ik\xi_2) \sin(\theta_2) A_{2n} \int_0^{a_2} \frac{\exp(ik\xi_1)}{\xi_1^2} \int_0^{a_1} J_1 \left(\chi_{0n} \frac{r}{a_1} \right) J_1(\gamma_1 r) \exp\left(\frac{ikr^2}{2\xi_1}\right) r dr \times \\ &\quad \times [\rho_1 J_2(\gamma_2 \rho_1) - i\rho_2 J_1(\gamma_2 \rho_1)] \exp\left(\frac{ik\rho_1^2}{2\xi_2}\right) Ph(\rho_1) \rho_1 d\rho_1. \end{aligned} \right. \quad (3)$$

Для лінійно поляризованих комбінованих $EH_{-1n}+EH_{3n}$ -мод компоненти поля в фокальній області лінзи мають вигляд:

$$\left\{ \begin{aligned} E_r(\rho_2, \theta_2, z_2) &= \frac{k^2 z_1 z_2}{\xi_2^2} \exp(ik\xi_2) B_{3n} \int_0^{a_2} \frac{2 \exp(ik\xi_1)}{\xi_1^2} \int_0^{a_1} J_2\left(\chi_{3n} \frac{r}{a_1}\right) J_1(\gamma_2 r) \exp\left(\frac{ikr^2}{2\xi_1}\right) r dr \times \\ &\quad \times [J_3(\gamma_2 \rho_1) \sin(3\theta_2) - J_1(\gamma_2 \rho_1) \sin(\theta_2)] \exp\left(\frac{ik\rho_1^2}{2\xi_2}\right) Ph(\rho_1) \rho_1 d\rho_1, \\ E_\phi(\rho_2, \theta_2, z_2) &= \frac{k^2 z_1 z_2}{\xi_2^2} \exp(ik\xi_2) B_{3n} \int_0^{a_2} \frac{2 \exp(ik\xi_1)}{\xi_1^2} \int_0^{a_1} J_2\left(\chi_{3n} \frac{r}{a_1}\right) J_1(\gamma_2 r) \exp\left(\frac{ikr^2}{2\xi_1}\right) r dr \times \\ &\quad \times [J_3(\gamma_2 \rho_1) \cos(3\theta_2) + J_1(\gamma_2 \rho_1) \cos(\theta_2)] \exp\left(\frac{ik\rho_1^2}{2\xi_2}\right) Ph(\rho_1) \rho_1 d\rho_1, \\ E_z(\rho_2, \theta_2, z_2) &= \frac{-k^2 z_1}{\xi_2^2} \exp(ik\xi_2) B_{3n} \int_0^{a_2} \frac{2 \exp(ik\xi_1)}{\xi_1^2} \int_0^{a_1} J_2\left(\chi_{3n} \frac{r}{a_1}\right) J_1(\gamma_2 r) \exp\left(\frac{ikr^2}{2\xi_1}\right) r dr \times \\ &\quad \times [J_3(\gamma_2 \rho_1) \sin(3\theta_2) - J_1(\gamma_2 \rho_1) \sin(\theta_2)] \rho_2 \exp\left(\frac{ik\rho_1^2}{2\xi_2}\right) Ph(\rho_1) \rho_1 d\rho_1. \end{aligned} \right. \quad (4)$$

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 площини спостереження; 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 хвильоводу; a_2 – радіус лінзи; $Ph(\rho_1) = \exp(-i\pi\rho_1^2 / \lambda F)$ – функція фазової корекції лінзи, F – фокусна відстань лінзи.

РЕЗУЛЬТАТИ РОЗРАХУНКІВ ТА ЇХ АНАЛІЗ

На підставі виразів (3) та (4) було проведено розрахунки сумарної інтенсивності поля досліджуваних комбінованих мод $I(\rho_2, \theta_2, z_2) = |E_r|^2 + |E_\phi|^2 + |E_z|^2$ при гострому та помірному фокусуванні. Довжина хвилі досліджуваного випромінювання склала 0,4326 мм (лінія генерації ТГц лазера з оптичним накачуванням на молекулі мурашиної кислоти НСООН). Довжина хвильоводу склала $L = 1848$ мм. Радіус хвильоводу $a_1 = 17,5$ мм, а радіус лінзи $a_2 = 25$ мм. Фокусна відстань лінзи відповідно згідно умов помірного фокусування обиралася рівною $F = 160$ мм (числова апертура лінзи [16] $NA = 0,16$), а гострого фокусування $F = 36,36$ мм ($NA = 0,68$).

На Рис. 2 зображено поперечні розподіли сумарної інтенсивності поля $TE_{03}+EH_{23}$ (а) та $EH_{-13}+EH_{33}$ (б) мод у вільному просторі на відстані 300 мм від вихідного дзеркала лазера. Дані комбіновані моди мають найбільшу розбіжність серед досліджуваних. З рисунків видно, що лінза радіусом 25 мм на цій відстані дозволяє практично повністю перехоплювати пучки досліджуваних мод.

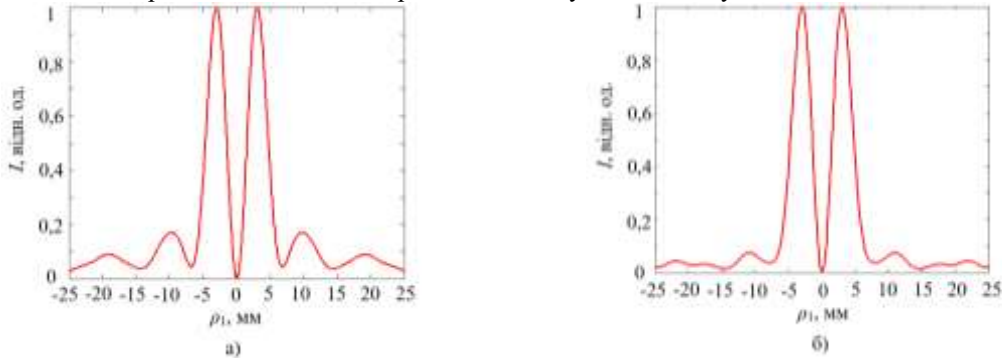


Рис. 2. Поперечний розподіл інтенсивності $TE_{03}+EH_{23}$ (а) та $EH_{-13}+EH_{33}$ (в) мод у вільному просторі на відстані 300 мм від вихідного дзеркала лазера
Fig. 2. Transverse intensity distribution of $TE_{03}+EH_{23}$ (a) та $EH_{-13}+EH_{33}$ (b) modes in free space at a distance of 300 mm from the laser output mirror

На Рис. 3 наведено розподіли сумарної інтенсивності поля комбінованих лінійно поляризованих $TE_{0n}+EH_{2n}$ -мод ($n = 1,2,3$) при помірному та гострому фокусуванні. Сумарна інтенсивність поля даних мод визначається усіма трьома компонентами та на осі має провал. Максимуми поля мають центральні лепестки даних мод, які помітно зміщені від фокусу лінзи. Через складну структуру поля досліджуваних комбінованих мод їх діаметри d_σ в областях максимальних інтенсивностей $z_{I\max}$ при гострому та помірному фокусуванні було розраховано за формулою [16]:

$$d_\sigma = 2 \sqrt{\frac{\int_0^\infty \int_0^\infty \rho^2 I(\rho, \theta, z) \rho d\rho d\theta}{\int_0^\infty \int_0^\infty I(\rho, \theta, z) \rho d\rho d\theta}}. \quad (5)$$

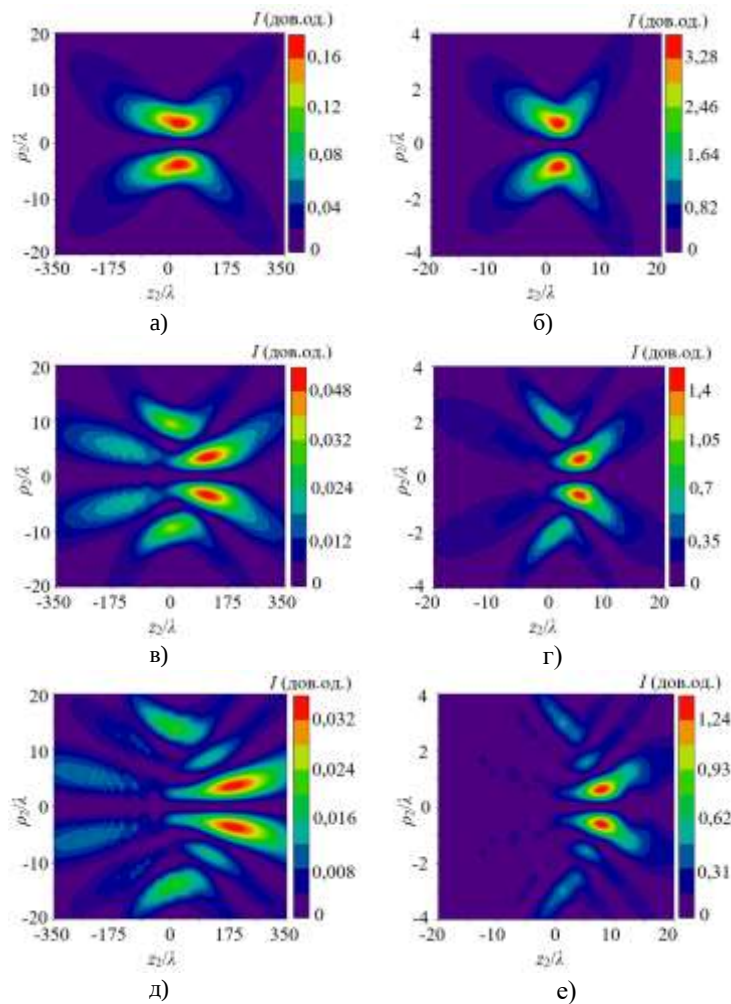


Рис. 3. Розрахункові розподіли сумарної інтенсивності поля $TE_{01}+EH_{21}$ (а, б), $TE_{02}+EH_{22}$ (в, г) та $TE_{03}+EH_{23}$ (д, е) - мод при помірному (а, в, д) та гострому (б, г, е) фокусуванні в фокальній області лінзи
Fig. 3. Calculated distributions of total field intensity $TE_{01}+EH_{21}$ (a, b), $TE_{02}+EH_{22}$ (c, d) and $TE_{03}+EH_{23}$ (d, e)-mode at moderate (a, c, e) and a sharp (b, d, e) focusing in the focal region of the lens

Максимальна інтенсивність поля $TE_{01}+EH_{21}$ -моди при помірному фокусуванні знаходиться на відстані $z_{I\max} = 11,56\lambda$, а при гострому $z_{I\max} = 1,48\lambda$. Діаметр пучка в даній області при помірному фокусуванні для моди $TE_{01}+EH_{21}$ становив $d_\sigma = 13,65\lambda$, а при гострому $d_\sigma = 4,15\lambda$. У $TE_{02}+EH_{22}$ -моди максимальна інтенсивність поля при помірному фокусуванні знаходиться на відстані $z_{I\max} = 36,98\lambda$, а при гострому $z_{I\max} = 3,79\lambda$. При цьому діаметр пучка в області максимальної інтенсивності для даної моди склав $d_\sigma = 26,74\lambda$ при помірному і $d_\sigma = 8,36\lambda$ при гострому фокусуванні. Що стосується моди

$TE_{03}+EH_{23}$, то її максимальна інтенсивність поля при помірному фокусуванні знаходиться на відстані $z_{Imax} = 64,72\lambda$, а при гострому $z_{Imax} = 4,95\lambda$. Діаметр пучка в даній області при помірному фокусуванні для моди $TE_{03}+EH_{23}$ становив $d_{\sigma} = 43,30\lambda$, а при гострому $d_{\sigma} = 14,10\lambda$.

На Рис. 4 наведено розподіли сумарної інтенсивності поля комбінованих лінійно поляризованих $EH_{-1n}+EH_{3n}$ -мод ($n = 1,2,3$) при помірному та гострому фокусуванні.

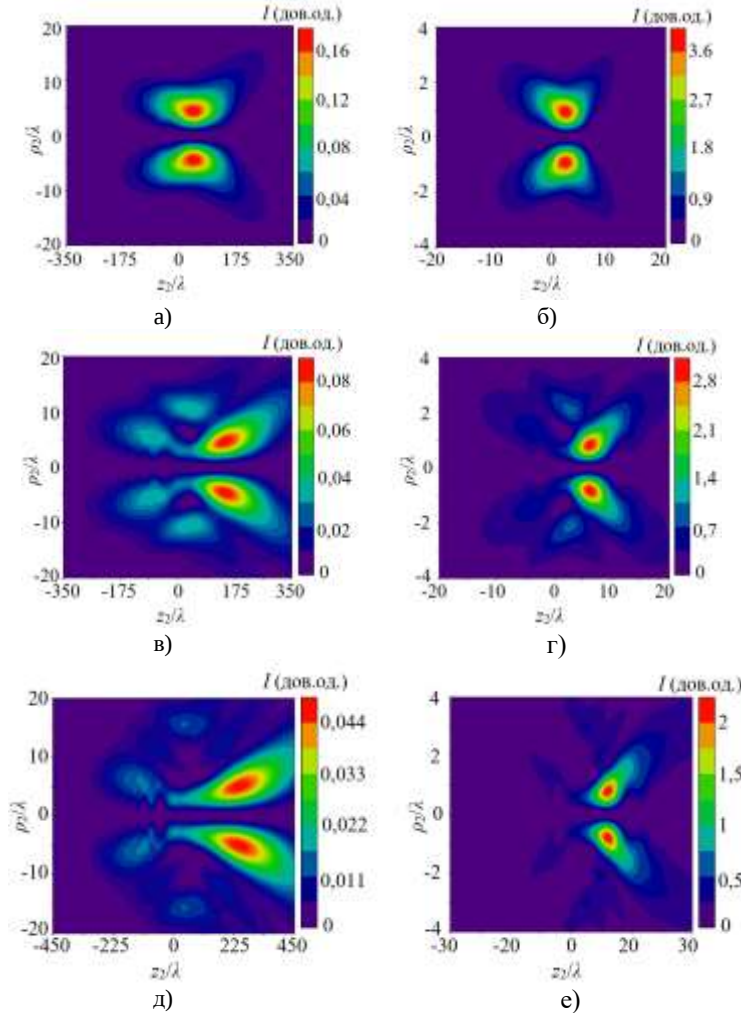


Рис. 4. Розрахункові розподіли сумарної інтенсивності поля $EH_{-11}+EH_{31}$ (а, б), $EH_{-12}+EH_{32}$ (в, г) та $EH_{-13}+EH_{33}$ (д, е) - мод при помірному (а, в, д) та гострому (б, г, е) фокусуванні в фокальній області лінзи
Fig. 4. Calculated distributions of total field intensity $EH_{-11}+EH_{31}$ (a, b), $EH_{-12}+EH_{32}$ (c, d) and $EH_{-13}+EH_{33}$ (d, e)-mode at moderate (a, c, e) and a sharp (b, d, e) focusing in the focal region of the lens

Сумарна інтенсивність поля даних мод, як і для комбінованих $TE_{0n}+EH_{2n}$ -мод, визначається усіма трьома компонентами та на осі має провал при обох видах фокусування. Максимум поля мають центральні лепестки даних мод, які також зміщені від фокальної площини. Максимальна інтенсивність поля $EH_{-11}+EH_{31}$ -моди при помірному фокусуванні знаходиться на відстані $z_{Imax} = 36,98\lambda$, а при гострому $z_{Imax} = 2,06\lambda$. Діаметр пучка в даній області при помірному фокусуванні для моди $EH_{-11}+EH_{31}$ становив $d_{\sigma} = 14,58\lambda$, а при гострому $d_{\sigma} = 2,94\lambda$. У $EH_{-12}+EH_{32}$ -моди максимальна інтенсивність поля при помірному фокусуванні знаходиться на відстані $z_{Imax} = 115,58\lambda$, а при гострому $z_{Imax} = 6,10\lambda$. При цьому діаметр пучка в області максимальної інтенсивності для даної моди склав $d_{\sigma} = 24,21\lambda$ при помірному і $d_{\sigma} = 4,27\lambda$ при гострому фокусуванні. Що стосується моди $EH_{-13}+EH_{33}$, то її максимальна інтенсивність поля при помірному фокусуванні знаходиться на відстані $z_{Imax} = 196,49\lambda$, а при гострому $z_{Imax} = 8,41\lambda$. Діаметр пучка в даній області при помірному фокусуванні для моди $EH_{-13}+EH_{33}$ становив $d_{\sigma} = 33,81\lambda$, а при гострому $d_{\sigma} = 5,24\lambda$.

Теоретичні результати розрахунку діаметрів d_σ в областях положень максимумів інтенсивності $z_{I_{max}}$ (відносно фокусу) поля комбінованих мод наведено в Табл. 1.

Таблиця 1. Діаметри фокальної плями та положення максимумів інтенсивності комбінованих мод
Table 1. Focal spot diameters and positions of intensity maxima of combined modes

Типи мод	NA = 0,68		NA = 0,16	
	$z_{I_{max}}/\lambda$	d_σ/λ	$z_{I_{max}}/\lambda$	d_σ/λ
$TE_{01}+EH_{21}$	1,48	4,15	11,56	13,65
$TE_{02}+EH_{22}$	3,79	8,36	36,98	26,74
$TE_{03}+EH_{23}$	4,95	14,10	64,72	43,30
$EH_{11}+EH_{31}$	2,06	2,94	36,98	14,58
$EH_{12}+EH_{32}$	6,10	4,27	115,58	24,21
$EH_{13}+EH_{33}$	8,41	5,24	196,49	33,81

ПОРІВНЯННЯ РЕЗУЛЬТАТІВ РОЗРАХУНКІВ ТА ЕКСПЕРИМЕНТІВ

Структурна схема хвильовідного ТГц лазера з оптичним накачуванням та експериментальної установки для його дослідження докладно описана у [12, 17]. Для збудження робочої молекули НСООН-лазера використовується працюючий у безперервному режимі генерації з розрядом постійного струму СО2-лазер, описаний у [18]. Для дослідження фокусування комбінованих мод в резонаторі ТГц лазера використовувалися вхідне неоднорідне фазоступеневе та вихідне однорідне дзеркало [12]. Спектр збуджуваних мод, отриманий експериментально з використанням даних дзеркал, наведено на Рис 5. Потужність випромінювання ТГц-лазера на модах EH_{11q} , та $TE_{01q}+EH_{21q}$ складала 3,6 мВт, а на модах $EH_{11q}+EH_{31q}$ та EH_{12q} – 2,9 мВт. Для дослідження гострого та помірного фокусування комбінованих мод лазер налагоджувався на більш потужну лінійно поляризовану моду $TE_{01q}+EH_{21q}$. Для повного перехоплення пучка на відстані $z = 300$ мм було встановлено короткофокусну лінзу з фокусною відстанню 36,36 мм та довгофокусну лінзу з фокусною відстанню 160 мм. Було виміряно поперечні розміри пучків випромінювання даної моди при обох видах фокусування (гострому та помірному).

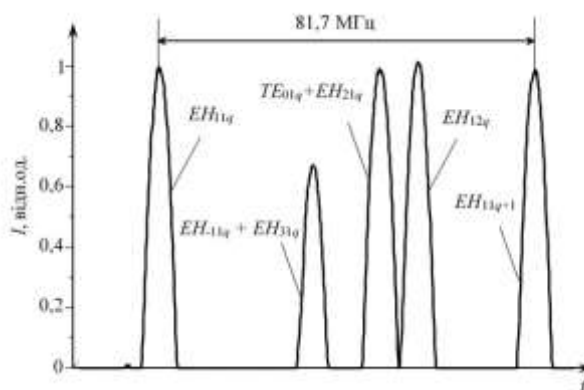


Рис. 5. Перестроювальна характеристика хвильовідного НСООН-лазера
Fig. 5. Tuning characteristic of a waveguide HCOOH laser

Теоретично та експериментально було встановлено, що максимум інтенсивності поля моди $TE_{01q}+EH_{21q}$ при помірному фокусуванні знаходиться на відстані $z_{I_{max}} = 11,56\lambda$, а при гострому – $z_{I_{max}} = 1,48\lambda$. Розподіли інтенсивності на отриманих відстанях для сфокусованої комбінованої моди при помірному та гострому фокусуванні в поперечній площині наведено на Рис. 6. З рисунків видно, що поперечний розподіл сумарної інтенсивності поля $TE_{01q}+EH_{21q}$ -моди діелектричного хвильоводу в області мінімального розміру сфокусованих пучків випромінювання зберігає кільцеподібний вигляд, як при помірному, так і при гострому фокусуванні. Експериментальні та розрахункові розподіли сфокусованої $TE_{01q}+EH_{21q}$ -моди збігаються не повністю. Розходження зумовлено використанням піроелектричного приймача з просторовою роздільною здатністю 0,2 мм та аберацією лінзи.

Діаметр сфокусованої моди $TE_{01q}+EH_{21q}$ при помірному фокусуванні ($NA = 0,16$) в експерименті становив $FWHM = 12,9\lambda$ ($FWHM = 13,6\lambda$ – в розрахунках), а при гострому ($NA = 0,68$) в експерименті $FWHM = 2,2\lambda$ ($FWHM = 2,55\lambda$ – в розрахунках).

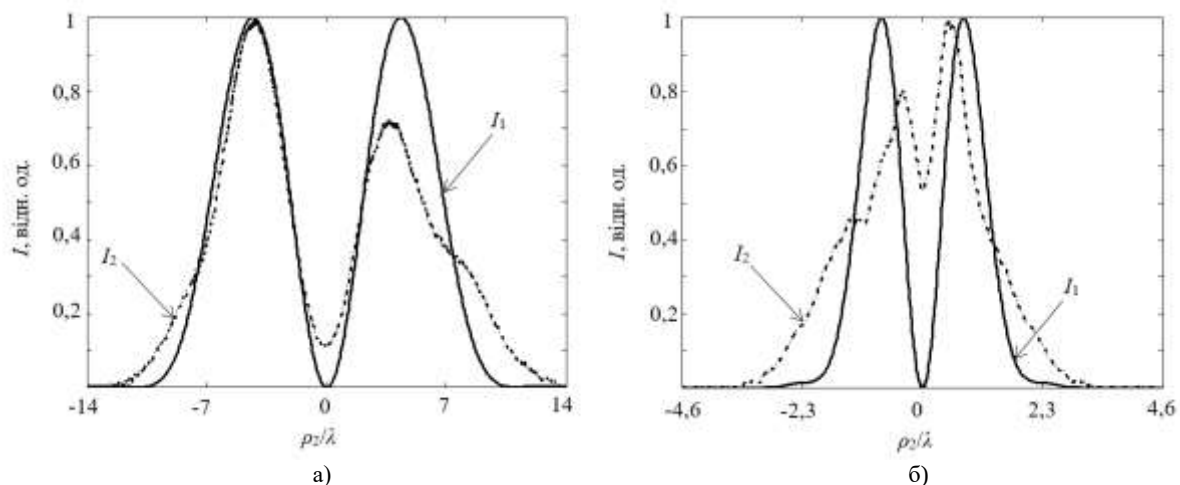


Рис. 6. Розрахункові (I_1) та експериментальні (I_2) розподіли сумарної інтенсивності поля $TE_{01q} + EH_{21q}$ -моди при помірному (а) та гострому (б) фокусуванні в поперечній площині

Fig. 6. Calculated (I_1) and experimental (I_2) distributions of the total field intensity of the $TE_{01q} + EH_{21q}$ -mode for moderate (a) and sharp (b) focusing in the transverse plane

ВИСНОВКИ

1. Теоретично та експериментально встановлено фізичні особливості просторово-енергетичних характеристик при гострому та помірному фокусуванні у вільному просторі лазерних пучків випромінювання з лінійною поляризацією поля, які збуджуються комбінованими модами резонатора лазера на основі круглого діелектричного хвильоводу.

2. Показано, що сумарна інтенсивність поля, як комбінованих $TE_{0n} + EH_{2n}$, так і $EH_{-1n} + EH_{3n}$ -мод, визначається усіма трьома компонентами. Центральні максимуми поля даних мод значно зміщуються від геометричних фокусів досліджуваних лінз зі збільшенням свого порядку n . Найменший діаметр фокальної плями в області максимальної інтенсивності має $EH_{-11} + EH_{31}$ -мода при гострому фокусуванні, найбільший діаметр плями має при помірному фокусуванні $TE_{03} + EH_{23}$ -мода.

3. Теоретично встановлено та експериментально підтверджено, що поперечний розподіл сумарної інтенсивності поля $TE_{01q} + EH_{21q}$ -моди діелектричного хвильовідного резонатора в області мінімального розміру сфокусованих пучків випромінювання зберігає кільцеподібний вигляд, як при помірному, так і при гострому фокусуванні.

КОНФЛІКТ ІНТЕРЕСІВ

Автори повідомляють про відсутність конфлікту інтересів.

REFERENCES

- Leitenstorfer A, Moskalenko AS, Kampfrath T, Kono J, Castro-Camus E, Peng K et al. The 2023 terahertz science and technology roadmap. Journal of Physics D: Applied Physic. 2023 Apr;56(22): 223001. <https://doi.org/10.1088/1361-6463/acbe4c>
- Valusis G, Lisauskas 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>
- 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>
- 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>
- 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>
- Jin X, Zgah 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>

7. Degtyarev AV, Dubinin MM, Gurin OV, Maslov VO, Muntean KI, Ryabykh VM, et al. Control of tightly focused laser beams in the THz range. *Microwave and Optical Technology Letters*. 2021. June;3(11):2888-2892. <https://doi.org/10.1002/mop.32946>
8. 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/0.1117/1.OE.58.2.026104>
9. 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>
10. Winnerl S., Hubrich R., Mittendorff M., Schneider H., Helm M. Universal phase relation between longitudinal and transverse fields observed in focused terahertz beams. *New Journal of Physics*. 2012 Oct;14(49): 2-12. <https://doi.org/10.1088/1367-2630/14/10/103049>
11. Minami Y., Kurihara T., Yamaguchi K., Nakajima M., Suemoto T. Longitudinal terahertz wave generation from an air plasma filament induced by a femtosecond laser. *Applied Physics Letters*. 2013 Apr; 102(15). 151106. <https://doi.org/10.1063/1.4802482>
12. Degtyarev AV, Dubinin MM, Gurin OV, Maslov VO, Muntean KI, Ryabykh VM, et al. Control over higher-order transverse modes in a waveguide-based quasi-optical resonator. *Radio Physics and Radio Astronomy*. 2022;27(1):129–139. <https://doi.org/10.15407/rpra27.02.129>
13. 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>
14. Luneburg RK. *Mathematical theory of optics*. California: University of California Press; 1966. 448 p.
15. Goodman JW. *Introduction to Fourier optics*. McGraw-Hill; 1996. 457 p.
16. Greivenkamp JE. *Geometrical optics*. Arizona: University of Arizona; 2003. 128 p.
17. 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>
18. Degtyarev A., Maslov V., Topkov A. *Continuous-wave terahertz waveguide lasers*. LAP LAMBERT Academic Publishing; 2020. 80 p.

Стаття надійшла до редакції: 2 лютого 2023

Рекомендовано до друку: 10 березня 2023

SHARP AND MODERATE FOCUSING OF THE TERAHERTZ LASER COMBINED MODES

O. V. Gurin, A. V. Degtyarev, M. M. Dubinin, V. A. Maslov,
K. I. Muntean, V. M. Ryabykh, O. O. Svystunov, V.S. Senyuta

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

Background: The problem of sharp and moderate focusing of combined modes of a dielectric waveguide laser is considered. The results of research on different types of focusing of laser beams have a wide range of potential applications, from imaging and spectroscopy to communication, sensing, biomedicine and solving problems related to the interaction of electromagnetic waves with matter: diagnostics of thin films, surfaces of materials, of various biological objects and achieving subwavelength resolution of THz tomography.

The aim of the work is to establish the physical behavior of sharp and moderate focusing of laser radiation beams described by combined linearly polarized modes of a circular hollow dielectric waveguide.

Materials and methods: The vector theory of Rayleigh-Sommerfeld was used to study the focusing of laser beams excited by the modes of a quasi-optical waveguide resonator. Well-known methods of measuring the spatial-energy characteristics of laser beams in the THz range for experimentally study of these phenomena were used.

Results: The physical features of the spatial-energy characteristics of laser radiation beams with linear field polarization at sharp and moderate focusing in free space have been established theoretically and experimentally.

Conclusion: It is shown that the total field intensity of both combined $TE_{0n}+EH_{2n}$ and $EH_{-1n}+EH_{3n}$ -мод ($n = 1, 2, 3$) is defined by all three components and has a dip on the axis for both types of focusing. The central maxima of the field of these modes are significantly shifted from the geometric foci of the investigated lenses as the order n of these modes increases. The $EH_{-11}+EH_{31}$ -mode has the smallest diameter of the focal spot in the region of maximum intensity with sharp focusing, the $TE_{03}+EH_{23}$ -mode has the largest diameter of the focal spot with moderate focusing.

KEYWORDS: terahertz laser, dielectric resonator, combined modes, polarization, sharp focusing, moderate focusing

The article was received by the editors: 2 February 2023

The article is recommended for printing: 10 March 2023

Оригінальна стаття

<https://doi.org/10.26565/2311-0872-2023-38-02>

УДК 621.372.832+621.396.677

Н. К. БЛИНОВА, к. ф.-м. наук, доц.

e-mail: Blinova@karazin.ua

ORCIDL: <https://orcid.org/0000-0001-9388-0008>

В. О. КАТРИЧ, д. ф.-м. наук, проф.

e-mail: vkatrich@karazin.ua

ORCID ID: <https://orcid.org/0000-0001-5429-6124>

М. В. НЕСТЕРЕНКО, д. ф.-м. наук, п.н.с.

e-mail: mikhail.v.nesterenko@gmail.com

ORCID ID: <https://orcid.org/0000-0002-1297-9119>

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

МАСКУЮЧИЙ РЕЖИМ ФУНКЦІОНУВАННЯ ДІЕЛЕКТРИЧНОГО ВКЛЮЧЕННЯ У ПОРОЖНИНІ ЩІЛИНОГО ЕЛЕМЕНТА ЗВ'ЯЗКУ

Актуальність. Проблеми маскування, приховування чи зменшення помітності матеріальних об'єктів у різних діапазонах електромагнітних хвиль нині мають велике значення. Тому розвиток нових методів для вирішення таких завдань, безперечно, є актуальним.

Мета роботи. Метою даної роботи є обґрунтування можливості застосування вузької лінійної щілини (яка прорізана в плоскому екрані, який ідеально проводить і містить у своїй порожнині матеріальне включення) як функціональний елемент маскуючого покриття.

Матеріали та методи. Чисельне моделювання (вирішення зворотної дифракційної задачі щодо величини магнітної проникності матеріалу вставки в порожнині щілини) у строгій електродинамічній постановці проведено для випадку вібраторно-щілинної дифракційної структури в сантиметровому діапазоні довжин хвиль.

Результати. В результаті проведених досліджень встановлено, що для забезпечення маскуючого режиму функціонування щілини матеріал щілинної вставки повинен мати властивості спеціального метаматеріалу - магнетика гібридного типу.

Висновки. Рішення дифракційної задачі для випадку взаємодії вузької щілини з розсіювальним вібратором показало обґрунтованість можливості застосування щілини (прорізаної в нескінченному екрані кінцевої товщини) як функціональний елемент маскуючого покриття. Встановлено, що при цьому матеріал щілинної вставки повинен мати властивості спеціального метаматеріалу - магнетика гібридного типу. У разі потреби обґрунтування може бути узагальнено на інші типи об'єктів, що розсіюють.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: маскувальне покриття, вібраторно-щілинна структура; розв'язання зворотної електродинамічної задачі; метаматеріал

Як цитувати: Блинова НК., Катрич ВО., Нестеренко МВ. Маскуючий режим функціонування діелектричного включення у порожнині щілиного елемента зв'язку. Вісник Харківського національного університету імені В. Н. Каразіна. Серія «Радіофізика та електроніка». 2023; 38:16-22. .
<https://doi.org/10.26565/2311-0872-2023-38-02>

In cites: Blinova NK., Katrich VO., Nesterenko MV. Masking mode of functioning of a slot coupling element. Visnyk of V.N. Karazin Kharkiv National University, series "Radiophysics and Electronics". 2023; 38:16-22. (In Ukrainian). <https://doi.org/10.26565/2311-0872-2023-38-02>

ВСТУП

Для маскування, приховування чи зменшення помітності матеріальних об'єктів запропоновано кілька різних методів [1], зокрема у діапазоні радіохвиль. Серед них, завдяки своїй універсальності, найбільшого розвитку набув принцип маскування за методом хвильового обтікання (cloaking) [2]. Основна ідея методу полягає в тому, що маскувальне покриття має викривляти фронт падаючого електромагнітного випромінювання, змушуючи промені огинати об'єкт і на виході приймати початкові напрямки. У загальному випадку реалізувати ідею пропонується за допомогою неоднорідності речовини такого покриття. При цьому слід розрахувати просторові профілі його матеріальних параметрів, які забезпечать реалізацію необхідних променевих траєкторій. Зазначимо, що ця процедура базується на спеціальних алгоритмах перетворення координат для створення всередині оболонки віртуального простору зі скривленою метрикою.

Прорив у технологіях маскування зазвичай пов'язують з експериментальними можливостями застосування метаматеріалів, що з'явилися [3]. Використання останніх дозволило розглядати в якості покриття плоскі структури [4]. Зокрема, такі покриття можуть бути видимими в основному як частково прозорі за умови, що спостерігач не здогадується про присутність під шаром будь-якого об'єкта (hilling under the carpet). Що стосується радіобачення, то в цьому випадку частотний відгук не повинен містити інформації про маскування об'єкту, що розсіює. Одним з можливих простих варіантів реалізації подібних покриттів є перфоровані екрани кінцевої товщини з вузькими щілининими отворами, порожнини яких заповнені магніто-діелектричними включеннями. Проте аналіз маскуючих властивостей елементів щілинних екранів у літературних джерелах відсутній.

Метою цієї статті є обґрунтування можливості застосування вузької лінійної щілини (прорізаної в плоскому ідеально провідному екрані, що містить у порожнині матеріальне включення) як функціональний елемент маскуючого покриття. Це обґрунтування базується на строгому електродинамічному моделюванні в сантиметровому діапазоні довжин хвиль, в результаті якого проводиться оцінка значень матеріальних параметрів щілинних вставок.

ЗАГАЛЬНИЙ ПІДХІД В АНАЛІЗІ ДИФРАКЦІЙНОЇ ЗАДАЧІ

Сформулюємо загальну дифракційну задачу зв'язку двох довільних електродинамічних об'єктів за допомогою щілинного отвору. Геометрія задачі та прийняті позначення представлені на Рис. 1. Нехай є певний довільний об'єм V_1 , обмежений поверхнею, що ідеально проводить (імпедансною або частково імпедансною) S_1 (у тому числі нескінченно віддаленої), в якій прорізаний щілинний отвір Σ . Об'єм V_1 з'єднується з іншим об'ємом V_2 через порожнину щілини (об'єм V) з межами між об'ємами Σ_1 і Σ_2 відповідно. В об'ємі V_1 існує електромагнітне поле заданих сторонніх джерел $\{\vec{E}_0(\vec{r}), \vec{H}_0(\vec{r})\}$, залежить від часу t як $e^{i\omega t}$ ($\vec{r}$ – радіус-вектор точки спостереження, $\omega = 2\pi f$ – кругова частота, f – частота, що вимірюється в Герцах). В об'ємі V_2 знаходиться обмежене гладкою замкнутою поверхнею S матеріальне тіло об'ємом V , яке характеризується однорідними матеріальними параметрами (діелектричною проникністю $\vec{\epsilon}$, магнітною проникністю $\vec{\mu}$ та провідністю $\vec{\sigma}$). Діелектрична та магнітна проникності середовищ, що заповнюють об'єми V_1 , V_2 та V , відповідно дорівнюють ϵ_1, μ_1 , ϵ_2, μ_2 і ϵ, μ . Потрібно знайти повні електромагнітні поля $\{\vec{E}^{V_1}(\vec{r}), \vec{H}^{V_1}(\vec{r})\}$ і $\{\vec{E}^{V_2}(\vec{r}), \vec{H}^{V_2}(\vec{r})\}$ в об'ємах V_1 і V_2 , що задовольняють рівнянням Максвелла та граничним умовам на поверхнях S , S_1 , S_2 , Σ_1 і Σ_2 .

Не втрачаючи спільності, вважаємо, що для об'ємів $V_{1(2)}$ і V відомі $\hat{G}_{1(2)}^e(\vec{r}, \vec{r}')$; $\hat{G}_v^e(\vec{r}, \vec{r}')$ та $\hat{G}_{1(2)}^m(\vec{r}, \vec{r}')$; $\hat{G}_v^m(\vec{r}, \vec{r}')$ – електрична та магнітна тензорні функції Гріна (для векторного потенціалу), що задовольняють векторному рівнянню Гельмгольца та відповідним граничним умовам, у тому числі на поверхнях S_1 та S_2 . Тут $\vec{r}$ та $\vec{r}'$ – радіуси-вектори точок спостереження та джерел відповідно. У разі, коли поверхня S_1 (або S_2) віддалена на нескінченність, відповідні граничні умови для $\hat{G}^{e(m)}(\vec{r}, \vec{r}')$ переходять за умови випромінювання Зоммерфельда.

Умови безперервності для магнітних полів Σ_1 і Σ_2 зводяться до двох функціональних рівнянь щодо тангенціальних складових векторів електричних полів $\vec{e}_{\Sigma_1}$, $\vec{e}_{\Sigma_2}$ на щілинних апертурах:

$$\begin{cases} \Sigma_1 \Rightarrow \vec{H}_\tau^{V_1}(\vec{e}_{\Sigma_1}) + \vec{H}_{0\tau}^{V_1} = \vec{H}_\tau^V(\vec{e}_{\Sigma_1}) + \vec{H}_\tau^V(\vec{e}_{\Sigma_2}); \\ \Sigma_2 \Rightarrow \vec{H}_\tau^V(\vec{e}_{\Sigma_1}) + \vec{H}_\tau^V(\vec{e}_{\Sigma_2}) = \vec{H}_\tau^{V_2}(\vec{e}_{\Sigma_2}) + \Delta \vec{H}_\tau^{V_2}(\vec{e}_{\Sigma_2}), \end{cases} \quad (1)$$

де $\vec{H}_\tau^{V_1}(\vec{e}_{\Sigma_1})$, $\vec{H}_\tau^{V_2}(\vec{e}_{\Sigma_2})$, $\vec{H}_\tau^V(\vec{e}_{\Sigma_1})$, $\vec{H}_\tau^V(\vec{e}_{\Sigma_2})$ – тангенціальні по відношенню до площини щілини складові вектора магнітного поля у відповідних електродинамічних об'ємах, збуджені полями $\vec{e}_{\Sigma_1}$ і $\vec{e}_{\Sigma_2}$, $\vec{H}_{0\tau}^{V_1}$ – тангенціальний компонент вектора незбуреного щілиною первинного поля. Дифракційну добавку $\Delta \vec{H}_\tau^{V_2}(\vec{e}_{\Sigma_2})$ можна визначити з граничних умов на поверхні, сформульованих у вигляді інтегрального рівняння [5]:

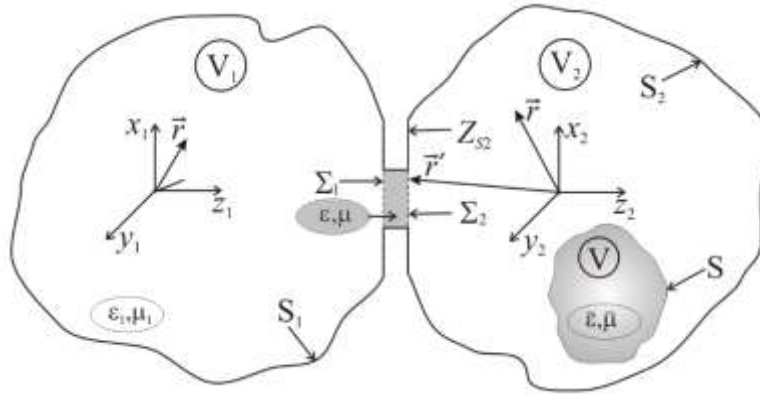


Рис. 1. Геометрія загальної дифракційної задачі
Fig. 1. Geometry of the general diffraction problem

$$\begin{aligned} \vec{H}^{V_2}(\vec{r}) = \vec{H}_0^{V_2}(\vec{r}) + \frac{1}{4\pi i k \mu_2} (\text{grad div} + k_2^2) \times \\ \times \int_S \hat{G}_2^m(\vec{r}, \vec{r}') [\vec{n}, \vec{E}^{V_2}(\vec{r}')] d\vec{r}' + \frac{1}{4\pi} \text{rot} \int_S \hat{G}_2^e(\vec{r}, \vec{r}') [\vec{n}, \vec{H}^{V_2}(\vec{r}')] d\vec{r}', \end{aligned} \quad (2)$$

яке вирішується за умови заданого поля на щілині $\vec{E}_{\Sigma_2}$ (тобто доданок $\vec{H}_0^{V_2}(\vec{r})$ вважається відомим). В (2) прийняті позначення: $k = 2\pi/\lambda$ – хвильове число, λ – довжина хвилі у вільному просторі, $k_2 = k\sqrt{\epsilon_2\mu_2}$, $\vec{n}$ – орт зовнішньої нормалі до поверхні S .

