

ISSN 2311-0872

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ

ВІСНИК
ХАРКІВСЬКОГО НАЦІОНАЛЬНОГО
УНІВЕРСИТЕТУ
імені В.Н. КАРАЗІНА

Серія “ РАДІОФІЗИКА ТА ЕЛЕКТРОНІКА ”

Випуск 37

Започаткована 1971 р.

Харків 2022

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

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 № 19 від 26.12.2022 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. Колчигін М.М., Україна

акад. НАНУ Литвиненко Л.М., Україна

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

д.ф.-м.н., проф. Черногор 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 “Radio Physics and Electronics”

Issue 37

Founded in 1971.

Kharkiv 2022

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

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 № 19, 26.12.2022 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. Kolchigin N.N., Ukraine

Dr.Sc., Prof., acad. NASU Litvinenko L.M., Ukraine

Dr.Sc., Prof. Shmatko A.A., Ukraine

Prof. Qiang Guo, China

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

Prof. Yu Zheng, China

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

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 ПП dated 04.10.2006

ЗМІСТ

<i>Батраков Д.О., Антюфєєва М.С., Батракова А.Г., Урдзік С.М.</i> Огляд сучасних методів обробки сигналів георадарів у завданнях дефектоскопії	7
<i>Титар В.П., Шпаченко О.В.</i> Цифровий голографічний інтерференційний мікроскоп: фізичні методи та алгоритми обробки інформації.	20
<i>Чорногор Л.Ф., Голуб М.Ю.</i> Великомасштабні збурення геомагнітного поля, що супроводжували потужний вибух вулкану Тонга 15 січня 2022 р.	31
<i>Чорногор Л.Ф., Гармаш К.П., Guo Q., Жданко Є. Г., Пушин В.Ф., Цимбал А. М., Zheng Yu.</i> Параметри рухомих іоносферних збурень: результати просторово рознесеного похилого ВЧ радіозондування	47
<i>Легенький М. М., Бугай М. А.</i> Дифракція електромагнітної хвилі на лічильній безлічі розсіювачів	60
<i>Прищенко О. А., Плахтій В. А., Фомін П. Г., Ходачок Є. С.</i> Знаходження об'єктів у неоднорідному ґрунті за допомогою імпульсного георадару та штучних нейронних мереж	73
<i>Гавриленко Д. І., Думін О. М., Прищенко О. А.</i> Аналітична форма розв'язку для нестационарного електромагнітного поля на границі двох середовищ	86
<i>Антоненко Є.О., Антоненко Ю.В., Штода Д.О., Катрич В.О., Грибовський О.В., Нестеренко М.В.</i> Антенна решітка на основі розімкнутих кільцевих випромінювачів	98

CONTENTS

<i>Batnikov D.O., Antyufeyeva M.S., Batnikova A.G., Urdzik S.N.</i> Overview of modern methods of processing georadar signals in tasks of defectoscopy.	7
<i>Tytar V., Shpachenko O.</i> Digital holographic interference microscopy: Physical method and algorithms of information processing.	20
<i>Chernogor L.F., Holub M.Yu.</i> Large-scale geomagnetic field disturbances accompanied by the powerful explosion of the Tonga volcano on January 15, 2022.	31
<i>Chernogor L.F., Garmash K.P., Guo Q., Zhdanko Y.H., Pushin V.F., Tsymbal A.M., Zheng Yu.</i> Parameters of traveling ionospheric disturbances: results from spaced oblique HF sounding.	47
<i>Legenkiy M., Buhai M.</i> Diffraction of an electromagnetic wave on a countable set of scatterers	60
<i>Pryshchenko O.A., Plakhtii V.A., Fomin F.G., Khodachyk Y.S.</i> Location of objects in a heterogeneous soil using pulse georadar and artificial neural networks	73
<i>Havrylenko D.I., Dumin O.M., Prishchenko O.A.</i> Irradiation of media by transient field: analytical solving of the problem.	86
<i>Antonenko Ye., Antonenko Y., Shtoda D, Gribovsky A., Katrych V., Nesterenko M.</i> Antenna array based on open ring radiators	98

Оригінальна стаття

<https://doi.org/10.26565/2311-0872-2022-37-01>

УДК 537.876.23:537.877

Д.О. БАТРАКОВ¹, д. ф.-м. наук, проф.

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

М.С. АНТЮФЄЄВА¹, к. ф.-м. наук, ст. наук. співроб.

e-mail: antuyufeyeva@karazin.ua ORCID ID: <https://orcid.org/0000-0002-6654-4794>

А.Г. БАТРАКОВА², д. техн. наук, проф.

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

С.М. УРДЗІК², к. техн. наук, доц.

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

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

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

ОГЛЯД СУЧАСНИХ МЕТОДІВ ОБРОБКИ СИГНАЛІВ ГЕОРАДАРІВ У ЗАВДАННЯХ ДЕФЕКТОСКОПІЇ

Актуальність. Актуальність досліджень обумовлена необхідністю реалізації стратегічних завдань щодо подовження залишкового ресурсу інженерних споруд та забезпечення їх надійності. Реалізація цього напрямку пов'язується з методами підповерхневого зондування, засобами отримання інформації та її обробки. Незважаючи на значні успіхи у розробленні сучасних методів обробки сигналів георадара, завдання вибору найбільш ефективного методу відповідно до мети георадарного зондування досі не вирішено. Вирішення означеного завдання має ґрунтуватися на аналізі сучасних методів обробки сигналів георадара з визначенням області їх застосування, обмежень та переваг.

Мета роботи – полягає в аналізі можливостей сучасних надширококустових георадарів і методів обробки імпульсних сигналів георадара для вирішення завдань дефектоскопії у плоскошаруватих структурно неоднорідних конструкціях.

Матеріали та методи. Основу досліджень створюють фізико-математичні моделі поширення надширококустових сигналів у плоско-шаруватих середовищах, сучасні моделі і методи обробки та інтерпретації даних георадарного зондування стосовно до завдань дефектоскопії нежорсткого дорожнього одягу на автомобільних дорогах.

Результати. За результатами проведеного аналізу визначено область застосування методів обробки сигналів георадара стосовно до завдання пошуку та позиціонування підповерхневих неоднорідностей у плоскошаруватих структурно неоднорідних середовищах, зокрема у нежорсткому дорожньому одязі. Визначено напрямки подальших досліджень в області георадарної діагностики підповерхневих неоднорідностей.

Висновки. Накопичений значний досвід застосування георадарів для вирішення завдань дефектоскопії, але дослідження в області георадарної діагностики підповерхневих тріщин дуже обмежені. Подальші дослідження мають бути спрямовані: на удосконалення методів визначення діелектричної проникності у багатошарових конструкціях, що підвищує надійність інтерпретації георадарних даних; розвиток методів реєстрації та аналізу сигналу, відбитого від неоднорідностей конструкції, що створює теоретичний фундамент дефектоскопії та розширює можливості георадарної діагностики; обґрунтування типу антенних блоків для проведення вимірювань, що дозволить підвищити їх точність.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: надширококустові імпульсні сигнали георадара; методи обробки сигналів георадара; плоскошарувате середовище; підповерхневі тріщини; дефектоскопія

Як цитувати: Батраков Д.О., Антюфєєва М.С., Батракова А.Г., Урдзік С.М. Огляд сучасних методів обробки сигналів георадарів у завданнях дефектоскопії. Вісник Харківського національного університету імені В.Н. Каразіна. Серія «Радіофізика та електроніка». 2022; 37:7-19. <https://doi.org/10.26565/2311-0872-2022-37-01>

In cites: Batrakov DO, Antuyufeyeva MS, Batrakov AG, Urdzik SN. Overview of modern methods of processing georadar signals in tasks of defectoscopy. Visnyk of V.N. Karazin Kharkiv National University, series "Radio Physics and Electronics". 2022;37:7-19. <https://doi.org/10.26565/2311-0872-2022-37-01> (In Ukrainian)

ВСТУП

Застосування георадарів для вирішення інженерних задач почалося в 80-х роках минулого століття з моменту виготовлення першого зразка георадара американською компанією GSSI. Сьогодні застосування георадара для неруйнівної діагностики автомобільних доріг широко розвинене у всьому світі [1 - 3]. Одним

з перших напрямків застосувань георадара в області діагностики доріг було визначення місця розташування з'єднаних стрижнів на дорогах з жорстким покриттям [4 - 6].

По мірі вдосконалення апаратної бази та обчислювальних алгоритмів активно розвиваються дослідження в частині застосування георадарів в системі діагностики та управління станом покриття. Сучасні дослідження спрямовані на вирішення завдань:

- а) оцінки товщини конструктивних шарів дорожнього одягу [2, 4, 6, 7];
- б) оцінки вологості ґрунтів земляного полотна [8 - 9];
- в) позиціонування підповерхневих неоднорідностей і руйнувань [10 - 13], в тому числі виявлення порожнеч під цементобетонними плитами [14];
- г) оцінки щільності матеріалів і ґрунтів [15, 16].

Для вирішення перерахованих завдань провідними світовими виробниками георадарів GSSI New Gemption (США), Sensor and Software Inc. (Канада), Era Technology (Великобританія), Mala (Швеція), Radar Systems (Латвія), OYO corporation (Японія) і Geozondas (Литва) постійно удосконалюється обладнання та програмне забезпечення. Основні типи використовуваних в даний час дипольних антен наведені в Таблиці 1.

Табл. 1. Основні параметри антен георадара [17]

Tabl. 1. The main parameters of the GPR antennas

Частота	900 МГц	1 ГГц	1,5 ГГц	4 ГГц
Довжина хвилі, мм	136	122	81	31
Роздільна здатність, см	68	61	41	15
Проникнення, мм	1000	800	500	100

Динамічний розвиток георадарних методів діагностики автомобільних доріг пов'язано з істотними перевагами хвильових методів, які:

- а) спираються на фізично більш змістовні явища, пов'язані, в тому числі, з можливістю використання поляризаційних характеристик електромагнітних хвиль;
- б) забезпечують можливість (на відміну від FWD і ультразвукових методів) проводити вимірювання при переміщенні лабораторії зі швидкістю транспортного потоку;
- в) допускають варіацію таких параметрів первинного імпульсу як амплітуда, поляризація, частота повторення, накопичення з метою підвищення інформативності та достовірності отриманих результатів (на відміну від пасивних технологій - тепловізорів).

Як свідчить проведений аналіз методів і технічних засобів дефектоскопії дорожнього одягу, до теперішнього часу не існує загального і надійного автоматичного методу для оцінки руйнувань за результатами діагностики дорожнього одягу.

Найбільший потенціал для вирішення завдання позиціонування та ідентифікації підповерхневих тріщин в покритті та укріплених шарах основи нежорсткого дорожнього одягу мають георадари, що застосовуються як самостійно, так і в комбінації з іншими технічними засобами діагностики автомобільних доріг. Переваги георадарного зондування для вирішення завдань дефектоскопії забезпечуються безперервністю збору даних, кращою роздільною здатністю в порівнянні з іншими геофізичними методами, високою швидкістю зйомки.

Сучасні можливості георадарів дозволили впритул підійти до вирішення завдань дефектоскопії дорожнього одягу, пов'язаних з позиціонуванням і ідентифікацією підповерхневих тріщин [13, 18, 19]. Для вирішення завдань дефектоскопії компанія Utsi Electronics Ltd. (Велика Британія) почала розробку системи GPR для визначення глибини тріщин в 1999 році. В даний час існує потенційна можливість виявлення тріщин глибиною більше 50 мм.

Як було зазначено раніше, георадарне зондування може бути застосовано до широкого спектру матеріалів, включаючи цементобетон, асфальтобетонні суміші, глину, мул, пісок тощо. [20]. Ця властивість електромагнітних хвиль георадара важлива для виявлення тріщин, оскільки електромагнітні хвилі повинні проходити через тріщину, в тому числі заповнену [21].

Таким чином, георадар відповідає основним вимогам, які пред'являються в дослідженні до обладнання для виявлення, позиціонування та ідентифікації тріщин в шарах нежорсткого дорожнього одягу. Труднощі в аналізі та інтерпретації георадарних даних є однією з причин, з яких Транспортні агентства обмежено застосовують георадар як інструмент оцінки стану дорожнього покриття [22], тому зупинимось більш детально на методах отримання та інтерпретації результатів георадарного зондування.

МЕТОДИ ОДЕРЖАННЯ ТА ІНТЕРПРЕТАЦІЇ ДАНИХ ГЕОРАДАРНОГО ЗОНДУВАННЯ

Фізичну основу виявлення і позиціонування тріщин в покритті і укріплених шарах основи складають явища відбиття і дифракції електромагнітних хвиль на неоднорідностях (тріщинах) в досліджуваній конструкції. Крім того, завдяки векторному характеру електромагнітних хвиль, було запропоновано використовувати поляризаційні ефекти для виявлення підповерхневих тріщин [23].

Традиційно процедури інтерпретації результатів зондування та ідентифікації підповерхневих об'єктів здійснюються оператором [24], що знижує достовірність інтерпретації та оперативність отримання результатів. Підвищення достовірності діагностики підповерхневих руйнувань можливо шляхом відновлення геометричних та електрофізичних параметрів неоднорідностей.

Під час підповерхневого зондуванні загальна схема одержання й інтерпретації даних зображення представляється у такий спосіб:

а) знімання просторово-часових вибірок розсіяного підповерхневими об'єктами поля (з обґрунтуванням розміру області, кроку дискретизації, поляризаційного базису);

б) визначення геометричних і електрофізичних параметрів підповерхневої області, яка апроксимується плоско-шаруватою (квазішаруватою) структурою;

в) формування зображення зондуємої підповерхневої області, що дозволяє локалізувати неоднорідності та підійти до їх діагностики - визначенню геометрії та електрофізичних параметрів об'єкта.

Відповідно до логіки розв'язання задачі виявлення, позиціонування та ідентифікації тріщин в покритті і укріплених шарах основи, дослідження спрямовані на оцінку впливу параметрів, що забезпечують точність інтерпретації радарограм [21]:

а) характеристик георадара: тип антени, частота і тип передавача;

б) діелектричних властивостей матеріалів шарів і матеріалу заповнення тріщин;

в) геометричних параметрів тріщини та її розташування в покритті;

г) методів і алгоритмів обробки зображень і хвильових даних;

д) методів побудови зображення (двомірні і тривимірні зображення);

е) спрямованості антени георадара і напрямку тріщини щодо напрямку сканування під час зйомки.