Вважаємо, що отвір зв'язку має прямокутні межі і є прямолінійною щілиною завдовжки L і шириною d . Причому для розмірів щілини виконуються співвідношення: $\frac{d}{L} \ll 1$ і $\frac{d}{\lambda} \ll 1$. У цьому випадку поля на обох апертурах порожнини щілини $\Sigma_{1(2)}$ можуть бути апроксимовані єдиними базовими функціями з невідомими комплексними амплітудами U_1 і U_2 [6]:

$$\vec{e}_{\Sigma_1} = U_1 \vec{e}_1, \quad \vec{e}_{\Sigma_2} = U_2 \vec{e}_2. \quad (3)$$

Тоді співвідношення (1) для полів можуть бути представлені у вигляді наступної системи рівнянь:

$$\begin{cases} \Sigma_1 \Rightarrow U_1 \vec{H}_\tau^{V_1}(\vec{e}_1) + \vec{H}_{0\tau}^{V_1} = U_1 \vec{H}_\tau^v(\vec{e}_1) + U_2 \vec{H}_\tau^v(\vec{e}_2), \\ \Sigma_2 \Rightarrow U_1 \vec{H}_\tau^v(\vec{e}_1) + U_2 \vec{H}_\tau^v(\vec{e}_2) = U_2 \vec{H}_\tau^{V_2}(\vec{e}_2) + U_2 \Delta \vec{H}_\tau^{V_2}(\vec{e}_2), \end{cases} \quad (4)$$

яка методом Галеркіна зводиться до системи лінійних рівнянь алгебри щодо невідомих амплітуд:

$$\begin{cases} U_1 Y_{11}^{V_1} + F^{V_1} = U_1 Y_{11}^v + U_2 Y_{12}^v, \\ U_1 Y_{21}^v + U_2 Y_{22}^v = U_2 Y_{22}^{V_2} + U_2 \Delta Y_{22}^{V_2}, \end{cases} \quad (5)$$

де $U_{1(2)}$ мають розмірність напруги, F^{V_1} – магніторушійної сили, інші елементи системи – розмірність провідності. У загальному вигляді провідності $Y_{\sigma s}^Q$ по відношенню до Q -му об'єму визначаються як

$$Y_{\sigma s}^Q = - \int_{\Sigma_\sigma} [\vec{e}_\sigma, \vec{H}^Q(\vec{e}_s)] \vec{n}^Q ds, \quad (6)$$

де індекси набувають значення $\sigma = 1, 2$; $s = 1, 2$, а $\vec{n}^Q$ – зовнішня нормаль до аналізованого електродинамічного об'єму.

Виразивши в системі (5) другого рівняння амплітуду U_2 через U_1 і виключивши її з першого рівняння, в результаті отримуємо співвідношення:

$$U_1 \left[-Y_{11}^{V_1} + Y_{11}^v + \frac{Y_{21}^v Y_{12}^v}{-Y_{22}^v + Y_{22}^{V_2} + \Delta Y_{22}^{V_2}} \right] = F^{V_1}. \quad (7)$$

Якщо в (7) для різних тіл, що розсіюють, та (або) їх розташування в об'ємі V_2 підбором матеріальних параметрів включення (ϵ, μ) забезпечити сталість значення суми, укладеної у квадратних дужках, то у таких

випадках величина амплітуди U_1 залишиться незмінною. Отже, задача розпізнавання частотного відгуку в V_1 матиме невизначеність по відношенню до багатьох таких структурних об'єктів.

Неважко перекоонатися, що у разі порожньої порожнини щілини, для якої ($\epsilon = 1$, $\mu = 1$), та відсутності в області V_2 розсіюючого матеріального тіла, вираз (7) матиме такий вигляд:

$$U_1 \left[-Y_{11}^{V_1} + Y_{11}^{V_2} + \frac{Y_{21}^{V_1} Y_{12}^{V_2}}{-Y_{22}^{V_2} + Y_{22}^{V_1}} \right]_{(\epsilon=1, \mu=1)} = F^{V_1}. \quad (8)$$

З порівняння (7) і (8) видно, що вирази тотожно рівні, якщо вимагати виконання умови:

$$Y_{11}^{V_1} + \frac{Y_{21}^{V_1} Y_{12}^{V_2}}{Y_{22}^{V_2} - Y_{22}^{V_1} + \Delta Y_{22}^{V_2}} = \left[Y_{11}^{V_1} + \frac{Y_{21}^{V_1} Y_{12}^{V_2}}{Y_{22}^{V_2} - Y_{22}^{V_1}} \right]_{(\epsilon=1, \mu=1)}. \quad (9)$$

Співвідношення (9) може бути визначено як умову маскування об'єкта, оскільки частотний відгук у просторовій області V_1 буде таким самим, як і у разі випромінювання щілини в об'єм V_2 за відсутності в ньому тіла, що розсіює. Як і слід було припускати, у (9) не фігурують матричні елементи $Y_{11}^{V_1}$ и F^{V_1} , що характеризують процес збудження електромагнітного поля в області V_1 .

АНАЛІЗ ВІБРАТОРНО-ЩІЛИНОЇ СТРУКТУРИ

Як конкретний приклад вібраторно-щілинної структури розглянемо вузьку лінійну щілину з прямокутною апертурою $L \times d$, прорізану в плоскому ідеальному нескінченному екрані товщиною i випромінює в обмежений цим екраном напівпростір V_2 . Вважаючи $\frac{c}{\lambda} \ll 1$, зв'яжемо з екраном та щілиною систему координат, як показано на Рис.2.

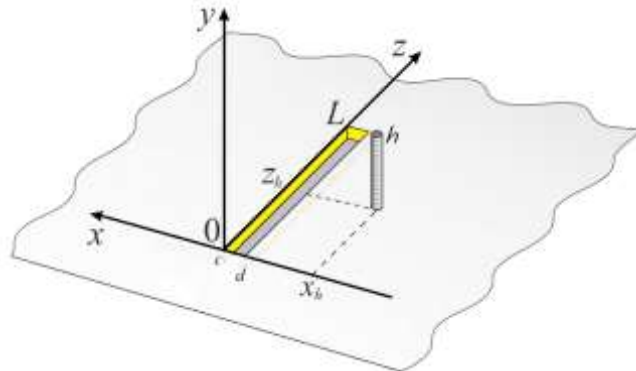


Рис. 2. Геометрія вібраторно-щілинної структури та прийняті позначення
Fig. 2. Geometry of the vibrator-slot structure and accepted notation

Над площиною екрану $(x, 0, z)$ розташуємо вертикальний вібратор, що ідеально проводить, радіусом ρ та заввишки h (вважаючи $\frac{\rho}{\lambda} \ll 1$ и $\frac{\rho}{h} \ll 1$), який має з екраном електричний контакт у точці з координатами (x_h, z_h) та її околиці радіусом ρ . Приймаючи у разі резонансного збудження вузької щілини апроксимації (3) у вигляді постійних функцій поперек щілини [6]:

$$\bar{e}_{\Sigma 1(\Sigma 2)} = \frac{U_{1(2)}}{d} \sin\left(\frac{\pi z}{L}\right) \bar{x}^0, \quad (10)$$

де $\bar{x}^0$ — орт координатної осі $\{0, x\}$, маємо:

$$Y_{11}^v = Y_{22}^v = -\frac{L}{2iZ_0kd\mu} \cdot \frac{\sqrt{k^2(\varepsilon\mu) - (\pi/L)^2}}{\operatorname{tg}\left(c\sqrt{k^2(\varepsilon\mu) - (\pi/L)^2}\right)},$$

$$Y_{12}^v = Y_{21}^v = \frac{L}{2iZ_0kd\mu} \cdot \frac{\sqrt{k^2(\varepsilon\mu) - (\pi/L)^2}}{\sin\left(c\sqrt{k^2(\varepsilon\mu) - (\pi/L)^2}\right)}.$$
(11)

При отриманні (11) використовувалась функція Гріна $\hat{G}_v^m(\vec{r}, \vec{r}')$ для прямокутного резонатора з однорідним діелектричним заповненням [6] та позначення $Z_0 = 120\pi$ - хвильовий опір вільного простору. Неважко переконатися, що під час виконання умови $\frac{c}{\lambda} \ll 1$ із співвідношень (11) випливає

$$Y_{11}^v = -Y_{12}^v \approx -\frac{L}{2iZ_0kd\mu c}.$$
(12)

Підставивши далі (12) у (9), з урахуванням (11) отримуємо співвідношення:

$$\mu = 1 - \frac{L}{2ciZ_0kd} \left(\frac{1}{Y_{22}^{V_2} + \Delta Y_{22}^{V_2}} - \frac{1}{Y_{22}^{V_2}} \right),$$
(13)

яке дозволяє однозначно визначити значення μ , необхідне для реалізації маскування вібраторного розсіювача в частотному відгуку структури. Зазначимо, що вираз (13) у разі електрично тонкої порожнини щілини ($c \ll \lambda$) виявляється незалежним від параметра ε . Як і слід очікувати, за відсутності впливу вібратора, коли $\Delta Y_{22}^{V_2} \rightarrow 0$, згідно (13) значення $\mu \rightarrow 1$.

ЧИСЛОВІ РЕЗУЛЬТАТИ

При проведенні чисельних розрахунків на підставі виразу (13) розглядатимемо параметри порожнини щілини, що знаходяться в резонансній ділянці випромінювача: $L = \lambda/2$ и $d = c = L/20$. Провідності $Y_{22}^{V_2}$ тут знаходимо, як і в [5]:

$$Y_{22}^{V_2} = \frac{4\pi}{Z_0} \left\{ \left(\operatorname{Si} 4k \frac{L}{2} - i \operatorname{Cin} 4k \frac{L}{2} \right) - \right. \\ \left. - 2 \cos k \frac{L}{2} \left[\left(2 \sin k \frac{L}{2} - k \frac{L}{2} \cos k \frac{L}{2} \right) \times \right. \right. \\ \left. \left. \times \left(\ln \frac{16L}{2d} - \operatorname{Cin} 2k \frac{L}{2} - i \operatorname{Si} 2k \frac{L}{2} \right) + \sin 2k \frac{L}{2} e^{-ik \frac{L}{2}} \right] \right\},$$
(14)

де Si та Cin інтегральні синус та косинус [7].

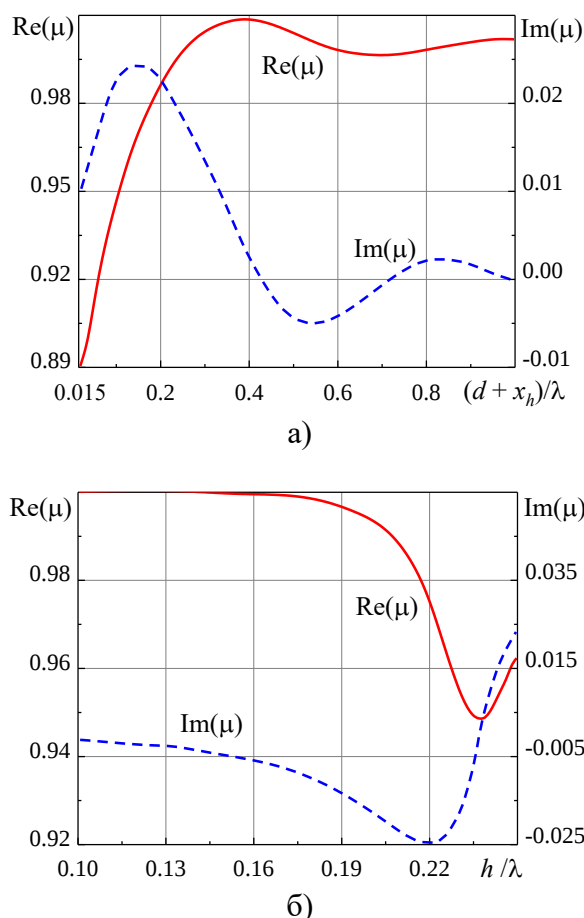
Розподіл електричного струму f_h^e вздовж тонкого вібратора за умови обмеження його висоти інтервалом $0 \leq h \leq 0.3\lambda$ апроксимуємо однією тригонометричною функцією [8]:

$$f_h^e(y) = \cos\left(\frac{\pi y}{2h}\right),$$
(15)

яка забезпечує правильну поведінку струму на кінцях вібраторного розсіювача. Додавка до провідності $\Delta Y_{22}^{V_2}$ у цьому випадку визначатиметься наступним виразом:

$$\Delta Y_{22}^{V_2} = \frac{2\pi}{Z_0} \int_0^L \sin\left(\frac{\pi z}{L}\right) \int_0^d (x_h - x) \int_0^h e^{-ikR_1} \frac{1/R_1 + ik}{R_1^2} \cos\left(\frac{\pi y}{2h}\right) dy dx dz \Big|_{R_1 = \sqrt{(x-x_h)^2 + y^2 + (z-z_h)^2}}.$$
(16)

Як приклад на Рис. 3 представлені розрахункові залежності величин реальної та уявної частин магнітної проникності (13) від геометричних параметрів вібраторного розсіювача.

Рис. 3. Зміни величини магнітної проникності $\mu = \text{Re}(\mu) + i \text{Im}(\mu)$ Fig. 3. Variation of the value of the permeability $\mu = \text{Re}(\mu) + i \text{Im}(\mu)$

На Рис. 3а показані результати при зміні відстані $d \leq x_h \leq d + \lambda$ між щілиною та резонансним вібратором у разі фіксації інших параметрів: $h = \lambda/4$, $\rho = 0.005h$, $z_h = L/2$, $\lambda = 0.3$ [м]. Рис. 3б – при зміні на тій же довжині хвилі, що збуджує, розміру вібратора $0 \leq h \leq \lambda/4$ та фіксації параметрів: $x_h = -d - 0.06\lambda$, $z_h = L/2$, $\rho = 0.005h$.

Як видно з Рис. 3, маскувальний ефект для вібраторного розсіювача може бути забезпечений при заповненні порожнини щілини магнетиком, у якого $0 \leq \text{Re}(\mu) \leq 1$, а уявна частина може характеризуватись як позитивним, так і негативним знаком. Горизонтальні асимптотики для представлених на Рис. 3 залежностей (у випадках досить великих величин x_h чи малих h) є значення $\text{Re}(\mu) = 1$ и $\text{Im}(\mu) = 0$. Отримана оцінка величини реальної частини магнітної проникності $[1 - \text{Re}(\mu)] \leq 1$ дозволяє стверджувати, що матеріал включення має виражений діаманітний характер (тобто відноситься до слабоманітних речовин). З іншого боку, зміна знака уявної частини $\text{Im}(\mu)$ подібна до такої, що спостерігається при магнітному гістерезі, вимагає визначити матеріал вставки як феромагнетик (тобто віднести його до сильномагнітних матеріалів). Така суперечність є підставою припускати, що наповнювач порожнини щілини при забезпеченні нею функції радіомаскування має бути метаматеріалом – магнетиком гібридного типу.

ВИСНОВКИ

На підставі чисельно-аналітичного рішення зворотної дифракційної задачі у строгій постановці отримана асимптотична формула для розрахунку величини магнітної проникності матеріалу вставки в порожнину щілини при забезпеченні нею функції радіомаскування. В результаті аналізу задачі для випадку взаємодії вузької щілини з вібратором, що розсіює, обґрунтована можливість застосування щілини (прорізаної в екрані кінцевої товщини) як функціональний елемент маскуючого покриття. Встановлено, що при цьому матеріал щілинної вставки повинен мати властивості спеціального

метаматеріалу - магнетика гібридного типу. У разі потреби обґрунтування може бути узагальнено на інші типи об'єктів, що розсіюють.

КОНФЛІКТ ІНТЕРЕСІВ

Автори повідомляють про відсутність конфлікту інтересів.

СПИСОК ВИКОРИСТАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ

1. Dubinov AE, Mytareva LA. Invisible cloaking of material bodies using the wave flow method. *Physics–Uspekhi*. 2010; 53: 455–479. <http://dx.doi.org/10.3367/UFNe.0180.201005b.0475>
2. Pendry JB, Schurig D, Smith DR. Controlling electromagnetic fields. *Science* 312. 2006. <https://doi.org/10.1126/science.1125907>
3. Tie JC, David RS, Ruopeng L. *Metamaterials. Theory, Design and Applications*. Springer Science+Business Media. 2010. <http://dx.doi.org/10.1007/978-1-4419-0573-4>
4. Li J, Pendry JB. Hiding under the carpet: a new strategy for cloaking. *Phys. Rev. Lett.* 2008; 101 203901. <https://doi.org/10.48550/arXiv.0806.4396>
5. Nesterenko MV, Katrich VA, Penkin YM, Berdnik SL, Dumin OM. Combined vibrator-slot structures: theory and applications. Springer Nature Switzerland AG. 2020. <http://dx.doi.org/10.1007/978-3-030-60177-5>
6. Nesterenko M.V., Katrich VA, Penkin YM, Berdnik SL. Analytical and hybrid methods in theory of slot-hole coupling of electrodynamic volumes, Springer Science+Business Media. 2008. <https://doi.org/10.1007/978-0-387-76362-0>
7. Abramovits MIA, Stegun IA. *Handbook of mathematical functions with formulas, graphs and mathematical tables*. Applied mathematics series, vol 55. National Bureau of Standards. 1964.
8. Nesterenko MV. Analytical methods in the theory of thin impedance vibrators. *Progress In Electromagnetics Research B*. 2010; 21: 299-328. <https://doi.org/10.2528/pierb10020105>

Стаття надійшла до редакції: 24 лютого 2023 р.

Рекомендовано до друку: 27 березня 2023 р.

MASKING MODE OF FUNCTIONING OF A DIELECTRIC INCLUSION IN THE CAVITY OF A SLOT COUPLING ELEMENT

N.K. Blinova, V. O. Katrich, M.V. Nesterenko

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

Relevance. The problems of masking, hiding or reducing the visibility of material objects in various ranges of electromagnetic waves are of great importance at the present time. Therefore, the development of new methods for solving such problems is undoubtedly relevant.

Goal of the work. The purpose of this work is to substantiate the possibility of using a narrow linear slot (cut in a flat ideally conducting screen and containing a material inclusion in its cavity) as a functional element of a masking coating.

Materials and methods. Numerical simulation (solution of the inverse diffraction problem regarding the value of the magnetic permeability of the insert material in the cavity of the slot) in a rigorous electrodynamic formulation was carried out for the case of a vibrator-slot diffractive structure in the centimeter wavelength range.

Results. As a result of the research, it was found that in order to provide a masking mode for the operation of the slot, the material of the slotted insert must have the properties of a special metamaterial - a hybrid-type magnet.

Conclusions. The solution of the diffraction problem for the case of the interaction of a narrow slit with a scattering vibrator showed the validity of the possibility of using a slit (cut in an infinite screen of finite thickness) as a functional element of a masking coating. It has been established that in this case the material of the slotted insert should have the properties of a special metamaterial - a hybrid-type magnetic. If necessary, the justification can be generalized to other types of scattering objects.

KEY WORDS: masking coating; vibrator-slot structure; solution of the inverse electrodynamic problem; metamaterial.

The article was received by the editors: 24 February-2023

The article is recommended for printing: 27 March 2023

Оригінальна стаття

<https://doi.org/10.26565/2311-0872-2023-38-03>

УДК 621.372

С.О. ПОГАРСЬКИЙ, д. ф.-м. наук, проф.

e-mail: spogarsky@gmail.com

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

Д.В. МАЙБОРОДА, к.ф.-м.н., доц.

e-mail: shfmayboroda@gmail.com

ORCID ID: <https://orcid.org/0000-0002-9564-2369>

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

ШИРОКОСМУГОВИЙ СМУГО-ЗАГОРОДЖУЮЧИЙ ФІЛЬТР НА КВАЗІ-ФРАКТАЛЬНІЙ ОСНОВІ

Актуальність. Створення нових високоефективних конструкцій широкосмугових частотно-селективних пристроїв є однією з пріоритетних задач у сучасній техніці НВЧ. Це пояснюється вимогами як до багатофункціональності пристроїв, так і вирішенням задачі електромагнітної сумісності. Істотну роль у ряді селективних пристроїв відіграють смуго-загороджуючі фільтри (або режекторні фільтри), що забезпечують стабільну роботу приладів в умовах впливу загороджуючих, шумових та паразитних сигналів. При цьому необхідний пошук нових підходів до конструювання, використання нових базових елементів.

Мета роботи – чисельне моделювання характеристик смуго-загороджуючого фільтра на основі квазі-фрактальної мікросмужкової структури, проведення оптимізації параметрів фільтра, встановлення критичних параметрів, які впливають на амплітудно-частотну характеристику.

Матеріали та методи. Чисельне моделювання здійснене в рамках методу кінцевих елементів з використанням пакета Ansoft HFSS.

Результати. Проведено чисельне моделювання амплітудно-частотних характеристик широкосмугового смуго-загороджуючого фільтра на основі квазі-фрактальної структури. Проведено моделювання структури розподілу струмів на мікросмужкових провідниках. Встановлений фактор впливу електричної довжини елементів фільтра на характеристичний опір окремих елементів фільтра. Шляхом оптимізації електричної довжини елементів фільтра показана можливість придушення паразитних резонансів у структурі. Досягнуті високі рівні режекції сигналів у досить широкій смузі частот.

Висновки. Запропоновано конструкцію смуго-загороджуючого фільтра на основі квазі-фрактальної мікросмужкової структури, яка забезпечує режекцію сигналів в 72.3% смузі частот відносно центральної частоти. На окремих частотах реалізовані практично недосяжні рівні режекції при конструюванні аналогічних фільтрів на зв'язаних мікросмужкових резонаторах. Конструкція смуго-загороджуючого фільтра на основі квазі-фрактальної структури має незаперечні переваги перед традиційними конструкціями частотно-селективних пристроїв на основі зв'язаних мікросмужкових резонаторів – це компактність та простота корекції критичних параметрів при порівнянних значеннях інших електродинамічних параметрів. Крім того, у порівнянні із класичними конструкціями фільтрів на основі зв'язаних резонаторів виключається етап багатоступенної корекції або взаємного зв'язку резонаторів, або їх електричної довжини.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: смуго-загороджуючий фільтр, мікросмужкова лінія, квазі-фрактальна структура, амплітудно-частотна характеристика, резонанс.

Як цитувати: Погарський С.О., Майборода Д.В. Широкопasmовий смуго-загороджуючий фільтр на квазі-фрактальній основі. Вісник Харківського національного університету імені В. Н. Каразіна. Серія «Радіофізика та електроніка». 2023; 38:23-29. <https://doi.org/10.26565/2311-0872-2023-38-03>

In cites: Pogarsky S, Mayboroda D. Wideband bandstop filter based on quasi-fractal structure. Visnyk of V.N. Karazin Kharkiv National University, series "Radiophysics and Electronics". 2023; 38:23-29. (In Ukrainian). <https://doi.org/10.26565/2311-0872-2023-38-03>

ВСТУП

Сучасні тенденції розвитку радіотехнічних систем різного призначення, у тому числі радіолокаційних і телекомунікаційних, призводять до необхідності використання широкопasmових і надширокопasmових сигналів з метою підвищення швидкості передачі сигналів, підвищення ємності радіосистем, підвищення ступеня захищеності переданої інформації. Інтенсивний розвиток телекомунікаційних систем (типу 4G, 5G), систем космічного зв'язку ще більш ускладнює розв'язок питання про ефективну роботу таких систем, про розподіл частотних діапазонів й ін. У цьому зв'язку актуальним стає питання електромагнітної сумісності. Крім того, широко використання безпілотних літальних апаратів (БПЛА), з одного боку, дає додатковий поштовх для розвитку компактних, багатофункціональних радіотехнічних систем, а з іншого боку, ще більш ускладнює процес рішення

деяких конкретних задач, зокрема задачі обробки сигналів. У першу чергу це торкається питання частотної селекції сигналів.

Частотно-селективні пристрої (фільтри) є невід'ємною частиною практично будь-якої сучасної радіотехнічної системи. Якщо не розглядати питання розвитку цього класу приладів (стосовно до НВЧ діапазону), не вдаватися в подробиці класифікації та конструктивних особливостей, а обмежитися лише розглядом максимально компактних (і при цьому досить функціональних) варіантів виконання частотно-селективних елементів НВЧ діапазону, то можна виділити один клас елементів – це елементи, що виконані на основі смужкових ліній (і їх різних модифікацій). Смужкові лінії й їх різні модифікації досить давно використовують у якості основи для створення частотно-селективних пристроїв [1-5]. Характерною рисою використання таких елементів є резонансний характер взаємодії відрізків таких ліній [6-9]. Широке поширення одержали конструкції, відомі за назвою «мікросмужкові фільтри з чвертьхвильовими зв'язками», і конструкції з назвою «мікросмужкові фільтри східчастого типу». В обох конструкціях зв'язок мікросмужкових резонаторів здійснюється за рахунок бічного зв'язку. Однак, у першому типі мікросмужкові резонатори зміщені один відносно одного на половину їх довжини, а в іншому типі – зв'язок здійснюється по всій довжині. Обом типам конструкції властивий досить істотний недолік – довжина резонатора жорстко прив'язана до довжини хвилі основного типу хвилі в мікросмужковій лінії. Через цю причину обмежена максимальна смуга робочих частот фільтра. Відомі методи розширення робочої смуги – це методи придушення й методи зміщення паразитних смуг. Серед перших можна вказати на методи ємнісної компенсації, реалізацію плавної або стрибкоподібної зміни хвильового опору, введення додаткових фільтруючих елементів. Серед інших – це використання комбінацій ліній з позитивною та негативною дисперсією. Однак, і в першому й, особливо, у другому випадку це призводить до істотного ускладнення топології фільтрів, істотному росту сумарних втрат (ліній відкритого типу), ускладненню процедури налаштування та підстроювання.

Мета роботи – моделювання основних характеристик смуго-загороджуючого широкосмугового фільтра на основі квазі-фрактальної структури.

КОНСТРУКЦІЯ ФІЛЬТРА

Основою фільтра є так звана квазі-фрактальна мікросмужкова структура. Фрактальні мікросмужкові структури – це відносно новий клас електродинамічних об'єктів, що принципово відрізняється своєю геометрією від відомих конструктивних рішень. Головна топологічна відмінність фрактальних форм – рекурсивне повторення із заданим масштабним коефіцієнтом вихідних геометричних шаблонів. Так проявляється характерна для фракталів властивість самоподібності. Слід зазначити, що неможливо реалізувати на практиці так званий фізичний фрактал. Реально можлива побудова конструкцій з кінцевим числом ітерацій. Такого роду конструкції не можуть у точному значенні вважатися фрактальними. Такі об'єкти звичайно розглядаються як префрактали. При дослідженні таких структур зазвичай застосовується математичний апарат дробових операторів, ефекти скейлінгу, що суттєво спрощує аналіз фізичних властивостей складнокомпозиційних об'єктів [10, 11].

На Рис. 1 представлена топологія смуго-загороджуючого фільтра. Він представляє собою рекурсивно повторюваний ансамбль розімкнутих кілець із коефіцієнтом скейлінга $\xi = 0.67$.

Якщо орієнтуватися на стандартні значення геометричних розмірів діелектричної підкладки, то можна оцінити максимальне можливе число ітерацій. Для діелектричної підкладки з розмірами 60x48 мм при припущенні, що фільтр призначений для роботи в сантиметровому діапазоні з центральною частотою $F = 5$ ГГц, число ітерацій не перевищує значення трьох-чотирьох. Товщина діелектричної підкладки та діелектрична проникність – варіативні величини. Початковий радіус півкілець $R_1 = 10$ мм. Зв'язок із зовнішніми колами здійснюється за допомогою відрізків мікросмужкової лінії. Ширина відрізків мікросмужкової лінії вибиралася з міркувань підтримки на вході (виході) характеристичного опору 50 Ом.

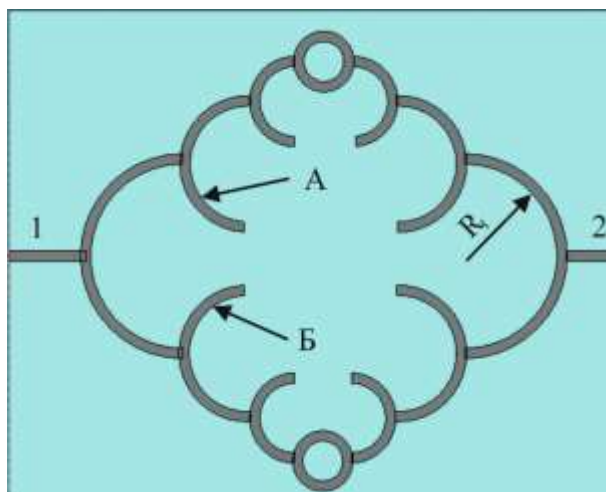


Рис. 1. Топологія фільтра; 1 – вхідний елемент фільтра, 2 – вихідний елемент фільтра.

Fig. 1. Topology of the filter; 1 – input filter element, 2 – output filter element.

РЕЗУЛЬТАТИ ЧИСЕЛЬНОГО МОДЕЛЮВАННЯ

Для чисельного моделювання був обраний метод кінцевих елементів (МКЕ, англ. Finite Element Method – FEM). Такий вибір обумовлено декількома причинами. Перша з них – це те, що сама по собі структура є тривимірною (3D). Також присутня неоднорідність діелектричного простору. Друга – це складність топології елементів фільтра, наявність додаткових відрізків мікросмужкової лінії, що здійснюють зв'язок фільтра із зовнішніми колами. Для таких складних електродинамічних об'єктів дотепер не розроблені строгі методи аналізу (і тим більше, синтезу) характеристик. Поява таких методів у недалекому майбутньому, швидше за все, досить проблематична. Широко відомий метод еквівалентних схем [12] практично не застосовується через складність топології структури. Можливим варіантом є використання чисельних методів. МКЕ реалізований у рамках пакета моделювання Ansoft HFSS [13]. Відмінною рисою використання пакета при аналізі параметрів фільтра є задання числа власних хвиль у збуджуючих елементах. Внаслідок складності топології й наявності досить великого числа неоднорідностей на збуджуючих елементах враховувалася можливість існування трьох нижчих типів власних коливань.

Безумовно, першим етапом дослідження є вивчення питання про можливість узгодження складної електродинамічної структури із зовнішніми колами. Висновок про таку можливість можна зробити на основі залежності $|S_{11}|$ від частоти. На Рис. 2 представлена залежність $|S_{11}|$ від частоти для структури, розташованої на підкладці з геометричними розмірами 60x48 мм, товщиною 0.5 мм, діелектричної проникності $\epsilon_r = 3.8$. Цю залежність можна розглядати як індикативну, на підставі якої можна було б оцінити як потенційні можливості структури в плані частотної селекції, так і оцінити величину фактора узгодження.

Аналіз залежності показує, що в низькочастотній частині розглянутого діапазону присутні дві практично однакові смуги частот, в яких спостерігається досить прийнятне узгодження за рівнем $KCSH \approx 1.4$, ширина смуги становить $\Delta F \approx 0.113$ ГГц. Максимальні рівні зворотних втрат становлять -49.6 дБ на частоті $F = 1.176$ ГГц і -49.9 дБ на частоті $F = 2.166$ ГГц, що відповідає значенням $KCSH$ 1.006...1.007. Ці значення свідчать про те, що поблизу цих частот можливо практично ідеальне узгодження із зовнішніми колами. Крім того, у розглянутому діапазоні спостерігаються ще деякі дуже вузькі смуги частот із прийнятним рівнем узгодження. Разом з тим, проглядається дуже широка смуга частот від $F_1 = 3.954$ ГГц до $F_2 = 7.048$ ГГц ($\Delta F \approx 3.094$ ГГц), у межах якої спостерігається повне відбиття сигналу. У межах цієї смуги можна прогнозувати досить високий рівень загородження. Практично у всій смузі він становить -30 дБ, поблизу окремих частот досягається рівень -50...-60 дБ. Однак, поблизу деяких частот спостерігаються досить різкі сплески (що доходять до рівня -10 дБ), що свідчить про виникнення паразитних резонансів у структурі фільтра. Для того, щоб зрозуміти причину виникнення паразитних резонансів, необхідно дослідити структуру полів або струмів на провідниках фільтра на частотах, поблизу яких спостерігаються викиди.

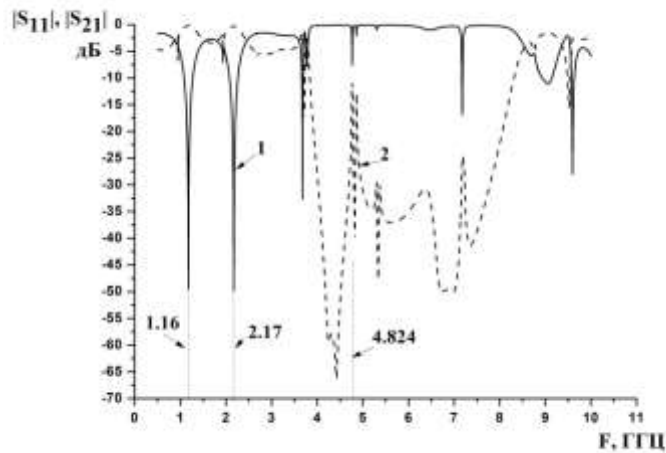


Рис. 2. Залежності $|S_{11}|$ й $|S_{21}|$ від частоти початкового варіанта фільтра

Fig. 2. $|S_{11}|$ and $|S_{21}|$ dependences on the frequency of the initial version of the filter

На Рис. 3 представлено графічне зображення структури струмів на провідниках фільтра на частоті $F = 4.824$ ГГц (ця частота відповідає максимальному викиду на амплітудно-частотній характеристиці). Побудова виконана комбінованим методом: кольорової шкали й ізоліній.

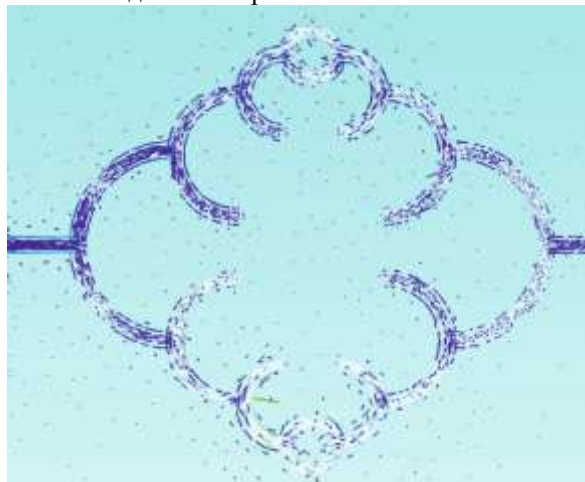


Рис. 3. Розподіл струмів на поверхні елементів фільтра на частоті $F = 4.824$ ГГц.

Fig. 3. Distribution of currents on the surface of the filter elements at the $F = 4.824$ GHz frequency.

Аналіз зображення показує, що, по-перше, збуджуються обидва плеча фільтра, але ступінь збудження виявляється різним. При цьому досить більша частина потужності проходить у вихідне плече (2), що й пояснює сплеск у залежності коефіцієнта проходження $|S_{21}|$. По-друге, очевидно, що навіть найперший елемент фільтра з боку входу фільтра (1) збуджується нерівномірно, що свідчить про те, що характеристичні опори обох плечей фільтра виявляються різними. Крім того, яскраво виражений резонанс в елементі фільтра (позначений на Рис. 1 як А) вказує на те, що електрична довжина елемента кратна довжині хвилі (з урахуванням значення ефективної діелектричної проникності підкладки). Нескладні підрахунки показують, що L/λ (де L - довжина дуги, λ - довжина хвилі) на частоті $F = 4.82$ ГГц становить значення 0.502. Одним з можливих способів зміни характеристичного опору є спосіб корекції електричної довжини резонуючого елемента, тобто його вкорочення. При вкороченні довжини резонуючого елемента на 5% вдається як піти від резонансної величини довжини, так і симетрувати структури струмів на елементах А і Б. Структура струмів на поверхні елементів фільтра з укороченою довжиною зазначеного елемента показана на Рис. 4.

Аналіз зображення свідчить про те, що, по-перше, була досягнута мета симетричного збудження елементів фільтра, та, як наслідок, вирівнялися значення характеристичних опорів плечей. По-друге, очевидна концентрація струмів у вхідному плечі (1), причиною якої є підвищення рівня відбиття на вході

фільтра. І, по-третє, істотно знизилася амплітуда струмів на виході фільтра. Тобто, така конструкція здатна проводити режекцію певної смуги частот.

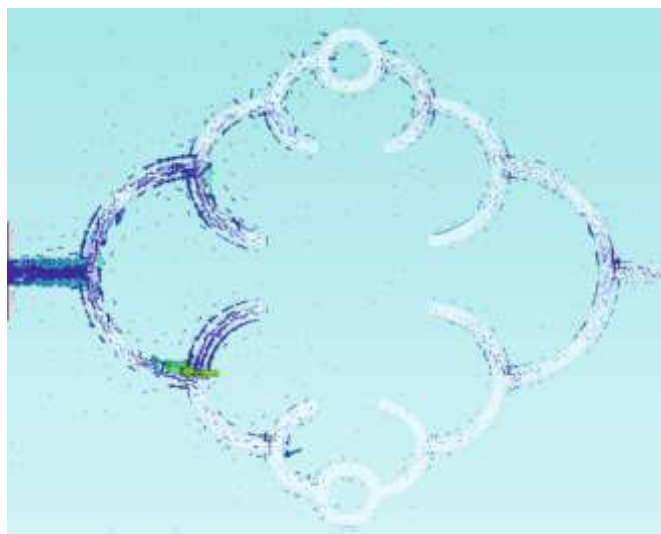


Рис. 4. Розподіл струмів на поверхні елементів фільтра на частоті $F = 4.824$ ГГц із корегованою довжиною резонатора

Fig. 4. Distribution of currents on the surface of the filter elements at a frequency of GHz with the corrected length of the resonator

На Рис. 5 представлені залежності величин $|S_{11}|$ і $|S_{21}|$ від частоти оптимізованого варіанта топології фільтра.

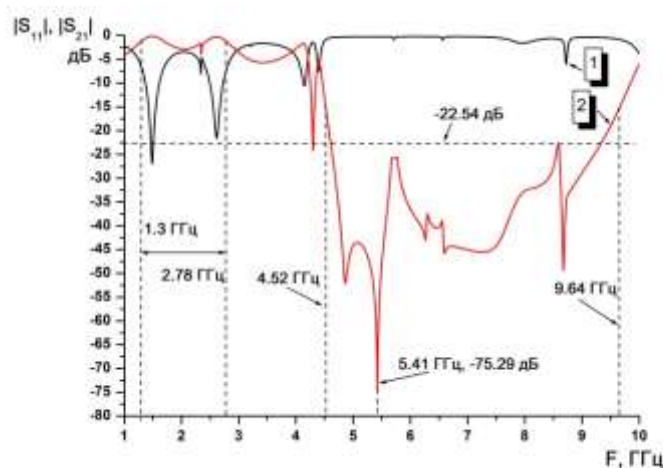


Рис. 5. Залежності $|S_{11}|$ й $|S_{21}|$ від частоти оптимізованого варіанта топології фільтра

Fig. 5. $|S_{11}|$ and $|S_{21}|$ dependencies on the frequency of the optimized version of the filter topology

Порівняння даних на Рис. 2 і Рис. 5 свідчить про те, що оптимізація електричної довжини проблемних резонаторів (фактично, зміна довжини дуги резонаторів) призводить до істотних змін у залежностях. Так, після оптимізації топології змістилися середні частоти смуг з високим рівнем загородження в низькочастотній частині розглянутого діапазону. Середній зсув становить $\Delta F \approx 0.3$ ГГц. При цьому трохи знизилася значення рівня зворотних втрат (до 20...25 дБ). Зміщення смуги повного відбиття у високочастотну область склало $\Delta F \approx 0.695$ ГГц. Ширина смуги залишилася практично незмінною. Однак, якщо в початковому варіанті в смузі загородження спостерігалися різкі коливання величин $|S_{11}|$ і $|S_{21}|$, і з цієї причини неможливо було говорити про реалізацію суцільної смуги загородження з певним рівнем, то в оптимізованому варіанті фільтра забезпечується суцільна смуга загородження в смузі

4.583...8.545 ГГц. Невелике коливання величини коефіцієнта $|S_{11}|$ спостерігається поблизу частоти $F = 7.952$ ГГц. Коливання амплітуди не перевищує 1.5 дБ. Аналіз залежності коефіцієнта проходження $|S_{21}|$ показує, що величина коефіцієнта проходження $|S_{21}|$ не перевищує значення -22.54 дБ у діапазоні частот 4.61...9.32 ГГц, що становить 67.6% від центральної частоти смуги. Помітні коливання $|S_{21}|$ спостерігаються щодо середнього рівня -30 дБ. А на частоті $F = 5.41$ ГГц рівень загородження досягає значення -75.29 дБ.

Ще одним важливим параметром будь-якого частотно-селективного пристрою є величина крутості характеристики (або ширина перехідної зони). У всіх типів широкосмугових фільтрів величина крутості фронтів і ширина робочої смуги взаємозалежні. Прагнення до збільшення ширини робочої смуги призводить до зниження крутості й навпаки. Із цієї причини це співвідношення є завжди компромісним рішенням. На відміну від конструкцій фільтрів на зв'язаних лініях, де широкосмуговість досягається за рахунок збільшення числа зв'язаних резонаторів, зв'язок між якими завжди є величиною варіативною, у розглянутій квазі-фрактальній структурі зв'язок між елементами постійний (гальванічний). При цьому, якщо на виході (2) забезпечується протифазність струмів за рахунок підбору електричної довжини резонуючих елементів, забезпечується режекція сигналу. Ширина, безумовно, прив'язана до елементів структури й до робочої довжини хвилі, і деякою мірою залежить від граничних геометричних розмірів діелектричної підкладки, на якій розташовуються елементи структури.

Аналіз залежності $|S_{21}|$, наведеної на Рис. 5, показує, що такий фільтр має величину перехідної зони по передньому фронту $\Delta F \cong 0.249$ ГГц до рівня режекції -22.54 дБ, що відповідає величині крутості 0.0712 дБ/МГц, по задньому фронту до того рівня $\Delta F \cong 0.678$ ГГц, що забезпечує величину крутості 0.024 дБ/МГц. Якщо орієнтуватися на максимальні значення рівня режекції як переднього, так і заднього фронтів, то очевидно розширення перехідних зон. Однак при цьому, наприклад для переднього фронту при розширенні перехідної зони до $\Delta F \cong 0.496$ ГГц (практично вдвічі) крутість характеристики зростає до значення 0.095 дБ/МГц, тобто на 33.5%. Слід зазначити, що порівнянні значення по ширині смуги режекції, по величинах крутості фронтів можна одержати в структурах на основі зв'язаних мікросмужкових резонаторів. Однак, значення рівнів режекції -50...-70 дБ у структурах на зв'язаних резонаторах у принципі не досяжні. Крім того, для забезпечення порівнянної ширини смуги режекції необхідна конструкція на основі 10-15 зв'язаних резонаторів. Такого роду конструкція буде досить громіздкою й розміщення всіх елементів на підкладці стандартних розмірів буде проблематичним. Ще одним немаловажливим фактором є необхідність додаткового підстроювання багатоеlementних фільтрів. У випадку 10-15 елементної конструкції таке підстроювання виливається в досить складний і трудомісткий процес.