Слід зазначити, що центральна частота зондуючого імпульсу георадара істотно впливає на можливість оцінки глибини розташування прихованої (підповерхневої) тріщини. Наприклад, георадар з частотою зондуючого імпульсу 900 МГц може бути застосований для виявлення прихованих тріщин на глибині близько 0,5 м [10]. Узагальнення результатів численних досліджень [11, 21], присвячених оцінці впливу характеристик георадарів на точність і відтворюваність результатів виявлення, позиціонування та ідентифікації тріщин у шарах нежорсткого дорожнього одягу, дозволяє сформулювати наступні положення:

а) антени з частотою від 1500 МГц до 2000 МГц ефективніші для виявлення тріщин в порівнянні з антенами з частотою від 2300 МГц до 2600 МГц. Для виявлення тріщин рекомендується використовувати діапазон частот від 700 МГц до 2000 МГц [21]. Для виявлення і оцінки геометричних параметрів тріщин у нежорсткому дорожньому одязі рекомендується багаточастотний підхід, який передбачає застосування антен з високою частотою імпульсу при оцінці геометричних параметрів тріщин, а з більш низькою частотою - для виявлення тріщин [11];

б) зі збільшенням частоти зондуючого імпульсу збільшується роздільна здатність, внаслідок чого антени з частотою понад 2000 МГц мають більш високу роздільну здатність [21];

в) збільшення ширини смуги частот зондуючого імпульсу збільшує ймовірність виявлення як дрібних, так і великих тріщин за допомогою георадара та забезпечує найкращі результати при оцінці геометрії тріщини [21]. Роздільна здатність по глибині залежить від ширини імпульсу (або ширини смуги) сигналу радара - чим менше ширина імпульсу, тим вище роздільна здатність за глибиною [10];

г) для забезпечення відтворюваності результатів вимірювань і підвищення ймовірності виявлення тріщин рекомендується, щоб довжина хвилі, яка обернено пропорційна частоті повторення імпульсів, була менша за ширину тріщини.

Принциповим питанням під час вирішення завдання оцінки геометричних параметрів тріщин є обґрунтування технічних характеристик георадара, що забезпечують задану роздільну здатність. В роботі [10] зазначено, що мінімальний розмір елемента прихованої тріщини істотно впливає на результати її виявлення.

Як доведено у роботі [10], зондування конструкцій з прихованими тріщинами георадаром з центральною частотою 900 МГц дозволяє виявити і позиціонувати приховані тріщини з мінімальним розміром елемента від 1 см до 3 см. Якщо мінімальний розмір елемента прихованої тріщини менше 1 см, інтенсивність відбиття є занадто слабкою, щоб створити видиму картину відображення на радіограмі, що призводить до суттєвих помилок ідентифікації тріщини. Якщо мінімальний розмір елемента прихованої тріщини перевищує 3 см, приховану тріщину слід розглядати як велику тріщину або порожнину, яка ідентифікується на радарограмах без додаткової обробки.

Найбільш широким дослідженням, присвяченим аналізу технічних можливостей сучасних георадарів в частині виявлення та ідентифікації прихованих тріщин мінімально можливої ширини, і оцінці мінімально можливої відстані між тріщинами слід вважати [25]. На підставі аналізу форми і центральної частоти зондуючого імпульсу георадарів, що випускаються в даний час, авторами обґрунтовано, що мінімально можлива ширина тріщини, яка може бути виявлена георадаром, становить від 1 мм до 2 мм, залежно від їх розташування і форми, в той час як тріщини розміром менше одного міліметра не можуть бути виявлені за допомогою існуючих в даний час георадарів. Мінімальна відстань між тріщинами, яка може бути оцінена за результатами георадарного зондування, становить 5 см.

Зростання об'єму тріщини за рахунок збільшення її глибини або ширини підвищує ймовірність виявлення тріщин за допомогою георадара [10]. При цьому, тріщини значної ширини формують на радараграмах контрастні гіперболічні відображення, які легко ідентифікуються. З іншого боку, збільшення глибини тріщини призводить до появи гіпербол з більш глибокими прольотами.

Можливість виявлення та позиціонування тріщин багато в чому обумовлена відмінністю в електрофізичних характеристиках матеріалів шарів дорожнього одягу, що містять тріщину, і матеріалу, що заповнює тріщину [20, 26]. Відмінності в діелектричній проникності асфальтобетону та заповнення тріщини залежать від температури, типу асфальтобетону, типу заповнювача тріщини. У нежорсткому дорожньому одязі, що знаходяться в експлуатації, заповнювачем тріщин можуть бути бітумісткі матеріали, глина, пісок, вода, повітря, органічні матеріали або їх суміші [12]. Різниця в діелектричній проникності матеріалів шару, що містить тріщину, і матеріалу заповнення тріщини забезпечує можливість її виявлення [11]. Таким чином, за допомогою георадара можуть бути виявлені тріщини, заповнені повітрям або водою, що обумовлено відмінностями в діелектричній проникності асфальтобетону (7,0), води (81), повітря (1). Разом з тим, відмінності в діелектричній проникності між асфальтобетоном і заповнювачем тріщини змінюються в процесі експлуатації [12], що підвищує ймовірність виявлення тріщин в конструкціях, які знаходяться в експлуатації тривалий термін, у порівнянні з новими покриттями [21].

МЕТОДИ ОБРОБКИ ДАНИХ ГЕОРАДАРНОГО ЗОНДУВАННЯ У ЗАДАЧАХ ПОЗИЦІОНУВАННЯ ТА ІДЕНТИФІКАЦІЇ ТРІЩИН

Завдання підповерхневого зондування класифікують:

а) завдання відновлення структури, що вимагають наявності апріорної інформації для відновлення зв'язку між фізико-механічними параметрами дорожнього одягу і електрофізичними параметрами матеріалів шарів [5, 6, 20]. Для вирішення зазначених завдань модель дорожнього одягу представляється у вигляді шаруватого (квазі-шаруватого) середовища;

б) завдання пошуку (пошук локальних неоднорідностей і руйнувань в шарах дорожнього одягу). Модель дорожнього одягу представляється як шарувате (квазішарувате) середовище з локальними неоднорідностями циліндричної, сферичної або еліптичної форми, розташованими похило щодо границь розділу середовищ [25].

Для кожного класу задач характерні свої методи обробки даних георадарного зондування, методи відновлення електрофізичних і геометричних параметрів досліджуваних конструкцій і неоднорідностей в них.

Обробка даних георадара містить у собі [27]:

а) попередню обробку для видалення «шумів», збійних сигналів, що полегшує подальшу обробку імпульсних сигналів;

б) виявлення неоднорідностей і змін геометричних параметрів конструкції або властивостей матеріалів шарів конструкції [27].

Різні завдання, а також удосконалені методи обробки сигналів для георадарів (наприклад, оцінка параметрів і формування зображень) вимагають різних методів їх обробки. Основна складність обробки даних полягає у виявленні близького зворотного розсіювання відклику через обмежену роздільну здатність у часі. Базові методи обробки даних георадара зазвичай застосовуються до необроблених даних, щоб краще візуалізувати або інтерпретувати дані георадарів. Методи попередньої обробки даних георадара зазвичай передбачають [28, 29]:

а) видалення фону - редагування даних передбачає коригування зібраних необроблених даних шляхом видалення та виправлення спотворень сигналів;

б) корекцію зміщення нуля, що спрямована на фіксацію початкової точки нуля, яка визначається як базова часова точка, що відповідає часу першого приходу хвилі повітря/земля. Однак зазначимо, що ця точка нестабільна через температуру, довжину кабелю та висоту антени;

в) усунення шумів має на меті забезпечити якісну інтерпретацію даних шляхом зменшення впливу шуму на сигнали георадарів. Цей вид методу застосовується або шляхом оцінки потужності шуму, або з використанням методів посилення сигналу

в) частотну і вейвлет-фільтрацію.

Для оцінки товщини шарів конструкції дорожнього одягу використовуються різні методи визначення границь розділу шарів і процедури перетворення часу на глибину [30]. Методи виявлення дифракційної гіперболи зазвичай використовуються для картування структури і виявлення тріщин в бетонних мостах [31]. Відомі методи обробки даних георадарного зондування включають деконволюцію [32], аналіз незалежних компонентів [33], аналіз кривої потужності [34], нейронні мережі [35].

Авторами дослідження [36] запропоновано вдосконалену прогнозу деконволюцію на основі вейвлет-аналізу (скорочення від PDWA method). Метод PDWA спочатку розкладає сигнали GPR на підсигнали у часовій області з різними масштабами за допомогою вейвлет-аналізу, а потім фільтрує підсигнали в часовій області за допомогою прогнозованої згортки та вейвлет-порогового усунення шуму, нарешті реконструює відфільтровані підсигнали для отримання результату аналізу. Обробка сигналу виявлення модельного експерименту методом PDWA показує, що, порівняно з прогнозованою деконволюцією, метод PDWA може пригнічувати численні луна-перешкоди, точно ідентифікувати цільове відбиття та покращувати співвідношення сигнал/перешкода (SIR) цільового відбиття, тим самим підвищуючи роздільну здатність виявлення та точність аналізу зображень сигналів георадара.

Видалення шумів на етапі попередньої обробки сигналів георадара, що здійснюється шляхом модуляції крокової частоти безперервної хвилі (SFCW), порівняно з іншими модуляціями георадара, має багато переваг, зокрема широкий динамічний діапазон і відносно простоту обробки. Однак у складному робочому середовищі та різноманітних об'єктах, які потрібно виявляти у багатошарових конструкціях, системи георадара отримують різноманітні відбиття та гаусівський шум під час роботи системи георадара.

Для вирішення цієї проблеми запропоновані методи покращення порогової функції [37]. Завдяки відносно високому відношенню сигнал/шум (SNR) ці покращені порогові функції мають хорошу продуктивність у видаленні змішаного шуму, розподіленого на вейвлет-коефіцієнтах високої частоти. Однак є також певний шум, розподілений на вейвлет-коефіцієнтах низьких частот, тому досить складно використовувати одну порогову функцію для видалення як низькочастотного, так і високочастотного шуму. Авторами роботи [37] пропонується комбінований метод усунення шумів, що складається з покращеної порогової функції вейвлетів (IWTF) і високочастотного фільтра, для підвищення SNR відбиття SFCW-GPR. Фільтр високих частот спрямований на усунення низькочастотного шуму, а IWTF — на усунення гаусового шуму, спричиненого ланцюгом випромінювача та приймача.

У [38] пропонується нова техніка обробки сигналу надширокопasmового імпульсного георадара на основі багатомасштабних спектральних характеристик, які зважаються за допомогою підходу нейронної мережі. У цьому методі відгук георадара в частотній області обробляється багатомасштабним трикутним банком фільтрів, що створює набір постійних характеристик. Використовуючи алгоритм вибору ознак, обирають двадцять найбільш значущих ознак для множення на відповідну вагу, оптимізовану нейронною мережею.

Зважаючи на складність і багатофакторність задачі дефектоскопії, досить поширеним є метод аналізу радарограм, що передбачає:

а) наявність апріорної інформації про кількість шарів конструкції і електрофізичні характеристики матеріалів шарів;

б) можливість чисельного синтезування радарограм;

в) співставлення фактичних і синтезованих радарограм.

Наявність апріорної інформації про кількість шарів конструкції та електрофізичні параметри матеріалів шарів дозволяє оцінити геометричні параметри конструкції [39] і підійти до вирішення завдання позиціонування тріщин в шарах конструкції (Рис. 1.).

Інший підхід до автоматичного виявлення тріщин і структурних змін конструкції нежорсткого дорожнього одягу розглянуто в [27]. Метод спрямований на автоматичну ідентифікацію відхилень в структурі і властивостях матеріалів шарів. Метод заснований на розрахунку похідних від поздовжньої лінії тренду (швидкості зміни лінії тренду) і визначенні областей, що характеризуються критичною «швидкістю зміни», яка вважається індикатором зміни структури досліджуваної конструкції або властивостей матеріалу шару. Результатом роботи алгоритму, що реалізує даний метод, є позиціонування тріщин і ділянок змін товщини шарів в конструкції дорожнього одягу (Рис. 2.). Метод має ряд істотних обмежень, пов'язаних з припущеннями про однорідності і незмінності структурних (товщини і матеріалу шару) і електрофізичних параметрів шарів дорожнього одягу. Зазначені припущення обмежують застосування методу на автомобільних дорогах на етапі експлуатації.

Зі зростанням інтересу до позиціонування підповерхневих тріщин за допомогою георадара отримали розвиток методи, засновані на результатах чисельного і фізичного моделювання впливу вертикальних тріщин на хвильове поле георадара в горизонтально-шаруватих однорідних середовищах [10]. Метод дозволяє визначити горизонтальне положення, глибину і відносну ширину прихованих вертикальних тріщин у горизонтально-шаруватих однорідних середовищах на глибині до 2 м. Для забезпечення точності

виявлення тріщин, відстань між сусідніми імпульсами повинна бути на третину меншою за відстань між передавальною та приймальною антенами георадара (для бістатичних антенних систем). Дослідження закладає основу для виявлення і позиціонування прихованих тріщин.

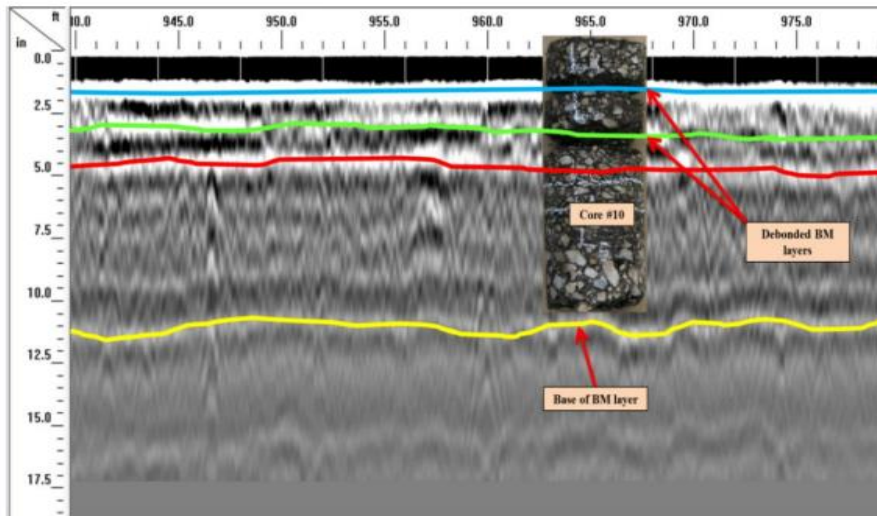


Рис. 1. Оцінка товщини шарів конструкції дорожнього одягу за наявності апріорної інформації [39]
 Fig. 1. Estimation of the construction layers thickness of road pavement in the presence of a priori information [39]