ВИСНОВКИ

У роботі представлені результати чисельного моделювання характеристик смуго-загороджувачого широкосмугового фільтра на основі квазі-фрактальної структури. Моделювання виконане з використанням методу кінцевих елементів, реалізованого в рамках пакета Ansoft HFSS. Моделювання структури полів і струмів на провідниках дозволило встановити причину виникнення паразитних резонансів в амплітудно-частотних характеристиках. Проведена оптимізація параметрів дозволила встановити граничне значення вкорочення резонаторів. Запропонована конструкція фільтра має істотні переваги перед класичними конструкціями на основі зв'язаних мікросмужкових резонаторів.

Дана робота виконана за підтримки Міністерства освіти і науки України, гранти 0122U001486, 0122U001436.

КОНФЛІКТ ІНТЕРЕСІВ

Автори повідомляють про відсутність конфлікту інтересів.

REFERENCES

1. Minnis BJ. Printed Circuit Coupled Line Filters for Bandwidth Up to and Greater than an Octave. IEEE Trans. MTT. 1981; 29 (3): 215-222. <https://doi.org/10.1109/TMTT.1981.1130330>
2. Hong J-S, Lancaster MJ. Coupling of Microstrip Square Open-Loop resonators for Cross-Coupled Planar Microwave Filters. IEEE Trans. MTT. 1996; 44 (12): 2099-2109. <https://doi.org/10.1109/22.543968>
3. Bancui MG, Ramer R, Ioachim A. Microstrip Filters Using New Compact Resonators. Electronics Letters. 2002; 38: 228-229. <https://doi.org/10.1049/el:20020174>
4. Kim T, Seo C. A Novel Photonic Bandgap Structure for Low-Pass Filter or Wide Stopband. IEEE Microwave Guided Wave Letters. 2000; 10 (1): 13-15. <https://doi.org/10.1109/75.842072>

5. Belyaev BA, Serzhantov AM, Tyurnev VV, Bal'va YF, Leksikov AA, Galeev RG. Implementation of cross couplings in microwave bandpass filters. Microwave and optical technology letters. 2014; 9: 2021-2025. <https://doi.org/10.1002/mop.28507>
6. Belyaev BA, Serzhantov AM, Tyurnev VV. A dual-mode split microstrip resonator and its application in frequency selective devices. Microwave and optical technology letters. 2013; 9: P. 2186-2190. <https://doi.org/10.1002/mop.27806>
7. Stefanini R, Chatras M, Blondy PG, Rebeiz M. Compact 2-pole and 4-pole 2.4-2.8 Ghz dual-mode tunable filters. IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest (MTT). 2010: 1480-1483. <https://doi.org/10.1109/MWSYM.2010.5514807>
8. Joshi H, Sigmarsson HH, Moon Sungwook, Peroulis D, Chappell WJ. High Q narrow-band tunable filters with controllable bandwidth. IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest. 2009: 629-632. <https://doi.org/10.1109/MWSYM.2009.5165775>
9. Morgan MA. Reflectionless Filters. In: Artech House Microwave Library. Boston; L. 2017: 258 p.
10. West BJ, Bologna M, Grigolini P. Physics of Fractal Operators. N. Y.: Springer-Verlag. 2003: 354 p.
11. Jaggard DL. Fractal Electrodynamics and Modeling. In: Directions in Electromagnetic Wave Modeling. Ed. by H. L. Bertoni and L. B. Felsen. N.Y.: Plenum. 1991: 435 – 446.
12. Levy R. Derivation of Equivalent Circuits of Microwave Structures Using Numerical Techniques. IEEE Tran. on MTT. 1999; 47 (9): 1688-1695. <https://doi.org/10.1109/22.788610>
13. Ansoft HFSS /ANSYS Academic Research HF (5 tasks): 1 task(s) Permanent with TECS expiring 01-may-2020 Customer # 1076710.

Стаття надійшла до редакції: 17 січня 2023 р.

Рекомендовано до друку: 17 лютого 2023 р.

WIDEBAND BAND-STOP FILTER BASED ON QUASI-FRACTAL STRUCTURE

S.A. Pogarsky, D.V. Mayboroda

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

Relevance. The creation of new high-performance designs of broadband frequency-selective devices is one of the priority tasks in modern microwave technology. This is due to the requirements both for the multifunctionality of devices and the solution of the problem of electromagnetic compatibility. An essential role in a number of frequency-selective devices is played by band-stop filters (or rejection filters), which ensure stable operation of devices under the influence of blocking, noise and other spurious signals. At the same time, it is necessary to search for new approaches to design, the use of new basic elements.

The purpose of the work is to do numerical simulation of the characteristics of a band-stop filter based on a quasi-fractal microstrip structure, optimization of the filter parameters, establishment of critical parameters that affect the amplitude-frequency characteristic of the filter.

Materials and methods. Numerical simulation was carried out within the framework of the finite element method (FEM) using the Ansoft HFSS package.

Results. Numerical modeling of the amplitude-frequency characteristics of a broadband bandstop filter based on a quasi-fractal microstrip structure has been carried out. Modeling of the current distribution structure on microstrip conductors has been carried out. The factor of influence of the electrical length of the filter elements on the characteristic resistance of individual filter branches is established. By optimizing the electrical length of the filter elements, the possibility of suppressing parasitic resonances in the structure is shown. High levels of signal rejection were achieved in a sufficiently wide frequency band.

Conclusion. The proposed design of a bandstop filter based on a quasi-fractal microstrip structure provides signal rejection in 72.3% of the frequency band relative to the center frequency of the operating band. At individual frequencies, practically unattainable levels of rejection are realized when designing similar filters based on coupled microstrip resonators. The design of a bandstop filter based on a quasi-fractal structure has undeniable advantages over traditional designs of frequency-selective devices based on coupled microstrip resonators - this is compactness and ease of adjusting critical parameters with comparable values of other electrodynamic parameters. In addition, in comparison with classical filter designs based on coupled resonators, the stage of multi-stage correction of either the mutual coupling of the resonators or their electrical length is eliminated.

KEYWORDS: bandstop filter, microstrip line, quasi-fractal structure, frequency response, resonance

The article was received by the editors: 17 January 2023

The article is recommended for printing: 17 February 2023

Оригінальна стаття

<https://doi.org/10.26565/2311-0872-2023-38-04>

УДК 550.388

Л. Ф. ЧОРНОГОР, д. ф.-м. наук, проф.

e-mail: Leonid.F.Chernogor@gmail.com ORCID ID: <https://orcid.org/0000-0001-5777-2392>

Ю. Б. МИЛОВАНОВ, к. ф.-м. наук, с.н.с.

e-mail: hobit1957@gmail.com

В. Л. ДОРОХОВ, н.с.

e-mail: dorokhov@karazin.ua

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

ІОНОСФЕРНІ ЕФЕКТИ УДАРНОЇ ХВИЛІ, ЗГЕНЕРОВАНОЇ ВИБУХОМ ВУЛКАНУ ТОНГА 15 СІЧНЯ 2022 р.

Актуальність. Вулкани належать до високоенергетичних джерел, здатних викликати значні збурення у всіх підсистемах системи Земля – атмосфера – іоносфера – магнітосфера (ЗАІМ). Видатною подією стався вибух вулкану Хунга – Тонга – Хунга – Хаапай (далі коротко Тонга) 15 січня 2022 р. Вибух викликав: помірний землетрус із магнітудою 5.8, генерацію двох типів цунамі зі швидкостями ~ 200 та 315 м/с та висотою, що поступово зменшувалася від 90 м над кратером підводного вулкану до 2–3 дм на відстані ~ 20 Мм; спектр хвиль у атмосфері (вибухової, хвилі Лемба, атмосферної гравітаційної, інфразвуку, звуку); появу іоносферної «діри»; хвильові процеси у іоносфері зі швидкістю від ~ 250 м/с до ~ 1000 м/с; електризацію частинок у вулканічному струмені та плюмі; суттєве зростання об'ємної густини електричного заряду, його розділення, збільшення густини атмосферного струму, збурення глобального електричного кола; генерацію чисельних (до 20000 хв⁻¹) блискавок у плюмі, електромагнітне випромінювання яких збурило температуру та концентрацію електронів у нижній іоносфері, поширилося вздовж магнітних силових ліній до магнітосфери та радіаційного поясу, викликаючи висипання високоенергійних частинок із радіаційного поясу. Вибух вулкану Тонга викликав цілий комплекс фізичних процесів у системі ЗАІМ. Актуальним є дослідження варіацій повного електронного вмісту (ПЕВ) та параметрів рухомих іоносферних збурень, викликаних вибухом вулкану Тонга 15 січня 2022 р.

Метою цієї роботи є аналіз часових аперіодичних і квазіперіодичних варіацій ПЕВ, згенерованих потужним вибухом вулкану Тонга 15 січня 2022 р., та оцінка їхніх параметрів.

Методи і методологія. Для аналізу іоносферних збурень, викликаних вибухом вулкану Тонга, використано дані трансіоносферного зондування на основі GPS-технологій. За даними вимірювань псевдодальностей розраховувався ПЕВ в іоносфері у вертикальному стовпі. Сумарна похибка складала близько 0.1 TECU.

Результати. Аналіз часових варіацій ПЕВ для станцій, віддалених від епіцентру вибуху вулкану на відстань близько 500–4400 км, показав наступне. Спостерігалось три групи збурень у іоносфері, час запізнювання яких збільшувався при збільшенні відстані від епіцентру. Цим збуренням відповідали три групи горизонтальних удаваних швидкостей: ~ 1000 м/с та дещо більше, ~ 350–700 м/с та 270–330 м/с. Ці швидкості пов'язані з вибуховою хвилею, атмосферною гравітаційною хвилею та хвилею Лемба. Доведено, що дефіцит ПЕВ (іоносферна «діра»), викликаний саме вибухом вулкану, оскільки час запізнювання по відношенню до моменту вибуху та час існування «діри» зростали при збільшенні відстані від епіцентру вибуху. Величина виявлених ефектів суттєво залежала від місця дислокації станції, положення екваторіальної іонізаційної аномалії, часу доби, освітленості іоносфери тощо. Зменшення ПЕВ сягало 10–15 TECU, а відносне зменшення – 25–60%. Хвильові збурення зазвичай мали період 10–15 хв та амплітуду 0.5–1 TECU.

Висновки. Ударна хвиля, згенерована вибухом вулкану Тонга, викликала в іоносфері аперіодичні та квазіперіодичні збурення.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: вулкан Тонга, ударна хвиля, іоносфера, повний електронний вміст, іоносферна «діра», квазіперіодичне збурення

Як цитувати: Чорногор ЛФ, Милованов ЮБ, Дорохов ВЛ. Іоносферні ефекти ударної хвилі, згенерованої вибухом вулкану Тонга 15 січня 2022 р. Вісник Харківського національного університету імені В. Н. Каразіна. Серія «Радіофізика та електроніка». 2023; 30-44. <https://doi.org/10.26565/2311-0872-2023-38-04>

In cites: Chernogor LF, Mylovanov YB, Dorokhov VL. Ionospheric effects of the shock wave generated by the explosion of the Tonga volcano on January 15, 2022. Visnyk of V.N. Karazin Kharkiv National University, series “Radiophysics and Electronics”. 2023; 30-44. (In Ukrainian). <https://doi.org/10.26565/2311-0872-2023-38-04>

© Чорногор Л.Ф., Милованов Ю.Б., Дорохов В.Л., 2023

Open access. This article is licensed under a Creative Commons Attribution 4.0 <https://creativecommons.org/licenses/by/4.0/>

ВСТУП

Вулкани належать до високоенергетичних джерел, здатних викликати значні збурення у всіх підсистемах системи Земля – атмосфера – іоносфера – магнітосфера (ЗАІМ) [1–3, 4–10]. Потужні вулкани вибухають досить рідко, приблизно одна подія за 10–20 років [1, 11–22].

Видатною подією стався вибух вулкану Хунга – Тонга – Хунга – Хаапай (далі коротко Тонга) 15 січня 2022 р. Вибух викликав: помірний землетрус із магнітудою 5.8 [23, 24], генерацію двох типів цунамі зі швидкостями ~ 200 та 315 м/с та висотою, що поступово зменшувалася від 90 м над кратером підводного вулкану до 2–3 дм на відстані ~ 20 Мм [25–30]; спектр хвиль у атмосфері (вибухової, хвилі Лемба, атмосферної гравітаційної, інфразвуку, звуку); появу іоносферної «діри»; хвильові процеси у іоносфері зі швидкістю від ~ 250 м/с до ~ 1000 м/с [31–37]; електризацію частинок у вулканічному струмені та плюмі, суттєве зростання об'ємної густини електричного заряду, його розділення, збільшення густини атмосферного струму, збурення глобального електричного кола; генерацію чисельних (до 20000 хв^{-1}) блискавок у плюмі, електромагнітне випромінювання яких збурило температуру та концентрацію електронів у нижній іоносфері, поширилося вздовж магнітних силових ліній до магнітосфери та радіаційного поясу, викликаючи висипання високоенергійних частинок із радіаційного поясу [2, 4–8].

Таким чином, вибух вулкану Тонга викликав цілий комплекс фізичних процесів у системі ЗАІМ. Далі зупинимося дещо детальніше на процесах у іоносфері. Іоносферним ефектам вулкану Тонга присвячена низка робіт [33, 34, 38–41].

Автори [39] виявили ефект вибухової хвилі та іоносферну «діру». У роботі [42] досліджена локальна та глобальна реакція на вибух вулкану. Поблизу вулкану збурення повного електронного вмісту (ПЕВ) в іоносфері N_V сягало 5–10 TECU. Швидкість рухомих іоносферних збурень (РІЗ) складала від 180 до 1050 м/с. Окремо описана хвиля Лемба, що поширювалася в глобальних масштабах зі швидкістю ~ 315 м/с.

Авторами [38] виявлені в екваторіальній області плазмові «міхури» з дефіцитом концентрації електронів N у них на висотах 400–500 км, що сягав 2–3 порядків.

У роботах [33, 34, 40, 41] також досліджувалися збурення ПЕВ та РІЗ зі швидкостями від 200–400 до 555–950 м/с.

Актуальним є подальше дослідження варіацій ПЕВ та параметрів РІЗ, викликаних вибухом вулкану Тонга 15 січня 2022 р.

Метою роботи є аналіз часових аперіодичних і квазіперіодичних варіацій ПЕВ, згенерованих потужним вибухом вулкану Тонга 15 січня 2022 р., та оцінка їхніх параметрів.

ЗАГАЛЬНІ ВІДОМОСТІ ПРО ВУЛКАН ТОНГА

Підводний вулкан Тонга знаходиться у південній частині Тихого океану на глибині близько 200 м. Його географічні координати: $20^{\circ}54'$ пд. ш., $175^{\circ}38'$ зх. д. За даними [39], вибухів у інтервалі часу 04:00–05:00 UT (UT – всесвітній час) було п'ять, найбільш потужний з них мав місце о 04:15 UT. Виверження вулкану спостерігалось впродовж 12 ± 2 год [43]. Всього в атмосферу викинуто близько 2.9 Гт продуктів виверження загальним об'ємом 1.9 км^3 . Початкова швидкість вулканічного струменя сягала декількох сотень метрів за секунду, а його початковий діаметр – десятків метрів. Максимальна висота струменя не перевищувала 2 км, в той час як висота конвективного підйому гарячих продуктів виверження наближалась до рекордного значення – 50–58 км. Магнітуда вулкану не перевищувала 5.5, індекс вулканічної вибуховості VEI – 5.8, а інтенсивність викидів – 10.8 [2, 4, 8].

СТАН КОСМІЧНОЇ ПОГОДИ

Для аналізу стану космічної погоди скористаємося даними сайтів [<http://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp>] та [<https://omniweb.gsfc.nasa.gov/form/dx1.html>]. Число сонячних плям W у інтервалі 12–15 січня 2022 р. не перевищувало ~ 100 (Рис. 1). Індекс $F_{10.7} \approx 100$ –120 с.о.п. (1 с.о.п. = $10^{-22} \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{Гц}^{-1}$). Помітне (у рази) збурення параметрів сонячного вітру (концентрації, температури та швидкості) мало місце в ніч з 14 на 15 січня 2022 р. Рівень флуктуацій компоненти B_z міжпланетного магнітного поля від ± 4 нТл збільшився до -14 нТл. Індекс A_p при цьому виріс від ~ 5 до ~ 67 нТл, індекс K_p – від ~ 1 до 5.7, а індекс D_{st} зменшився від $+10$ до -91 нТл. Всі ці зміни свідчили про те, що в ніч з 14 на 15 січня 2022 р. мала місце помірна магнітна буря, що супроводжувалася помірною іоносферною бурею. 15 січня 2022 р. ефекти іоносферної бурі були незначними.

У якості контрольних днів вибрано найбільш спокійні дні 13 та 17 січня 2022 р.

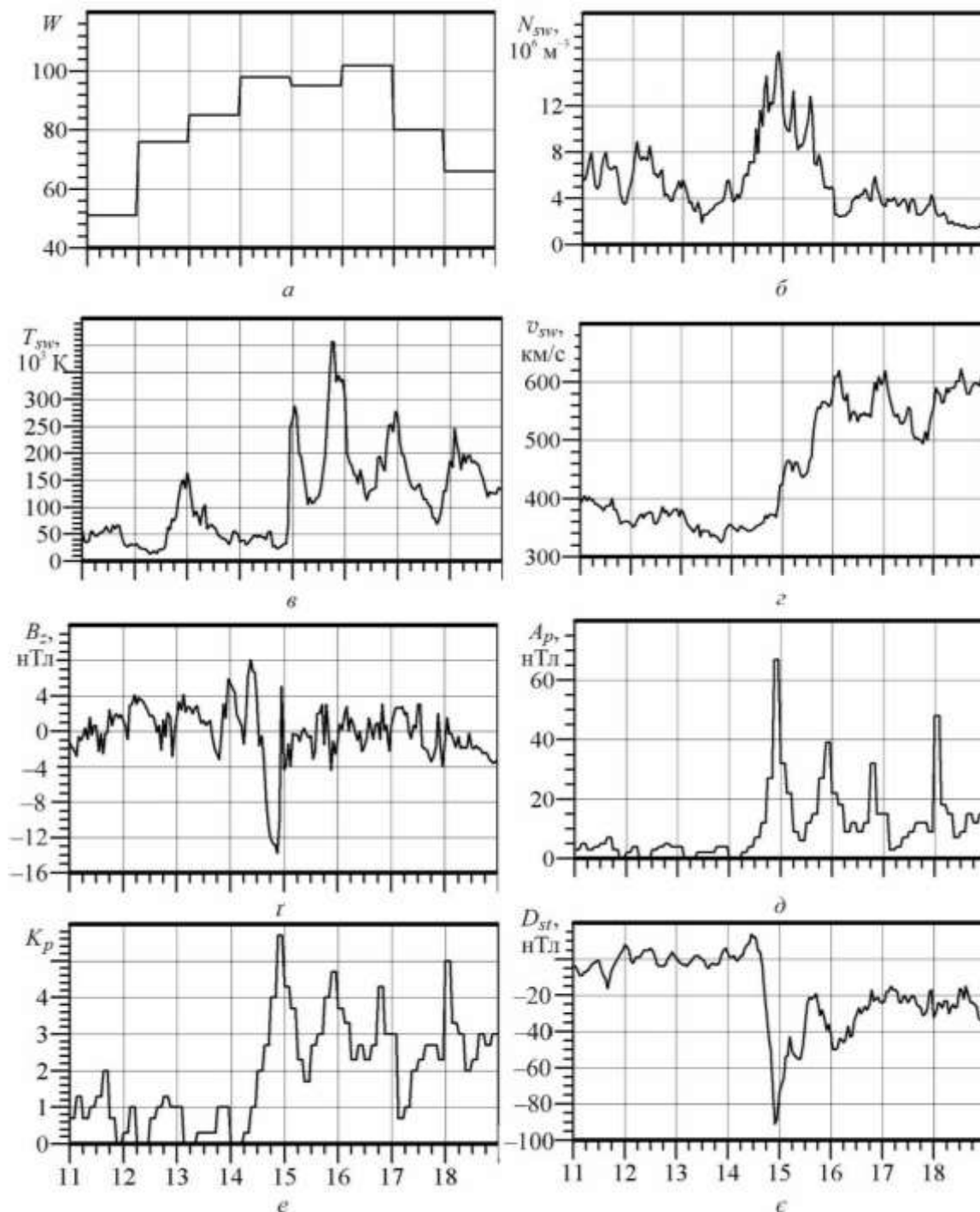


Рис. 1. Часова залежність параметрів космічної погоди щодня з 11 січня до 18 січня 2022 року
 Fig. 1. Time dependences of space weather parameters every day from January 11 to January 18, 2022

ЗАСОБИ ТА МЕТОДИ

Для аналізу іоносферних збурень, викликаних вибухом вулкану Тонга, використано дані трансіоносферного зондування на основі GPS-технологій [https://cddis.nasa.gov/Data_and_Derived_Products/GNSS]. За даними вимірювань псевдодальностей розраховувався ПЕВ в іоносфері у вертикальному стовпі. Сумарна похибка складала близько 0.1 TECU. Контурна мапа зі станціями показана на Рис. 2. Перелік використаних станцій наведено в Табл. 1.

РЕЗУЛЬТАТИ АНАЛІЗУ

Можливі збурення, що пов'язані з вибухом вулкану, будемо виявляти за зміною характеру варіацій ПЕВ. Ці варіації можуть бути як аперіодичними, так і квазіперіодичними.

Реакцію іоносфери на вибух, яку на станції FTNA (супутник G18) зареєстровано (відстань $r_{st} \approx 758$ км від епіцентру), показано на Рис. 3а. Можна бачити реакцію ПЕВ на всі вибухи (реакція на деякі вибухи могла злитися). Час запізнювання Δt_1 складав приблизно 14 хв, а тривалість складала 10–15 хв. Крім першої реакції, спостерігалось ще дві реакції з часами запізнювання $\Delta t_2 \approx 50$ хв і $\Delta t_3 \approx 75$ хв (Табл. 2). З часом запізнювання $\tau \approx 40$ хв реєструвалося зменшення ПЕВ ΔN_V приблизно на 10 TECU або на 26% тривалістю $\Delta T \approx 100$ хв. Період квазіперіодичних збурень $T \approx 10$ хв, а амплітуда $\Delta N_{Va} \approx 1$ TECU.

На станції SKIS (супутник G32) також відмічалася реакція на окремі найбільші потужні вибухи (Рис. 3б). При цьому $r_{st} \approx 1624$ км. Квазіперіодичні збурення мали часи запізнювання близько 17, 60 та 140 хв (див. Табл. 2). Крім таких збурень, спостерігалось аперіодичне збурення з $\tau \approx 65$ хв, $\Delta T \approx 140$ хв. При цьому дефіцит ПЕВ $\Delta N_V \approx -15$ TECU, або -60% , $T \approx 10$ хв, а $\Delta N_{Va} \approx 0.5-1$ TECU (див. Табл. 3).

Зменшення ПЕВ на станції THTG (супутник G10, $r_{st} \approx 2734$ км) було відносно невеликим (-3 TECU або -12%), яке настало з часом запізнювання $\tau \approx 60$ хв і тривало близько 100 хв (Рис. 3в). Період коливань складав 10–15 хв, а $\Delta N_{Va} \approx 0.6$ TECU (див. Табл. 3). Квазіперіодичні збурення мали часи запізнювання близько 133 і 173 хв (див. Табл. 2).

Для станції PTVL (супутник G10) відстань $r_{st} \approx 1744$ км. Квазіперіодичні збурення мали часи запізнювання $\Delta t_2 \approx 70$ хв, $\Delta t_3 \approx 115$ хв (див. Табл. 2). Перше збурення з Δt_1 виділити не вдалося. За 70 хв після вибуху розпочалося зменшення ПЕВ до -7 TECU або на 32% , що тривало 180 хв (Рис. 3г). Період коливань $T \approx 15$ хв, а їхня амплітуда не перевищувала 1 TECU (див. Табл. 3).

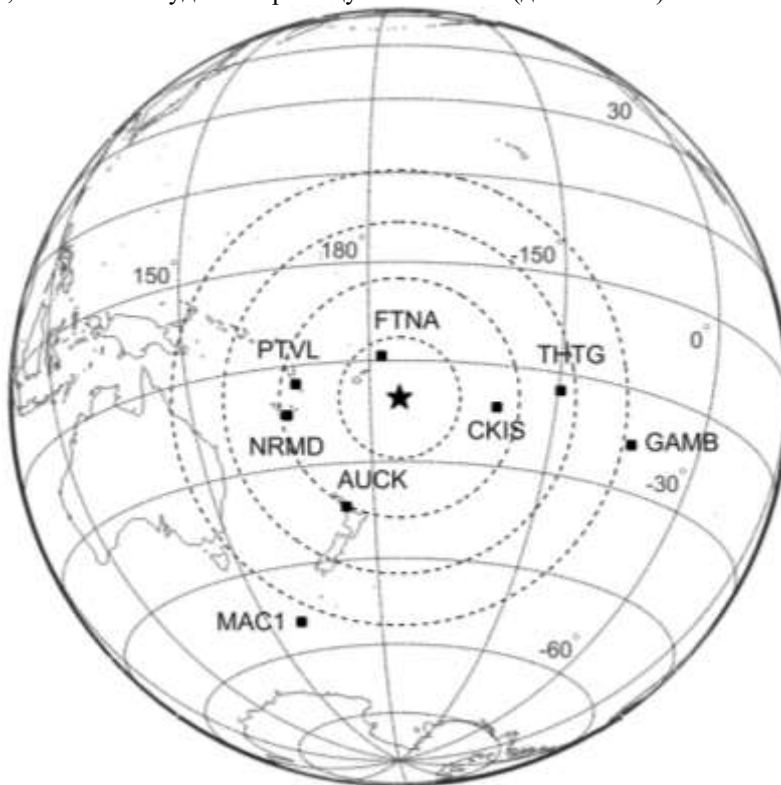


Рис. 2. Контурна мапа розподілу станцій спостереження
Fig. 2. Contour map of observation sites distribution

Таблиця 1. Список використаних супутників та станцій з координатами та країнами належності. Відстань r_{st} від вулкана до станції наведено в останній колонці

Table 1. List of used satellites and stations with coordinates and countries of affiliation. The r_{st} distance from the volcano to the station is given in the last column

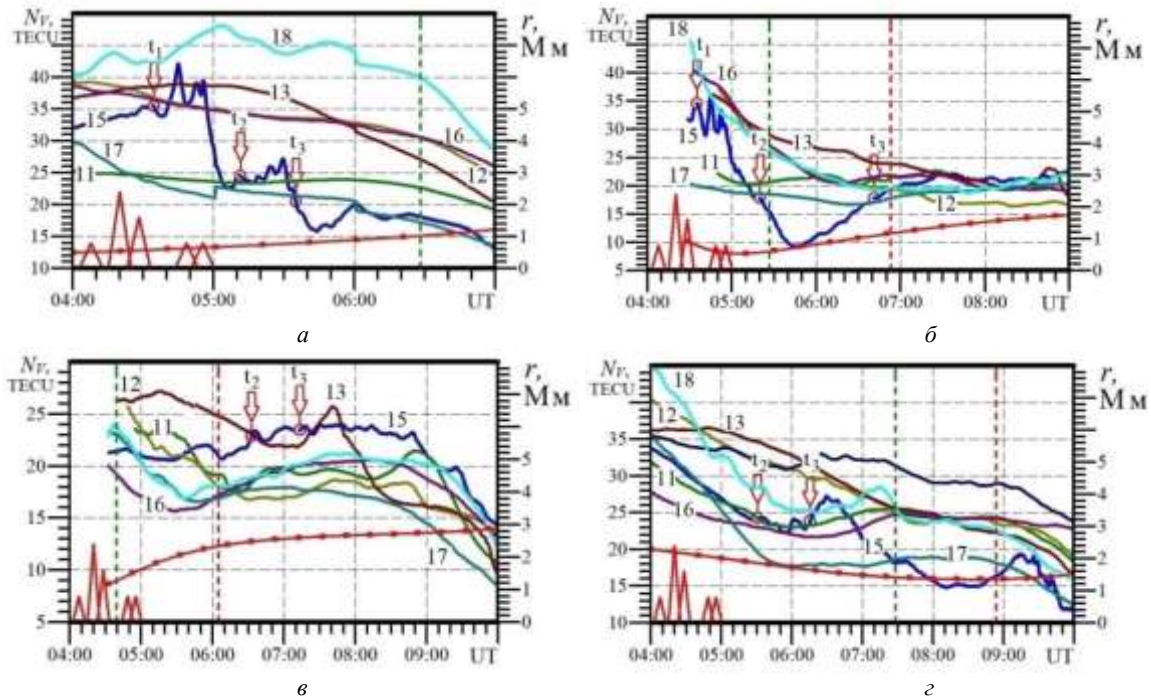
Супутник	Станція	Широта	Довгота	Місцезнаходження	r_{st} , км
G18	FTNA	-14°13'	-178°07'	France	758
G32	CKIS	-21°04'	-159°48'	Cook Islands, New Zealand	1624
G10	PTVL	-17°38'	+168°19'	Republic of Vanuatu	1744
G27	NRMD	-22°05'	+166°29'	Nouvelle-Calédonie, France	1888
G32	AUCK	-36°42'	+174°83'	Auckland, New Zealand	2004
G10	THTG	-17°28'	-149°36'	Papeete, Tahiti, France	2734
G12	GAMB	-23°00'	-135°00'	Gambier, France	4180
G32	MAC1	-54°30'	+158°56'	Macquarie, Australia	4353

Таблиця 2. Основні параметри збурень

Table 2. Main parameters of disturbances

Станція	Супутник	r_1 , км	Δt_1 , хв	v_1' , м/с	r_2 , км	Δt_2 , хв	v_2' , м/с	r_3 , км	Δt_3 , хв	v_3' , м/с
FTNA	G18	578	14	1070	692	50	256	784	75	187
CKIS	G32	796	17	1105	561	60	170	1081	140	133
PTVL	G10				1860	70	477	1646	115	249
NRMD	G27	2571	53	893	2554	105	426	2618	135	336
AUCK	G32	1974	43	866	2075	95	384	2114	120	306
THTG	G10				2472	133	321	2592	173	338
GAMB	G12	4431	95	821	4429	160	476	4461	236	322
MAC1	G32	4094	78	935	4218	176	411	4248	245	295

Для станції AUCK (супутник G32) $r_{st} \approx 2004$ км. Квазіперіодичним збуренням відповідали часи запізнювання 43, 95 і 120 хв (див. Табл. 2). Падіння ПЕВ на 4 TECU розпочалося з $\tau \approx 45$ хв і тривало 120 хв (Рис. 3r). Період $T \approx 15$ хв, а $\Delta N_{Va} \approx 0.5-0.7$ TECU (див. Табл. 3).



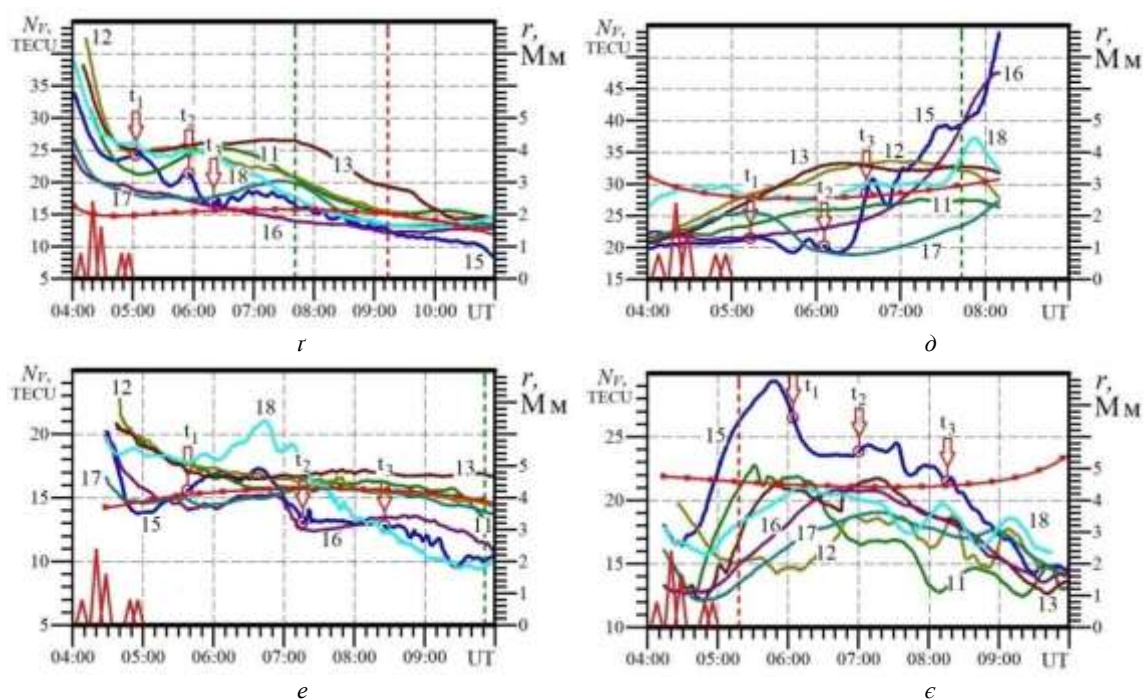


Рис. 3. Часові варіації ПЕВ: *a* – станція FTNA, супутник G18; *б* – станція CKIS, супутник G32; *в* – станція THTG, супутник G10; *г* – станція PTVL, супутник G10; *р* – станція AUCK, супутник G32; *д* – станція NRMD, супутник G27; *е* – станція MAC1, супутник G32; *є* – станція GAMB, супутник G12. Номер кривої відповідає номеру дня. Моменти заходу Сонця відзначені вертикальними лініями, ліворуч на поверхні Землі, праворуч на висоті 350 км. Часи вибуху позначені трикутниками. Стрілки з t_1 , t_2 і t_3 – моменти можливої реакції на вибух

Fig. 3. Temporal variations of TEC: *a* is FTNA station, G18 satellite; *b* is CKIS station, G32 satellite; *c* is THTG station, G10 satellite; *d* is PTVL station, G10 satellite; *e* is AUCK station, G32 satellite; *f* is NRMD station, G27 satellite; *g* is MAC1 station, G32 satellite; *h* is GAMB station, G12 satellite. The curve number corresponds to the day number. The moments of sunset are marked by vertical lines, on the left on the Earth's surface, on the right at an altitude of 350 km. The explosion times are marked with triangles. Arrows with t_1 , t_2 and t_3 indicate moments of a possible reaction to the explosion

Розглянемо дані станції NRMD (супутник G27). Відстань $r_{st} \approx 1888$ км. Збурення мали такі часи запізнювання: $\Delta t_1 \approx 53$ хв, $\Delta t_2 \approx 105$ хв і $\Delta t_3 \approx 135$ хв (Рис. 3д). Зменшення ПЕВ розпочалося з часом запізнювання 75 хв і тривало близько 210 хв. Значення $\Delta N_V \approx -5$ TECU або -20% (див. Табл. 3).

Реєстрація збурень на станції MAC1 (супутник G32), для якої $r_{st} \approx 4353$ км, розпочалася з часами запізнювання 78, 176 і 245 хв (Рис. 3е). Зменшення ПЕВ, що не перевищувало 2.5 TECU або 17%, розпочалося за 105 хв після вибуху та тривало близько 120 хв. Період коливань складав 7–10 хв, а амплітуда

–

0.5

TECU

(див. Табл. 3).

Таблиця 3. Основні параметри іоносферної «діри» та хвильових збурень

Table 3. Main parameters of the ionospheric «hole» and wave disturbances

Станція	Супутник	$r(\tau)$, км	ΔN_V , TECU	N_V , TECU	δV , %	ΔT , хв	τ , хв	T , хв	ΔN_{Va} , TECU
FTNA	G18	677	–10	38	–26	100	40	10	1
CKIS	G32	531	–15	25	–60	140	45	10	0.75
THTG	G10	1975	–3	25	–12	100	60	12.5	0.6
PTVL	G10	1835	–7	22	–32	180	70	15	1
AUCK	G32	1987	–4	20	–20	120	45	15	0.6
NRMD	G27	2539	–5	25	–20	210	75	15	0.75
MAC1	G32	4196	–2.5	15	–17	120	105	8.5	0.5
GAMB	G12	4482	–2.5	26	–10	120	105	12	0.4

Для станції GAMB (супутник G12) маємо $r_{st} \approx 4180$ км. Перше збурення мало запізнювання 95 хв, $\Delta t_2 \approx 160$ хв, а $\Delta t_3 \approx 236$ хв (Рис. 3є). Зменшення ПЕВ розпочалося з часом запізнювання близько 105 хв і тривало 120 хв. При цьому $\Delta N_V \approx -2.5$ TECU або -10% . Період квазіперіодичних збурень складав близько 12 хв, а його амплітуда -0.4 TECU (див. Табл. 3).

ОБГОВОРЕННЯ

У роботі проаналізовано часові варіації ПЕВ для відстаней, що змінювалися від декількох сотень до ~ 4400 км. На всіх реєстраціях якісна картина була в цілому подібною: мало місце три групи збурень з часами запізнювання Δt_1 , Δt_2 і Δt_3 . Важливо, що спостерігалася тенденція до збільшення часів запізнювання при збільшенні відстані від вулкану (див. Табл. 2). Це свідчить на користь того, що збурення викликані саме вибухом вулкану, а не іншим джерелом.

За часами запізнювання можна оцінити горизонтальну вдавану швидкість за формулою $v = r/\Delta t$, де r – відстань від епіцентру до підіоносферної точки в момент часу Δt , Δt – час запізнювання реакції на вибух вулкану. Більш фізичною є скоригована швидкість

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

де Δt_0 – час поширення збурення до іоносфери (висоти ~ 200 – 400 км). Зазвичай для лінійних хвиль $\Delta t_0 \approx 10$ хв.

Результати оцінок v'_1 , v'_2 і v'_3 наведено в Табл. 2. Видно, що $v'_1 \approx 1$ км/с або навіть більше цієї величини. Така швидкість властива вибуховим (ударним) хвилям. Відомо, що швидкість ударної хвилі залежить від надлишкового тиску у хвилі, який сягав десятків атмосфер [2]. У роботі [2] оцінено енергію вибухової хвилі $E \approx 7.4 \cdot 10^{16}$ Дж. Характерний розмір, де надлишок тиску дорівнює атмосферному тиску на поверхні Землі ($p_0 \approx 10^5$ Па), дається таким співвідношенням [1, 2]:

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

Ця оцінка справедлива для горизонтального напрямку. Нелінійна вибухова хвиля поступово перетворюється у лінійну хвилю на відстані $R_L \approx 3.16 R_0 \approx 28$ км [2]. У вертикальному напрямку картина зовсім інша. Значення атмосферного тиску з ростом висоти зменшується за експоненціальним законом з масштабом $H \approx 7.5$ км. Тому відносний надлишок тиску збільшується за експоненціальним законом, тобто вибухова хвиля залишається нелінійною і на більших висотах. Її загасання викликане нелінійним ефектом, що іменується самовпливом. Швидкість такої нелінійної хвилі тривалий час залишається априорі більшою швидкості звуку. Тому для нелінійної хвилі Δt_0 не перевищує 5 хв. Саме це значення використовувалося для розрахунку вдаваних швидкостей v'_1 , v'_2 та v'_3 .

Швидкість $v'_2 \approx 170$ – 477 м/с властива атмосферним гравітаційним хвилям на висотах іоносфери.

Швидкість $v'_3 \approx 133$ – 338 м/с близька до швидкості хвилі Лемба та атмосферної гравітаційної хвилі.

Зауважимо, що всі три групи швидкостей відмічалися також і авторами робіт [31–37].

Для станцій, які знаходилися найближче до вулкану (FTNA та SKIS), спостерігалася реакція іоносфери на окремі вибухи, яких було п'ять. Для більш віддалених станцій реакція іоносфери була викликана найпотужнішим вибухом, який мав місце о 04:15 UT.

Зупинимось на обговоренні ефекту зменшення ПЕВ, що отримав назву іоносферної «діри» [39]. Важливо, що спостерігається тенденція до збільшення часу запізнювання та тривалості існування іоносферної «діри» зі збільшенням відстані від епіцентру вибуху (див. табл. 3). Це є підтвердженням того факту, що дефіцит ПЕВ викликано саме вибухом вулкану. Величина цього дефіциту і його відносного значення суттєво залежали від місця дислокації станції та прольотів супутників, часу доби, освітленості іоносфери тощо. Так, станції SKIS і THTG знаходилися на нічній стороні. Зменшення концентрації електронів N у іоносфері після заходу Сонця вплинуло на глибину провалу в ПЕВ на станції SKIS. На станції THTG зменшення N призвело до часткового маскування ефекту від вибухової хвилі. На величину зменшення ΔN_V та δ_N також вплинуло положення екваторіальної іонізаційної аномалії.

Опишемо залежність часу запізнювання збурення від відстані r до вулкану (Рис. 4). Із Рис. 4 видно, що зі збільшенням відстані час запізнювання збурень збільшується. Це означає, що збурення викликані саме вибухом вулкану.