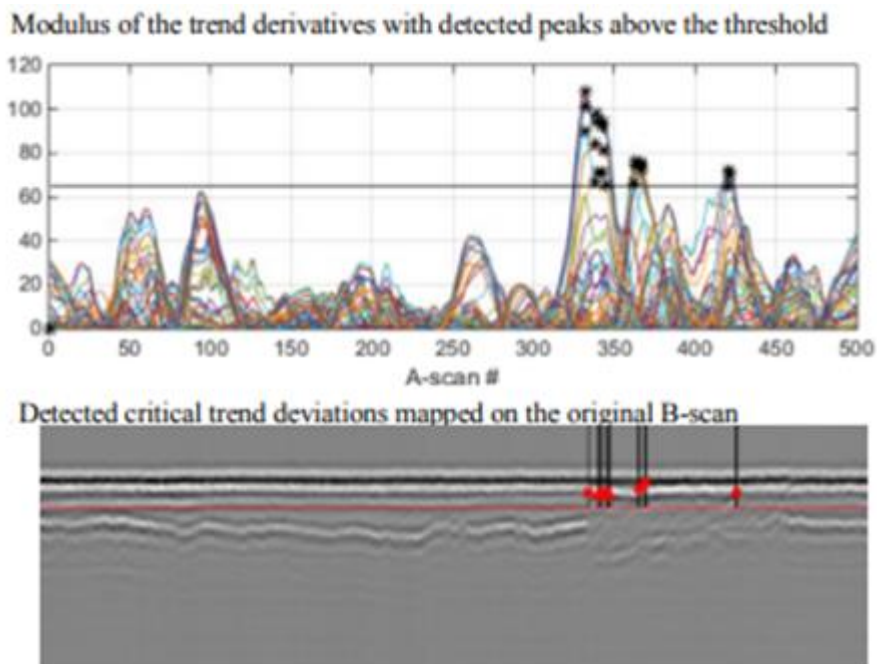


Рис. 2. Приклад обробки даних георадара [39]
 Fig. 2. GPR data processing example [39]

Запропонований підхід [10] отримав розвиток в алгоритмі позиціонування положення прихованої тріщини на основі «еліптичної моделі» [10], яка може бути застосована при обробці даних георадарів з дипольними антенними системами, що обмежує область застосування методу. Найбільш перспективним, на наш погляд, слід вважати дослідження можливості виявлення та ідентифікації прихованих тріщин із застосуванням георадара, що працює на двох різних високих частотах (1,6 ГГц і 2,3 ГГц), при різній орієнтації диполів антени (перпендикулярно і паралельно тріщинам) [40]. Такий підхід дозволяє впритул підійти до дослідження поляризаційного стану імпульсних сигналів георадара при вирішенні задач позиціонування і ідентифікації прихованих тріщин.

Рішення задач дефектоскопії неможливо без розроблення алгоритмів обробки зображень і хвильових

даних, реалізованих методами чисельного моделювання хвильового поля георадара в середовищі з тріщиною різної ширини, глибини залягання і заповнення. При цьому відгук від простої вертикальної тріщини, поперечної до напрямку профілю, проявляється у вигляді дифракційних асимптот [11], які беруть початок зверху і знизу тріщини, що ілюструють явище гіперболічного розсіювання, заснованого на характерній формі відгуку в поперечному перерізі хвильового поля георадара.

Чисельне моделювання та порівняльний аналіз зв'язку між хвильовим полем георадара і тріщиною різної ширини показує, що зі збільшенням ширини тріщини різниця в ширині поперечних аномалій, викликаних тріщинами, стає меншою, а ширина тріщини не може бути виміряна безпосередньо по зображенню георадара [41]. Однак, амплітуда дифрагованої хвилі на вершині тріщини має очевидні закономірності, пов'язані з шириною тріщини, що забезпечує теоретичну основу для кількісної оцінки ширини прихованих тріщин в конструкції дорожнього одягу за даними георадара. За результатами чисельного моделювання встановлено, що амплітуда відбитого сигналу зростає з шириною тріщини, на відміну від їх форми, яка залишається досить постійною [42], а також зроблено висновок, що можливість виявлення тріщин суттєво залежить від контрасту шарів, що оточують цю тріщину [42].

Авторами дослідження [11] запропонований підхід до оцінки впливу вологості матеріалу, який заповнює тріщину, ширини і висоти тріщини, провідності матеріалу, що містить тріщину, і центральної частоти георадара на спостережуваний відгук (Рис. 3).

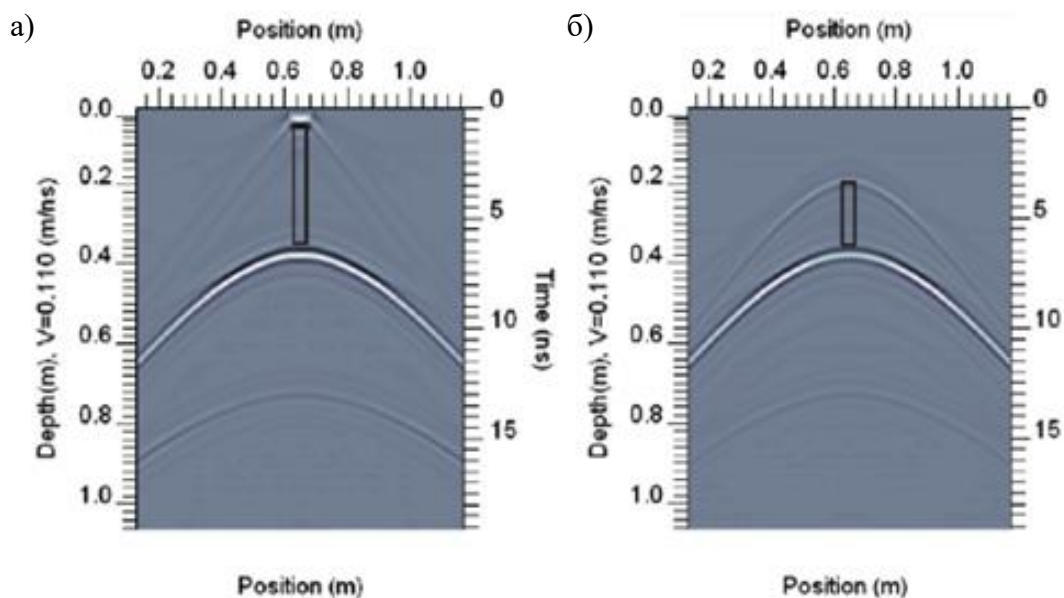


Рис. 3. Змодельована радарограма для антенної системи з центральною частотою 1000 МГц. Висота тріщини: (а) 350 мм, (б) 180 мм [11]

Fig. 3. Simulated radar pattern for antenna system with a center frequency of 1000 MHz. Crack height: (a) 350 mm, (b) 180 mm [11]

Оснoву запропонованого підходу складає чисельне моделювання хвильового поля георадара, що дозволяє розробити перелік ознак тріщин, видимих на радарограмах, на основі встановлення кореляції між візуально спостережуваними тріщинами і відповідними радарограмами з точністю до дециметра [18], що дозволяє ідентифікувати на радарограмах наскрізні тріщини аналогічної форми і розмірів. Цей підхід створює передумови для розробки компаративного алгоритму, основу якого складає реалізація процедури порівняння хвильового поля георадара для тріщин з різними геометричними параметрами.

У міру вдосконалення конструкцій георадарів, були розроблені методи і алгоритми обробки даних для виявлення підповерхневих неоднорідностей [23, 43]. Ці методи передбачають реєстрацію сигналів, відбитих від досліджуваного середовища з внутрішньою неоднорідністю і подальшу обробку цих сигналів різними спеціальними методами. Вони дають можливість визначення діелектричної проникності середовища (через значення кута розкриття гіперболи) і глибини залягання неоднорідності (за часом затримки відбитого сигналу). Однак такі алгоритми не дозволяють одночасно відновлювати характеристики плоскошаруватих середовищ (чисельні значення товщини і діелектричної проникності шарів) і параметри включень, зокрема підповерхневих тріщин (глибина залягання, геометричні розміри поперечного перерізу). Важливим фактором, що впливає на можливості георадара як інструменту дослідження тріщин, є кут і напрямок поширення електромагнітної хвилі щодо тріщини [21]. Для вирішення цих завдань було запропоновано використовувати аналіз поляризаційного стану відбитого

імпульсного сигналу [23, 44]. Незаперечною перевагою такого підходу є можливість здійснення неруйнівної діагностики дорожнього одягу з тріщинами при одночасному визначенні параметрів шарів покриття (діелектричної проникності і товщини). Достатньо суттєвим є те, що сучасні електронні компоненти, алгоритми обробки інформації та програмне забезпечення дозволяють здійснювати моніторинг дорожніх покриттів з тріщинами в режимі безперервного руху автомобіля. Під час руху транспортного засобу зі швидкістю транспортного потоку незначна зміна орієнтації напрямку випромінювання може відбуватися за рахунок коливань кузова автомобіля через нерівності дорожнього покриття. При цьому похибки, викликані порушенням ортогональності орієнтації напрямку зондування щодо меж шарів структури, накопичуються зі збільшенням глибини зондування. Експериментальними дослідженнями [45] підтверджено вплив навіть порівняно невеликих змін кута орієнтації осі зондування у поздовжній площині на амплітуду і форму імпульсних сигналів, відбитих від плоскошаруватого середовища. У роботі [45] метод постановки та розв'язання зворотної задачі розсіювання для плоскошаруватого середовища поширено на середовище з втратами (з урахуванням провідності середовища). Основу методу складають запропоновані авторами алгоритми обробки імпульсного сигналу, відбитого плоскошаруватими середовищами. Перевагами такого підходу є поєднання інформативності імпульсних сигналів надширокосмугових сигналів та ефективності алгоритмів розв'язування обернених задач. Для обробки та інтерпретації експериментальних даних використовується схема Ньютона-Канторовича.

Більшість існуючих програмних систем обробки даних георадарного зондування, що застосовуються під час діагностики дорожнього покриття, реалізують алгоритми автоматичного відновлення значень відносної діелектричної проникності. Модернізація програмного забезпечення [46] дозволила обробляти складні імпульсні сигнали та реалізувати можливість відображення кількісних значень параметрів шарів дорожнього одягу - відносної діелектричної проникності, а також і товщини. Для перевірки адекватності отриманих результатів авторами запропонований метод, заснований на процедурі зіставлення вимірної товщини шарів у лабораторних і польових умовах з результатами, отриманими за допомогою чисельного моделювання.

ВИСНОВКИ

Можна констатувати, що на цей час накопичений значний досвід застосування георадарів для вирішення завдання виявлення, позиціонування та ідентифікації наскрізних тріщин у шарах нежорсткого дорожнього одягу, тоді як дослідження в області георадарної діагностики прихованих тріщин дуже обмежені. Отже, подальші дослідження повинні бути спрямовані на вирішення наступних завдань:

- а) удосконалення методів відновлення діелектричної проникності в багатошарових конструкціях, що дозволить підвищити надійність результатів інтерпретації георадарних даних і оперативність діагностики;
- б) розвиток методів реєстрації та аналізу крос-поляризаційної компоненти сигналу, відбитого від неоднорідностей конструкції, що створює теоретичний фундамент дефектоскопії конструкцій дорожнього одягу та розширює можливості георадарної діагностики;
- в) обґрунтування типу антенних блоків для проведення вимірювань, що дозволить підвищити охоплення вимірювань та їх точність.

Таким чином, проблема оперативного виявлення прихованих (підповерхневих) тріщин і оцінки їх параметрів у шарах нежорсткого дорожнього одягу до теперішнього часу в світовій практиці не вирішена. Для її вирішення необхідно подальше вдосконалення моделей і алгоритмів обробки результатів георадарної діагностики.

КОНФЛІКТ ІНТЕРЕСІВ

Автори повідомляють про відсутність конфлікту інтересів.

СПИСОК ВИКОРИСТАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ

1. Jol Harry M. Ground penetrating radar, theory and applications. Amsterdam: Elsevier B.V.; 2009. 508 p.
2. Saarenketo T, Scullion T. Road evaluation with ground penetrating radar. Journal of Applied Geophysics. 2000;43:119–138. [https://doi.org/10.1016/S0926-9851\(99\)00052-X](https://doi.org/10.1016/S0926-9851(99)00052-X)
3. Forest R, Pynn J, Alani A, Ferne B. The Use of Ground Penetrating Radar for the Monitoring of Road Properties. In: TRL annual research review 2003. Crowthorne: TRL, 2004. pp. 25 - 37.
4. Lahouar S, Al-Qadi IL. Automatic detection of multiple pavement layers from GPR data. NDT and E International Journal. 2008;41(2):69–81. <https://doi.org/10.1016/j.ndteint.2007.09.001>
5. Al-Qadi L, Lahouar S. Detection of asphalt binder aging in flexible pavement by ground penetrating radar. Materials Evaluation. 2005;63(9):921–925.
6. Wong KT, Urbaz E. Ground Penetrating Radar (GPR) – a Tool for Pavement Evaluation and Design. Shaping the future: Linking policy, research and outcomes: 25th ARRB Conference. Perth, Australia: Proceedings.