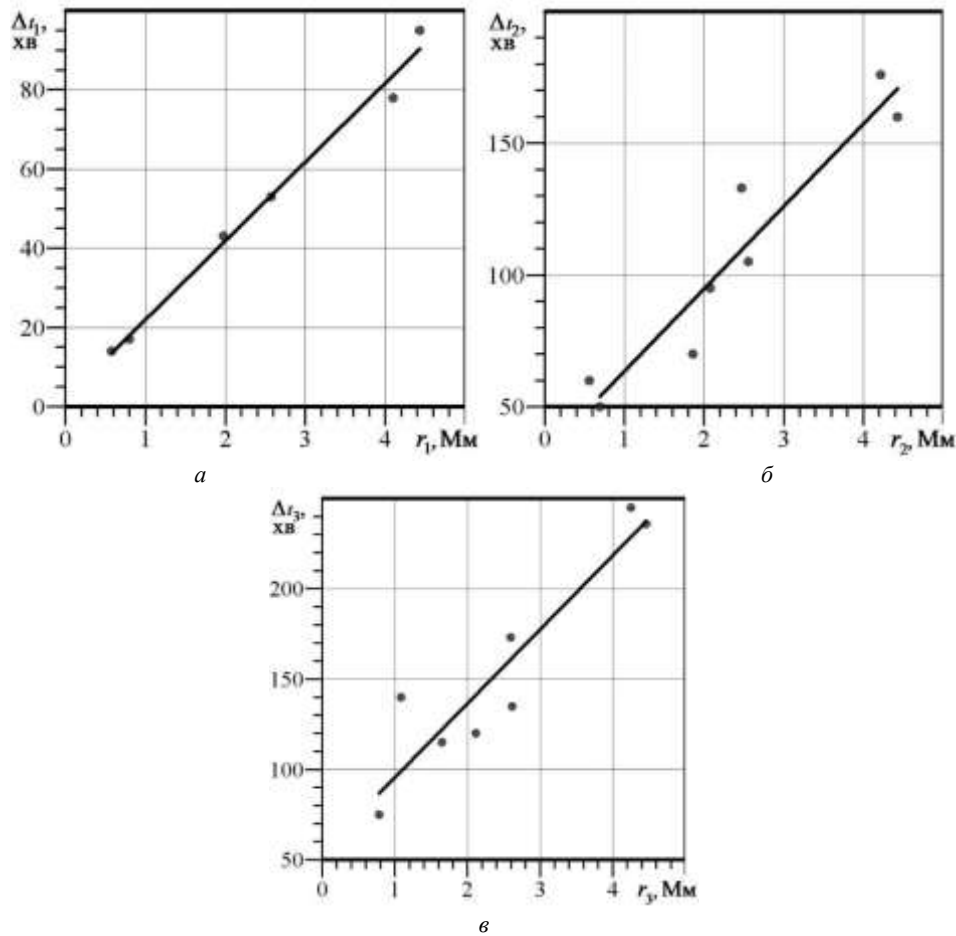


Рис. 4. Залежність часу запізнювання від відстані до вулкану: а – $\Delta t_1(r_1)$, б – $\Delta t_2(r_2)$ та в – $\Delta t_3(r_3)$. Прямая лінія – лінійний тренд.

Fig. 4. Dependence of delay time on the distance to the volcano: а is $\Delta t_1(r_1)$, б is $\Delta t_2(r_2)$, and в is $\Delta t_3(r_3)$. A straight line is a linear trend

Залежності апроксимовано наступними лінійними функціями:

$$\Delta t_1 = 19.9r_1 + 2.1, \quad \sigma = 3.4 \text{ хв}, \quad (1)$$

$$\Delta t_2 = 31.3r_2 + 32.4, \quad \sigma = 14.1 \text{ хв}, \quad (2)$$

$$\Delta t_3 = 41r_3 + 54.8, \quad \sigma = 22.3 \text{ хв}, \quad (3)$$

де часова затримка вимірюється в хвилинах, а відстань у мегаметрах. Зі співвідношень (1)–(3) можна оцінити середні швидкості. Вони дорівнюють 838, 532 та 407 м/с.

Розглянемо залежність параметрів іоносферної «діри» від відстані r (Рис. 5). Із Рис. 5а та 5б можна бачити, що абсолютне $|\Delta N_V|$ та відносне $|\delta_V|$ значення убувають зі збільшенням r . Це засвідчує на користь того, що іоносферна «діра» викликана саме вибухом вулкану. Лінійні апроксимації мають такий вигляд:

$$\Delta N_V = 2.5r - 11.7, \quad \sigma = 2.6\%,$$

$$\delta_V = -7.7r + 42.0, \quad \sigma = 11.6\%,$$

де відстань вимірюється в мегаметрах, ΔN_V – в TECU, а δ_V – в %.

Із умови $\Delta N_V(r_{\max}) = 0$ та $\delta_V(r_{\max}) = 0$ оцінимо максимальний розмір іоносферної «діри»:

$$r_{\max} \approx 4.7 \text{ Мм} \quad \text{або} \quad r_{\max} \approx 5.5 \text{ Мм}.$$

З урахуванням похибки σ маємо:

$$r_{\max} \approx 4.7 \pm 1.0 \text{ Мм} \quad \text{або} \quad r_{\max} \approx 5.5 \pm 1.6 \text{ Мм}.$$

Як бачимо $r_{\max}$ варіюється від ~ 4 до ~ 7 Мм.

Залежності $\tau(r)$ та $\delta_{Va}(r)$ показані відповідно на Рис. 5в та 5г. Апроксимації мають такий вигляд:

$$\tau = 17r + 29.5, \quad \sigma = 8.4 \text{ хв},$$

$$\delta_{Va} = -0.12r + 0.96, \quad \sigma = 0.14\%.$$

Зростання τ та зменшення δ_{Va} зі зростанням відстані r також свідчить про вулканічну природу збурень. За $r_{\max} \approx 5.1 \pm 0.6$ Мм маємо $\tau(r_{\max}) \approx 108\text{--}125$ хв, або $\tau(r_{\max}) \approx 116 \pm 8$ хв.

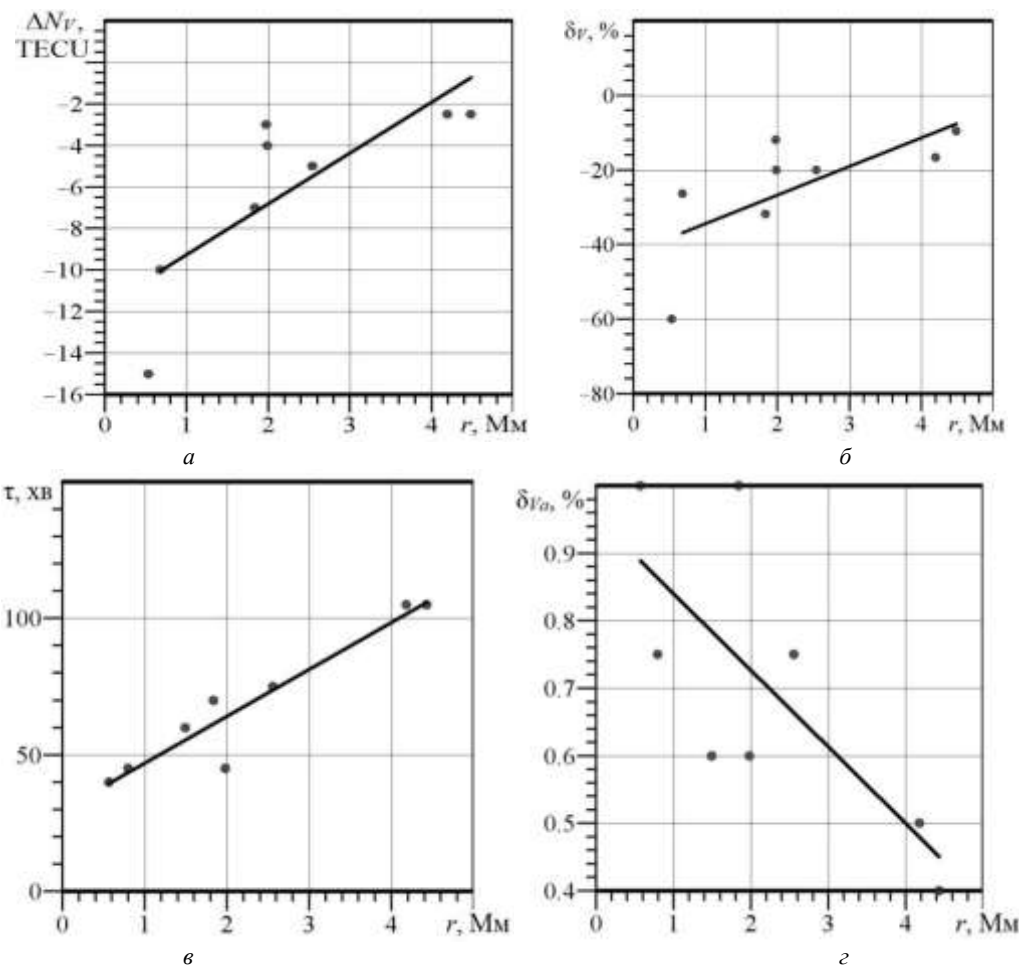


Рис. 5. Залежність основних параметрів «діри» від відстані до вулкану: $a - \Delta N_v(r)$; $b - \delta v(r)$; $v - \tau(r)$ та $z - \delta v_a(r)$
 Fig. 5. Dependence of the «hole» main parameters on the distance to the volcano: a is $\Delta N_v(r)$; b is $\delta v(r)$; v is $\tau(r)$, and z is $\delta v_a(r)$

ГОЛОВНІ РЕЗУЛЬТАТИ

Аналіз часових варіацій ПЕВ для станцій, віддалених від епіцентру вибуху вулкану на відстань близько 500–4400 км, показав наступне.

1. Спостерігалось три групи збурень у іоносфері, час запізнювання яких збільшувався при збільшенні відстані від епіцентру. Цим збуренням відповідали три групи горизонтальних удаваних швидкостей: ~ 1000 м/с та дещо більше, ~ 170 – 477 м/с та 133 – 338 м/с. Ці швидкості пов'язані з вибуховою хвилею, атмосферною гравітаційною хвилею та хвилею Лемба.

2. Доведено, що дефіцит ПЕВ (іоносферна «діра») викликаний саме вибухом вулкану, оскільки час запізнювання по відношенню до моменту вибуху зростає при збільшенні відстані від епіцентру вибуху.

3. Величина виявлених ефектів суттєво залежала від місця дислокації станції, положення екваторіальної іонізаційної аномалії, часу доби, освітленості іоносфери тощо. Зменшення ПЕВ сягало 10 – 15 TECU, а відносне зменшення – 25 – 60% .

4. Хвильові збурення зазвичай мали період 10 – 15 хв та амплітуду 0.5 – 1 TECU.

ФІНАНСУВАННЯ РОБОТИ

Робота виконувалась за часткової підтримки держбюджетних НДР, заданих МОН України (номери держреєстрації 0121U109881, 0121U109882 та 0122U001476).

КОНФЛІКТ ІНТЕРЕСІВ

Автори повідомляють про відсутність конфлікту інтересів.

СПИСОК ВИКОРИСТАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ

1. The Encyclopedia of Volcanoes, 2nd ed. (Academic, London, 2015).

<https://doi.org/10.1016/B978-0-12-385938-9.00063-8>

2. Чорногор ЛФ. Фізичні ефекти у системі Земля – атмосфера – іоносфера – магнітосфера, викликані потужним вибухом вулкану Тонга 15 січня 2022 р. Космічна наука і технологія. 2022. (У друці).
3. Чорногор Л. Ф., Шевелев М. Б. Статистичні характеристики вибухових хвиль у атмосфері, згенерованих супервулканом Тонга 15 січня 2022 р. Космічна наука і технологія. 2022. (У друці).
4. Chernogor LF. Effects of the Tonga volcano explosion on January 15, 2022. International Conference “Astronomy and Space Physics in the Kyiv University” in part of the World Science Day for Peace and Development. October 18 – 21, 2022. Kyiv, Ukraine. Book of Abstracts. P. 12-13.
5. Chernogor LF. Electrical Effects of the Tonga Volcano Unique Explosion on January 15, 2022. International Conference “Astronomy and Space Physics in the Kyiv University” in part of the World Science Day for Peace and Development. October 18 – 21, 2022. Kyiv, Ukraine. Book of Abstracts. P. 79-80.
6. Chernogor LF. Magnetospheric Effects That Accompanied the Explosion of the Tonga Volcano on January 15, 2022. International Conference “Astronomy and Space Physics in the Kyiv University” in part of the World Science Day for Peace and Development. October 18 – 21, 2022. Kyiv, Ukraine. Book of Abstracts. P. 81-82.
7. Chernogor LF. Magnetic Effects of the Unique Explosion of the Tonga Volcano. International Conference “Astronomy and Space Physics in the Kyiv University” in part of the World Science Day for Peace and Development. October 18 – 21, 2022. Kyiv, Ukraine. Book of Abstracts. P. 89-90.
8. Chernogor LF. The Tonga super-volcano explosion as a subject of applied physics. International Scientific Conference “Electronics and Applied Physics”, APHYS 2022. 18-22 October, 2022. Kyiv, Ukraine. P. 130-131.
9. Chernogor LF, Mylovanov YB, Dorohov VL. Ionospheric Effects accompanying the January 15, 2022 Tonga Volcano Explosion. International Conference “Astronomy and Space Physics in the Kyiv University” in part of the World Science Day for Peace and Development. October 18 – 21, 2022. Kyiv, Ukraine. Book of Abstracts. P. 83-84.
10. Chernogor LF, Shevelev MB. Statistical characteristics of atmospheric waves, generated by the explosion of the Tonga volcano on January 15, 2022. International Conference “Astronomy and Space Physics in the Kyiv University” in part of the World Science Day for Peace and Development. October 18 – 21, 2022. Kyiv, Ukraine. Book of Abstracts. P. 85-86.
11. Cheng K, Huang Y-N. Ionospheric disturbances observed during the period of Mount Pinatubo eruptions in June 1991. J. Geophys. Res. 1992;97(A11):16995-17004. <https://doi.org/10.1029/92JA01462>
12. Dautermann T, Calais E, Mattioli GS. Global Positioning System detection and energy estimation of the ionospheric wave caused by the 13 July 2003 explosion of the Soufrière Hills Volcano, Montserrat. J. Geophys. Res. 2009;114:B02202. <https://doi.org/10.1029/2008JB005722>
13. Dautermann T, Calais E, Lognonné P, Mattioli G. Lithosphere-Atmosphere-Ionosphere Coupling after the 2003 Explosive eruption of the Soufriere Hills Volcano, Montserrat. Geophys. J. Int. 2009;179(3):1537-1546. <https://doi.org/10.1111/j.1365-246X.2009.04390.x>
14. Heki K. Explosion energy of the 2004 eruption of the Asama Volcano, central Japan, inferred from ionospheric disturbances. Geophys. Res. Lett. 2006;33:L14303. <https://doi.org/10.1029/2006GL026249>
15. Igarashi K, Kainuma S, Nishimuta I, Okamoto S, Kuroiwa H, Tanaka T, Ogawa T. Ionospheric and atmospheric disturbances around Japan caused by the eruption of Mount Pinatubo on 15 June 1991. J. Atmos. and Terr. Phys. 1994;56(9):1227-1234.
16. Johnson JB. Generation and propagation of infrasonic airwaves from volcanic explosions. Journal of Volcanology and Geothermal Research. 2003;121(1-2):1-14. [https://doi.org/10.1016/S0377-0273\(02\)00408-0](https://doi.org/10.1016/S0377-0273(02)00408-0)
17. Liu CH, Klostermeyer J, Yeh KC, Jones TB, Robinson T, Holt O, Leiting R, Ogawa T, Sinno K, Kato S, Ogawa T, Bedard AJ, Kersley L. Global dynamic responses of the atmosphere to the eruption of Mount St. Helens on May 18, 1980. J. Geophys. Res. 1982;87(A8):6281-6290. <https://doi.org/10.1029/JA087iA08p06281>
18. Roberts DH, Klobuchar JA, Fougere PF, Hendrickson DH. A large-amplitude traveling ionospheric disturbance produced by the May 18, 1980, explosion of Mount St. Helens. J. Geophys. Res. 1982;87(A8):6291-6301. <https://doi.org/10.1029/JA087iA08p06291>
19. Rozhnoi A, Hayakawa M, Solovieva M, Hobara Y, Fedun V. Ionospheric effects of the Mt. Kirishima volcanic eruption as seen from subionospheric VLF observations. Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics. 2014;107:54-59. <https://doi.org/10.1016/j.jastp.2013.10.014>
20. Shults K, Astafyeva E, Adourian S. Ionospheric detection and localization of volcano eruptions on the example of the April 2015 Calbuco events. J. Geophys. Res. Space Physics. 2016;121:10,303-10,315, <https://doi.org/10.1002/2016JA023382>
21. The Encyclopedia of Volcanoes (Second Edition). Academic Press; 2015. 1421 p. <https://doi.org/10.1016/B978-0-12-385938-9.00063-8>

22. Nakashima Y, Heki K, Takeo A, Cahyadi MN, Aditiya A, Yoshizawa K. Atmospheric resonant oscillations by the 2014 eruption of the Kelud volcano, Indonesia, observed with the ionospheric total electron contents and seismic signals. *Earth and Planetary Science Letters*. 2016;434:112-116. <https://doi.org/10.1016/j.epsl.2015.11.029>
23. Kulichkov SN, Chunchuzov IP, Popov OE, Gorchakov GI, Mishenin AA, Perepelkin VG, Bush GA, Skorokhod AI, Vinogradov YuA, Semutnikova EG, Šepić J, Medvedev IP, Gushchin RA, Kopeikin VM, Belikov IB, Gubanov DP, Karpov AV, Tikhonov AV. Acoustic-Gravity Lamb Waves from the Eruption of the Hunga-Tonga-Hunga-Hapai Volcano, Its Energy Release and Impact on Aerosol Concentrations and Tsunami. *Pure and Applied Geophysics*. 2022;179:1533-1548. <https://doi.org/10.1007/s00024-022-03046-4>
24. Poli P, Shapiro NM. Rapid Characterization of Large Volcanic Eruptions: Measuring the Impulse of the Hunga Tonga Ha'apai Explosion From Teleseismic Waves. *Geophysical Research Letters*. 2022;49(8):e2022GL098123.
25. Carvajal M, Sepúlveda I, Gubler A, Garreaud R. Worldwide signature of the 2022 Tonga volcanic tsunami. *Geophysical Research Letters*. 2022;49(6):e2022GL098153. <https://doi.org/10.1029/2022GL098153>
26. Imamura F, Suppasri A, Arikawa T, Koshimura S, Satake K, Tanioka Y. Preliminary Observations and Impact in Japan of the Tsunami Caused by the Tonga Volcanic Eruption on January 15, 2022. *Pure and Applied Geophysics*. 2022;179:1549-1560. <https://doi.org/10.1007/s00024-022-03058-0>
27. Kubota T, Saito T, Nishida K. Global fast-traveling tsunamis driven by atmospheric Lamb waves on the 2022 Tonga eruption. *Science*. 2022;377(6601):91-94. <https://doi.org/10.1126/science.abo4364>
28. Ramírez-Herrera MT, Coca O, Vargas-Espinosa V. Tsunami Effects on the Coast of Mexico by the Hunga Tonga-Hunga Ha'apai Volcano Eruption, Tonga. *Pure and Applied Geophysics*. 2022;179:1117-1137. <https://doi.org/10.1007/s00024-022-03017-9>
29. Tanioka Y, Yamanaka Y, Nakagaki T. Characteristics of the deep sea tsunami excited offshore Japan due to the air wave from the 2022 Tonga eruption. *Earth, Planets and Space*. 2022;74:61. <https://doi.org/10.1186/s40623-022-01614-5>
30. Terry JP, Goff J, Winspear N, Bongolan VP, Fisher S. Tonga volcanic eruption and tsunami, January 2022: globally the most significant opportunity to observe an explosive and tsunamigenic submarine eruption since AD 1883 Krakatau. *Geoscience Letters*. 2022;9:24. <https://doi.org/10.1186/s40562-022-00232-z>
31. Amores A, Monserrat S, Marcos M, Argüeso D, Villalonga J, Jordà G, Gomis D. Numerical Simulation of Atmospheric Lamb Waves Generated by the 2022 Hunga-Tonga Volcanic Eruption. *Geophysical Research Letters*. 2022;49(6):e2022GL098240. <https://doi.org/10.1029/2022GL098240>
32. Burt S. Multiple airwaves crossing Britain and Ireland following the eruption of Hunga Tonga–Hunga Ha'apai on 15 January 2022. *Weather. Special Issue: The January 2022 eruption of Hunga Tonga-Hunga Ha'apai*. 2022;77(3):76-81. <https://doi.org/10.1002/wea.4182>
33. Chen C-H, Zhang X, Sun Y-Y, Wang F, Liu T-C, Lin C-Y, Gao Y, Lyu J, Jin X, Zhao X, Cheng X, Zhang P, Chen Q, Zhang D, Mao Z, Liu J-Y. Individual Wave Propagations in Ionosphere and Troposphere Triggered by the Hunga Tonga-Hunga Ha'apai Underwater Volcano Eruption on 15 January 2022. *Remote Sensing*. 2022;14(9):2179. <https://doi.org/10.3390/rs14092179>
34. Lin J-T, Rajesh PK, Lin CCH, Chou M-Y, Liu J-Y, Yue J, Hsiao T-Y, Tsai H-F, Chao H-M, Kung M-M. Rapid Conjugate Appearance of the Giant Ionospheric Lamb Wave Signatures in the Northern Hemisphere After Hunga-Tonga Volcano Eruptions. *Geophysical Research Letters*. 2022;49(8):e2022GL098222. <https://doi.org/10.1029/2022GL098222>
35. Matoza RS, Fee D, Assink JD, Iezzi AM, Green DN, Kim K, Toney L, Lecocq T, Krishnamoorthy S, Lalande JM, Nishida K, Gee KL, Haney MM, Ortiz HD, Brissaud Q, Martire L, Rolland L, Vergados P, Nippres A, Park J, Shani-Kadmiel S, Witsil A, Arrowsmith S, Caudron C, Watada S, Perttu AB, Taisne B, Mialle P, Le Pichon A, Vergoz J, Hupe P, Blom PS, Waxler R, De Angelis S, Snively JB, Ringler AT, Anthony RE, Jolly AD, Kilgour G, Averbuch G, Ripepe M, Ichihara M, Arciniega-Ceballos A, Astafyeva E, Ceranna L, Cevuard S, Che I-Y, De Negri R, Ebeling CW, Evers LG, Franco-Marin LE, Gabrielson TB, Hafner K, Harrison RG, Komjathy A, Lacanna G, Lyons J, Macpherson KA, Marchetti E, McKee KF, Mellors RJ, Mendo-Pérez G, Mikesell TD, Munaibari E, Oyola-Merced M, Park I, Pilger C, Ramos C, Ruiz MC, Sabatini R, Schwaiger HF, Tailpied D, Talmadge C, Vidot J, Webster J, Wilson DC. Atmospheric waves and global seismoacoustic observations of the January 2022 Hunga eruption, Tonga. *Science*. 2022;377(6601):95-100. <https://doi.org/10.1126/science.abo7063>
36. Matoza RS, Fee D, Assink JD, Iezzi AM, Green DN, Kim K, Toney L, Lecocq T, Krishnamoorthy S, Lalande JM, Nishida K, Gee KL, Haney MM, Ortiz HD, Brissaud Q, Martire L, Rolland L, Vergados P, Nippres A, Park J, Shani-Kadmiel S, Witsil A, Arrowsmith S, Caudron C, Watada S, Perttu AB, Taisne B, Mialle P, Le Pichon A, Vergoz J, Hupe P, Blom PS, Waxler R, De Angelis S, Snively JB, Ringler AT, Anthony RE, Jolly AD, Kilgour G, Averbuch G, Ripepe M, Ichihara M, Arciniega-Ceballos A, Astafyeva E, Ceranna L, Cevuard S, Che I-Y, De Negri R, Ebeling CW, Evers LG, Franco-Marin LE, Gabrielson TB,

- Hafner K, Harrison RG, Komjathy A, Lacanna G, Lyons J, Macpherson KA, Marchetti E, McKee KF, Mellors RJ, Mendo-Pérez G, Mikesell TD, Munaibari E, Oyola-Merced M, Park I, Pilger C, Ramos C, Ruiz MC, Sabatini R, Schwaiger HF, Tailpied D, Talmadge C, Vidot J, Webster J, Wilson DC. Supplementary Materials for Atmospheric waves and global seismoacoustic observations of the January 2022 Hunga eruption, Tonga. *Science*. 2022;377(6601). <https://doi.org/10.1126/science.abo7063>
37. Otsuka S. Visualizing Lamb waves from a volcanic eruption using meteorological satellite Himawari-8. *Geophysical Research Letters*. 2022;49(8):e2022GL098324. <https://doi.org/10.1029/2022GL098324>
 38. Aa E, Zhang S-R, Wang W, Erickson PJ, Qian L, Eastes R, Harding BJ, Immel TJ, Karan DK, Daniell RE, Coster AJ, Goncharenko LP, Vierinen J, Cai X, Spicher A. Pronounced Suppression and X-Pattern Merging of Equatorial Ionization Anomalies After the 2022 Tonga Volcano Eruption. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. 2022;127(6):e2022JA030527. <https://doi.org/10.1029/2022JA030527>
 39. Astafyeva E, Maletkii B, Mikesell TD, Munaibari E, Ravanelli M, Coisson P, Manta F, Rolland L. The 15 January 2022 Hunga Tonga eruption history as inferred from ionospheric observations. *Geophysical Research Letters*. 2022;49(10):e2022GL098827. <https://doi.org/10.1029/2022GL098827>
 40. Themens DR, Watson C, Žagar N, Vasylykevych S, Elvidge S, McCaffrey A, Prikryl P, Reid B, Wood A, Jayachandran PT. Global propagation of ionospheric disturbances associated with the 2022 Tonga volcanic eruption. *Geophysical Research Letters*. 2022;49(7):e2022GL098158. <https://doi.org/10.1029/2022GL098158>
 41. Zhang S-R, Vierinen J, Aa E, Goncharenko LP, Erickson PJ, Rideout W, Coster AJ, Spicher A. 2022 Tonga Volcanic Eruption Induced Global Propagation of Ionospheric Disturbances via Lamb Waves. *Frontiers in Astronomy and Space Sciences*. 2022;9:871275. <https://doi.org/10.3389/fspas.2022.871275>
 42. Aa E, Zhang S-R, Erickson PJ, Vierinen J, Coster AJ, Goncharenko LP, Spicher A, Rideout W. Significant Ionospheric Hole and Equatorial Plasma Bubbles After the 2022 Tonga Volcano Eruption. *Geophysical Research Letters*. 2022;20(7):e2022SW003101. <https://doi.org/10.1029/2022SW003101>
 43. Yuen DA, Scruggs MA, Spera FJ, Zheng Y, Hu H, McNutt SR, Thompson G, Mandli K, Keller BR, Wei SS, Peng Z, Zhou Z, Mulargia F, Tanioka Y. Under the surface: Pressure-induced planetary-scale waves, volcanic lightning, and gaseous clouds caused by the submarine eruption of Hunga Tonga-Hunga Ha'apai volcano. *Earthquake Research Advances*. 2022;2(3):100134. <https://doi.org/10.1016/j.eqrea.2022.100134>

REFERENCES

1. The Encyclopedia of Volcanoes, 2nd ed. (Academic, London, 2015). <https://doi.org/10.1016/B978-0-12-385938-9.00063-8>
2. Chernogor LF. Physical effects of the January 15, 2022, powerful Tonga volcano explosion in the Earth – atmosphere – ionosphere – magnetosphere system. *Space science and technology*. 2022. (In press).
3. Chernogor LF, Shevelev MB. A statistical study of the explosive waves launched by the Tonga super-volcano on January 15, 2022. *Space science and technology*. 2022. (In press).
4. Chernogor LF. Effects of the Tonga volcano explosion on January 15, 2022. International Conference “Astronomy and Space Physics in the Kyiv University” in part of the World Science Day for Peace and Development. October 18 – 21, 2022. Kyiv, Ukraine. Book of Abstracts. P. 12-13.
5. Chernogor LF. Electrical Effects of the Tonga Volcano Unique Explosion on January 15, 2022. International Conference “Astronomy and Space Physics in the Kyiv University” in part of the World Science Day for Peace and Development. October 18 – 21, 2022. Kyiv, Ukraine. Book of Abstracts. P. 79-80.
6. Chernogor LF. Magnetospheric Effects That Accompanied the Explosion of the Tonga Volcano on January 15, 2022. International Conference “Astronomy and Space Physics in the Kyiv University” in part of the World Science Day for Peace and Development. October 18 – 21, 2022. Kyiv, Ukraine. Book of Abstracts. P. 81-82.
7. Chernogor LF. Magnetic Effects of the Unique Explosion of the Tonga Volcano. International Conference “Astronomy and Space Physics in the Kyiv University” in part of the World Science Day for Peace and Development. October 18 – 21, 2022. Kyiv, Ukraine. Book of Abstracts. P. 89-90.
8. Chernogor LF. The Tonga super-volcano explosion as a subject of applied physics. International Scientific Conference “Electronics and Applied Physics”, APHYS 2022. 18-22 October, 2022. Kyiv, Ukraine. P. 130-131.
9. Chernogor LF, Mylovanov YB, Dorohov VL. Ionospheric Effects accompanying the January 15, 2022 Tonga Volcano Explosion. International Conference “Astronomy and Space Physics in the Kyiv University” in part of the World Science Day for Peace and Development. October 18 – 21, 2022. Kyiv, Ukraine. Book of Abstracts. P. 83-84.
10. Chernogor LF, Shevelev MB. Statistical characteristics of atmospheric waves, generated by the explosion of the Tonga volcano on January 15, 2022. International Conference “Astronomy and Space Physics in the Kyiv

- University” in part of the World Science Day for Peace and Development. October 18 – 21, 2022. Kyiv, Ukraine. Book of Abstracts. P. 85-86.
11. Cheng K, Huang Y-N. Ionospheric disturbances observed during the period of Mount Pinatubo eruptions in June 1991. *J. Geophys. Res.* 1992;97(A11):16995-17004. <https://doi.org/10.1029/92JA01462>
 12. Dautermann T, Calais E, Mattioli GS. Global Positioning System detection and energy estimation of the ionospheric wave caused by the 13 July 2003 explosion of the Soufrière Hills Volcano, Montserrat. *J. Geophys. Res.* 2009;114:B02202. <https://doi.org/10.1029/2008JB005722>
 13. Dautermann T, Calais E, Lognonné P, Mattioli G. Lithosphere-Atmosphere-Ionosphere Coupling after the 2003 Explosive eruption of the Soufrière Hills Volcano, Montserrat. *Geophys. J. Int.* 2009;179(3):1537-1546. <https://doi.org/10.1111/j.1365-246X.2009.04390.x>
 14. Heki K. Explosion energy of the 2004 eruption of the Asama Volcano, central Japan, inferred from ionospheric disturbances. *Geophys. Res. Lett.* 2006;33:L14303. <https://doi.org/10.1029/2006GL026249>
 15. Igarashi K, Kainuma S, Nishimuta I, Okamoto S, Kuroiwa H, Tanaka T, Ogawa T. Ionospheric and atmospheric disturbances around Japan caused by the eruption of Mount Pinatubo on 15 June 1991. *J. Atmos. and Terr. Phys.* 1994;56(9):1227-1234.
 16. Johnson JB. Generation and propagation of infrasonic airwaves from volcanic explosions. *Journal of Volcanology and Geothermal Research.* 2003;121(1-2):1-14. [https://doi.org/10.1016/S0377-0273\(02\)00408-0](https://doi.org/10.1016/S0377-0273(02)00408-0)
 17. Liu CH, Klostermeyer J, Yeh KC, Jones TB, Robinson T, Holt O, Leitingner R, Ogawa T, Sinno K, Kato S, Ogawa T, Bedard AJ, Kersley L. Global dynamic responses of the atmosphere to the eruption of Mount St. Helens on May 18, 1980. *J. Geophys. Res.* 1982;87(A8):6281-6290. <https://doi.org/10.1029/JA087iA08p06281>
 18. Roberts DH, Klobuchar JA, Fougere PF, Hendrickson DH. A large-amplitude traveling ionospheric disturbance produced by the May 18, 1980, explosion of Mount St. Helens. *J. Geophys. Res.* 1982;87(A8):6291-6301. <https://doi.org/10.1029/JA087iA08p06291>
 19. Rozhnoi A, Hayakawa M, Solovieva M, Hobara Y, Fedun V. Ionospheric effects of the Mt. Kirishima volcanic eruption as seen from subionospheric VLF observations. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics.* 2014;107:54-59. <https://doi.org/10.1016/j.jastp.2013.10.014>
 20. Shults K, Astafyeva E, Adourian S. Ionospheric detection and localization of volcano eruptions on the example of the April 2015 Calbuco events. *J. Geophys. Res. Space Physics.* 2016;121:10,303-10,315. <https://doi.org/10.1002/2016JA023382>
 21. The Encyclopedia of Volcanoes (Second Edition). Academic Press; 2015. 1421 p. <https://doi.org/10.1016/B978-0-12-385938-9.00063-8>
 22. Nakashima Y, Heki K, Takeo A, Cahyadi MN, Aditiya A, Yoshizawa K. Atmospheric resonant oscillations by the 2014 eruption of the Kelud volcano, Indonesia, observed with the ionospheric total electron contents and seismic signals. *Earth and Planetary Science Letters.* 2016;434:112-116. <https://doi.org/10.1016/j.epsl.2015.11.029>
 23. Kulichkov SN, Chunchuzov IP, Popov OE, Gorchakov GI, Mishenin AA, Perepelkin VG, Bush GA, Skorokhod AI, Vinogradov YuA, Semutnikova EG, Šepić J, Medvedev IP, Gushchin RA, Kopeikin VM, Belikov IB, Gubanova DP, Karpov AV, Tikhonov AV. Acoustic-Gravity Lamb Waves from the Eruption of the Hunga-Tonga-Hunga-Hapai Volcano, Its Energy Release and Impact on Aerosol Concentrations and Tsunami. *Pure and Applied Geophysics.* 2022;179:1533-1548. <https://doi.org/10.1007/s00024-022-03046-4>
 24. Poli P, Shapiro NM. Rapid Characterization of Large Volcanic Eruptions: Measuring the Impulse of the Hunga Tonga Ha’apai Explosion From Teleseismic Waves. *Geophysical Research Letters.* 2022;49(8):e2022GL098123.
 25. Carvajal M, Sepúlveda I, Gubler A, Garreaud R. Worldwide signature of the 2022 Tonga volcanic tsunami. *Geophysical Research Letters.* 2022;49(6):e2022GL098153. <https://doi.org/10.1029/2022GL098153>
 26. Imamura F, Suppasri A, Arikawa T, Koshimura S, Satake K, Tanioka Y. Preliminary Observations and Impact in Japan of the Tsunami Caused by the Tonga Volcanic Eruption on January 15, 2022. *Pure and Applied Geophysics.* 2022;179:1549-1560. <https://doi.org/10.1007/s00024-022-03058-0>
 27. Kubota T, Saito T, Nishida K. Global fast-traveling tsunamis driven by atmospheric Lamb waves on the 2022 Tonga eruption. *Science.* 2022;377(6601):91-94. <https://doi.org/10.1126/science.abo4364>
 28. Ramírez-Herrera MT, Coca O, Vargas-Espinosa V. Tsunami Effects on the Coast of Mexico by the Hunga Tonga-Hunga Ha’apai Volcano Eruption, Tonga. *Pure and Applied Geophysics.* 2022;179:1117-1137. <https://doi.org/10.1007/s00024-022-03017-9>
 29. Tanioka Y, Yamanaka Y, Nakagaki T. Characteristics of the deep sea tsunami excited offshore Japan due to the air wave from the 2022 Tonga eruption. *Earth, Planets and Space.* 2022;74:61. <https://doi.org/10.1186/s40623-022-01614-5>

30. Terry JP, Goff J, Winspear N, Bongolan VP, Fisher S. Tonga volcanic eruption and tsunami, January 2022: globally the most significant opportunity to observe an explosive and tsunamigenic submarine eruption since AD 1883 Krakatau. *Geoscience Letters*. 2022;9:24. <https://doi.org/10.1186/s40562-022-00232-z>
31. Amores A, Monserrat S, Marcos M, Argüeso D, Villalonga J, Jordà G, Gomis D. Numerical Simulation of Atmospheric Lamb Waves Generated by the 2022 Hunga-Tonga Volcanic Eruption. *Geophysical Research Letters*. 2022;49(6):e2022GL098240. <https://doi.org/10.1029/2022GL098240>
32. Burt S. Multiple airwaves crossing Britain and Ireland following the eruption of Hunga Tonga–Hunga Ha’apai on 15 January 2022. *Weather*. Special Issue: The January 2022 eruption of Hunga Tonga–Hunga Ha’apai. 2022;77(3):76–81. <https://doi.org/10.1002/wea.4182>
33. Chen C-H, Zhang X, Sun Y-Y, Wang F, Liu T-C, Lin C-Y, Gao Y, Lyu J, Jin X, Zhao X, Cheng X, Zhang P, Chen Q, Zhang D, Mao Z, Liu J-Y. Individual Wave Propagations in Ionosphere and Troposphere Triggered by the Hunga Tonga–Hunga Ha’apai Underwater Volcano Eruption on 15 January 2022. *Remote Sensing*. 2022;14(9):2179. <https://doi.org/10.3390/rs14092179>
34. Lin J-T, Rajesh PK, Lin CCH, Chou M-Y, Liu J-Y, Yue J, Hsiao T-Y, Tsai H-F, Chao H-M, Kung M-M. Rapid Conjugate Appearance of the Giant Ionospheric Lamb Wave Signatures in the Northern Hemisphere After Hunga-Tonga Volcano Eruptions. *Geophysical Research Letters*. 2022;49(8):e2022GL098222. <https://doi.org/10.1029/2022GL098222>
35. Matoza RS, Fee D, Assink JD, Iezzi AM, Green DN, Kim K, Toney L, Lecocq T, Krishnamoorthy S, Lalande JM, Nishida K, Gee KL, Haney MM, Ortiz HD, Brissaud Q, Martire L, Rolland L, Vergados P, Nippres A, Park J, Shani-Kadmiel S, Witsil A, Arrowsmith S, Caudron C, Watada S, Perttu AB, Taisne B, Mialle P, Le Pichon A, Vergoz J, Hupe P, Blom PS, Waxler R, De Angelis S, Snively JB, Ringler AT, Anthony RE, Jolly AD, Kilgour G, Averbuch G, Ripepe M, Ichihara M, Arciniega-Ceballos A, Astafyeva E, Ceranna L, Cevuard S, Che I-Y, De Negri R, Ebeling CW, Evers LG, Franco-Marin LE, Gabrielson TB, Hafner K, Harrison RG, Komjathy A, Lacanna G, Lyons J, Macpherson KA, Marchetti E, McKee KF, Mellors RJ, Mendo-Pérez G, Mikesell TD, Munaibari E, Oyola-Merced M, Park I, Pilger C, Ramos C, Ruiz MC, Sabatini R, Schwaiger HF, Tailpied D, Talmadge C, Vidot J, Webster J, Wilson DC. Atmospheric waves and global seismoacoustic observations of the January 2022 Hunga eruption, Tonga. *Science*. 2022;377(6601):95–100. <https://doi.org/10.1126/science.abo7063>
36. Matoza RS, Fee D, Assink JD, Iezzi AM, Green DN, Kim K, Toney L, Lecocq T, Krishnamoorthy S, Lalande JM, Nishida K, Gee KL, Haney MM, Ortiz HD, Brissaud Q, Martire L, Rolland L, Vergados P, Nippres A, Park J, Shani-Kadmiel S, Witsil A, Arrowsmith S, Caudron C, Watada S, Perttu AB, Taisne B, Mialle P, Le Pichon A, Vergoz J, Hupe P, Blom PS, Waxler R, De Angelis S, Snively JB, Ringler AT, Anthony RE, Jolly AD, Kilgour G, Averbuch G, Ripepe M, Ichihara M, Arciniega-Ceballos A, Astafyeva E, Ceranna L, Cevuard S, Che I-Y, De Negri R, Ebeling CW, Evers LG, Franco-Marin LE, Gabrielson TB, Hafner K, Harrison RG, Komjathy A, Lacanna G, Lyons J, Macpherson KA, Marchetti E, McKee KF, Mellors RJ, Mendo-Pérez G, Mikesell TD, Munaibari E, Oyola-Merced M, Park I, Pilger C, Ramos C, Ruiz MC, Sabatini R, Schwaiger HF, Tailpied D, Talmadge C, Vidot J, Webster J, Wilson DC. Supplementary Materials for Atmospheric waves and global seismoacoustic observations of the January 2022 Hunga eruption, Tonga. *Science*. 2022. 377, № 6601. <https://doi.org/10.1126/science.abo7063>
37. Otsuka S. Visualizing Lamb waves from a volcanic eruption using meteorological satellite Himawari-8. *Geophysical Research Letters*. 2022;49(8):e2022GL098324. <https://doi.org/10.1029/2022GL098324>
38. Aa E, Zhang S-R, Wang W, Erickson PJ, Qian L, Eastes R, Harding BJ, Immel TJ, Karan DK, Daniell RE, Coster AJ, Goncharenko LP, Vierinen J, Cai X, Spicher A. Pronounced Suppression and X-Pattern Merging of Equatorial Ionization Anomalies After the 2022 Tonga Volcano Eruption. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. 2022;127(6):e2022JA030527. <https://doi.org/10.1029/2022JA030527>
39. Astafyeva E, Maletckii B, Mikesell TD, Munaibari E, Ravanelli M, Coisson P, Manta F, Rolland L. The 15 January 2022 Hunga Tonga eruption history as inferred from ionospheric observations. *Geophysical Research Letters*. 2022;49(10):e2022GL098827. <https://doi.org/10.1029/2022GL098827>
40. Themens DR, Watson C, Žagar N, Vasylykevych S, Elvidge S, McCaffrey A, Prikryl P, Reid B, Wood A, Jayachandran PT. Global propagation of ionospheric disturbances associated with the 2022 Tonga volcanic eruption. *Geophysical Research Letters*. 2022;49(7):e2022GL098158. <https://doi.org/10.1029/2022GL098158>
41. Zhang S-R, Vierinen J, Aa E, Goncharenko LP, Erickson PJ, Rideout W, Coster AJ, Spicher A. 2022 Tonga Volcanic Eruption Induced Global Propagation of Ionospheric Disturbances via Lamb Waves. *Frontiers in Astronomy and Space Sciences*. 2022;9:871275. <https://doi.org/10.3389/fspas.2022.871275>
42. Aa E, Zhang S-R, Erickson PJ, Vierinen J, Coster AJ, Goncharenko LP, Spicher A, Rideout W. Significant Ionospheric Hole and Equatorial Plasma Bubbles After the 2022 Tonga Volcano Eruption. *Geophysical Research Letters*. 2022;20(7):e2022SW003101. <https://doi.org/10.1029/2022SW003101>

43. Yuen DA, Scruggs MA, Spera FJ, Zheng Y, Hu H, McNutt SR, Thompson G, Mandli K, Keller BR, Wei SS, Peng Z, Zhou Z, Mulargia F, Tanioka Y. Under the surface: Pressure-induced planetary-scale waves, volcanic lightning, and gaseous clouds caused by the submarine eruption of Hunga Tonga-Hunga Ha'apai volcano. *Earthquake Research Advances*. 2022;2(3):100134. <https://doi.org/10.1016/j.eqrea.2022.100134>

Стаття надійшла до редакції: 25 січня 2023 р.