- 2012; pp. 1–13.
7. Maser KR, Holland J, Roberts R, Popovics J. NDE methods for quality assurance of new pavement thickness. *International Journal of Pavement Engineering*. 2006;7(1):1–10. <https://doi.org/10.1080/10298430500501985>
 8. Abdullah R, Zulhaidi H, Shafri M, Mardeni R, Sabira Khatun. Evaluation of Road Pavement Density Using Ground Penetrating Radar. *Journal of Environmental Science and Technology*. 2009;2:100–111. <https://doi.org/10.3923/jest.2009.100.111>
 9. Grote K, Hubbard S, Harvey J, Rubin Y. Evaluation of infiltration in layered pavements using surface GPR reflection techniques. *Journal of Applied Geophysics*. 2005;57:129–153. <https://doi.org/10.1016/j.jappgeo.2004.10.002>
 10. Shengli Li, Chaoqun Wang, Panxu Sun, Guangming Wu, Dongwei Wang. A localization method for concealed cracks in the road base based on ground penetrating radar. 2016;8(12):1–10. <http://dx.doi.org/10.1177/1687814016683154>
 11. Diamanti Nectaria, Redman David. Field observations and numerical models of GPR response from vertical pavement cracks. *Journal of Applied Geophysics*. 2012;81:106–116. <https://doi.org/10.1016/j.jappgeo.2011.09.006>
 12. Ahmad N, Wistuba M, Lorenz H. GPR as a crack detection tool for asphalt pavements: Possibilities and limitations. 14th International Conference on Ground Penetrating Radar (GPR). Shanghai. 2012; pp. 551–555. <http://dx.doi.org/10.1109/ICGPR.2012.6254925>
 13. Carrick Erica Utsi. *Ground Penetrating Radar: Theory and Practice*. Butterworth – Heinemann; 2017. 224 p.
 14. Miskiewicz M, Lachowicz J, Tysiac P, Jaskula P, Wilde K. The application of non-destructive methods in the diagnostics of the approach pavement at the bridges. *IOP Conf. Series: Materials Science and Engineering* 356. 2018; 8 p. <https://doi.org/10.1088/1757-899X/356/1/012023>
 15. Mardeni R, Raja Abdullah R, Shafri HZM. Road pavement density analysis using a new non-destructive ground penetrating radar system. *Progress In Electromagnetics Research B*. 2010;21:399–417. <http://dx.doi.org/10.2528/PIERB10032202>
 16. Al-Qadi IL, Lahouar S. Measuring layer thicknesses with GPR: Theory to practice. *Construction and Building Materials*. 2005;19:763–772. <https://doi.org/10.1016/j.conbuildmat.2005.06.005>
 17. Stryk Josef. Road diagnostics - ground penetrating radar possibilities. *Intersections Journal*. 2008;5(1):9.
 18. Krysiński Lech, Sudyka Jacek. GPR abilities in investigation of the pavement transversal cracks. *Journal of Applied Geophysics*. 2013;97:27–36. <https://doi.org/10.1016/j.jappgeo.2013.03.010>
 19. Benedetto Andrea, Pajewski Lara. *Civil engineering applications of ground penetrating radar*. Springer. 2015; 371 p.
 20. Saarenketo T. Electrical properties of road materials and subgrade soils and the use of Ground Penetrating Radar in traffic infrastructure surveys. PhD thesis, Faculty of Science. Department of Geosciences. University of Oulu. 2006; 127 p.
 21. Noor Ahmad. Crack detection in asphalt pavements by means of Ground Penetrating Radar (GPR), Institut für Straßenwesen Braunschweig. 2016; 153 p. <https://doi.org/10.24355/dbbs.084-201712080942>
 22. Al-Qadi I, Lahouar S, Jiang K, McGhee KK, Mokarem D. Accuracy of ground penetrating radar for estimating rigid and flexible pavement layer thicknesses, *Transportation research record: Journal of the Transportation Research Board*. No. 1940. Washington, D.C. 2005; pp. 69–78. <http://dx.doi.org/10.1177/0361198105194000109>
 23. Патент на корисну модель. 81296 Україна, (51) МПК E01C 23/00, G01R 29/08 (2006.01). Спосіб виявлення та визначення місць знаходження у тому числі і підповерхневих тріщин в асфальтобетонному покритті / Батракова А.Г., Батраков Д.О., Почанін Г.П.; заявник та патентоутримувач Батракова А.Г., Батраков Д.О., Почанін Г.П., Орленко О.А. – u201300256; заявл. 08.01.2013; опубл. 25.06.2013, Бюл. № 12/2013.
 24. *Ground penetrating radar, theory and applications*. Jol Harry M. (Editor). Amsterdam: Elsevier B.V. 2009; 508 p. <https://doi.org/10.1016/B978-0-444-53348-7.X0001-4>
 25. Levatti H, Prat P, Ledesma A, Cuadrado A, Cordero J. Experimental analysis of 3D cracking in drying soils using ground-penetrating radar. *Geotechnical Testing Journal* 40. 2017;2:221–243. <http://dx.doi.org/10.1520/GTJ20160066>
 26. Annan AP. *Electromagnetic principles of GPR*. In: *Ground Penetrating Radar: Theory and Applications*. 1st edition, Elsevier Science. Amsterdam; 2009. <http://dx.doi.org/10.1016/B978-0-444-53348-7.00001-6>
 27. Uus A, Liatsis P, Slabaugh GG, Anagnostis A, Roberts S, Twist S. Trend Deviation Analysis for Automated Detection of Defects in GPR Data for Road Condition Surveys. *Proceedings of the 23rd International Conference on Systems, Signals and Image Processing*. 2016. <https://doi.org/10.1109/IWSSIP.2016.7502765>
 28. Sandmeier KJ. REFLEXW Version 9.5: Windows™ XP/7/8/10-program for the processing of seismic, acoustic or electromagnetic reflection, refraction and transmission data [software]. Karlsruhe (Germany): Dr. K.J. Sandmeier; Copyright 1998-2020. Available from: www.sandmeier-geo.de/Download/reflexw_manual_a4_booklet.pdf.

29. Sun M, Pan J, Cedric Le Bastard, Wang Y, Li J. Advanced Signal Processing Methods for Ground-Penetrating Radar: Applications to Civil Engineering. 2019 Jul 1;36(4):74–84. <https://doi.org/10.1109/MSP.2019.2900454>
30. Solla M, X. Núñez-Nieto, M. Varela-González, Joaquín Martínez-Sánchez, Arias P. GPR for road inspection: Georeferencing and efficient approach to data processing and visualization. 2014 Jun 1; pp. 913-918. <https://doi.org/10.1109/ICGPR.2014.6970559>
31. Miskiewicz M, Lachowicz J, Tysiac P, Jaskula P, Wilde K. The application of non-destructive methods in the diagnostics of the approach pavement at the bridges. IOP Conference Series: Materials Science and Engineering. 2018 May;356:012023. <https://doi.org/10.1088/1757-899X/356/1/012023>
32. Abdel-Qader I, Krause V, Abu-Amara F, Abudayyeh O. Comparative Study of Deconvolution Algorithms for GPR Bridge Deck Imaging. WSEAS Transactions on Signal Processing 2014;10:20-31.
33. Abu-amara F. An automated framework for defect detection in concrete bridge decks using fractals and independent component analysis. PhD Thesis, Western Michigan University. 2010.
34. Colagrande S, Ranalli D, Tallini M. Ground Penetrating Radar Assessment of Flexible Road Pavement Degradation. International Journal of Geophysics. 2011;2011:1–11. <http://dx.doi.org/10.1155/2011/989136>
35. Cao Y, Guzina BB, Labuz JF. Pavement Evaluation Using Ground Penetrating Radar. Minnesota Department of Transportation. 2008.
36. Liu H, Ling T, Zhang L, Gu D, Cao F. An improved predictive deconvolution based on wavelet analysis for GPR signal processing. 2019 Jun 1. <http://dx.doi.org/10.1109/FENDT47723.2019.8962690>
37. Singh AP, Sharma A, Mishra R, Wagle M, Sarkar AK. Pavement condition assessment using soft computing techniques. International Journal of Pavement Research and Technology. 2018 Nov;11(6):564–81. <https://doi.org/10.1016/j.ijprt.2017.12.006>. <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1996681417301487>
38. Budiman P.A. Rohrnan, Masahiko Niahirnoto. Estimation of Near-Surface Soil Moisture Through GPR Signal Processing Based on Multi-Scaled Spectral Feature Weighting. 2018 Aug 1; <https://doi.org/10.23919/PIERS.2018.8598023>
39. Dera Abdallah Alhadi. Assessment of highway condition using combined geophysical surveys. Doctoral Dissertations. Faculty of the Graduate School of the Missouri university of science and technology. In Partial Fulfillment of the Requirements for the Degree doctor of philosophy in geological engineering. 2016.
40. Francisco F, Jorge P, Mercedes S, Mattia F, Andrea B, Luca C. GPR dipoles orientation in road pavement cracking identification. 20th EGU General Assembly. Proceedings from the conference held 4-13 April, 2018. Vienna, Austria. p.16166
41. Shi-li Guo, Fei Yan, Pei-min Zhu, Xiu-zhong Li. Numerical study on response of ground penetrating radar wave field to crack width. Progress in Geophysics.2016;31:(04). <https://doi.org/10.6038/pg20160451>
42. Fernandes FM, Pais JC. Laboratory observation of cracks in road pavements with GPR Construction and Building Materials. 2017;154:1130-1138. <http://dx.doi.org/10.1016/j.conbuildmat.2017.08.022>
43. Патент на корисну модель. 108136 Україна, (51) МПК E01C23/00, G01R 29/08 (2006.01). Спосіб виявлення підповерхневих тріщин у асфальтобетонному покритті дороги під час руху діагностичної лабораторії в транспортному потоці / Батраков Д.О., Урдзік С.М., Почанін Г.П., Батракова А.Г.; – а201511191; заявл. 13.11.2015; опубл. 27.03.2017, Бюл. № 6/2017.
44. Патент на винахід. 113916 Україна, (51) МПК E01C 23/00, G01R 29/08 (2006.01) Спосіб виявлення підповерхневих тріщин у асфальтобетонному покритті дороги під час руху діагностичної лабораторії в транспортному потоці / Батраков Д.О., Урдзік С.М., Почанін Г.П., Батракова А.Г.; – а201511191; заявл. 13.11.2015; опубл. 27.03.2017, Бюл. № 6/2017
45. Batrakov D, Beloshenko K, Antyufeyeva M, Batrakov A, Urdzik S. Comparative study of signal processing of two uwb gpr antenna units. Telecommunications and Radio Engineering. 2019;78:109-116. <https://doi.org/10.1615/TelecomRadEng.v78.i2.20>
46. Batrakov DO, Batrakov AG, Urdzik SN, Danielyan VR. Nondestructive diagnostics and detection of subsurface cracks in non-rigid pavements with GPR. Diagnostyka. 2021;22(2):85-95. <https://doi.org/10.29354/diag/137915>