Рекомендовано до друку 27 лютого 2023 р.

IONOSPHERIC EFFECTS OF THE SHOCK WAVE GENERATED BY THE EXPLOSION OF THE TONGA VOLCANO ON JANUARY 15, 2022

L. F. Chernogor, Yu. B. Mylovanov, V. L. Dorohov

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

Background. Volcanoes belong to high-energy sources capable of causing significant disturbances in all subsystems of the Earth – atmosphere – ionosphere – magnetosphere (EAIM) system. An outstanding event was the explosion of the Hunga Tonga–Hunga Ha'apai volcano (hereinafter Tonga for short) on January 15, 2022. The explosion caused a moderate earthquake with a magnitude of 5.8, the generation of two types of tsunami with speeds of ~ 200 and of 315 m/s and a height that gradually decreased from 90 m above the crater of the underwater volcano to $2\text{--}3$ dm at a distance of ~ 20 Mm; the spectrum of waves in the atmosphere (explosive, Lamb, atmospheric gravity, infrasound, sound waves); appearance of an ionospheric «hole», wave processes in the ionosphere with a speed from ~ 250 m/s to ~ 1000 m/s, electrification of particles in the volcanic jet and plume, a significant increase in the volume density of the electric charge, its separation, an increase in the atmospheric current density, disturbance of the global electric circuit; the generation of numerous (up to 20000 min^{-1}) lightning in the plume, electromagnetic radiation of which disturbed the temperature and electron density in the lower ionosphere, propagated along the magnetic field lines to the magnetosphere and the radiation belt, causing the precipitation of high-energy particles from the radiation belt. The explosion of the Tonga volcano caused a whole complex of physical processes in the EAIM system. The study of variations of the total electron content (TEC) and parameters of traveling ionospheric disturbances caused by the explosion of the Tonga volcano on January 15, 2022 is an urgent task.

The purpose of this paper is to present the results of analysis of the temporal aperiodic and quasi-periodic variations of TEC generated by the powerful explosion of the Tonga volcano on January 15, 2022, and estimation of their parameters.

Techniques and Methodology. Transionospheric sounding data based on GPS technologies were used to analyze the ionospheric disturbances caused by the explosion of the Tonga volcano. According to the pseudorange measurements, the TEC in the ionosphere in the vertical column was calculated. The total error was about 0.1 TECU.

Results. The analysis of TEC temporal variations for stations located at distances of about $500\text{--}4400$ km from the epicenter of the volcanic explosion showed the following. Three groups of disturbances in the ionosphere were observed, the time delay of which increased with increasing distance from the epicenter. Three groups of horizontal apparent speeds corresponded to these disturbances: ~ 1000 m/s and slightly more, $\sim 170\text{--}477$ m/s and $133\text{--}338$ m/s. These speeds are related to the blast wave, atmospheric gravity wave, and Lamb wave. It has been proven that the deficiency of TEC (ionospheric «hole») is caused by the explosion of the volcano, since the time delay in relation to the moment of the explosion and the time of existence of the «hole» increased with increasing distance from the epicenter of the explosion. The magnitude of the detected effects depended significantly on the location of the station, position of the equatorial ionization anomaly, time of day, the illumination of the ionosphere, etc. The decrease in TEC reached $10\text{--}15$ TECU, and the relative decrease was $25\text{--}60\%$. Wave disturbances usually had a period of $10\text{--}15$ min and an amplitude of $0.5\text{--}1$ TECU.

Conclusions. The shock wave generated by the explosion of the Tonga volcano caused aperiodic and quasi-periodic disturbances in the ionosphere.

KEY WORDS: *Tonga volcano, shock wave, ionosphere, total electron content, ionospheric «hole», quasi-periodic disturbance*

The article was received by the editors: 25 January 2023

The article is recommended for printing: 27 February 2023

Оригінальна стаття

<https://doi.org/10.26565/2311-0872-2023-38-05>

УДК 621.574.4

Д.О. БАТРАКОВ¹, д. ф.-м. наук, проф.

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

А.Г. БАТРАКОВА², д. техн. наук, проф.

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

М. М. КОВАЛЬОВ¹,

А.О. МАСЛЕННИКОВ¹

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

²Харківський національний автомобільно-дорожній університет, вул. Ярослава Мудрого, 25, м. Харків, 61022, Україна

АЛГОРИТМИ ОБРОБКИ СИГНАЛІВ ГЕОРАДАРІВ І ПІДВИЩЕННЯ ЯКОСТІ НЕРУЙНІВНОГО КОНТРОЛЮ

Актуальність проблеми. Актуальність завдань вдосконалення методів обробки георадарних даних обумовлена необхідністю отримання достовірної інформації про стан будівельних конструкцій та об'єктів транспортної інфраструктури. Тому розвиток методів неруйнівного контролю, що спираються на застосування георадарів як інструмент отримання інформації про внутрішню будову та підповерхневі неоднорідності багат шарових конструкцій, удосконалення алгоритмів обробки георадарних даних, створюють основу для оперативної оцінки технічного стану конструкцій і споруд за відносно низької собівартості робіт.

Мета роботи - огляд існуючих методів обробки даних неруйнівного контролю та удосконалення раніше запропонованого авторами алгоритму обробки даних, отриманих за допомогою георадара.

Матеріали та методи. Розроблений метод, що призначений для вирішення завдань товщинометрії плоскошаруватих середовищ. Метод реалізований в обчислювальному алгоритмі. Основу алгоритму склали результати досліджень в області теорії дифракції та математичної фізики.

Результати. Доведено ефективність процедури отримання та застосування калібрувальних сигналів георадару для визначення зондуючого сигналу. За результатами лабораторних експериментів: визначено вплив частоти сигналу георадару на ефективність процедури обробки даних, підтверджено адекватність запропонованого алгоритму в частині відновлення геометричних та електрофізичних параметрів шарів конструкцій; встановлені обмеження методу відновлення електрофізичних параметрів плоскошаруватих конструкцій, що стосуються кількості шарів; доведено принципову можливість розвитку даного методу і програмного забезпечення для подальшого збільшення кількості аналізованих шарів і підвищення точності визначення геометричних і електрофізичних параметрів конструкцій, що досліджуються.

Висновки. Отримані результати сприятимуть розвитку методів неруйнвної діагностики автомобільних доріг і транспортних споруд із застосуванням георадарів. Окремо слід зазначити перспективи подальшого розвитку запропонованого підходу для вирішення завдань позиціонування та ідентифікації підповерхневих неоднорідностей.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: *неруйнівний контроль, георадари, імпульсні сигнали, плоскошаруваті середовища*

Як цитувати: Батраков Д.О., Батракова А.Г., Ковальов М.М., Масленіков А.О. Алгоритми обробки сигналів георадарів і підвищення якості неруйнівного контролю. Вісник Харківського національного університету імені В.Н. Каразіна. Серія «Радіофізика та електроніка». 2023;38:45-55

<https://doi.org/10.26565/2311-0872-2023-38-05>

In cites: Batrakov DO, Batrakova AG, Kovalov MM, Maslenikov AO. Georadars signal processing algorithms and improvement of non-destructive test quality. Visnyk of V.N. Karazin Kharkiv National University, series "Radiophysics and Electronics". 2023;38:45-55. <https://doi.org/10.26565/2311-0872-2023-38-05> (In Ukrainian)

ВСТУП

Науковий напрямок, що пов'язаний із розв'язанням задач неруйнівного контролю та дистанційного зондування, спирається на обробку наборів даних, отриманих за допомогою різних фізичних принципів. У статті розглянемо технології, що спираються на застосування георадарів (Ground Penetrating Radars – GPR) та подальшу обробку дифрагованих на неоднорідностях сигналів. У більшості випадків основна інформація про внутрішню будову досліджуваного середовища (числові значення геометричних параметрів – товщини шарів та фізичних параметрів – значення відносної діелектричної проникності)

© Батраков Д.О., Батракова А.Г., Ковальов М.М., Масленіков А.О., 2023

Open access. This article is licensed under a Creative Commons Attribution 4.0 <https://creativecommons.org/licenses/by/4.0/>

оцінюється оператором георадару на підставі його досвіду та кваліфікації. По суті, оператор у такому випадку вирішує так зване зворотне завдання. До класу обернених завдань відносять завдання визначення внутрішніх параметрів об'єктів за відомими наборами даних, отриманих у зовнішній стосовно об'єкта області. Типові приклади - комп'ютерна томографія, ультразвукове дослідження в медицині, сейсморозвідка в акустиці та ін. При цьому ключове питання полягає у перевірці достовірності отриманих оцінок, оскільки набори вихідних даних з математичної точки зору не є повними. Це призводить до появи додаткових рішень, які не є правильними (об'єкт має лише один набір властивостей), проте задовольняють сформульованим математичним рівнянням модельної задачі. Тому актуальним завданням є також розробка методу розв'язання задачі неруйнівного контролю, який би забезпечував отримання єдиного та правильного рішення.

АНАЛІЗ ЛІТЕРАТУРНИХ ДЖЕРЕЛ ТА ПОСТАНОВКА ЗАДАЧІ

Питання технічного розвитку георадарів, можливостей їх застосування для вирішення завдань неруйнівного контролю та дистанційного зондування відображені у багатьох дисертаціях [1-3] монографіях [4-6], статтях [7-11] та доповідях на конференціях [12-15]. Слід зазначити, що інтенсивні дослідження у цьому напрямі проводяться не тільки у сфері теорії, але й у завданнях прикладного характеру. Багато прикладних результатів також відображені у звітах [16-19].

Основні завдання, які необхідно вирішувати в процесі реєстрації та обробки даних неруйнівного контролю, що отримані за допомогою георадарів, передбачають:

- вибір оптимальних параметрів приладу;
- обґрунтування характеристик зондувальних сигналів;
- розроблення методу аналізу отриманих даних;
- створення обчислювальних алгоритмів та програмного забезпечення для обробки радарограм;
- розроблення моделей та методів інтерпретації даних, отриманих за результатами обробки дифрагованих на різних неоднорідностях сигналів.

У роботі розглянемо, передусім, методи аналізу даних контролю за допомогою георадарів і алгоритми перетворення сигналів та його спектральних характеристик з метою підвищення надійності результатів інтерпретації даних зондування.

Перелічені завдання можна умовно поділити на завдання товщинометрії та завдання пошуку дефектів (неоднорідностей). Зазначимо, що не всі підповерхневі неоднорідності є дефектами. Наприклад, внутрішні підповерхневі кабелі, дренажні труби або технологічні шви є неоднорідностями, але не є дефектами. Тоді як тріщини, особливо у внутрішніх шарах багатошарової конструкції, створюють значну загрозу несучої здатності конструкції через неможливість їх візуального виявлення і адекватної оцінки впливу на стан усієї конструкції [20, 21]. Ще один вид дефектів описується терміном розшарування (delamination) – порушення зчеплення між шарами нежорсткого дорожнього покриття. Ця проблема з погляду діагностики призводить до необхідності виявлення шарів конструкції з малою відносною товщиною [8, 11, 22, 25].

Нарешті, підкреслимо, що майже всі питання контролю поточного стану будівельних конструкцій спираються на відповідні моделі, які можуть враховувати різні параметри. Наприклад, більшість методів контролю товщини шарів у різній мірі спирається на модель плоскошаруватого середовища та застосування формул Френеля [26-29]. Водночас поверхні реальних об'єктів контролю, наприклад, автомобільних доріг, є шорсткими. Врахування шорсткості зовнішньої та внутрішніх меж вимагає залучення інших моделей розсіювання електромагнітних хвиль [30]. З проведеного аналізу випливає, що універсальний підхід до вирішення загального завдання неруйнівного контролю шарувато-неоднорідних середовищ на сьогоднішній час відсутній. Тому методи вирішення таких завдань та алгоритми обробки даних георадарного зондування необхідно розробляти з урахуванням особливостей структури, що досліджується, та технічних параметрів вимірювального інструменту - георадару.

Постановка задачі формулюється в такий спосіб. Первинними даними є імпульсні сигнали, що відбиті від внутрішніх неоднорідностей зондованого середовища та зареєстровані приймачем надширококутового (UWB) георадару. Багатошарову структуру, що досліджується, будемо вважати плоскошаруватим середовищем з межами, нерівності яких малі в порівнянні з просторовими геометричними параметрами. Тоді завдання полягає у визначенні значень фізичних (діелектрична проникність) та геометричних параметрів (товщина) матеріалів такого середовища. При вирішенні цієї задачі спиратимемося на раніше розроблені методи визначення діелектричної проникності верхнього шару за допомогою вимірювання коефіцієнта відбиття [12, 15, 25], визначення товщини шарів на підставі вимірювання затримки за Гільбертом та застосування інтегрального перетворення [15, 22, 25].

МЕТА ТА ЗАВДАННЯ ДОСЛІДЖЕННЯ

Основна мета даної роботи полягає в удосконаленні раніше запропонованого алгоритму обробки даних, отриманих за допомогою GPR для визначення значень товщини шарів плоскошаруватого середовища та їх діелектричної проникності.

Для досягнення поставленої мети необхідно вирішити такі завдання:

- з'ясувати можливості раніше запропонованої схеми калібрування зондувального імпульсного сигналу за допомогою визначення коефіцієнта відбиття від металу для визначення параметрів зондувального імпульсу;
- провести аналіз можливостей отримання наборів первинних даних на реальних лабораторних конструкціях за допомогою імпульсного георадару «Odyag-5» та визначити вплив значень параметрів імпульсних модельних сигналів георадарів на процес обробки даних;
- виконати обробку отриманих експериментальних даних про відбиті від лабораторних конструкцій сигнали за допомогою розробленого програмного забезпечення;
- провести оцінку характеристик лабораторних конструкцій з різними параметрами за допомогою георадару з метою встановлення можливості використання такого георадару у процесі контролю поточного стану об'єктів транспортної інфраструктури, насамперед автомобільних доріг;
- обґрунтувати можливість розвитку даного методу та програмного забезпечення з метою подальшого збільшення кількості шарів, що аналізуються, та підвищення точності визначення значень їх товщини.

ТЕОРЕТИЧНІ ОСНОВИ МЕТОДУ ОБРОБКИ ДАНИХ ЗОНДУВАННЯ

Основою даного методу є рівняння, що зв'язує значення швидкості поширення електромагнітних хвиль V_n у середовищі з діелектричною проникністю ϵ_n зі швидкістю поширення світла (електромагнітних хвиль) у вакуумі (1), а також формули Френеля [26], що зв'язують амплітуду та інтенсивність хвилі Т, яка пройшла, та відбитої R електромагнітної хвилі при проходженні через плоску межу розділу двох середовищ з різними значеннями діелектричної проникності ϵ (показника заломлення n).

$$V_n = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_n}} \quad (1)$$

Запропоновану схему застосування формул Френеля стосовно задачі визначення товщини шарів плоскошаруватого середовища в найпростішому випадку двох шарів з товщиною h_1 і h_2 та значеннями діелектричної проникності ϵ_1 і ϵ_2 відповідно, розташованих на напівнескінченній підкладці з діелектричною проникністю ϵ_s ілюструє Рис. 1.

Амплітуди падаючої і відбитої електромагнітної хвилі, а також електромагнітної хвилі, що проходить через першу межу структури позначені як $A_{0,-}$, $R_{0,+}$, $T_{0,-}$ відповідно, де індекси «+» і «-» означають поширення електромагнітної хвилі в прямому і зворотному відносно осі OZ напрямках.

Далі для коефіцієнтів відбиття від шару з номером n у шар з номером $n - 1$ маємо:

$$R_{n-1,n} = \frac{A_{n,n-1}}{A_{n-1,n}} = \frac{\sqrt{\epsilon_{n-1}} - \sqrt{\epsilon_n}}{\sqrt{\epsilon_{n-1}} + \sqrt{\epsilon_n}}, \quad (2)$$

а для коефіцієнтів проходження:

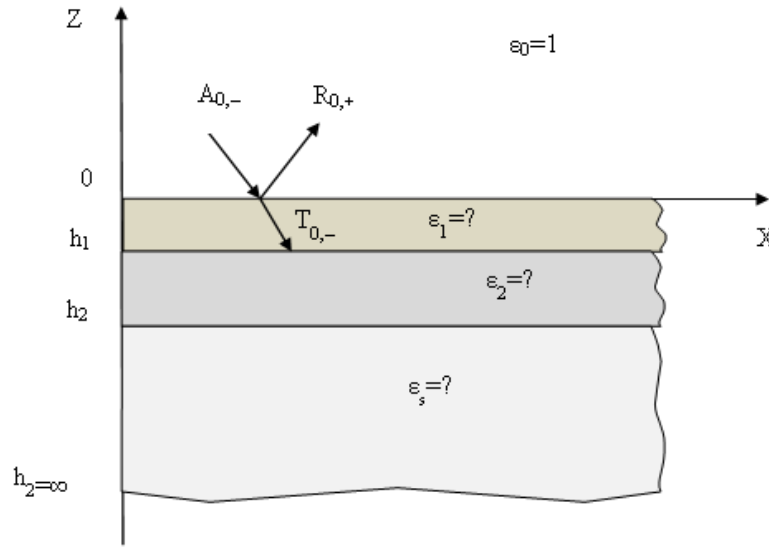


Рис. 1. Схема зондування плоскошаруватого середовища.

Fig. 1. Scheme of sounding a flat-layered medium.

$$T_{n\mp 1,n} = \begin{cases} \frac{2\sqrt{\varepsilon_{n-1}}}{\sqrt{\varepsilon_{n-1}} + \sqrt{\varepsilon_n}}, \\ \frac{2\sqrt{\varepsilon_n}}{\sqrt{\varepsilon_n} + \sqrt{\varepsilon_{n+1}}} \end{cases}, \quad (3)$$

де $n-1$, n , $n+1$ – номери шарів; $A_{n-1,n}$, $A_{n,n-1}$ – амплітуди падаючого на межу між шаром з ε_{n-1} і шаром з ε_n і відбитого в $n-1$ шар сигналів ($A_{n-1,n} = A_0$); $T_{n-1,n}$ – коефіцієнт проходження з $n-1$ -го шару в n -й шар; $T_{n+1,n}$ – коефіцієнт проходження з $n+1$ -го шару в n -й шар; $R_{n,n-1}$ – коефіцієнт відбиття від межі між $n-1$ -м і n -м шарами в $n-1$ -й шар.

Основною метою першого етапу є визначення величини коефіцієнта відбиття від зовнішньої межі плоскошаруватого середовища, що досліджується, за відомою (виміряною експериментально) амплітудою сигналу на виході структури (у верхньому напівпросторі, тобто в повітрі). Для вирішення цього завдання використовуються процедури калібрування, що складаються з: вимірювання сигналу, який відбито від тонкого листа металу, який розташований на поверхні конструкції, що зондується; вимірювання сигналу від конструкції.

Для зручності запису в компактній формі, вводимо поняття передаточної функції шару P_n як множника при коефіцієнті відбиття у рівнянні, яке зв'язує амплітуду хвилі, що відбита від крайньої межі шару, з амплітудою хвилі, що пройшла назад у верхній шар. При проходженні хвилі через межу, припустимо, що між шарами з індексами «1» та «2» у прямому та зворотному напрямках передаточна функція буде визначатися відповідним коефіцієнтом проходження та, згідно з (3), буде дорівнювати:

$$P_2 = T_{1,2} \cdot T_{2,1} = \frac{2\sqrt{\varepsilon_2}}{\sqrt{\varepsilon_1} + \sqrt{\varepsilon_2}} \cdot \frac{2\sqrt{\varepsilon_1}}{\sqrt{\varepsilon_1} + \sqrt{\varepsilon_2}} = 4 \frac{\sqrt{\varepsilon_2} \cdot \sqrt{\varepsilon_1}}{(\sqrt{\varepsilon_1} + \sqrt{\varepsilon_2})^2}. \quad (4)$$

Приймальна антена георадара реєструє повний сигнал, що є суперпозицією всіх парціальних сигналів, відбитих від внутрішніх неоднорідностей. Позначимо амплітуди цих парціальних сигналів через C_n . Тоді для нижньої межі першого шару маємо очевидне співвідношення:

$$C_1 = P_1 \cdot B_1 = (T_{0,1} \cdot T_{1,0}) \cdot A_0 \cdot R_{1,2}. \quad (5)$$

Перевагою такої форми запису є те, що для отримання передаточної функції системи, що

складається з n шарів достатньо перемножити їх власні передаточні функції. Наприклад, для шару з номером n маємо формулу:

$$R_{n,n+1} = A_0^{-1} \cdot C_n / (P_1 \cdot P_2 \cdot \dots \cdot P_n) = A_0^{-1} \cdot C_n / \prod_{n=1}^N P_n, \quad (6)$$

де $P_n = T_{n-1,n} \cdot T_{n,n-1}$.

Далі за допомогою коефіцієнта відбиття $R_{n,n+1}$, який для відповідної межі може бути записаний у вигляді $R_{n,n+1} = \frac{A_{n+1,n}}{A_{n,n+1}}$, із співвідношення (2) може бути отриманий вираз діелектричної проникності нижнього шару (Рис. 1):

$$\sqrt{\varepsilon_{n+1}} = \sqrt{\varepsilon_j} \frac{A_{n,n+1} - A_{n+1,n}}{A_{n,n+1} + A_{n+1,n}}. \quad (7)$$

Скористуємося формулою (7) для розрахунку коефіцієнту проходження через нижню межу n -го шару. Далі операції (4-7) повторюються.

Визначена у такому порядку діелектрична проникність $(n+1)$ шару, а також, затримка за часу проходження сигналу через шар у прямому і зворотному напрямках Δt_n надають можливість розрахувати товщину шару h_n за формулою:

$$h_n = \frac{v_n \cdot \Delta t_n}{2}. \quad (8)$$

СХЕМА ПРОВЕДЕННЯ ВИМІРЮВАНЬ І АЛГОРИТМ ОБРОБКИ ДАНИХ

Обчислювальний алгоритм складається з таких етапів:

1. На першому етапі вимірюють так званий сигнал прямого проходження – сигнал що безпосередньо пройшов у приймальну антену та минув середовище, що зондується. Цей сигнал не містить корисної інформації про об'єкт, що досліджується, та в разі накладення на основний імпульс призводить до його спотворення. Тому цей сигнал під час обробки результатів зондування необхідно вилучити, вивести, з основного імпульсу. Вимірювання цього сигналу здійснюється шляхом вимірювання сигналу у вільному просторі, що не містить перепон, розташованих на відстані в декілька метрів.

2. На другому етапі на поверхні конструкції, що досліджується, розміщують тонкий лист металу та реєструють відбитий сигнал, якій у подальшому застосовують як модель зонduючого імпульсу при обчисленні коефіцієнта відбиття (2).

3. На третьому етапі реєструють сигнал, відбитий від досліджуваної конструкції та проводять зондування конструкції, що досліджується, шляхом переміщення георадара по поверхні конструкції.

4. Отримані дані зберігаються у файлі для подальшої обробки.

5. На основі первинної обробки даних зондування за допомогою перетворення Гільберта визначаються часові затримки сигналів (Δt_n) , що пройшли від нижніх меж і та їх амплітуди. Ця інформація є вхідною інформацією для запропонованого алгоритму.

6. За формулою (7) визначається $\sqrt{\varepsilon_1}$ і ε_1 .

7. Далі за формулами (4-7) обчислюються $T_{0,1}$, $T_{1,0}$, $A_{0,1}$, $A_{1,0}$, а потім за формулою (7) обчислюється ε_2 . Розрахунок повторюється до останньої межі конструкції, де визначається тільки діелектрична проникність основи (підкладки).

8. Координати меж шарів визначаються за формулою:

$$Z_n = \sum_{n=1}^I \frac{(t_n - t_{n-1}) \cdot c}{2 \cdot \sqrt{\varepsilon_n}} = \sum_{n=1}^I \frac{\Delta t_n \cdot c}{2 \cdot \sqrt{\varepsilon_n}}, \quad (9)$$

де Z_n – координати n -й межі шару (верхня межа має індекс 0); t_n, t_{n-1} – момент часу проходження сигналу n -й і $(n-1)$ межі шару відповідно, визначені на етапі 1; ε_n – діелектрична проникність n -го шару (визначена на етапі 2 або 3), c – швидкість поширення електромагнітних хвиль у вільному просторі (в повітрі).

9. Розраховуються значення товщини шарів за формулою (9).

10. Отримані дані заносяться у файл для подальшого використання.

Таким чином, алгоритм дозволяє одночасно і без додаткових лабораторних експериментів визначити значення товщини та діелектричної проникності шарів плоскошаруватих середовищ, зокрема будівельних конструкцій.

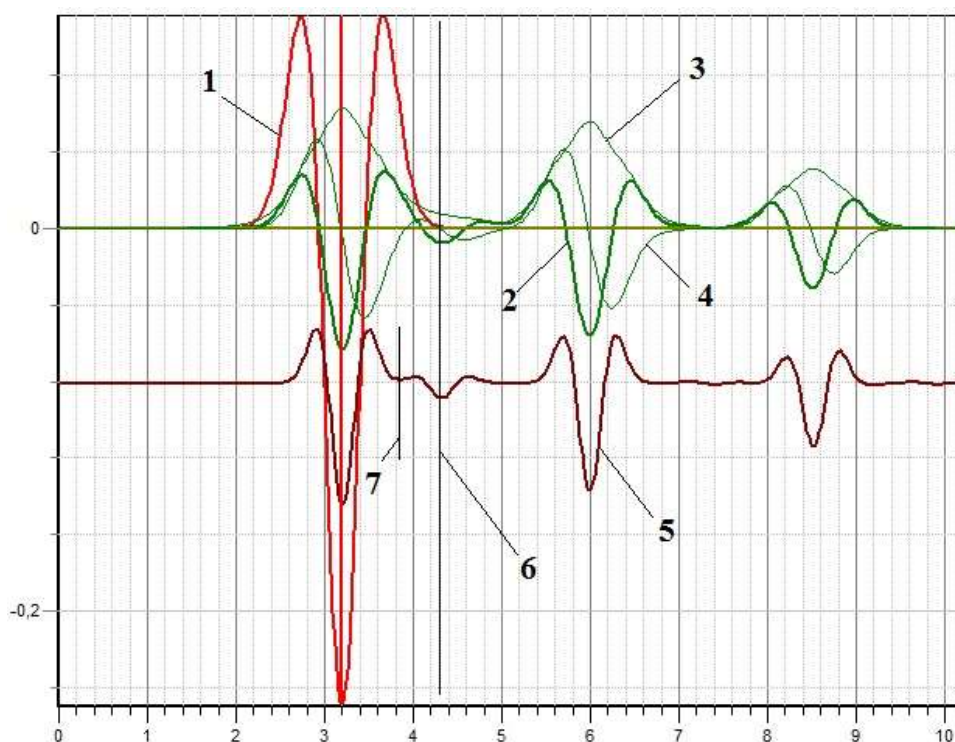
АНАЛІЗ МОЖЛИВОСТЕЙ ЗАПРОПОНОВАНОГО ПІДХОДУ ДО ВИРІШЕННЯ ЗАДАЧІ ТОВЩИНОМЕТРІЇ

Для аналізу можливостей запропонованого підходу проведено серію лабораторних експериментів щодо зондування конструкцій та перевірки роботи алгоритму обробки георадарних даних за допомогою програмного забезпечення, що реалізує запропонований алгоритм.

Перший етап – моделювання поширення сигналів. Завданням цього етапу є встановлення можливостей обробки сигналів за умови, що форма сигналу близька до ідеальної. Для реалізації цього завдання за допомогою програми «GeoVizu» синтезовано тришарову модель середовища на підложі. Товщина шарів 10 см, 14 см і 13 см, значення діелектричної проникності матеріалу шарів 2,8, 3,2, 8,4 і 15,0 відповідно.

Далі проведено процедуру моделювання зондування тришарової конструкції за допомогою штучно синтезованого сигналу. Форму синтезованого сигналу наведено на Рис. 2 (сигнал 1). На осях (Рис. 2) по осі ординат відкладені значення нормованої амплітуди сигналів, а по осі абсцис – час у наносекундах. Також на Рис. 2 наведено сигнал (сигнал 2), що моделює відбиття імпульсу від тришарової конструкції, що досліджується, та синтезований відбитий сигнал (5), отриманий за допомогою зондуючого імпульсу з більш високою центральною частотою (1500MHz). Для зручності візуального сприйняття цей сигнал штучно зсунутий вниз відносно осі OZ. Вертикальними лініями на Рис. 2 позначено нижню межу першого шару (6) і області відсутності сигналу (паузи) між зондуючим і відбитим від першої межі імпульсами (7).

Аналіз результатів численного моделювання свідчить про наявність суперечливих вимог до параметрів зондуючого сигналу – між його центральною частотою та глибиною зондування, оскільки сигнали з більш високою центральною частотою мають, як бачимо з Рис. 2, більш високу просторову роздільну здатність. На таких сигналах при відбитті є область затримки (7), що розділяє імпульси, які відбиті від меж шарів, товщина яких є порівняною з просторовими розмірами зондуючого імпульсу. Завдяки законам теорії електромагнетизму та властивостям імпульсних сигналів [1, 2, 12, 25, 26] такі сигнали мають значний коефіцієнт загасання по глибині, що зменшує глибину зондування.



- 1 – зондуєчий сигнал ($f_c = 900\text{MHz}$); 2 – синтезований імпульс;
 3 – результат перетворення Гільберта синтезованого відбитого сигналу;
 4 – результат інтегрального перетворення синтезованого сигналу;
 5 – синтезований сигнал ($f_c \cong 1500\text{MHz}$); 6 – область першої межі шару;
 7 – область затримки між сигналами
- 1 – probing signal ($f_c = 900\text{MHz}$); 2 – synthesized impulse; 3 – the result of the Hilbert transformation of the synthesized reflected signal; 4 – the result of integral transformation of the synthesized signal;
 5 – synthesized signal ($f_c \cong 1500\text{MHz}$); 6 – region of the first limit of the layer;
 7 – area of delay between signals

Рис.2. Вікно обробки даних чисельного моделювання.

Fig. 2. Numerical Simulation Data Processing Window.

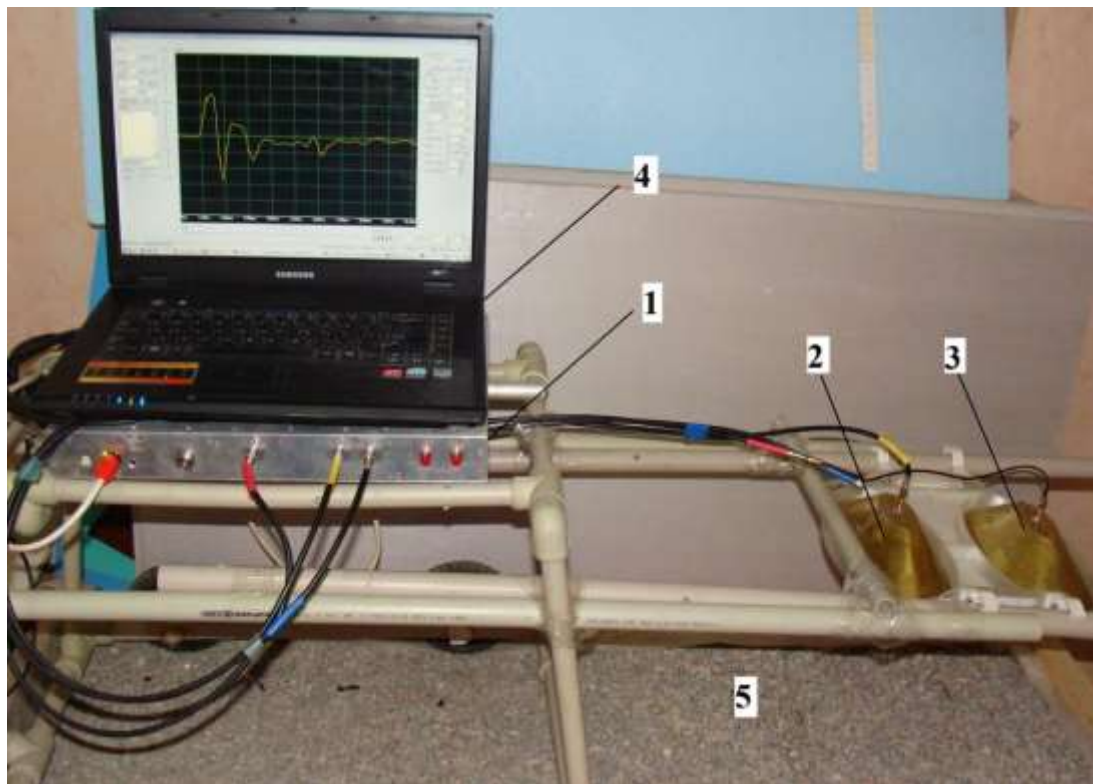
Тому наступним завданням цього дослідження є визначення оптимальних значень імпульсних сигналів георадару для вирішення завдань товщинометрії умовно плоскошаруватих конструкцій. Для вирішення цього завдання проведено серії лабораторних експериментів.

Другий етап передбачав проведення лабораторних досліджень на тришарових лабораторних моделях, електрофізичні параметри шарів яких близькі до електрофізичних параметрів шарів конструкції, що синтезована за допомогою програми «GeoVizu» на попередньому етапі досліджень. Конструкція складається з трьох шарів. Перший шар товщиною 10 см зі щебню крупнозернистого, другий шар – пісок товщиною порядку 14 см, третій шар – вологий суглинок товщиною 13 см. Для забезпечення загасання сигналу та запобігання додаткового відбиття від підкладки застосований додатковий шар-підкладка з вологої глини. Загальний вид конструкції та експериментального устаткування наведено на Рис. 3.

Результати обробки сигналів, що отримані за результатами лабораторних експериментів, за допомогою запропонованого алгоритму, наведено на Рис. 4.

У вікні програми (Рис. 4) відображені значення параметрів (товщини шарів та діелектричної проникності матеріалу шарів) конструкції, які визначені за допомогою програми «GeoVizu», що реалізує запропонований алгоритм у напівавтоматичному режимі. Термін «напівавтоматичний режим» передбачає, що для обробки необхідно натиснути кнопку «Min» у формі або ввести в поле «Count» на верхньому рівні значення відліку по часовій осі так, щоб вертикальна лінія 4 співпадала з максимумом амплітуди зондуєчого сигналу (1).

Наступні етапи обробки результатів зондування передбачають повторення аналогічних операцій.



1 – головний блок георадара; 2 – антена випромінювач; 3 – приймальна антена;
4 – персональний комп'ютер для обробки даних; 5 – верхній шар конструкції
1 - GPR main unit; 2 - transmitting antenna; 3 - receiving antenna;
4 - personal computer for data processing; 5 - the top layer of the structure

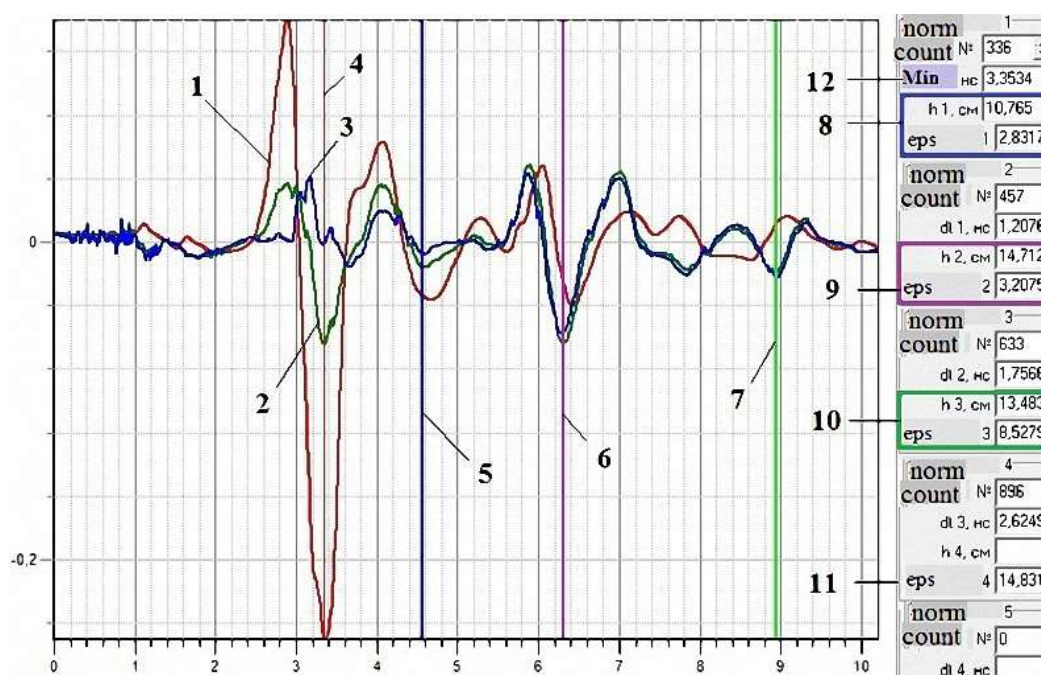
Рис. 3. Експериментальне устаткування.

Fig. 3. Experimental equipment.

Лабораторні експерименти підтверджують працездатність алгоритму щодо відновлення параметрів плоскошаруватого середовища. За результатами проведених лабораторних експериментів на багатошарових моделях з різною кількістю шарів (від 3 шарів до 6 шарів) встановлено, що максимальна кількість шарів (разом з підкладкою), параметри яких можуть бути визначені за допомогою алгоритму, що реалізований у програмі «GeoVizu», без втрати точності відновлення геометричних і електрофізичних параметрів, дорівнює п'яті. Це обумовлено як загасанням сигналу з глибиною, так й спотворенням сигналу через додаткові перевідбиття від меж шарів.

Тому подальші дослідження мають бути спрямовані на удосконалення як методу обробки імпульсних сигналів, так і конструкції георадара.

Разом з тим слід зазначити, що, як доводить досвід обробки георадарних даних, які отримані на автомобільних дорогах, можливості георадара «ОДЯГ-5» та програми «GeoVizu» є достатніми для вирішення завдань діагностики та оцінки поточного стану покриття автомобільних доріг.



1 – зонduючий сигнал ($f_c \cong 900\text{MHz}$); 2 – виміряний експериментально відбитий імпульс; 3 – результат першого етапу обробки сигналу (2); 4 – відлік часу відбиття від зовнішньої межі середовища; 5, 6, 7 – відлік часу відбиття від першої, другої, третьої внутрішньої межі середовища відповідно; 8, 9, 10 – результати розрахунку товщини та діелектричної проникності першого, другого, третього шарів відповідно; 11 – результати розрахунку діелектричної проникності шару напівнескінченної підкладки.

1 – probing signal ($f_c \cong 900\text{MHz}$); 2 – experimentally measured reflected pulse; 3 – the result of the first stage of signal processing (2); 4 – counting the time of reflection from the outer boundary of the medium; 5, 6, 7 – counting of the reflection time from the first, second, third internal boundary of the medium, respectively; 8, 9, 10 – calculation results thickness and dielectric constant of the first, second, and third layers, respectively; 11 – the results of calculating the permittivity of the semi-infinite substrate layer.

Рис. 4. Результати чисельного моделювання
Fig. 4. The Results of numerical simulation

ВИСНОВКИ

Запропоновано метод обробки імпульсних сигналів георадару, що отримані під час неруйнвної діагностики плоскошаруватих середовищ. Для перевірки адекватності запропонованого підходу на першому етапі дослідження був використаний метод синтезованих сигналів. Використання чисельного моделювання дозволило наглядно продемонструвати можливості визначення товщини шарів плоскошаруватих середовищ за допомогою надширокосмугових сигналів сучасних георадарів. Перевірка запропонованого методу інтерпретації даних георадарного зондування виконана в лабораторних умовах за допомогою георадара «Одяг-5».

За результатами чисельного моделювання доведено ефективність процедури отримання та застосування калібрувальних сигналів георадару для визначення зонduючого сигналу.

За результатами лабораторних експериментів:

- визначено вплив частоти сигналу георадару на ефективність процедури обробки даних, підтверджено адекватність запропонованого алгоритму в частині відновлення геометричних та електрофізичних параметрів шарів конструкцій;

- встановлені обмеження методу відновлення електрофізичних параметрів плоскошаруватих конструкцій, що стосуються кількості шарів. Загальна кількість шарів конструкції, параметри якої відновлюються, не повинна перевищувати п'яти шарів. Збільшення кількості шарів призводить до втрати точності результатів обчислень;

- доведено принципову можливість розвитку даного методу і програмного забезпечення для

подальшого збільшення кількості аналізованих шарів і підвищення точності визначення геометричних і електрофізичних параметрів конструкцій, що досліджуються.

Отримані результати сприятимуть розвитку методів неруйнівної діагностики автомобільних доріг і транспортних споруд із застосуванням георадарів. Окремо слід зазначити перспективи подальшого розвитку запропонованого підходу для вирішення завдань позиціонування та ідентифікації підповерхневих неоднорідностей.

КОНФЛІКТ ІНТЕРЕСІВ

Автори повідомляють про відсутність конфлікту інтересів.

REFERENCES

1. Saarenketo T.: Electrical properties of road materials and subgrade soils and the use of ground penetrating radar in traffic infrastructure surveys, Faculty of Science, Department of Geosciences, University of Oulu, Academic dissertation, 2006, Original article <http://jultika.oulu.fi/files/isbn9514282221.pdf>
2. Evans RD. "Optimising Ground Penetrating Radar (GPR) to assess Pavements", A dissertation thesis submitted in partial fulfillment of the requirements for the award of the degree Doctor of Engineering (EngD), at Loughborough University, August 2009, 219 pages. Original article <http://www.lboro.ac.uk/media/www/lboroacuk/content/cice/downloads/alumnitheses/2010/robert-evans.pdf>.
3. Vilbig RA. Air-Coupled and Ground Coupled Ground Penetrating Radar Techniques. A Thesis Presented By To The Department of Civil and Environmental Engineering, Northeastern University, Massachusetts, 2013, 60 P. Original article <https://repository.library.northeastern.edu/files/neu:848>.
4. Daniels DJ (2007). Ground Penetrating Radar. IET Radar, Sonar, Navigation and Avionics Series 15, 2nd Edition, 726 p. ISBN 08634136.09, 9780863413605 <https://searchworks.stanford.edu/view/12918552>
5. Ground penetrating radar, theory and applications [Jol Harry M. (Editor)], Amsterdam : Elsevier B.V., 2009, 508 p. ISBN: 9780444533487 <https://shop.elsevier.com/books/ground-penetrating-radar-theory-and-applications/jol/978-0-444-53348-7>
6. Raffaele Persico. Introduction to Ground Penetrating Radar : Inverse Scattering and Data Processing. John Wiley & Sons Inc, New York, United States, 2014, 392 p. ISBN: 978-1-118-30500-3 <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/book/10.1002/9781118835647>
7. Antyufeyeva MS, Batrakov DO, Batrakova AG, Antyufeyev AV. Comparative Study of the Goldfarb Iterative and the Genetic Algorithm Methods for Solving Inverse Problems. 2018 Jul 1; <http://dx.doi.org/10.1109/MMET.2018.8460316>
8. Lech Krysiński, Sudyka J. Typology of reflections in the assessment of the interlayer bonding condition of the bituminous pavement by the use of an impulse high-frequency ground-penetrating radar. Nondestructive testing and evaluation. 2012 Sep 1;27(3):219–27. <http://dx.doi.org/10.1080/10589759.2012.674525>
9. Dong Z, Ye S, Gao Y, Fang G, Zhang X, Xue Z, et al. Rapid Detection Methods for Asphalt Pavement Thicknesses and Defects by a Vehicle-Mounted Ground Penetrating Radar (GPR) System. Sensors. 2016 Dec 6;16(12):2067. <https://doi.org/10.3390/s16122067>
10. Hu J, Vennapusa PKR, White DJ, Beresnev I. Pavement thickness and stabilised foundation layer assessment using ground-coupled GPR. Nondestructive Testing and Evaluation. 2015 Dec 13;31(3):267–87. <http://dx.doi.org/10.1080/10589759.2015.111890>
11. Sudyka J, Krysiński L. Evaluation of Homogeneity of Thickness of New Asphalt Layers Using GPR. IOP Conference Series: Materials Science and Engineering. 2018 May;356:012025. <http://dx.doi.org/10.1088/1757-899X/356/1/012025>
12. Batrakov DO, Antyufeyeva MS, Antyufeyev OV, Batrakova AG. GPR application for the road pavements surveys. 2017 Aug 1; <https://doi.org/10.1109/MRRS.2017.8075033>
13. RafTarefder RA, Ahmed MU. Ground Penetrating Radar for Measuring Thickness of an Unbound Layer of a Pavement. Advances in intelligent systems and computing. 2017 Jun 11;160–7. http://dx.doi.org/10.1007/978-3-319-60011-6_16
14. Ji-tong S, Guo Xiu-jun, Zhang Xiao-wei. Research on dielectric properties of asphalt concrete with GPR. 2012 14th International Conference on Ground Penetrating Radar (GPR). 2012 Jun 1; <https://doi.org/10.1109/ICGPR.2012.6254923>
15. Batrakov DO, Antyufeyeva MS, Antyufeyev AV, Batrakova AG. Inverse problems and UWB signals in biomedical engineering and remote sensing. 2016 Sep 1; <https://doi.org/10.1109/UWBUSIS.2016.7724174>
16. Batrakov DO, Antyufeyeva MS, Antyufeyev AV, Batrakova AG. Remote sensing of plane-layered media with losses using UWB signals. 2017 XI International Conference on Antenna Theory and Techniques (ICATT). 2017 May; <https://doi.org/10.1109/ICATT.2017.7972666>
17. Final report: PART 2—DESIGN INPUTS. CHAPTER 5. EVALUATION OF EXISTING PAVEMENTS FOR REHABILITATION. ARA Inc., for National Cooperative Highway Research Program, 2004, 78 P.
18. Smart Pavement Monitoring System. Report No. FHWA-HRT-12-072, Report Date May 2013, 150 P.
19. Arnold, G, P Fon Sing, T Saarenketo and T Saarenpaa. Pavement moisture measurement to indicate risk to pavement life. NZ Transport Agency research report 611, 2017, 160p. ISSN 1173-3764 (electronic).
20. Pavement Condition Report, Indianapolis-Hendricks County Airport, Project 15805741, Indiana Department of Transportation, Office of Aviation, Februar y 2015, 91p.

21. 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; <https://doi.org/10.1109/IWAGPR.2017.7996072>
22. 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. <http://dx.doi.org/10.1016/j.measurement.2020.107662>
23. Batrakov DO, Antyufeyeva MS, Antyufeyev AV, Batrakova AG. UWB signal processing during thin layers thickness assessment. 2016 Sep 1; <https://doi.org/10.1109/RMSW.2016.7778545>
24. Artur Zieliński, Mazurkiewicz E, Mikołaj Łyskowski, Wieczorek D. Use of GPR method for investigation of the mass movements development on the basis of the landslide in Kałków. 2016 Mar 31;15(1):61–70. [doi:http://dx.doi.org/10.7409/rabdim.016.004](http://dx.doi.org/10.7409/rabdim.016.004)
25. Lachowicz J, Rucka M. Numerical modeling of GPR field in damage detection of a reinforced concrete footbridge. Diagnostyka. 2016;17(2): p.3-8.
26. Batrakov, DO, Batrakova, AG, Antyufeyeva MS. Combined GPR data analysis technique for diagnostics of structures with thin near-surface layers. Diagnostyka 19(3), 2018,11–20.
27. Max Born, Emil Wolf. Principles of Optics. 6th Edition, Electromagnetic Theory of Propagation, Interference and Diffraction of Light. eBook ISBN: 9781483103204. Imprint: Pergamon, Published Date: 1st January 1980, PP. 836.
28. Batrakov, D.O., Tarasov, M.M. Algorithm of solving inverse scattering problems using the Pontryagin maximum principle. Radiotekhnika i Elektronika, 1999, 44(2), PP. 137-142.
29. Henry Crew. The wave theory of light; memoirs of Huygens, Young and Fresnel. October 10, 2018 196 P.
30. Zhuck NP, Batrakov DO. Determination of electrophysical properties of a layered structure with a statistically rough surface via an inversion method. Physical review B, Condensed matter. 1995 Jun 15;51(23):17073–80. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.51.17073>

Стаття надійшла до редакції: 12 січня 2023 р.

Рекомендовано до друку: 10 березня 2023 р.

GEORADARS SIGNAL PROCESSING ALGORITHMS AND IMPROVEMENT OF NON-DESTRUCTIVE TEST QUALITY

D.O. Batrakov¹, A.G. Batrakova², M.M. Kovalov¹, A.O. Maslenikov¹

¹V. 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 tasks of improving the methods of processing GPR data is due to the need to obtain a decent infrastructure. Therefore, the development of non-destructive testing methods based on the use of GPR as a tool for obtaining information about the internal structure and subsurface inhomogeneities of multilayer structures, the improvement of algorithms for processing GPR data create the basis for an operational assessment of the technical condition of structures and structures at a relatively low cost of work.

The purpose of work is to review of existing methods for processing non-destructive testing data and improvement of the previously proposed by the author's algorithm for processing data obtained using GPR.

Materials and methods. A method has been developed for solving the problems of thickness measurement of flat-layered media. The method is implemented in a computational algorithm. The basis of the algorithm was the results of research in the field of diffraction theory and mathematical physics.

The results. The effectiveness of the procedure for obtaining and applying GPR calibration signals to determine the probing signal has been proven. Based on the results of laboratory experiments, the influence of the frequency of the GPR signal on the efficiency of the data processing procedure was determined, the adequacy of the proposed algorithm was confirmed in terms of restoring the geometric and electrical parameters of the layers of structures; the limitations of the method for restoring the electro physical parameters of plane-layered media structures regarding the number of layers are established; the fundamental possibility of developing this method and software for further increasing the number of analyzed layers and improving the accuracy of determining the geometric and electrical parameters of the structures under study has been proved.

Conclusions. The results obtained with contribute to the development of methods of non-destructive diagnostics of transport structures using GPR. Separately, it should be noted the prospects for further development of the proposed approach for solving problems of positioning and identification of subsurface inhomogeneity's.

KEY WORDS: non-destructive testing, ground penetrating radars, impulse signals, flat layered media

The article was received by the editors: 12 January 2023

The article is recommended for printing: 10 March 2023

Оригінальна стаття

<https://doi.org/10.26565/2311-0872-2023-38-06>

УДК 621.574.4

Д.О. БАТРАКОВ, д. ф.-м. наук, проф.

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

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

ОБЕРНЕНІ ЗАВДАННЯ РОЗСІЮВАННЯ ТА ЇХ ЗАСТОСУВАННЯ У РІЗНИХ ГАЛУЗЯХ ТЕХНІКИ

Актуальність проблеми. Практичне застосування методів підповерхневої радіолокації для вирішення завдань діагностики та оцінки стану технічних об'єктів, дефектоскопії багатоповітряних структурно-неоднорідних конструкцій, пошуку підповерхневих неоднорідностей природного або штучного походження ґрунтується на оцінюванні параметрів об'єктів, що досліджуються, за величиною характеристик розсіяного електромагнітного поля. Вирішення означених завдань ґрунтується на розв'язку обернених задач розсіяння. Тому розвиток та удосконалення методів розв'язку обернених задач розсіяння електромагнітного поля на підповерхневих неоднорідностях є надзвичайно актуальним завданням радіофізики.

Мета роботи – аналіз методів розв'язання обернених задач розсіяння для різних наукових та технічних додатків. Це насамперед завдання неруйнівного контролю та дистанційного зондування природних та штучних об'єктів.

Матеріали та методи. Аналіз спирається на застосування аналітичних методів, методів чисельного моделювання, статистичних методів та експериментальну перевірку одержаних результатів. Основна увага приділена аналізу підходів, які спираються на залучення схеми Ньютона-Канторовича, метод регуляризації Тихонова та принцип максимуму Понтрягіна для визначення електрофізичних параметрів плоскошаруватих середовищ – відносної діелектричної проникності та на наступному етапі – геометричних параметрів шарів конструкції.

Результати. Проведено аналіз різних підходів до розв'язання обернених задач розсіяння, а також їх комбінацій. Основну увагу приділено результатам у галузі неруйнівного контролю та дистанційного зондування за допомогою хвильових методів. Розглянуто сфери практичного застосування методів розв'язку обернених задач розсіяння та сформульовано можливі напрями їх розвитку.

Висновки. Результати проведеного аналізу створюють основу розроблення нових методів розв'язання обернених задач розсіяння та вдосконалення методів, що запропоновані раніше.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: обернені задачі розсіяння; апіорна інформація; інформативний параметр; досліджувана структура; надширокопосмугові сигнали.

Як цитувати: Батраков Д.О. Обернені завдання розсіяння та їх застосування у різних галузях техніки. Вісник Харківського національного університету імені В.Н. Каразіна. Серія «Радіофізика та електроніка». 2023;38:56-64. <https://doi.org/10.26565/2311-0872-2023-38-06>

In cites: Batrakov DO. Inverse scattering problems and their applications in various field of technology. Visnyk of V.N. Karazin Kharkiv National University, series "Radiophysics and Electronics". 2023;38:56-64. <https://doi.org/10.26565/2311-0872-2023-38-06>.

ВСТУП

Обернені задачі розсіяння застосовуються в різних областях для вирішення складних за своєю природою технічних завдань. Основна особливість обернених задач у тому, що вони належать до класу так званих некоректних за Адамаром задач [1-10]. У 1932 р. Ж. Адамар сформулював поняття добре поставлених, коректних задач. Вони характеризуються наявністю трьох основних умов:

- наявністю рішення (у певній математичній множині);
- єдністю рішення, тобто вихідні дані не суперечать один одному та їх достатньо для однозначного розв'язання задачі, це також називають математичною визначеністю задачі;
- ще однією характеристикою коректності є безперервна залежність рішення від вихідних даних. Часто цю умову пов'язують із детермінованістю задачі чи безперервністю рішення залежно від вхідних даних.

Обернені задачі називаються некоректними, або поставленими некоректно, якщо поняття «наближене рішення» в класичному розумінні втрачає сенс. Це пов'язане з тим, що «наближене рішення» передбачає існування, єдність і стійкість точного рішення. Іншими словами – математичну та фізичну визначеність поставленого завдання. У багатьох випадках, навіть якщо точне рішення існує та воно єдине, відсутня збіжність будь-яким чином отриманої послідовності наближених рішень до точного рішення. У деяких випадках такі послідовності можуть взагалі не збігатися. Наприклад, може статися, що зі збільшенням точності вимірювань величини X збільшується розкид значень результату (для

обернених завдань) або, навпаки. Іншими словами – одне умовно «наближене рішення» може дуже відрізнятися від іншого навіть при незначній зміні вихідних даних. Важливо також, що з таких завдань ця ситуація не виправна принципово. Відповідно, використання для розв'язку таких задач чисельних методів без розуміння характеру задачі становить велику небезпеку отримання невірних оцінок. Помилки даних спостережень часто складаються з похибками обчислень, що виникають, і можуть значно зростати в процесі обчислень. Це зрештою призводить до принципового спотворення результатів. Звідси виникає завдання вивчення властивостей математичних рівнянь, які б найбільш точно відповідали даній фізичній задачі. Оскільки метою статті є результати аналізу хвильових методів, які стосуються галузі електромагнетизму, на наступному етапі приділимо основну увагу саме цим методам.

Методи розв'язку обернених задач, що спираються на теорію електромагнетизму. Основою розв'язку є система рівнянь Максвелла і відповідний набір додаткових умов [11-21]. Нижче буде детально розглянуто підходи до розв'язку таких задач. Зараз основну увагу приділимо їх специфічним особливостям і можливостям різних методів. Для розв'язку обернених задач традиційно використовують кілька основних підходів. Крім запропонованого О.М. Тихоновим методу регуляризації та методів, що є його розвитком [1-3, 11, 14, 16], також отримали розвиток методи, що використовують принцип максимуму Понтрягіна [22] та деякі інші підходи до розв'язку обернених задач [23, 24]. Слід зазначити, що з розв'язанням обернених задач пов'язані й багато технічних задач, зокрема і оптимізації [25-27]. Як додатки отриманих рішень обернених завдань необхідно відзначити завдання неруйнівного контролю різних технічних конструкцій [28] та різноманітні завдання оптимального синтезу [29, 30]. Таким чином, метою цієї статті є:

- аналіз методів розв'язку обернених задач розсіювання для різних наукових та технічних додатків, орієнтованих, насамперед, на застосування теорії електромагнетизму;
- порівняльний аналіз різних підходів та їх ефективності з точки зору практичної реалізації;
- створення основи для розробки нових методів розв'язку обернених задач розсіювання та удосконалення існуючих.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧІ

Насамперед, розглянемо коротко основні ідеї, покладені в основу методів розв'язку обернених задач. Почнемо із схеми Ньютона-Канторовича. Зважаючи на обмеження обсягу статті, принцип максимуму Понтрягіна, і деякі інші методи будуть детально розглянуті в наступних роботах.

При вирішенні багатьох складних наукових завдань велику роль відіграє існуюча апіорна інформація. Ця інформація може бути як у явному, так і неявному вигляді. У цьому випадку у явному вигляді передбачається відома область простору, зайнята досліджуваним об'єктом. У неявному вигляді може бути подана інформація про властивості об'єкта. У завданнях контролю з виробництва, зазвичай, як початкове наближення зручно вибрати проектні характеристики. Тоді вихідна задача може бути зведена до перебору можливих варіантів. Зрозуміло, що такий шлях не є найефективнішим. І справа тут не тільки у витратах машинних ресурсів, але й в наявності помилок чи похибок вимірювань.

У результаті накопичення таких похибок може бути отриманий зовсім невірний результат. У багатьох випадках рішення може бути не єдиним. І тоді необхідно зробити вибір з існуючих рішень. Для цього використовують поняття нев'язки, чи інакше – середнього відхилення. Теорія ймовірностей та математичної статистики під терміном середньоквадратичне відхилення розуміє ступінь розсіювання (розкиду) деякої випадкової величини відносно її математичного очікування. Математичне очікування характеризує розподіл значень (імовірностей випадкової величини), і може бути представлено як середньозважене значення всіх можливих параметрів цієї величини за формулою:

$$S = \sqrt{\frac{1}{N} \cdot \sum_{j=1}^N (x_j - \bar{x})^2}, \quad (1)$$

де x_j , $\bar{x}$, N – значення випадкової величини в j -му експерименті, середнє арифметичне вибірки; N – обсяг вибірки (генеральної сукупності).

Далі стисло розглянемо основні ідеї методу регуляризації. Цей метод спирається на залучення кількох відомих раніше підходів. Це, насамперед, Борнівське наближення [12]. Воно спирається на використання розв'язок задачі функції Гріна вільного простору, яка обчислюється досить просто. Платою за це є складніша функція джерел. Скориставшись другою формулою Гріна і припустивши, що профілі розрізняються незначно, отримаємо наступне співвідношення:

$$U_1(R) = U_P(R) + \int_{V=\infty} G_P(R, R') (k_P^2(R') - k_S^2(R')) U(R') dV'. \quad (2)$$

В останній формулі ми замінили точне значення $U(R)$ на «перше наближення» до точного рішення $U_1(R)$. В результаті перепишемо останнє рівняння в операторній формі:

$$U_1(R) = U_P(R) + \hat{G} \hat{\eta} U_P(R'), \quad (3)$$

Ще однією основою цього методу є формування функціоналу, що згладжує. Легко помітити, що величина S у формулі (1) може приймати нульове значення тільки в тому випадку, коли немає відхилень від середнього, а в інших випадках S буде позитивною величиною. Цей факт дозволяє контролювати процес відхилень $F[\eta]$. Тоді як згладжуючий функціонал стосовно до завдань електромагнітного зондування можна записати у вигляді [12, 18, 21]:

$$F[\eta] \equiv \sum_{j=1}^N w_j \left| S^{(j)}(\mathbf{r}_H) - \int_{V_P} L^{(j)}(\mathbf{r}_H, \mathbf{r}') \eta(\mathbf{r}') dV' \right|^2 + \alpha \int_{V_P} w(\mathbf{r}) |\eta(\mathbf{r})|^2 dV. \quad (4)$$

де $S^{(j)}(\mathbf{r}_H) = U^{(j)}(\mathbf{r}_H) - U_{in}^{(j)}(\mathbf{r}_H)$, $U^{(j)}(\mathbf{r}_H)$, $U_{in}^{(j)}(\mathbf{r}_H)$ – набори значень вимірюваних або інформативних параметрів, що зареєстровані експериментально або отримані за результатами чисельного моделювання; w_j – вагові коефіцієнти; $w(\vec{R})$ – вагова функція; α – параметр регуляризації (всі позитивно визначені величини); $L^{(j)}(\mathbf{r}_H, \mathbf{r}')$ – ядро інтегрального оператора у так званому борнівському наближенні; $\eta(\mathbf{r}') \equiv \varepsilon(\mathbf{r}') - \varepsilon_{aux}(\mathbf{r}')$ – шукана поправка до деякого початкового наближення для параметра, що підлягає визначенню. Для електродинамічних завдань це функція розподілу діелектричної проникності.

Очевидно, що функціонал (4) може набувати нульових значень лише за умови, що початкове наближення $\varepsilon_{aux}(\mathbf{r}')$ збігається з розподілом діелектричної проникності досліджуваної структури, тобто тільки в тому випадку, якщо $\varepsilon(\mathbf{r}') = \varepsilon_{aux}(\mathbf{r}')$.

Визначим далі $\int_{V_P} L^{(j)}(\vec{R}_H, \vec{R}') \eta(\vec{R}) dV' \equiv L^{\wedge(j)} \eta$, а знак оператора $(\wedge)$ будемо опускати, де це

не викликає непорозуміння.

Тоді перебір усіх можливих значень початкового наближення повинен, хоч й за тривалими розрахунками, дати правильне значення. Але в процесі вимірювань мають бути присутні погрішності. Крім того, якщо мова йде про відновлення безперервної величини (функції), то вона визначається, взагалі кажучи, нескінченим набором даних чисел (позначених у точках осі абсцис). Провести вимірювання при всіх значеннях вимірюваного параметра навіть в одновимірній задачі неможливо. Вимірювання ж при кінцевій кількості експериментів призводить як мінімум до втрати даних. Тому в деяких публікаціях обернені задачі називають задачами з істотно неповними даними. Цим підтверджується факт, що через кінцеву кількість точок можна провести нескінчену множину кривих, але не поліномів. Це означає, що в разі відновлення безперервної функції необхідно мати аналогічний обсяг інформації про зареєстровані дані. У деяких випадках явно використовується додаткова апріорна інформація і може виникнути ілюзія універсального методу. Тому перед практичним використанням методів вирішення обернених завдань необхідно провести детальний аналіз їх можливостей і обмежень.

Після перетворень, викладених раніше в [12, 18], надходимо до рівня Ейлера відносно комплексної функції:

$$\begin{aligned}
& \sum_{j=1}^N w_j L^{(j)*}(\vec{R}_H, \vec{R}) [U_{in}^{(j)}(\vec{R}_H) - U^{(j)}(\vec{R}_H)] + \\
& + \int_{V_P} dV' \left[\sum_{j=1}^N w_j L^{(j)*}(\vec{R}_H, \vec{R}) L^{(j)}(\vec{R}_H, \vec{R}') \right] \eta(\vec{R}') + \\
& + \alpha w(\vec{R}) \cdot \eta(\vec{R}) = 0; \quad (\vec{R} \in V_P).
\end{aligned} \tag{5}$$

Перепишемо рівняння Ейлера у формі:

$$- \int_{V_P} K(\vec{R}, \vec{R}') \eta(\vec{R}') dV' + \alpha w(\vec{R}) \eta(\vec{R}) = q(\vec{R}), (\vec{R} \in V_P) \tag{6}$$

Це – інтегральне рівняння Фредгольма II роду з виродженим ядром:

$$K(\vec{R}, \vec{R}') = \sum_{j=1}^N w_j L^{(j)*}(\vec{R}_H, \vec{R}) L^{(j)}(\vec{R}_H, \vec{R}'), \tag{7}$$

та правою частиною:

$$q(\vec{R}) = \sum_{j=1}^N w_j L^{(j)*}(\vec{R}_H, \vec{R}) [U_{in}^{(j)}(\vec{R}) - U^{(j)}(\vec{R}_H)]. \tag{8}$$

Схема розв'язання цього рівняння полягає у зведенні його до системи лінійних алгебраїчних рівнянь (СЛАР). Через вхідну операцію з урахуванням виродженості ядра слідуює, що рішення може бути представлено так:

$$\eta(\vec{R}) = \frac{1}{\alpha w(\vec{R})} [q(\vec{R}) + \sum_{j=1}^N w_j L^{(j)*}(\vec{R}_H, \vec{R}) x_j], \tag{9}$$

де

$$x_j = \text{const} = \int_{V_P} dV L^{(j)}(\vec{R}_H, \vec{R}) \eta(\vec{R}), j = 1, 2, \dots, N. \tag{10}$$

У результаті приходимо до системи N лінійних алгебраїчних рівнянь щодо набору невідомих $\{x_j\}$:

$$\begin{aligned}
& x_j + \sum_{n=1}^N a_{jn} x_n = \psi_j; (j = 1, 2, \dots, N); \\
& a_{jn} = - w_n \int_{V_P} L^{(j)}(\vec{R}_H, \vec{R}) L^{(n)*}(\vec{R}_H, \vec{R}) \frac{dV}{\alpha w(\vec{R})}; \\
& \psi_j = \int_{V_P} L^{(j)}(\vec{R}_H, \vec{R}) \frac{q(\vec{R})}{\alpha w(\vec{R})} dV.
\end{aligned} \tag{11}$$

Розв'язуючи отриману систему (11) відносно $\{x_j\}$, можемо за прямою формулою (9) визначити із $\eta(\vec{R})$ співвідношення шуканий профіль:

$$\varepsilon(\vec{R}) = \varepsilon_s(\vec{R}) - \eta(\vec{R}). \tag{12}$$

Використання таких залежностей пов'язано, насамперед, із можливостями доступних технічних засобів вимірювання та обробки даних.

Як інші параметри було запропоновано використовувати поляризаційний стан зондуєчих і відбитих хвиль, а також відстань до точкового джерела у двовимірних задачах, які іноді називають плоскими або їх сукупністю [31, 28]. Також обернені задачі застосовуються для виявлення включень [21]. Але в рамках однієї статті неможливо відобразити всі здобутки, отримані навіть за відносно короткий проміжок часу 20 років. Тому далі докладніше зупинимось на питаннях візуалізації результатів.

Раніше було створено кілька програм, що призначені для оперативного отримання та візуалізації результатів. Одна з таких програм містить виконавчий (розрахунковий) модуль, створений мовою FORTRAN, та модуль інтерфейсу, створений мовою C++. Цей інтерфейс має досить складну структуру і тому для зручності сприйняття розбитий на окремі замкнуті компоненти, вид яких наведено на Рис. 1-3. Програма призначена для розв'язку обернених задач у частотній області. Вона дозволяє отримувати візуалізацію результатів кожної ітерації (Рис. 1). Також вона має вікно із зображенням досліджуваної структури (Рис. 2) і, крім того, дозволяє встановлювати (Рис. 3): значення параметра регуляризації; кількість ітерацій; кількість значень інформативного параметра; кількість шарів; початкове наближення; кут падіння; значення частоти, діелектричну проникність підкладки та вид поляризації (Е-поляризація чи Н-поляризація).

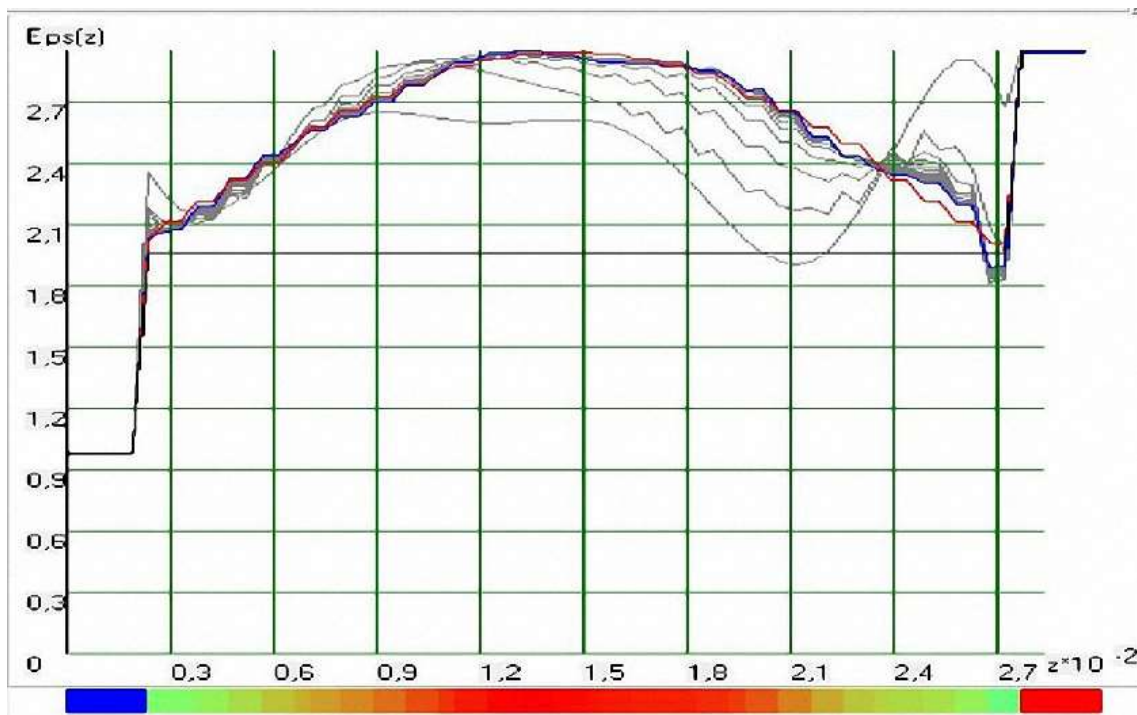


Рис. 1. Основне вікно відображення результатів.

Fig. 1. The main Window for displaying results.

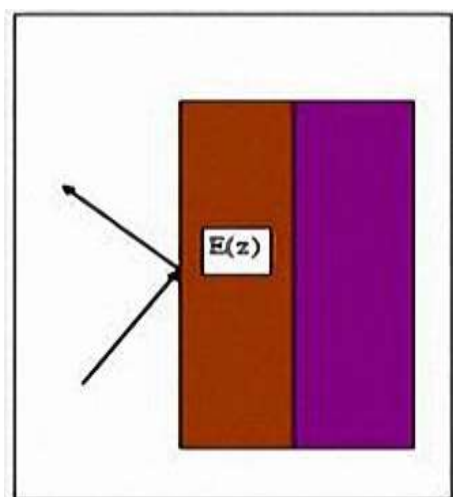


Рис. 2. Допоміжне вікно із зображенням досліджуваної структури.
Fig. 2. The auxiliary window with the image of the studied structure.

Alpha	Teta
2	50
Number of iterations	Fmin
15	1
Number of iterative parameter values	Fmax
40	Nvar
Number of layers	1
30	Eps Substrate
Eps initial	3
2	Index Polarization
	H

Рис. 3. Допоміжне вікно із зображенням параметрів розрахунку.
Fig. 3. The auxiliary window showing calculation parameters.

Це не єдина програма для візуалізації результатів розв'язку обернених задач, однак обмежений обсяг цієї статті не дозволяє детально розглянути всі можливості розробленого програмного забезпечення, тому ми коротко зупинимося на ще одному напрямку. Він спирається на постановку та методи розв'язку обернених задач за допомогою використання надширокосмугових радарів підповерхневого зондування (георадарів).

Фізичну основу використання такого підходу для вирішення завдань дистанційного зондування та неруйнівного контролю становлять відповідні методи реєстрації та обробки імпульсних сигналів [28]. Для вирішення таких завдань крім класичного підходу, використовується метод, що спирається на використання основного рівняння радіолокації і пов'язує товщину шарів h з часом затримки сигналу

Δt і значеннями діелектричної проникності ϵ матеріалу шару (C – швидкість світла у вільному просторі):

$$h = \frac{c}{2\sqrt{\epsilon}} \Delta t. \quad (13)$$

У цьому напрямку також було запропоновано підходи, що передбачають залучення методів спектральної обробки надширокосмугових (НШС) сигналів, де кінцевою метою робіт у цьому напрямку є створення обчислювальних алгоритмів, які б дозволили не лише отримувати та обробляти дані георадарів, але й надавали можливість вирішення комбінованих завдань, вирішення яких дозволяє також отримати дані про безперервний розподіл необхідного фізичного параметра. Як приклад можна навести таке практично важливе завдання як контроль поточного стану багатошарових будівельних конструкцій, наприклад дорожнього одягу на автомобільних дорогах. Ми сподіваємося згодом надати читачам нові результати у цій галузі.

ВИСНОВКИ

Проведений у цій роботі аналіз різних підходів та існуючих методів розв'язку обернених задач розсіяння спирається на глибоке розуміння основ фізико-математичних моделей і алгоритмів обробки одержуваних даних. Таке розуміння переваг та обмежень методів, які використовують різні інформативні параметри, дозволило запропонувати нові підходи та відповідні алгоритми обробки даних. Проведені численні обчислювальні експерименти продемонстрували ефективність розроблених методів та алгоритмів інтерпретації результатів. Крім того, вони дозволили запропонувати шляхи подальшого вдосконалення не тільки суто математичного апарату, але також і відповідних методів та алгоритмів обробки даних. У результаті це дозволило намітити деякі шляхи подальшого розвитку та вдосконалення засобів зондування - георадарів. Це відноситься, насамперед, до вимог, які пред'являються до антен георадарів і, як результат, – до форми та параметрів зондувальних імпульсів. Зрештою, отримані результати мають забезпечити вирішення важливих практичних завдань. Крім того, вони сприятимуть подальшому розвитку основ обробки та інтерпретації одержуваних даних. Це, насамперед, стосується

завдань дистанційного зондування складних з погляду електродинаміки структур – багат шарових структурно-неоднорідних середовищ. З практичної точки зору, це можуть бути ділянки порушення цілісності конструкцій, підповерхневі штучні об'єкти, наприклад, кабелі, або інші комунікації. Результати у цій галузі ми сподіваємося опублікувати у наступних статтях.

КОНФЛІКТ ІНТЕРЕСІВ

Автор повідомляє про відсутність конфлікту інтересів.

СПИСОК ВИКОРИСТАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ

1. Tikhonov AN. On the stability of inverse problems. Doklady Acad. Sci. USSR39 (1943),176–179.
2. Tikhonov AN, Arsenin VYa, Solutions of Ill-Posed Problems. Wiley, New York, 1977.
3. Tikhonov AN. On the solution of ill-posed problems and the method of regularization. Dokl. Akad.Nauk SSSR151, 3 (1963), 501–504.
4. Tikhonov AN. On the regularization of ill-posed problems. Dokl. Akad. Nauk SSSR 153, 1, 1963, 49–52.
5. N. Yashina, A. Brovenko, N. Melezhik, P. Melezhik, A. Poyedinchuk, O. Troshchylo. 1D inverse problems of electromagnetic theory of layered inhomogeneous anisotropic media. 2017 Sep 1; <https://doi.org/10.1109/DIPED.2017.8100576>
6. Tikhonov AN, Goncharkii AV, Stepanov VV, Yagola AG. Regularizing Algorithms and A Priori Information. Nauka, Moscow, 1983.
7. Romanov VG, Kabanikhin SI. Inverse Problems for Maxwell's Equations. VSP, Utrecht, 1994.
8. Samarskii AA, Vabishchevich PN. Numerical Methods for Solving Inverse Problems of Mathematical Physics. VSP, Utrecht, 2007.
9. Sylvester J, Uhlmann G. A uniqueness theorem for an inverse boundary value problem in electrical prospecting. Comm. Pure and Appl. Math. 39, 1986, 92–112.
10. Natterer F. The Mathematics of Computerized Tomography. New York, Wiley & Sons, 1986.
11. Uno T, Adachi S. Inverse scattering method for one-dimensional inhomogeneous layered media. IEEE Trans. Antennas Propagat., Vol. AP-35, N 12, 1987, 1456–1466.
12. Batrakov DO, Zhuck NP. Solution of a General Inverse Scattering Problem Using the Distorted Born Approximation and Iterative Technique. Inverse Problems. - Feb., 1994. - vol.10, № 1. - P.39–54.
13. Tijhuis, AG, Van der Worm C. Iterative approach to the frequency-domain solution of the inverse scattering problem for an inhomogeneous lossless dielectric slab, IEEE Trans. Antennas Propagat. Vol. AP-32, N 7, 1984, 711–716.
14. Batrakov, DO. Quality and efficiency of information monitoring at radio wave testing of inhomogeneous dielectric layers by using a multifrequency method. Defektoskopiya., N8, 1998, 68–76.
15. Habashy, TM, Chew WC, Chow EY. Simultaneous reconstruction of permittivity and conductivity profiles in a radially inhomogeneous slab. Radio Sci., Vol.21, 1986, 635–645.
16. He S, Frequency and time-domain Green function technique for nonuniform LCRG transmission lines with frequency-dependent parameters. Journal of Electromagnetic Waves and Applications, Vol. 7, No. 1, 1993, 31–48.
17. Batrakov DO, Zhuk NP. Method for testing of layer-non-homogeneous dielectrics using numerical solution of reverse problem dealing with dissipation in polarization parameters domain. Defektoskopiya (Russian Journal of Nondestructive Testing), No 6, 1994, 82–87.
18. Zhuck NP, Batrakov DO. Determination of electrophysical properties of a layered structure with a statistically rough surface via an inversion method. Physical Review B. – 1995. - Vol.51, №23, June 15. - P.P. 17073–17080. <https://dokumen.tips/documents/determination-of-electrophysical-properties-of-a-layered-structure-with-a-statistically-rough-surface>
19. Denisov AM. Elements of the Theory of Inverse Problems. VSP, 1999, PP. 272. https://books.google.com.ua/books?id=Xe6TQ0NRVC8C&hl=ru&source=gbs_book_similarbooks
20. Romanov VG, Kabanikhin SI. Inverse Problems for Maxwell's Equations. VSP, 1994, P. 249. https://books.google.com.ua/books?id=EIMLXfuT_jgC&hl=ru&source=gbs_book_similarbooks
21. Batrakov DO, Golovin DV. Application of tikhonov regularization technique to investigation of the electromagnetic field scattered by inclusion in multilayered media. 2010 Jun 1; DOI: [10.1109/MSMW.2010.5546204](https://doi.org/10.1109/MSMW.2010.5546204)
22. Batrakov DO, Tarasov MM. Algorithm of solving inverse scattering problems using the pontryagin maximum principle. Radiotekhnika i Elektronika, 1999, 44(2), стр. 137–142. <https://www.scopus.com/authid/detail.uri?authorId=8299693500>
23. 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. <https://doi.org/10.1109/MMET.2006.1689837>
24. Batrakov DO. Quality and efficiency of data analysis in multifrequency radio-wave testing of laminated dielectrics. Russian Journal of Nondestructive Testing, 1998, 34(8), P. 612–618. <https://www.scopus.com/sourceid/17903?origin=resultslist>
25. Zakharov A, Sergii Rozenko, Pinchuk L, Sergii Litvintsev. Microstrip Quasi-Elliptic Bandpass Filter With Two Pairs of Antiparallel Mixed-Coupled SIRs. IEEE microwave and wireless components letters. 2021 May 1;31(5):433–6. <https://doi.org/10.1109/LMWC.2021.3065394>

26. Zakharov A, Rozenko S, Litvintsev S, Ilchenko M. Trisection Bandpass Filter With Mixed Cross-Coupling and Different Paths for Signal Propagation. IEEE Microwave and Wireless Components Letters. 2020 Jan;30(1):12–5. <https://doi.org/10.1109/LMWC.2019.2957207>
27. Sergii Litvintsev, Sergii Rozenko. Synthesis of Dual-band Filter with Improved Functionality Based on Dual-mode Resonator. 2021 Sep 8; <https://doi.org/10.1109/DIPED53165.2021.9552281>
28. Batrakov DO, Antyufeyeva MS, Batrakova AG. Comparative Analysis of Spectral Characteristics of Pulse GPR Signals for Road Pavement Assessment. Radioelectronics and Communications Systems. 2021 May;64(5):238–46. <https://doi.org/10.3103/S0735272721050022>
29. Dubrovka FF, Bulashenko AV. Analytical Method of Constructive Synthesis of Compact Polarizers with Maximally Flat Phase-Frequency Characteristic Based on Two Reactive Elements in Square Waveguide. Radioelectronics and communications systems. 2022 Dec 1;65(12):621–40. <http://dx.doi.org/10.3103/S0735272722090035>
<http://radio.kpi.ua/article/view/s002134702104004x>
30. Zakharov A, Litvintsev S, Ilchenko M. Transmission Line Tunable Resonators With Intersecting Resonance Regions. IEEE Transactions on Circuits and Systems II: Express Briefs. 2020 Apr;67(4):660–4. <https://doi.org/10.20535/S0021347021030018>
31. Batrakov DO, Zhuk NP. Iterative solution of inverse problem of nonuniform medium sounding in the range of polarization parameters. Radiotekhnika i Elektronika, 1993, 38(6), PP. 1106–1114. <https://www.scopus.com/authid/detail.uri?authorId=8299693500>

REFERENCES

1. Tikhonov AN. On the stability of inverse problems. Doklady Acad. Sci. USSR39 (1943),176–179.
2. Tikhonov AN, Arsenin VYa, Solutions of Ill-Posed Problems. Wiley, New York, 1977.
3. Tikhonov AN. On the solution of ill-posed problems and the method of regularization. Dokl. Akad.Nauk SSSR151, 3 (1963), 501–504. (In Russian)
4. Tikhonov AN. On the regularization of ill-posed problems. Dokl. Akad. Nauk SSSR 153, 1, 1963, 49–52.
5. N. Yashina, A. Brovenko, N. Melezhik, P. Melezhik, A. Poyedinchuk, O. Troshchylo. 1D inverse problems of electromagnetic theory of layered inhomogeneous anisotropic media. 2017 Sep 1; <https://doi.org/10.1109/DIPED.2017.8100576>
6. Tikhonov AN, Goncharkii AV, Stepanov VV, Yagola AG. Regularizing Algorithms and A Priori Information. Nauka, Moscow, 1983.
7. Romanov VG, Kabanikhin SI. Inverse Problems for Maxwell's Equations. VSP, Utrecht, 1994.
8. Samarskii AA, Vabishchevich PN. Numerical Methods for Solving Inverse Problems of Mathematical Physics. VSP, Utrecht, 2007.
9. Sylvester J, Uhlmann G. A uniqueness theorem for an inverse boundary value problem in electrical prospecting. Comm. Pure and Appl. Math.39, 1986, 92–112.
10. Natterer F. The Mathematics of Computerized Tomography. New York, Wiley & Sons, 1986.
11. Uno T, Adachi S. Inverse scattering method for one-dimensional inhomogeneous layered media. IEEE Trans. Antennas Propagat., Vol. AP-35, N 12, 1987, 1456–1466.
12. Batrakov DO, Zhuk NP. Solution of a General Inverse Scattering Problem Using the Distorted Born Approximation and Iterative Technique. Inverse Problems. - Feb., 1994. - vol.10, № 1. - P.39-54.
13. Tijhuis, AG, Van der Worm C. Iterative approach to the frequency-domain solution of the inverse scattering problem for an inhomogeneous lossless dielectric slab, IEEE Trans. Antennas Propagat. Vol. AP-32, N 7, 1984, 711-716.
14. Batrakov, DO. Quality and efficiency of information monitoring at radio wave testing of inhomogeneous dielectric layers by using a multifrequency method. Defektoskopiya., N8, 1998, 68-76.
15. Habashy, TM, Chew WC, Chow EY. Simultaneous reconstruction of permittivity and conductivity profiles in a radially inhomogeneous slab. Radio Sci., Vol.21, 1986, 635-645.
16. He S, Frequency and time-domain Green function technique for nonuniform LCRG transmission lines with frequency-dependent parameters. Journal of Electromagnetic Waves and Applications, Vol. 7, No. 1, 1993, 31-48.
17. Batrakov DO, Zhuk NP. Method for testing of layer-non-homogeneous dielectrics using numerical solution of reverse problem dealing with dissipation in polarization parameters domain. Defektoskopiya (Russian Journal of Nondestructive Testing), No 6, 1994, 82-87.
18. Zhuk NP, Batrakov DO. Determination of electrophysical properties of a layered structure with a statistically rough surface via an inversion method. Physical Review B. – 1995. - Vol.51, №23, June 15. - P.P. 17073-17080. <https://dokumen.tips/documents/determination-of-electrophysical-properties-of-a-layered-structure-with-a-statistically-rough-surface-via-an-inversion-method>
19. Denisov AM. Elements of the Theory of Inverse Problems. VSP, 1999, PP. 272. https://books.google.com.ua/books?id=Xe6TQONRVC8C&hl=ru&source=gbs_book_similarbooks
20. Romanov VG, Kabanikhin SI. Inverse Problems for Maxwell's Equations. VSP, 1994, P. 249. https://books.google.com.ua/books?id=EIMLXfuT_jgC&hl=ru&source=gbs_book_similarbooks
21. Batrakov DO, Golovin DV. Application of tikhonov regularization technique to investigation of the electromagnetic field scattered by inclusion in multilayered media. 2010 Jun 1; DOI: [10.1109/MSMW.2010.5546204](https://doi.org/10.1109/MSMW.2010.5546204)
22. Batrakov DO, Tarasov MM. Algorithm of solving inverse scattering problems using the pontryagin maximum principle. Radiotekhnika i Elektronika, 1999, 44(2), стр. 137–142. <https://www.scopus.com/authid/detail.uri?authorId=8299693500>

23. 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. doi: <https://doi.org/10.1109/MMET.2006.1689837>
24. Batrakov DO. Quality and efficiency of data analysis in multifrequency radio-wave testing of laminated dielectrics. Russian Journal of Nondestructive Testing, 1998, 34(8), P. 612–618. <https://www.scopus.com/sourceid/17903?origin=resultslist>
25. Zakharov A, Sergii Rozenko, Pinchuk L, Sergii Litvintsev. Microstrip Quasi-Elliptic Bandpass Filter With Two Pairs of Antiparallel Mixed-Coupled SIRs. IEEE microwave and wireless components letters. 2021 May 1;31(5):433–6. <https://doi.org/10.1109/LMWC.2021.3065394>
26. Zakharov A, Rozenko S, Litvintsev S, Ilchenko M. Trisection Bandpass Filter With Mixed Cross-Coupling and Different Paths for Signal Propagation. IEEE Microwave and Wireless Components Letters. 2020 Jan;30(1):12–5. <https://doi.org/10.1109/LMWC.2019.2957207>
27. Sergii Litvintsev, Sergii Rozenko. Synthesis of Dual-band Filter with Improved Functionality Based on Dual-mode Resonator. 2021 Sep 8; <https://doi.org/10.1109/DIPED53165.2021.9552281>
28. Batrakov DO, Antyufeyeva MS, Batrakova AG. Comparative Analysis of Spectral Characteristics of Pulse GPR Signals for Road Pavement Assessment. Radioelectronics and Communications Systems. 2021 May;64(5):238–46. <https://doi.org/10.3103/S0735272721050022>
29. Dubrovka FF, Bulashenko AV. Analytical Method of Constructive Synthesis of Compact Polarizers with Maximally Flat Phase-Frequency Characteristic Based on Two Reactive Elements in Square Waveguide. Radioelectronics and communications systems. 2022 Dec 1;65(12):621–40. <http://dx.doi.org/10.3103/S0735272722090035> <http://radio.kpi.ua/article/view/s002134702104004x>
30. Zakharov A, Litvintsev S, Ilchenko M. Transmission Line Tunable Resonators With Intersecting Resonance Regions. IEEE Transactions on Circuits and Systems II: Express Briefs. 2020 Apr;67(4):660–4. <https://doi.org/10.20535/S0021347021030018>
31. Batrakov DO, Zhuk NP. Iterative solution of inverse problem of nonuniform medium sounding in the range of polarization parameters. Radiotekhnika i Elektronika, 1993, 38(6), PP. 1106–1114. <https://www.scopus.com/authid/detail.uri?authorId=8299693500>

Стаття надійшла до редакції: 14 лютого 2023 р.

Рекомендовано до друку: 3 квітня 2023

INVERSE SCATTERING PROBLEMS AND THEIR APPLICATIONS IN VARIOUS FIELD OF TECHNOLOGY

D.O. Batrakov

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

Relevance. The practical application of subsurface radar methods for solving the problems of diagnostics and assessing the state of technical objects, flaw detection of multilayer structurally inhomogeneous structures, searching for subsurface inhomogeneities of natural or artificial origin is based on estimating the parameters of the objects under study by the magnitude of the scattered characteristics. The solution of these problems is based on the solution of inverse scattering problems. Therefore, the development and improvement of methods for solving inverse problems of electromagnetic field scattering by subsurface inhomogeneities is an extremely urgent task of radiophysics.

The purpose of work analysis of methods for solving inverse scattering problems for various scientific and technical applications. This is primarily the task of non-destructive testing and remote sensing of natural and artificial objects.

Materials and methods. The analysis is based on the application of analytical methods, numerical simulation methods, statistical methods and experimental verification of the results obtained. The main attention is paid to the analysis of approaches based on the use of the Newton-Kantorovich scheme, the Tikhonov regularization method and the Pontryagin maximum principle for determining the electrical parameters of flat-layered media – the relative permittivity and, at the next stage, the geometric parameters of the structural layers.

The results. Various approaches to solving inverse scattering problems, as well as their combinations, are analyzed. The main attention is paid to the results in the field of non-destructive testing and remote sensing using wave methods. The spheres of practical application of methods for solving inverse scattering problems are considered and possible directions for their development are formulated.

Conclusions. The results of the analysis performed form the basis for the development of new methods for solving inverse scattering problems and for improving the previously proposed methods.

KEYWORDS: inverse scattering problems; a priori information; informative parameter; investigated structure; ultra-wideband signals.

The article was received by the editors: 14 February 2023

The article is recommended for printing: 3 April 2023

Оригінальна стаття

<https://doi.org/10.26565/2311-0872-2023-38-07>

УДК 537.87

П.Г. ФОМІН, студент

e-mail: miroriiiis@gmail.com

ORCID ID: <https://orcid.org/0000-0002-6346-4270>

О.М. ДУМІН, д. ф.-м. наук, доцент

e-mail: dumin@karazin.ua

ORCID ID: <http://orcid.org/0000-0001-5067-9689>

В.А. ПЛАХТІЙ, старший викладач

e-mail: plakhtii@karazin.ua

ORCID ID: <http://orcid.org/0000-0002-0442-2716>

М.В. НЕСТЕРЕНКО, д. ф.-м. наук

e-mail: mikhail.v.nesterenko@gmail.com

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

НАДШИРОКОСМУГОВІ АНТЕННІ РЕШІТКИ НА ВИПРОМІНЮВАЧАХ КЛЕВІНА

Актуальність. Щілинні антени отримали поширення через гарні електродинамічні параметри, простоту збудження, зручну геометрію для вбудовування у різноманітні пристрої. Як правило, такі антени є вузькосмуговими через резонансні явища, які в них протікають. Але використання складної геометрії щілини дає змогу значно розширити діапазон робочих частот такого випромінювача за рахунок зміни характеристичного опору вздовж плеча щілини, що породжує часткові відбиття хвиль на різних частотах в різних місцях розрізу металевих екранів. Вдалий закон зміни форми щілини від координати дає змогу забезпечити відносно рівномірні випромінювальні характеристики такої антени в діапазоні частот декількох октав. Поєднання щілини, як випромінювача магнітного типу з вібратором, як випромінювачем електричного типу, дуальним до щілини, може створити можливість для взаємної компенсації недоліку однієї з цих антен на певних частотах, якщо інша антена саме на цих частотах є ефективною. Така конструкція отримала назву надширокосмугової антени Клевина. Але є нагальна необхідність збільшення випроміненої енергії електромагнітної хвилі та кращої концентрації її енергії в заданому напрямку. Одним з рішень цих проблем є створення на основі описаних вище комбінованих одиночних випромінювачів антенної решітки, чому і присвячена дана робота.

Мета роботи. Розробити конструкції антенних решіток на основі одиночних комбінованих випромінювачів Клевина з урахуванням їхньої взаємодії та можливістю одночасного використання елементів одного випромінювача для іншого випромінювача з метою створення більш компактних конструкцій. Останнє дозволить не тільки зменшити розміри, заощадити ресурси, але і зменшить бічне випромінювання. Також необхідно провести розрахунок випромінювальних характеристик отриманих решіток та аналіз їхніх параметрів напрямленості. Додатково треба оптимізувати одиночний випромінювальний елемент, з метою покращити його характеристики у порівнянні з нашими попередніми роботами.

Матеріали та методи. Задача випромінювання отриманих конструкцій антенних решіток розв'язана числовими методами у часовому просторі. Саме такий підхід дає можливість для точного врахування всіх конструктивних особливостей побудованих решіток.

Результати. Покращено коефіцієнт стоячої хвилі напруги одиночного випромінювача в широкому діапазоні частот за рахунок знаходження більш оптимальних розмірів щілини та її форми. Розроблено і розраховано три конфігурації антенної решітки на основі надширокосмугових аналогів випромінювача Клевина. Отримані часові залежності амплітуд випромінених хвиль в дальній зоні в Е- та Н-площинах за допомогою прямого числового розрахунку.

Висновки. Показана можливість використання надширокосмугового аналога випромінювача Клевина для побудови антенних решіток, в тому числі підвищеної компактності за рахунок подвійного використання одного надширокосмугового диполя двома сусідніми щілинами. Проілюстрований енергетичний виграв у випроміненому полі за рахунок побудови антенної решітки. Кутова залежність основних випромінювальних характеристик показує здатність ефективно направляти надширокосмугові хвилі без погіршення їхньої часової форми. Більш сильна зміна форми випромінюваного імпульсу від кута розглянутих антенних решіток може покращити параметри системи імпульсного позиціонування.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: випромінювач Клевина, надширокосмугова щілина, надширокосмуговий комбінований випромінювач, антенна решітка

Як цитувати: Фомін П.Г., Думін О.М., Плахтій В.А., Нестеренко М.В. Надширокосмугові антенні решітки на випромінювачах Клевина. Вісник Харківського національного університету імені В.Н. Каразіна. Серія «Радіофізика та електроніка». 2023;38:65-73. <https://doi.org/10.26565/2311-0872-2023-38-07>

In cites: Fomin PG, Dumin OM, Plakhtii VA, Nesterenko MV. Ultrawideband antenna arrays on Clavin radiators. Visnyk of V.N. Karazin Kharkiv National University, series "Radiophysics and Electronics". 2023;38:65-73. <https://doi.org/10.26565/2311-0872-2023-38-07>

ВСТУП

Надширокосмугові технології в останні роки значно зростають. Наприклад, існують системи зв'язку МІМО, які потребують розробки надширокосмугових антенних решіток [1-3]. Надширокосмугові (НШС) імпульсні випромінювачі також є невід'ємною частиною імпульсних георадарів. Розробка та оптимізація таких пристроїв є складним завданням, оскільки їх основне призначення – реєстрація сигналів малої потужності, відбитих від прихованих об'єктів. Тому прийняті сигнали повинні мати мінімальний шум і бути стійкими до зовнішніх перешкод [4]. Іншим можливим застосуванням НШС-георадарів є дистанційне вимірювання товщини шарів такого шаруватого середовища для оцінки якості дорожніх покриттів. [5]. Існує також дуже важливе застосування радарів у задачах гуманітарного розминування, де наносекундні імпульси допомагають ідентифікувати приховані вибухонебезпечні об'єкти [6].

Також з'явилася остання тенденція у використанні надширокосмугового сигналу для додатків Інтернету речей. Надширокосмугові випромінювачі знайшли застосування і в медицині. Так, розроблено антенні решітки для виявлення ракових пухлин у грудній клітці людини [7], [8]. Такі системи потребують ефективних НШС випромінювачів [9].

Вищезазначені застосування НШС-випромінювачів також потребують використання антенних решіток. Отже, розробка та оптимізація надширокосмугових антенних решіток є окремим важливим напрямком [10-12].

Розміри елемента антенної решітки можна зменшити за рахунок використання сильної взаємодії між випромінювачами електричного та магнітного типів. Прикладом такої антени є випромінювач Клевина, який складається з вузької прямокутної щілини та двох короткозамкнених монополей [14], [15].

Надширокосмуговий аналог такого випромінювача представлено в роботах [16], [17]. В якості магнітного випромінювача використовується надширокосмугова щілина Барнса [13], а два ідеально провідних конуса є надширокосмуговими монополями. Завдяки сильній взаємодії конусів з щілиною вдалося поліпшити випромінювання в області низьких частот і збільшити спрямованість цього випромінювача.

Метою роботи є побудова НШС антенних решіток (АР) з дипольно-щілинним випромінювачем типу Клевина та дослідження їхніх характеристик.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧІ

Перехідне електромагнітне поле випромінюється з щілини, форма якої задається рівнянням (1), представленим в [13]

$$y(x) = \frac{\cos[\pi x](1 - \cos[\pi x])}{4}, \quad (1)$$

де $y(x)$ – графік кривої в залежності від координати x . Щілину прорізано в металевому екрані з розмірами 540x440x1 мм.

Для роботи в діапазоні частот 2-10 ГГц щілина, що зображена на Рис. 1, має бути розміщена у прямокутнику 140x17,6 мм із зазором 0,5 мм у центрі, де розташований генератор із внутрішнім опором 70 Ом.

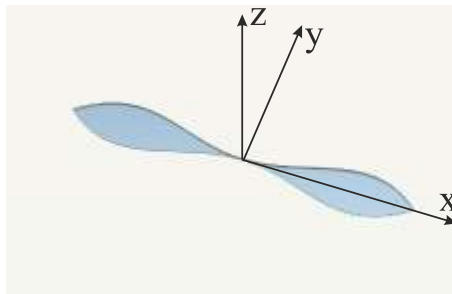


Рис. 1. Надширокосмугова щілина та координатна система
Fig. 1. Ultrawideband gap and coordinate system

Підхід, який полягає в покращенні характеристик вузькосмугових щілин монополями [14] - [15], використовувався в наших попередніх роботах [16], [17] для розширення робочого діапазону частот. Більш точне застосування формули (1) та багатопараметричне електродинамічне моделювання привело до зміни оптимальних геометричних параметрів конусів та їх положення порівняно з наведеними в [16], [17]. Вигляд вдосконаленого випромінювача представлено на Рис. 2.



Рис. 2. Надширокопasmовий аналог випромiнювача Клевiна
Fig. 2. Ultrawideband analogue of the Clavin radiator

Тут оптимальними геометричними параметрами окремого випромiнювача є висота провiдних конусiв 55,5 мм, рiдiус основи 20 мм, вiдстань вiд геометричного центру щiлини до краю конуса 5 мм, тривалiсть iмпульсу збудження 0,08 нс.

ЧИСЛОВЕ МОДЕЛЮВАННЯ

Усi числовi розрахунки електродинамiчної задачі виконуються за допомогою методу скiнченних рiзниць у часовому просторi (FDTD). Розрахований коефiцiєнт стоячої хвилi напруги (КСХН) демонструє краще узгодження щiлини з конусами (Рис. 2) у порiвнянні з однiєю щiлиною (Рис. 1) у широкому дiапазонi робочих частот, як показано на Рис. 3. Резонанснi властивостi конусiв дозволяють майже вдвiчі знизити нижню частоту робочого дiапазону випромiнювача.

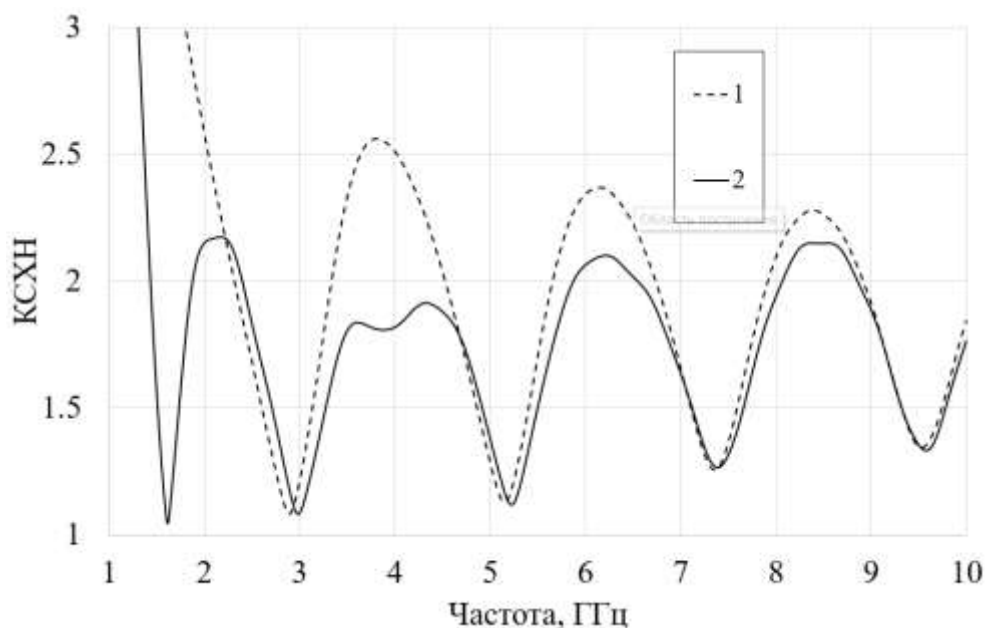


Рис. 3. Залежнiсть КСХН вiд частоти надширокопasmової щiлини (крива 1), надширокопasmового аналога випромiнювача Клевiна, показаного на Рис. 2 (крива 2)

Fig. 3. Dependence of the VSWR on the frequency of the ultrawideband gap (curve 1), an ultrawideband analogue of the Clavin radiator shown in Fig. 2 (curve 2)

Часовi залежностi електричних компонент полiв випромiнювання вздовж нормалi до екрана для цих двох випромiнювачiв порiвнюються на Рис. 4. Напруженiсть електричного поля розрахована на вiдстанi 0,3 м, що вiдповiдає дальнiй зонi даного випромiнювача. Застосування конусiв збiльшує амплiтуду випромiнюваного електромагнiтного iмпульсу в пiвтора рази i викликає затримку його появи [17]. Перехiдний процес обумовлений появою додаткової ємностi та iндуктивностi мiж конусами i щiлиною.

Часовi залежностi напруженостi електричного поля для рiзних кутiв спостереження наведено на Рис. 5 та Рис. 6. Лише на Рис. 5 для щiлини спостерiгаємо невеликi спотворення випромiнюваного iмпульсу та малу рiзницю амплiтуди пiд кутами $\varphi = 0^\circ$ та $\varphi = 90^\circ$ (кривi 1 та 3). Розглядаючи надширокопasmовий варiант випромiнювача Клевiна (кривi 2 i 4) на тому ж рисунку, можна вiдзначити, що напруженiсть електричного поля має бiльшi амплiтуди порiвняно з випромiнюваним однiєю щiлиною. Однак при кутi $\varphi = 90^\circ$ амплiтуда стає меншою. Провiднi конуси, якi перекривають або, можна сказати, затiняють собою напрямки, далекi вiд нормалi, i загалом збiльшують спрямованiсть випромiнювання. Проте, в той же час,

помітна кутова залежність форми випромінюваного імпульсу може бути використана в системах імпульсного позиціонування [18], [19].

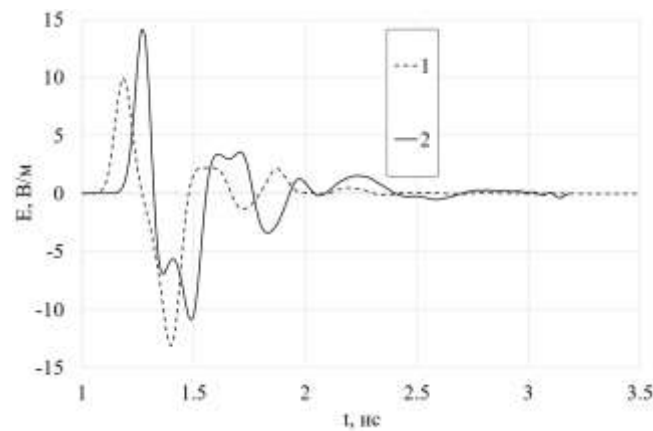


Рис. 4. Часові залежності амплітуди електричної компоненти випромінюваного поля на відстані спостереження $r=0.3$ м для $\theta = 0^\circ$ та $\varphi = 0^\circ$, де 1 – щілина, 2 – випромінювач Клевина на Рис. 2 (φ – компонента поля)

Fig. 4. Time dependences of the amplitude of the electric component of the radiated field at the observation distance $r=0.3$ m for $\theta = 0^\circ$ and $\varphi = 0^\circ$, where 1 is the slot, 2 is the Clavin radiator in Fig. 2 (φ is the field component)

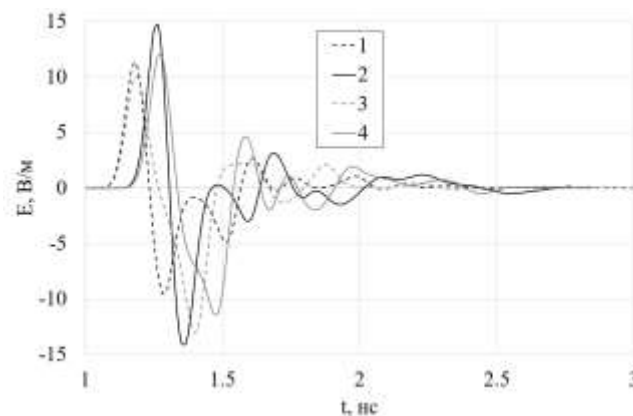


Рис. 5. Часові залежності амплітуди електричної компоненти випромінюваного поля на відстані спостереження $r=0.3$ м, де 1 – щілина, 2 – випромінювач Клевина ($\theta = 30^\circ$ та $\varphi = 0^\circ$) (φ – компонента), 3 – щілина, 4 – випромінювач Клевина ($\theta = 30^\circ$ та $\varphi = 90^\circ$) (θ – компонента)

Fig. 5. Time dependences of the amplitude of the electric component of the radiated field at the observation distance $r=0.3$ m, where 1 is a slot, 2 is a Clavin radiator ($\theta = 30^\circ$ and $\varphi = 0^\circ$) (φ component), 3 is a slit, 4 is a Clavin radiator ($\theta = 30^\circ$ and $\varphi = 90^\circ$) (θ is the component)

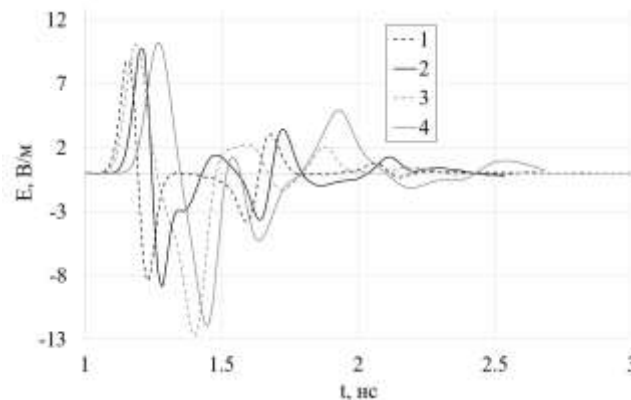


Рис. 6. Часові залежності амплітуди електричної компоненти випромінюваного поля на відстані спостереження $r=0.3$ м, де 1 – щілина, 2 – випромінювач Клевина ($\theta = 60^\circ$ та $\varphi = 0^\circ$) (φ – компонента), 3 – щілина, 4 – випромінювач Клевина ($\theta = 60^\circ$ та $\varphi = 90^\circ$) (θ – компонента)

Fig. 6. Time dependences of the amplitude of the electric component of the radiated field at the observation distance $r=0.3$ m, where 1 is a slot, 2 is a Clavin radiator ($\theta = 60^\circ$ and $\varphi = 0^\circ$) (φ component), 3 is a slit, 4 is a Clavin radiator ($\theta = 60^\circ$ and $\varphi = 90^\circ$) (θ is the component)

Однак, коли кут θ збільшується до 60 градусів, як показано на Рис. 6, випромінювач Клевiна генерує сильніші коливання в області хвоста імпульсу, ніж одна щілина.

Одиничний випромінювач Клевiна, описаний вище, використовується для побудови надширокопasmових антенних решіток. Прикладами розглянутих антенних решіток є комбінація двох випромінювачів Клевiна із спільною Н-площиною (Рис. 7), комбінація двох випромінювачів із спільною площиною Е (Рис. 8) та їх комбінація для 4 випромінювачів (Рис. 9). Усі розрахунки проведені на відстані спостереження $r = 0,6$ м.



Рис. 7. Антенна решітка з двома НШС випромінювачами зі спільною Н площиною

Fig. 7. Antenna array with two UWB radiators with a common H plane



Рис. 8. Антенна решітка з двома НШС випромінювачами зі спільною Е площиною

Fig. 8. Antenna array with two UWB radiators with a common E plane



Рис. 9. Антенна решітка з чотирьох поєднаних НШС випромінювачів

Fig. 9. An antenna array of four connected UWB radiators

По-перше, цікаво проаналізувати характер випромінюваного електромагнітного поля в напрямку нормалі до площини екрана. Часові залежності φ - компоненти випромінюваного поля по нормалі наведено на Рис. 10.

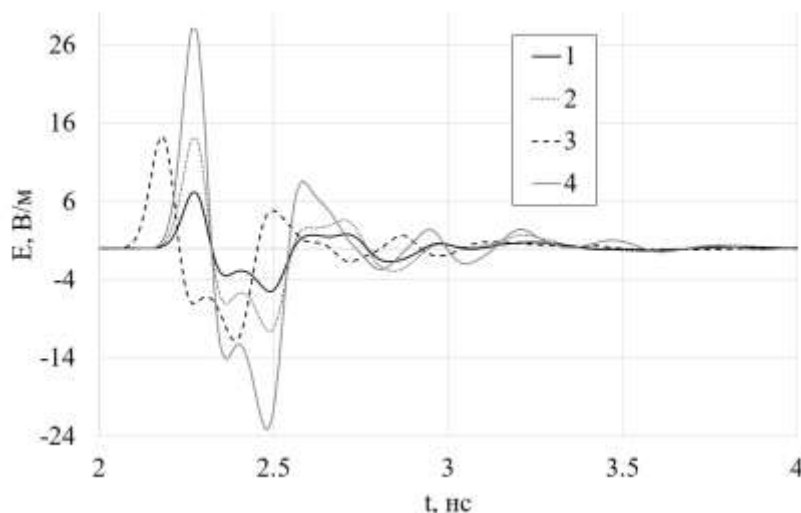


Рис. 10. Часові залежності амплітуди електричної компоненти випромінюваного поля на відстані спостереження $r=0.6$ м, де 1 – одиничний випромінювач, 2 – АР в площині Н, 3 – АР в площині Е, 4 – 2×2 АР ($\theta = 0^\circ$ та $\varphi = 0^\circ$)(φ – компонента)

Fig. 10. Time dependences of the amplitude of the electric component of the radiated field at the observation distance $r=0.6$ m, where 1 is a single emitter, 2 is AR in plane H, 3 is AR in plane E, 4 is 2×2 AR ($\theta = 0^\circ$ and $\varphi = 0^\circ$)(φ – component)

Видно, що при подвоєнні кількості випромінювачів (криві 2 і 3), амплітуда поля збільшується вдвічі. У випадку антенної решітки з чотирьох випромінювачів можна відзначити пропорційне збільшення амплітуди випромінюваного поля в порівнянні з іншими варіантами. До особливостей антенної решітки 2×2 можна віднести те, що зі збільшенням амплітуди фронту імпульсу, амплітуда його хвоста істотно не збільшується, хоча тривалість затухаючих коливань більша в порівнянні з одиночним випромінювачем і АР, наведеними на Рис. 7 та Рис. 8.

Важливою характеристикою надширокосмугових випромінювачів є залежність від кута спостереження. Таким чином, Рис. 11-14 демонструють різні випадки для різних компонент поля та кутів. Помітно, що при різних кутах спостереження, відмінних від нормалі, антенна решітка 2×2 дійсно формує максимальну амплітуду в будь-який момент часу. Наприклад, на Рис. 11 показано, що для АР з 4 елементами імпульс розбивається на два, які йдуть один за одним. Це явище також можна спостерігати для деяких кутів та інших АР: на Рис. 12 для АР в H-площині та 2×2 АР, на Рис. 13 для всіх АР. З іншого боку, на Рис. 12 і 14 показано сильну зміну форми випромінюваного імпульсу для АР. Це вказує на покращену спрямованість випромінювання АР.

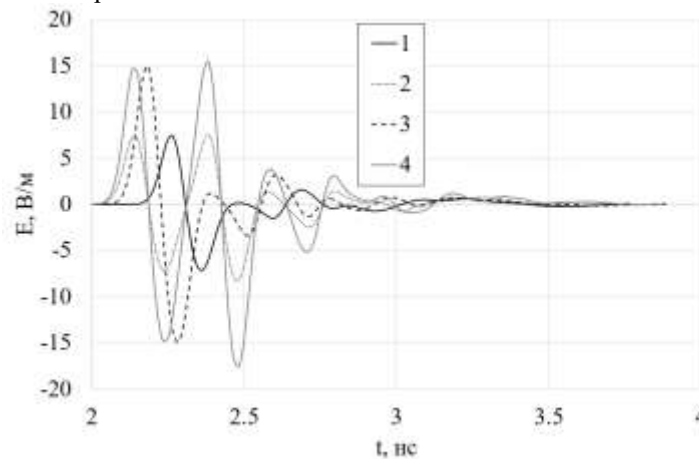


Рис. 11. Часові залежності амплітуди електричної компоненти випромінюваного поля на відстані спостереження $r=0.6$ м, де 1 – одиночний випромінювач, 2 – АР в площині H, 3 – АР в площині E, 4 – 2×2 АР ($\theta = 30^\circ$ та $\varphi = 0^\circ$)(φ – компонента)

Fig. 11. Time dependences of the amplitude of the electric component of the radiated field at the observation distance $r=0.6$ m, where 1 is a single emitter, 2 – АР in the H plane, 3 – АР in the E plane, 4 – 2×2 АР ($\theta = 30^\circ$ and $\varphi = 0^\circ$)(φ – component)

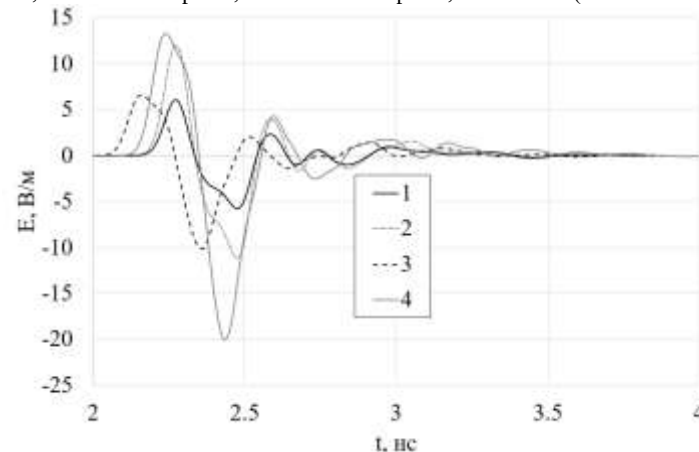


Рис. 12. Часові залежності амплітуди електричної компоненти випромінюваного поля на відстані спостереження $r=0.6$ м, де 1 – одиночний випромінювач, 2 – АР в площині H, 3 – АР в площині E, 4 – 2×2 АР ($\theta = 30^\circ$ та $\varphi = 90^\circ$)(θ – компонента)

Fig. 12. Time dependences of the amplitude of the electric component of the radiated field at the observation distance $r=0.6$ m, where 1 is a single emitter, 2 is an АР in the H plane, 3 is an АР in the E plane, 4 is a 2×2 АР ($\theta = 30^\circ$ and $\varphi = 90^\circ$)(θ – component)

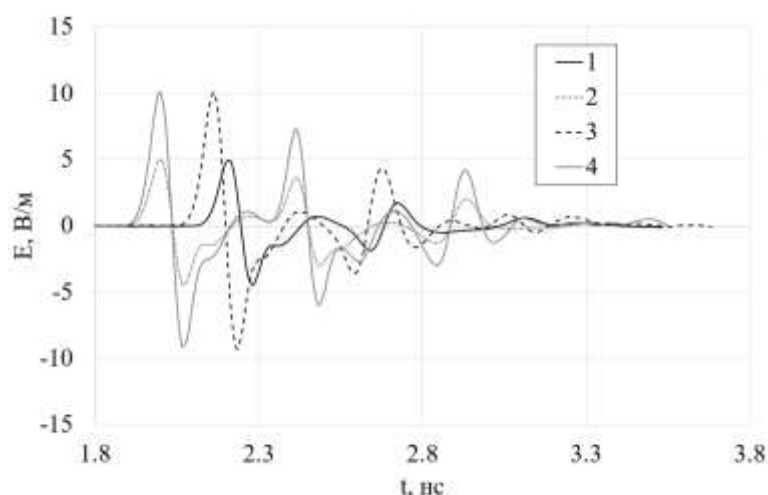


Рис. 13. Часові залежності амплітуди електричної компоненти випроміненого поля на відстані спостереження $r=0.6$ м, де 1 – одиничний випромінювач, 2 – АР в площині Н, 3 – АР в площині Е, 4 – 2×2 АР ($\theta = 60^\circ$ та $\varphi = 0^\circ$) (φ – компонента)

Fig. 13. Time dependences of the amplitude of the electric component of the radiated field at the observation distance $r=0.6$ m, where 1 is a single emitter, 2 is AR in the H plane, 3 is AR in the E plane, 4 is 2×2 AR ($\theta = 60^\circ$ and $\varphi = 0^\circ$) (φ – component)

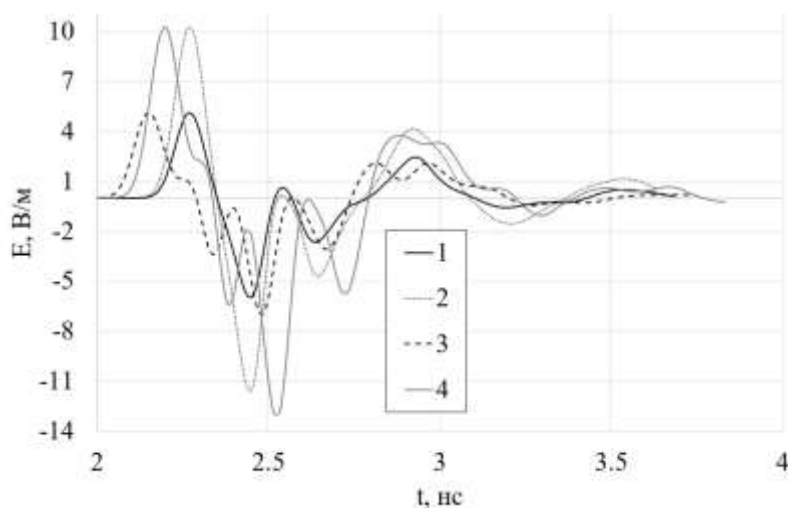


Рис. 14. Часові залежності амплітуди електричної компоненти випроміненого поля на відстані спостереження $r=0.6$ м, де 1 – одиничний випромінювач, 2 – АР в площині Н, 3 – АР в площині Е, 4 – 2×2 АР ($\theta = 60^\circ$ та $\varphi = 90^\circ$) (θ – компонента)

Fig. 14. Time dependences of the amplitude of the electric component of the radiated field at the observation distance $r=0.6$ m, where 1 is a single emitter, 2 is an AR in the H plane, 3 is an AR in the E plane, 4 is a 2×2 AR ($\theta = 60^\circ$ and $\varphi = 90^\circ$) (θ – component)

ВИСНОВКИ

Показана можливість використання надширокосмугового аналога випромінювача Клевїна для побудови антенних решіток, в тому числі підвищеної компактності за рахунок подвійного використання одного надширокосмугового диполя з двома сусідніми щілинами. Проілюстрований енергетичний виграв у випроміненому полі за рахунок побудови антенної решітки. Кутова залежність основних випромінювальних характеристик показує здатність ефективно направляти надширокосмугові хвилі без погіршення їхньої часової форми. Більш сильна зміна форми випромінюваного імпульсу від кута розглянутих антенних решіток може покращити параметри системи імпульсного позиціонування [18].

КОНФЛІКТ ІНТЕРЕСІВ

Автор повідомляє про відсутність конфлікту інтересів.

REFERENCES

1. Muhammad Saeed Khan, Muhammad Farhan Shafique, Capobianco AD, E. Autizi, Shoaib I. Compact UWB-MIMO antenna array with a novel decoupling structure. 2013 Jan 1; <https://doi.org/10.1109/IBCAST.2013.6512176>
2. Sipal D, Abegaonkar MP, Koul SK. Easily Extendable Compact Planar UWB MIMO Antenna Array. IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters. 2017;16:2328–31. <https://doi.org/10.1109/LAWP.2017.2717496>
3. Yang XS, Salmi J, Molisch AF, Qiu SG, Seun Sangodoyin, Wang BZ. Trapezoidal monopole antenna and array for UWB-MIMO applications. 2012 May 1; <https://doi.org/10.1109/ICMMT.2012.6229937>
4. Orlenko OA, Pochanin GP, Korzh VG. Radiation of Electromagnetic Field Pulses by Active and Passive UWB Slot Antennas. 2020 IEEE Ukrainian Microwave Week (UkrMW). 2020 Sep 21; <https://doi.org/10.1109/UkrMW49653.2020.9252604>
5. Batrakov DO, Antyufeyeva MS, Batrakov AG, Urdzik SN. The Effect of Secondary Reflections on the Quality of Layers Thickness Assessment Using UWB GPR Signals. 2020 IEEE Ukrainian Microwave Week (UkrMW). 2020 Sep 21; <https://doi.org/10.1109/UkrMW49653.2020.9252812>
6. Pochanin G, Capineri L, Bechtel T, Ruban V, Falorni P, Crawford F, et al. Radar Systems for Landmine Detection : Invited Paper. 2020 IEEE Ukrainian Microwave Week (UkrMW). 2020 Sep 21; <https://doi.org/10.1109/UkrMW49653.2020.9252789>
7. Pochanin G, Capineri L, Bechtel T, Ruban V, Falorni P, Crawford F, et al. Radar Systems for Landmine Detection : Invited Paper. 2020 IEEE Ukrainian Microwave Week (UkrMW). 2020 Sep 21; <https://doi.org/10.1109/UkrMW49653.2020.9252789>
8. T. Sugitani, Kubota S, Toya A, T. Kikkawa. Compact planar UWB antenna array for breast cancer detection. 2012 Jul 1; <https://doi.org/10.1109/APS.2012.6348794>
9. Akhmedov R. Neural Radio in DS-UWB IoT Applications. 2020 IEEE Ukrainian Microwave Week (UkrMW). 2020 Sep 21; <https://doi.org/10.1109/UkrMW49653.2020.9252611>
10. Huang B, Xu Y. Analysis and design of a novel UWB antenna array. 2010 May 1; <https://doi.org/10.1109/ICMMT.2010.5524947>
11. Xuan Hui Wu, A.A. Kishk, Zhi Ning Chen. A linear antenna array for UWB applications. 2005 Dec 13; <https://doi.org/10.1109/APS.2005.1551389>
12. Revna A, Balderas LI, Panduro MA. 4D Antenna Array of UWB Vivaldi Elements with Low Side Lobes and Harmonic Suppression. 2018 Jul 1; <http://dx.doi.org/10.1109/APUSNCURSINRSM.2018.8609420>
13. Barnes, MA. Ultra-wideband magnetic antenna. US patent 6,091,374, Jul. 18, 2000. 16 p.
14. Yu.M. Penkin, V.A. Semenikhin, L.P. Yatsuk, "Investigation of the internal and external characteristics of radiators such as a Clavin radiator.", Radio Eng. vol. 83, pp. 3-10, 1987. (in Russian).
15. Berdnik SL, Blinova NK, Katrich VA, Nesterenko MV, Penkin YM. Spherical antenna with a Clavin radiator. 2015 Sep 1; <https://doi.org/10.1109/DIPED.2015.7324256>
16. Oleksandr Dumin, Fomin P, Vadym Plakhtii, Mikhail N. Ultrawideband Combined Monopole-Slot Radiator of Clavin Type. 2020 Sep 15; <https://doi.org/10.1109/DIPED49797.2020.9273399>
17. Nesterenko MV, Katrich VA, Penkin YM, Berdnik SL, Dumin OM. Combined Vibrator-Slot Radiators in Antenna Arrays. Lecture notes in electrical engineering. 2020 Jan 1; 257–75. https://doi.org/10.1007/978-3-030-60177-5_8
18. Dumin O, Plakhtii V, Persanov I, Cao S. Positioning System Using Classification of Ultra Short Electromagnetic Pulse Forms by ANN. 2020 IEEE 15th International Conference on Advanced Trends in Radioelectronics, Telecommunications and Computer Engineering (TCSET). 2020 Feb; <https://doi.org/10.1109/TCSET49122.2020.235460>
19. Persanov I, Plakhtii V, Pryshchenko O, Dumin O, Fomin P. Noise Immunity of UWB Positioning System on ANN. 2020 IEEE Ukrainian Microwave Week (UkrMW). 2020 Sep 21; <https://doi.org/10.1109/UkrMW49653.2020.9252637>

Стаття надійшла до редакції: 3 березня 2023 р.

Рекомендовано до друку: 6 квітня 2023

ULTRA WIDEBAND ANTENNA ARRAYS ON CLAVIN RADIATORS

P.G. Fomin, O.M. Dumin, V.A. Plakhtii, M.V. Nesterenko

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

Background. Slot antennas have become widespread due to their good electrodynamic parameters, ease of excitation, and convenient geometry for integration into various devices. As a rule, such antennas are narrowband due to the resonant phenomena that occur in them. However, the use of a complex slot geometry makes it possible to significantly extend the operating frequency range of such a radiator by changing the characteristic impedance along the slot arm, which generates partial reflections of waves at different frequencies in different places of the metal screen cut. The successful law of change of the slot shape from the coordinate makes it possible to provide relatively uniform radiation characteristics of such antenna in the frequency range of several octaves. The combination of a slot as a magnetic radiator with a vibrator as an electric radiator dual to the slot can create an opportunity for mutual compensation of the deficiency of one of these antennas at certain frequencies, if the other antenna is effective at these frequencies. This design is called an ultra-wideband Clavin antenna. However, there is an urgent need to increase the radiated energy of the electromagnetic wave and better concentrate its energy in a given direction. One of the solutions to these problems is to create an antenna array based on the combined single radiators described above, which is the subject of this paper.

Objectives. To develop antenna array designs based on single combined Klevin radiators, taking into account their interaction and the possibility of simultaneous use of elements of one radiator for another radiator in order to create more compact designs. The latter will not only reduce the size, save resources, but also reduce side radiation. It is also necessary to calculate the radiation characteristics of the resulting arrays and analyze their directivity parameters. Additionally, it is necessary to optimize a single radiating element in order to improve its characteristics compared to our previous work.

Materials and methods. The problem of radiation of the obtained antenna array structures is solved by numerical methods in time domain. This approach makes it possible to accurately take into account all the design features of the constructed arrays.

Results. The voltage standing wave ratio of a single radiator in a wide frequency range is improved by finding more optimal slot dimensions and its shape. Three antenna array configurations based on ultra-wideband analogs of the Clavin radiator were designed and calculated. The time dependences of the amplitudes of the radiated waves in the far-field in the E- and H-planes were obtained by direct numerical calculation.

Conclusion. The possibility of using an ultra-wideband analog of the Clavin emitter for the construction of antenna arrays, including increased compactness due to the double use of one ultra-wideband dipole by two adjacent slots, is shown. The energy gain in the radiated field due to the construction of the antenna array is illustrated. The angular dependence of the main radiation characteristics shows the ability to effectively direct ultra-wideband waves without deteriorating their time shape. A stronger change in the shape of the radiated pulse from the angle of the considered antenna arrays can improve the parameters of the pulse positioning system.

KEY WORDS: *Clavin radiator, ultrawideband slot, ultrawideband combined radiator, antenna array*

The article was received by the editors: 3 March 2023

The article is recommended for printing: 6 April 2023

Оригінальна стаття

<https://doi.org/10.26565/2311-0872-2023-38-08>

УДК 537.87

В. А. ПЛАХТІЙ, м.н.с

e-mail: plakhtii@karazin.ua ORCID ID: <https://orcid.org/0000-0002-0442-2716>

О. М. ДУМІН, д. ф.-м. наук, доц.

e-mail: dumin@karazin.ua ORCID ID: <https://orcid.org/0000-0001-5067-9689>

Є. С. ХОДАЧОК, студент.

e-mail: ehodacek@gmail.com

О. А. ПРИЩЕНКО, аспірант.

e-mail: pryshchenko@karazin.ua ORCID ID: <https://orcid.org/0000-0001-7143-9545>

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

НАДШИРОКОСМУГОВА СИСТЕМА ПОЗИЦІОНУВАННЯ БЕЗ ВИКОРИСТАННЯ ЧАСОВОЇ СИНХРОНІЗАЦІЇ

Актуальність. Сьогодення не можна уявити без широкого використання позиціонування рухомих об'єктів. Глобальні системи позиціонування увійшли практично в усі сфери сучасного життя. Але ці системи також мають свої недоліки, в першу чергу неефективність в умовах щільної забудови, в приміщеннях, при швидкому переміщенні приймачів та чутливість до навмисних завад. Також найбільш поширені системи позиціонування потребують коштовної часової синхронізації найвищої якості усіх передавальних систем. Окрім загальновідомих традиційних вузькосмугових систем, активно розроблюються і вважаються перспективними надширокосмугові системи позиціонування.

Мета роботи. Метою роботи є побудова ефективної та незалежної від часової синхронізації системи позиціонування, яка ґрунтується на кутовій залежності часової форми випроміненої хвилі для імпульсних надширокосмугових антен. Відсутність потреби у жорсткій часовій синхронізації базується на явищі зміни діаграми спрямованості антен від частоти та, відповідно, зміни часової форми випроміненої хвилі. Ці зміни запропоновано виявляти за допомогою штучних нейронних мереж. В даній роботі, на відміну від попередніх, пропонується вирішення проблеми невизначеності часу приходу імпульсу від базової станції.

Матеріали та методи. Електродинамічна частина поставленої задачі розв'язується за допомогою прямого числового методу моделювання у часовому просторі (FDTD). Це дозволяє отримати точні часові форми випромінених антенами хвиль під різними кутами при їх збудженні надкороткими імпульсами. Розпізнавання імпульсів в точці прийому реалізується штучною нейронною мережею в реальному часі без попередньої спектральної обробки, що забезпечує високу швидкість роботи системи.

Результати. Побудована та натренована нова штучна нейронна мережа, яка має можливість надійно розпізнавати прийняті імпульси, навіть якщо точний час їх приходу невідомий. Ця мережа протестована на штучно зашумлених прийнятих сигналах. Знайдений пороговий рівень зашумленості, перевищення якого призводить до суттєвих помилок у визначенні координат приймача.

Висновки. Система позиціонування на імпульсних надширокосмугових хвилях була покращена за рахунок розширеного навчання, що дозволяє набагато менше залежати від часу приходу імпульсу, який теоретично може бути довільний. Таким чином показано, що запропонована система може не потребувати часової синхронізації передавальних і приймальних пристроїв. Була показана стабільність роботи системи позиціонування до рівня співвідношення енергії сигналу до енергії шуму 20 дБ. Результати розпізнавання можуть бути покращені шляхом використання принципово різних часових залежностей збуджуваних імпульсних сигналів для кожної антени.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: глибока нейронна мережа, надширокосмугове поле, система позиціонування, антена типу "Метелик".

Як цитувати: Плахтій ВА, Думін ОМ, Ходачок ЄС, Прищенко ОА. Надширокосмугова система позиціонування без використання часової синхронізації. Вісник Харківського національного університету імені В.Н. Каразіна. Серія «Радіофізика та електроніка». 2023;38:74-81.
<https://doi.org/10.26565/2311-0872-2023-38-08>

In cites: Plakhtii VA, Dumin OM, Khodachok YS, Pryshchenko OA. UWB positioning system without the use of time synchronization. Visnyk of V.N. Karazin Kharkiv National University, series "Radiophysics and Electronics". 2023;38:74-81. <https://doi.org/10.26565/2311-0872-2023-38-08>

ВСТУП

Сучасне життя не можна уявити без широкого використання позиціонування рухомих об'єктів. Такі системи можна грубо поділити на глобальні та локальні системи позиціонування. Хоча загальновідомими системами є саме глобальні системи, для багатьох завдань такі системи позиціонування дуже неефективні. Існує ціла низка принципів, згідно яких можна визначати положення об'єктів за допомогою електромагнітних хвиль, наприклад, time of arrival (TOA) – за часом приходу сигналу та time difference of arrival (TDOA) – за різницею у часі приходу сигналу. TOA метод базується на вимірюванні часу затримки поширення радіосигналу між позицією з відомими координатами (Node) і позицією з невідомими координатами (Tag). TDOA метод використовує різницю у часі прийняття радіосигналу від Node і Tag. Але усі складові системи повинні бути синхронізовані по часу [1-4]. Окрім загальновідомих традиційних вузькосмугових систем позиціонування, активно розробляються надширокопasmові (НШС) системи позиціонування. Наприклад, система визначення координат перехожого на перехресті [5]. Ця система працює відповідно до TOA алгоритму. Датчики розміщуються на світлофорах (Node), а координати перехожих визначаються (Tag). Були проведені експерименти для успішного визначення координат перехожих із використанням різної кількості датчиків (Node) і перехожих (Tag). Відстань до перехожого від конкретного вузла оцінюється методом найменших квадратів (LSM). Однак, слід зазначити, що всі ці системи потребують високоякісної часової синхронізації.

В попередніх наших роботах [6-7] побудована незалежна від часової синхронізації система позиціонування, яка ґрунтується на кутовій залежності часової форми випроміненої хвилі для імпульсних НШС антен. Підґрунтям цього явища є загальновідома зміна діаграми напрямленості переважної більшості антен від частоти. Таким чином, ця система відноситься до класу систем розпізнавання по куту приходу хвилі – angle of arrival (AOA). Залишається тільки розробити підхід, який був би чутливим до найменших змін у часовій формі амплітуди прийнятої хвилі для різних кутів прийому. Таким підходом може бути застосування штучних нейронних мереж (ШНМ) [8], які можуть класифікувати сигнали навіть при малих змінах їхньої часової форми. Також варто зазначити, що ШНМ мають апроксимаційні властивості, які дозволяють для проміжних значень кутів більш точно його розпізнати за пропорційним співвідношенням амплітуд на виходах мережі, які відповідають двом сусіднім дискретним значенням кутам прийому, між якими знаходиться справжній кут приходу хвилі. Існує можливість використати кореляційний підхід [9-10] для розпізнавання цих сигналів, який простіший у застосуванні за ШНМ та не потребує значних витрат часу для тренування мереж. Однак, класифікація сигналів цим методом проводиться значно довше у порівнянні з ШНМ.

У даній роботі використовуються антени типу "Метелик" як випромінювачі імпульсних електромагнітних полів. Це пов'язано із простотою виготовлення та високою ефективністю випромінювання НШС сигналів таким типом антен [11-12].

Головною відмінністю між системою позиціонування на НШС сигналах у порівнянні з системами GPS [13], [14] є можливість уникнути гострої потреби у часовій синхронізації усіх пристроїв. Однак, для роботи штучної нейронної мережі потрібно виконати умову достатньо точного позиціонування отриманого імпульсу відносно відповідних входів ШНМ. Тому метою нашої роботи є вирішення проблеми розпізнавання отриманих імпульсів ШНМ у різні моменти часу прибуття сигналів на її вхід, що дозволить скористатись перевагою ШНМ у швидкості обробки інформації.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧІ

Головні параметри задачі подібні до описаних в попередніх роботах [8-9]. Ми маємо дві антени типу "Метелик" на відстані $d = 50$ м між ними, які випромінюють імпульсне електромагнітне поле. Перша антена випромінює імпульси тривалістю 0,2 нс, друга антена – 0,15 нс відповідно. Приймач реєструє електричне поле у Е-площині цих двох антен. Тривалість запису кожного сигналу становить 5,4 нс, що і є нашим часовим вікном. Крок часової дискретизації – 0,01 нс. Для кожної антени часові залежності випромінених електричних імпульсів під різними кутами спостереження від 0 до 90 градусів з кроком в 1 градус були промодельовані методом FDTD. Ці часові залежності були даними для тренування глибокої штучної нейронної мережі (ШНМ) зі структурою 540-1000-1000-1000-1000-182. Для усіх нейронів була використана функція активації у вигляді гіперболічного тангенсу. На виході ШНМ додатково був використаний нормалізаційний шар SoftMax. 182 вихідних нейрони відповідають кутам випромінювання для першої антени в межах 0-90 градусів і кутам для другої антени в межах 0-90 градусів. Можна відзначити, що ця система миттєво розпізнає сигнали від обох антен одночасно.

ОПИС ПІДХОДУ

Щоб виключити вплив на розпізнавання ШНМ часу затримки від кожного прийнятого сигналу, було запропоновано розширити набір даних для навчання ШНМ. Дивлячись на часову залежність прийнятого сигналу під певним кутом, представлену на Рис. 1 і позначену блакитним кольором, можемо побачити, що уся інформація про кут прийому зосереджена у маленькому проміжку часу праворуч (позначено на блакитній ділянці). Новий набір тренувальних даних містить для кожного кута не одну часову залежність, як в попередніх роботах, а набір її зміщених копій. У нашому випадку з часовим вікном у 540 відліків ми можемо отримати 286 копій цього сигналу, зміщених у часі, які в собі несуть усю необхідну нам інформацію. Наприклад, одна така копія, продемонстрована на Рис.1 – це червона пунктирна лінія, що виділена червоними вертикальними пунктирними лініями.

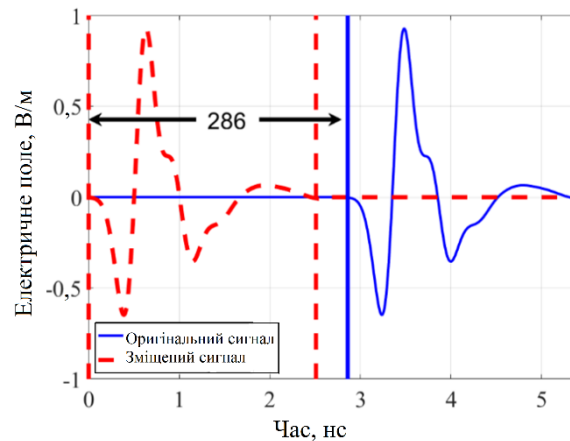


Рис. 1. Ілюстрація принципу створення масиву зміщених сигналів

Fig. 1. Illustration of the principle of creating an array of shifted signals

У результаті ми отримуємо масив даних з розмірами 182x286x540. Перше число назви масиву вказує на кути прийому, друге – на кількість зміщених сигналів для кожного кута і останнє – на моменти часу в масиві даних. Було проведено тестування на часових залежностях з різними рівнями адитивного Гаусового шуму. Наприклад, Рис. 2 демонструє типову часову залежність з рівнем шуму 30 дБ. Отримані часові форми випроміненого поля нормуються на максимальне значення імпульсу. Співвідношення сигнал-шум (ССШ) розраховано окремо для кожної часової залежності сигналів відповідно до їхніх енергій. В результаті на Рис. 3 представлені усереднені відповіді глибокої ШНМ по усіх часових зміщеннях для кожного індивідуального кута для першої антени, оскільки тестування повинно відбуватися для усіх 286 часових зсувів. На Рис. 4 представлений неусереднений результат, який дозволяє прослідкувати, наскільки успішно розпізнається кожен окремий часовий зсув для заданого кута. На осях відкладено: часові зсуви сигналів, кути випромінювання та розпізнані кути у межах 0-90 градусів як кінцевий результат роботи ШНМ. В ідеальному випадку ми повинні отримати пласку площину, але ми спостерігаємо невеликі відхилення в межах одного градуса для малих кутів.

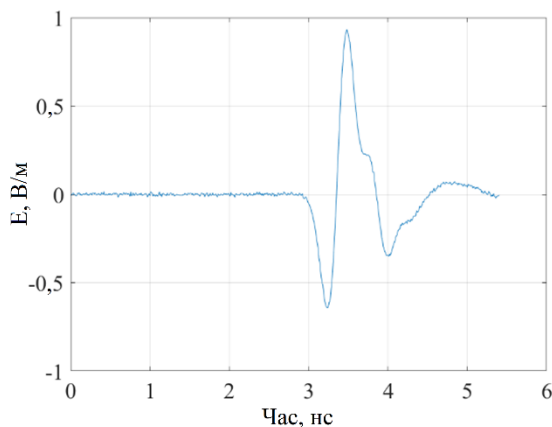


Рис. 2. Приклад вхідного сигналу з доданим шумом до рівня ССШ = 30 дБ

Fig. 2. An example of an input signal with added noise up to the SNR = 30 dB

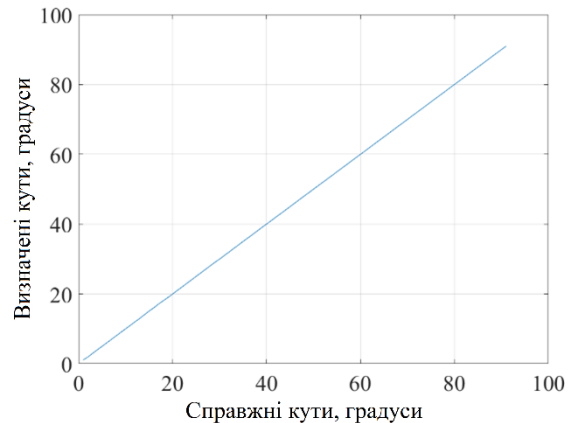


Рис. 3. Усереднені по часових зсувах розпізнані кути для першої антени з ССШ = 30 дБ.

Fig. 3. Recognized angles averaged over time offsets for the first antenna with SNR = 30 dB.

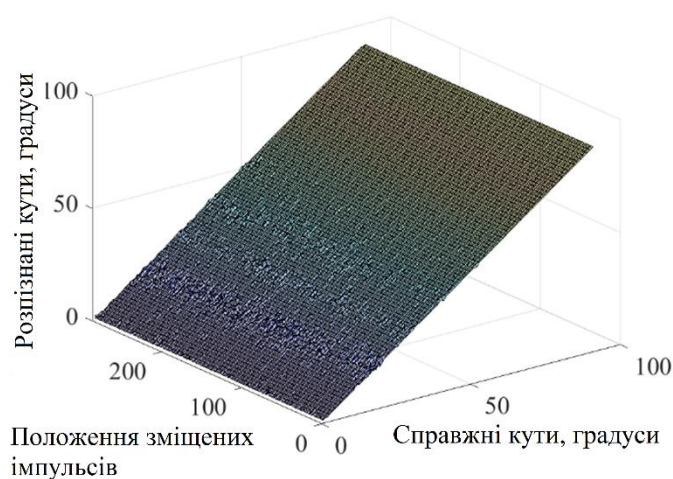


Рис. 4. Розпізнані кути для усіх часових зсувів для різних кутів випромінення першої антени з ССШ = 30 дБ
Fig. 4. Recognized angles for all time shifts for different radiation angles of the first antenna with SNR = 30 dB

Подібні результати для другої антени і рівня шуму у ССШ = 30 дБ представлені на Рис. 5 і Рис. 6. Також можна помітити невеликі відхилення. Малі відхилення у частках градуса пояснюються малими відмінностями навчального набору.

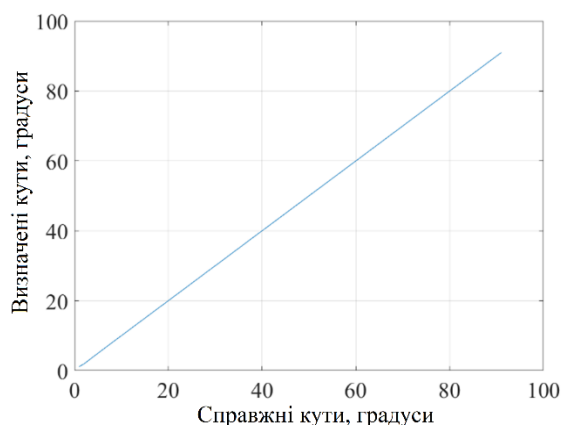


Рис. 5. Усереднені по часових зсувах розпізнані кути для другої антени з ССШ = 30 дБ
Fig. 5. Recognized angles averaged over time shifts for the second antenna with SNR = 30 dB

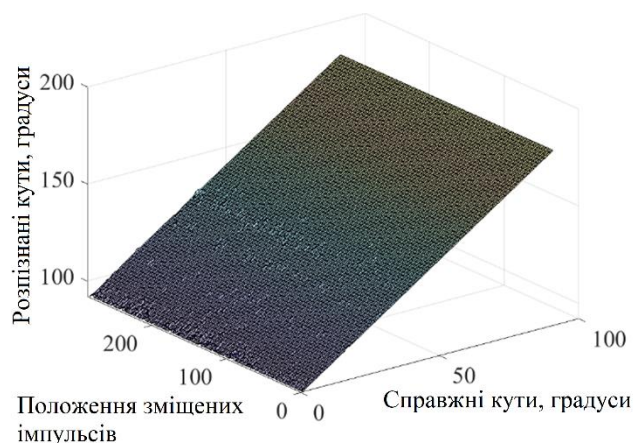


Рис. 6. Розпізнані кути для усіх часових зсувів для різних кутів випромінення другої антени з ССШ = 30 дБ
Fig. 6. Recognized angles for all time shifts for different radiation angles of the second antenna with SNR = 30 dB

Для перевірки стабільності розпізнавання ШНМ в більш жорстких умовах зашумленості, збільшимо рівень адитивного шуму до ССШ = 20 дБ, після чого вхідний сигнал набуває характерного вигляду, наведеного на Рис. 7.

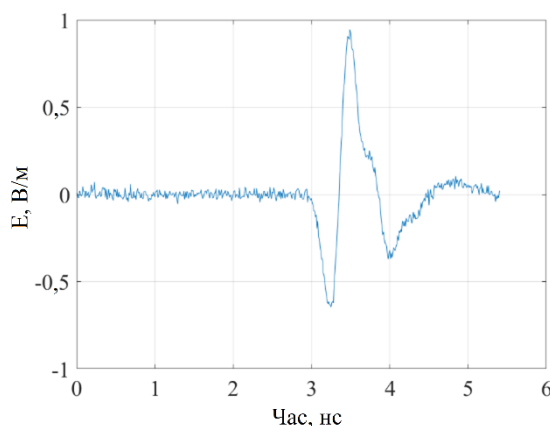


Рис. 7. Приклад вхідного сигналу з доданим шумом до рівня ССШ = 20 дБ
Fig. 7. An example of an input signal with added noise up to the SNR = 20 dB

Усереднені розпізнані кути для першої і другої антен з рівнем шуму ССШ = 20 дБ представлено на Рис. 8 і Рис. 10 відповідно, на яких ми тепер можемо спостерігати помилково розпізнані кути зі зміщенням в один градус. Цей результат є наслідком менш якісного розпізнавання для кожного зміщення окремо, що проілюстровано на Рис. 9 і Рис. 11 для обох антен. На цих рисунках в деяких випадках помилка в розпізнаванні кута перевищує 90 градусів. Це стається тому, що ми намагаємось одночасно обробити два типи даних від двох однакових антен, збуджених імпульсами однакової часової форми, але дещо різної тривалості. Тому інколи ШНМ робить помилки не тільки у визначенні кута певної антени, а й у класифікації номера антени. У майбутньому цього можливо уникнути, наприклад, шляхом збудження антени сигналом не тільки іншої тривалості, а й іншої часової залежності.

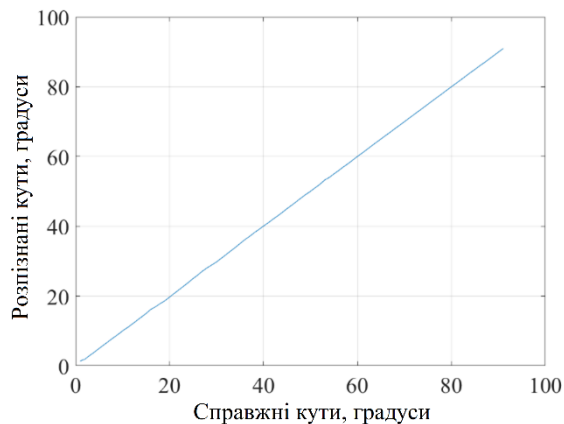


Рис. 8. Усереднені розпізнані кути для першої антени з SNR = 20 дБ.

Fig. 8. Average recognized angles for the first antenna with SNR = 20 dB.

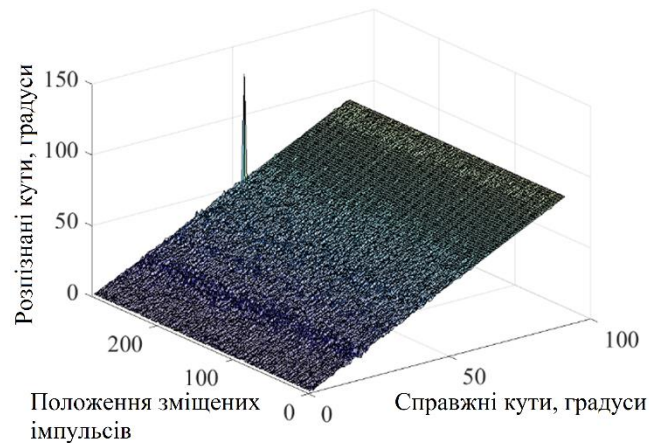


Рис. 9. Відхилення для усіх часових зсувів для першої антени з SNR = 20 дБ.

Fig. 9. Deviation for all time shifts for the first antenna with SNR = 20 dB.

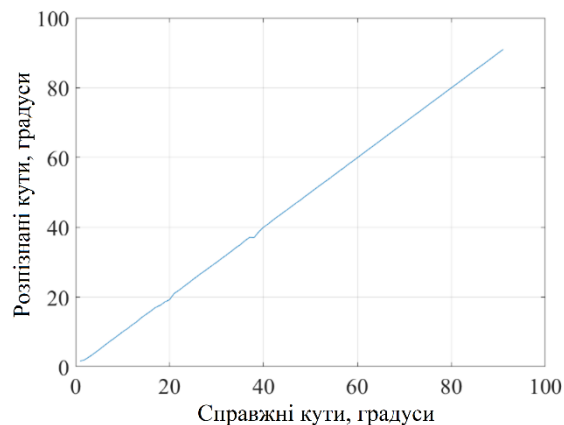


Рис. 10. Усереднені розпізнані кути для другої антени з SNR = 20 дБ.

Fig. 10. Average recognized angles for the second antenna with SNR = 20 dB.

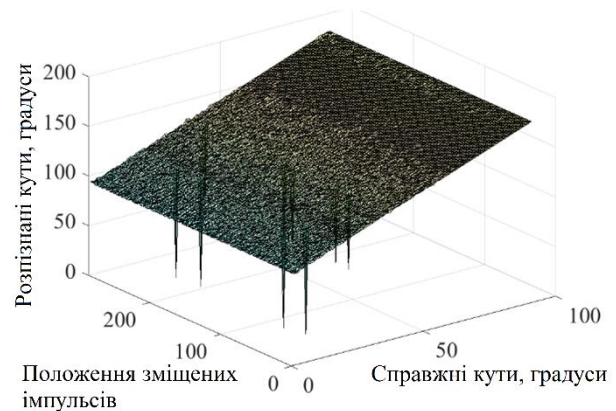


Рис. 11. Відхилення для усіх часових зсувів для другої антени з SNR = 20 дБ.

Fig. 11. Deviation for all time shifts for the second antenna with SNR = 20 dB.

Далі на Рис. 12-16 представлені результати з екстремально високим адитивним шумом, де система вже робить грубі помилки. Це відповідає ССШ = 10 дБ. У цьому випадку ми бачимо, що система не здатна впоратися із розпізнаванням. Значні відхилення від істинного кута є результатом помилкового розпізнавання сигналів від однієї антени.

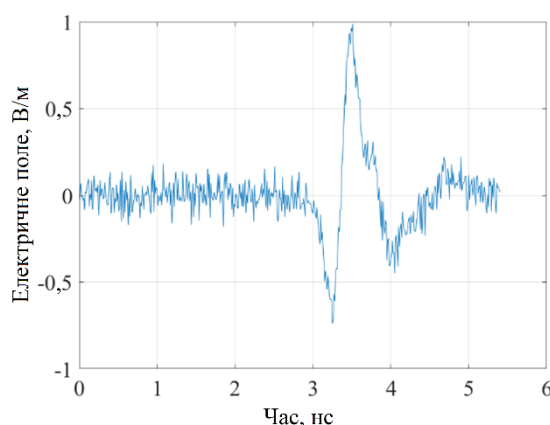


Рис. 12. Приклад вхідного сигналу з додатковим шумом з SNR = 10 дБ.
Fig. 12. An example of an input signal with additional noise with SNR = 10 dB.

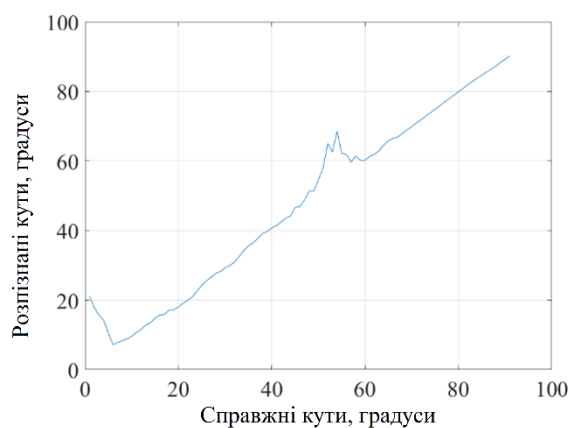


Рис. 13. Усереднені розпізнані кути для першої антени з SNR = 10 дБ.
Fig. 13. Average recognized angles for the first antenna with SNR = 10 dB.

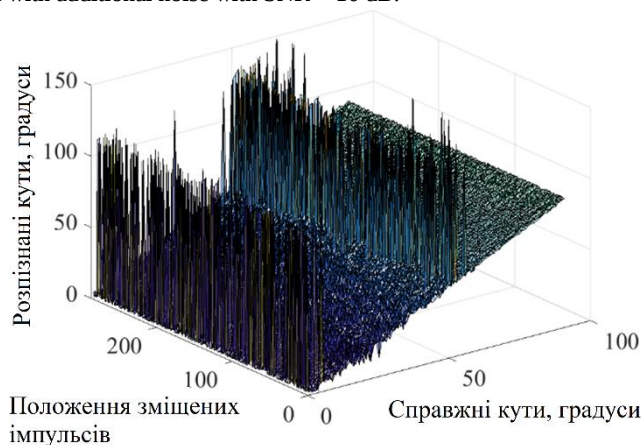


Рис. 14. Відхилення для усіх часових зсувів для першої антени з SNR = 10 дБ.
Fig. 14. Deviation for all time shifts for the first antenna with SNR = 10 dB.

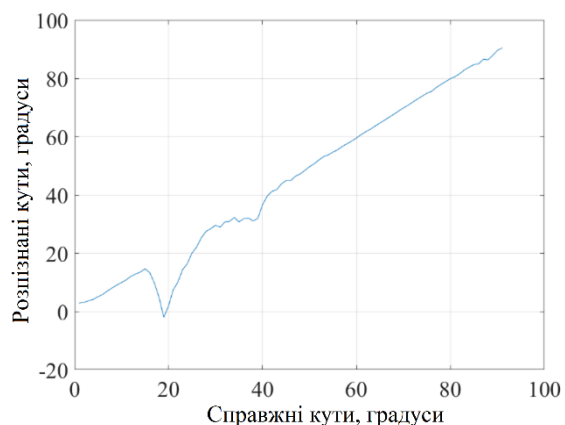


Рис. 15. Усереднені розпізнані кути для другої антени з SNR = 10 дБ.
Fig. 15. Average recognized angles for the second antenna with SNR = 10 dB.

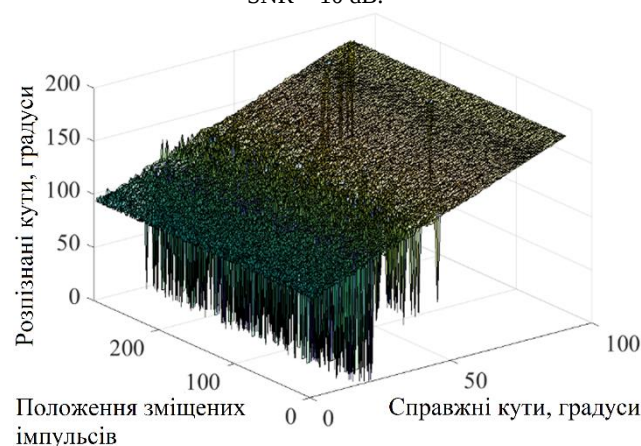


Рис. 16. Відхилення для усіх часових зсувів для другої антени з SNR = 10 дБ.
Fig. 16. Deviation for all time shifts for the second antenna with SNR = 10 dB.

Приклад роботи системи позиціонування для специфічних випадків $d = 50$ м, кут 1 = 45 градусів, кут 2 = 45 градусів проілюстрований для ССШ = 100 дБ (відсутність шуму) на Рис. 17 і для ССШ = 10 дБ (екстремально високий рівень шуму) на Рис. 18. Важливо відзначити, що з самого початку для даної моделі закладена мінімальна помилка визначення кута у 0,5 градусів. Саме тому навчання було реалізоване для кроку в 1 градус. Отже, Рис. 17. демонструє добрі результати для вибраних умов. У

випадку ССШ = 10 дБ була обрана комбінація кутів з усередненими результатами, і ми тут бачимо деякі відхилення у визначенні дійсної позиції приймача, які можемо вважати прийнятними.

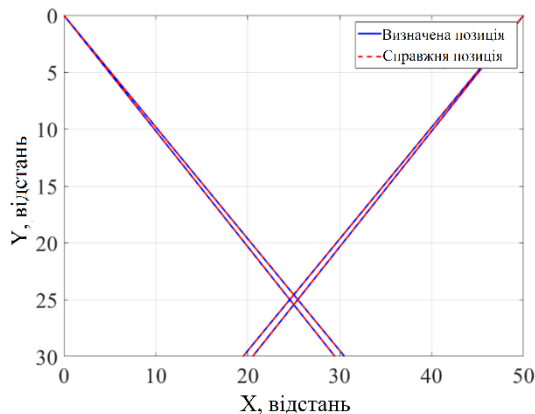


Рис. 17. Ілюстрація можливого розташування приймача для $d = 50$ м, ССШ=100 дБ, кута 1 = 45 градусів, кута 2 = 45 градусів.

Fig. 17. Illustration of a possible receiver location for $d = 50$ m, SNR = 100 dB, angle 1 = 45 degrees, angle 2 = 45 degrees.

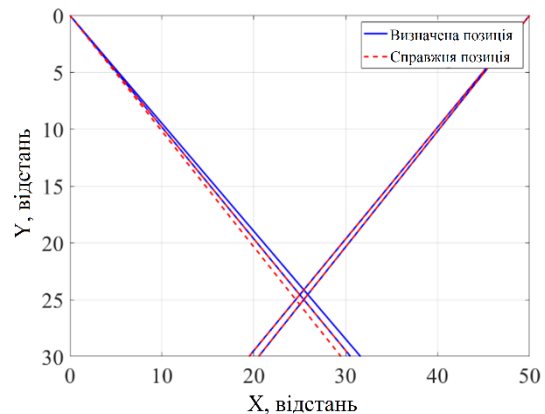


Рис. 18. Ілюстрація можливого розташування приймача для $d = 50$ м, ССШ=10 дБ, кута 1 = 45 градусів, кута 2 = 45 градусів.

Fig. 18. Illustration of a possible receiver location for $d = 50$ m, SNR = 10 dB, angle 1 = 45 degrees, angle 2 = 45 degrees.

ВИСНОВОК

Система позиціонування на імпульсних надширокопasmових хвилях була покращена за рахунок розширеного навчання, що дозволяє набагато менше залежати від часу приходу імпульсу, який теоретично може бути довільний. Таким чином показано, що запропонована система може не потребувати часової синхронізації передавальних і приймальних пристроїв. Була показана стабільність роботи системи позиціонування до рівня співвідношення енергії сигналу до енергії шуму 20 дБ. Результати розпізнавання можуть бути покращені шляхом використання принципово різних часових залежностей збуджуючих імпульсних сигналів для кожної антени.

КОНФЛІКТ ІНТЕРЕСІВ

Автори повідомляють про відсутність конфлікту інтересів.

REFERENCES

1. Fujii A, Sekiguchi H, Asai M, Kurashima S, Ochiai H, R. Kohno. Impulse Radio UWB Positioning System. 2007 Jan 1; <https://doi.org/10.1109/RWS.2007.351756>
2. Lin KH, Chen HM, Li GJ, Huang SS. Analysis and Reduction of the Localization Error of the UWB Indoor Positioning System. 2020 Sep 28; <https://doi.org/10.1109/ICCE-Taiwan49838.2020.9258017>
3. Kian Meng Tan, Choi Look Law. GPS and UWB Integration for indoor positioning. 2007 Jan 1; <https://doi.org/10.1109/ICICS.2007.4449630>
4. Schroerer G. A Real-Time UWB Multi-Channel Indoor Positioning System for Industrial Scenarios [Internet]. IEEE Xplore. 2018 [cited 2023 Apr 21]. p. 1–5. Available from: <https://ieeexplore.ieee.org/document/8533792> <https://doi.org/10.1109/IPIN.2018.8533792>
5. Nakamura A, Shimada N, Itami M. Performance Analysis of UWB Positioning System at the Crossing. 2018 Nov 1; <https://doi.org/10.1109/ITSC.2018.8569309>
6. H. F. Harmuth, "Nonsinusoidal Waves for Radar and Radio Communication," New York: Academic Press, 1981.
7. Pochanin GP, Orlenko OA, Ruban VP, Korzh VG, Andreev MV, Drobakhin OO. Antenna pattern measurements: UWB impulse and multifrequency signals comparison. 2017 May 1; <https://doi.org/10.1109/ICATT.2017.7972581>
8. Dumin O, Plakhtii V, Persanov I, Cao S. Positioning System Using Classification of Ultra Short Electromagnetic Pulse Forms by ANN. 2020 IEEE 15th International Conference on Advanced Trends in Radioelectronics, Telecommunications and Computer Engineering (TCSET). 2020 Feb; <https://doi.org/10.1109/TCSET49122.2020.235460>
9. Persanov I, Plakhtii V, Pryshchenko O, Dumin O, Fomin P. Noise Immunity of UWB Positioning System on ANN. 2020 IEEE Ukrainian Microwave Week (UkrMW). 2020 Sep 21; <https://doi.org/10.1109/UkrMW49653.2020.9252637>
10. Dumin O, Plakhtii V, Pryshchenko O, Pochanin G. Comparison of ANN and Cross-Correlation Approaches for Ultra Short Pulse Subsurface Survey. 2020 IEEE 15th International Conference on Advanced Trends in Radioelectronics, Telecommunications and Computer Engineering (TCSET). 2020 Feb; <https://doi.org/10.1109/TCSET49122.2020.235459>

11. Persanov I, Dumin O, Plakhtii V, Shyrokorad D. Subsurface Object Recognition in a Soil Using UWB Irradiation by Butterfly Antenna. 2019 XXIVth International Seminar/Workshop on Direct and Inverse Problems of Electromagnetic and Acoustic Wave Theory (DIPED). 2019 Sep; <https://doi.org/10.1109/DIPED.2019.8882577>
12. Wang J, Su Y, Huang C, Lü M, Liu Y. Design of bow-tie antenna with high radiating efficiency for impulse GPR. 2012 Jul 1; <https://doi.org/10.1109/IGARSS.2012.6351524>
13. Ahmed El-Rabbany, Introduction to GPS: The Global Positioning System, Second Edition , Artech, 2006.
14. Elliott Kaplan; Christopher Hegarty, Understanding GPS/GNSS: Principles and Applications, Third Edition , Artech, 2017.

Стаття надійшла до редакції: 3 березня 2023

Рекомендовано до друку: 6 квітня 2023

UWB POSITIONING SYSTEM WITHOUT THE USE OF TIME SYNCHRONIZATION

V. A. Plakhtii, O. M. Dumin, Y.S. Khodachok, O. A. Pryshchenko

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

Relevance. The present day cannot be imagined without the widespread use of positioning of moving objects. Global positioning systems have entered almost all areas of modern life. However, these systems also have their drawbacks, primarily inefficiency in dense buildings, indoors, with rapid movement of receivers, and sensitivity to intentional interference. In addition, the most common positioning systems require costly time synchronization of the highest quality of all transmission systems. In addition to the well-known traditional narrowband systems, ultra-wideband positioning systems are being actively developed and are considered promising.

Purpose of the work. The aim of this work is to build an efficient and time-synchronization-independent positioning system based on the angular dependence of the radiated waveform for pulsed ultra-wideband antennas. The absence of the need for rigid time synchronization is based on the phenomenon of changes in the antenna pattern with frequency and, accordingly, changes in the time shape of the radiated wave. It is proposed to detect these changes using artificial neural networks. In this paper, unlike the previous ones, we propose a solution to the problem of uncertainty in the time of arrival of the pulse from the base station.

Materials and Methods. The electrodynamic part of the problem is solved using the direct numerical method of time-domain modeling (FDTD). This makes it possible to obtain accurate time shapes of waves radiated by antennas at different angles when they are excited by ultrashort pulses. The pulse recognition at the receiving point is realized by an artificial neural network in real time without preliminary spectral analysis, which ensures high system speed processing.

Results. A new artificial neural network has been built and trained that can reliably recognize received pulses, even if the exact time of their arrival is unknown. This network was tested on artificially noisy received signals. A threshold noise level was found, exceeding which leads to significant errors in determining the receiver's coordinates.

Conclusions. The positioning system based on pulsed ultra-wideband waves has been improved by extended training, which makes it much less dependent on the pulse arrival time, which can be theoretically arbitrary. Thus, it is shown that the proposed system may not require time synchronization of transmitting and receiving devices. The stability of the positioning system up to a signal-to-noise ratio of 20 dB was shown. The recognition results can be improved by using fundamentally different time dependencies of the excitation pulse signals for each antenna.

KEY WORDS: deep neural network, ultrawideband field, positioning system, Bow-Tie antenna

The article was received by the editors: 3 March 2023

The article is recommended for printing: 6 April 2023

Наукове видання

ВІСНИК ХАРКІВСЬКОГО НАЦІОНАЛЬНОГО УНІВЕРСИТЕТУ
імені В.Н. Каразіна

Серія
“Радіофізика та електроніка”

Випуск 38

Збірник наукових праць
Українською та англійською мовами

Підписано до друку 26.07. 2023. Формат 60х84/8.
Папір офсетний. Друк цифровий.
Ум. друк. арк. 8,8. Обл.-вид. арк. 11. Наклад 50 пр. Зам.№ 33/23.

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.