REFERENCES

1. Jol Harry M. Ground penetrating radar, theory and applications. Amsterdam: Elsevier B.V; 2009. 508 p.
2. Saarenketo T, Scullion T. Road evaluation with ground penetrating radar. Journal of Applied Geophysics. 2000;43:119–138. [https://doi.org/10.1016/S0926-9851\(99\)00052-X](https://doi.org/10.1016/S0926-9851(99)00052-X)
3. Forest R, Pynn J, Alani A, Ferne B. The Use of Ground Penetrating Radar for the Monitoring of Road Properties. In: TRL annual research review 2003. Crowthorne: TRL, 2004. pp. 25 - 37.
4. Lahouar S, Al-Qadi IL. Automatic detection of multiple pavement layers from GPR data. NDT and E International Journal. 2008;41(2):69–81. <https://doi.org/10.1016/j.ndteint.2007.09.001>
5. Al-Qadi L, Lahouar S. Detection of asphalt binder aging in flexible pavement by ground penetrating radar.

- Materials Evaluation. 2005;63(9):921–925.
6. Wong KT, Urbacae E. Ground Penetrating Radar (GPR) – a Tool for Pavement Evaluation and Design. Shaping the future: Linking policy, research and outcomes: 25th ARRB Conference. Perth, Australia: Proceedings. 2012; pp. 1–13.
 7. Maser KR, Holland J, Roberts R, Popovics J. NDE methods for quality assurance of new pavement thickness. International Journal of Pavement Engineering. 2006;7(1):1–10. <https://doi.org/10.1080/10298430500501985>
 8. Abdullah R, Zulhaidi H, Shafri M, Mardeni R, Sabira Khatun. Evaluation of Road Pavement Density Using Ground Penetrating Radar. Journal of Environmental Science and Technology. 2009;2:100–111. <https://doi.org/10.3923/jest.2009.100.111>
 9. Grote K, Hubbard S, Harvey J, Rubin Y. Evaluation of infiltration in layered pavements using surface GPR reflection techniques. Journal of Applied Geophysics. 2005;57:129–153. <https://doi.org/10.1016/j.jappgeo.2004.10.002>
 10. Shengli Li, Chaoqun Wang, Panxu Sun, Guangming Wu, Dongwei Wang. A localization method for concealed cracks in the road base based on ground penetrating radar. 2016;8(12):1–10. <http://dx.doi.org/10.1177/1687814016683154>
 11. Diamanti Nectaria, Redman David. Field observations and numerical models of GPR response from vertical pavement cracks. Journal of Applied Geophysics. 2012;81:106–116. <https://doi.org/10.1016/j.jappgeo.2011.09.006>
 12. Ahmad N, Wistuba M, Lorenz H. GPR as a crack detection tool for asphalt pavements: Possibilities and limitations. 14th International Conference on Ground Penetrating Radar (GPR). Shanghai. 2012; pp. 551–555. <http://dx.doi.org/10.1109/ICGPR.2012.6254925>
 13. Carrick Erica Utsi. Ground Penetrating Radar: Theory and Practice. Butterworth – Heinemann; 2017. 224 p.
 14. Miskiewicz M, Lachowicz J, Tysiac P, Jaskula P, Wilde K. The application of non-destructive methods in the diagnostics of the approach pavement at the bridges. IOP Conf. Series: Materials Science and Engineering 356. 2018; 8 p. <https://doi.org/10.1088/1757-899X/356/1/012023>
 15. Mardeni R, Raja Abdullah R, Shafri HZM. Road pavement density analysis using a new non-destructive ground penetrating radar system. Progress In Electromagnetics Research B. 2010;21:399–417. <http://dx.doi.org/10.2528/PIERB10032202>
 16. Al-Qadi IL, Lahouar S. Measuring layer thicknesses with GPR: Theory to practice. Construction and Building Materials. 2005;19:763–772. <https://doi.org/10.1016/j.conbuildmat.2005.06.005>
 17. Stryk Josef. Road diagnostics - ground penetrating radar possibilities. Intersections Journal. 2008;5(1):9.
 18. Krysiński Lech, Sudyka Jacek. GPR abilities in investigation of the pavement transversal cracks. Journal of Applied Geophysics. 2013;97:27–36. <https://doi.org/10.1016/j.jappgeo.2013.03.010>
 19. Benedetto Andrea, Pajewski Lara. Civil engineering applications of ground penetrating radar. Springer. 2015; 371 p.
 20. Saarenketo T. Electrical properties of road materials and subgrade soils and the use of Ground Penetrating Radar in traffic infrastructure surveys. PhD thesis, Faculty of Science. Department of Geosciences. University of Oulu. 2006; 127 p.
 21. Noor Ahmad. Crack detection in asphalt pavements by means of Ground Penetrating Radar (GPR), Institut für Straßenwesen Braunschweig, 2016; 153 p. <https://doi.org/10.24355/dbbs.084-201712080942>
 22. Al-Qadi I, Lahouar S, Jiang K, McGhee KK, Mokarem D. Accuracy of ground penetrating radar for estimating rigid and flexible pavement layer thicknesses, Transportation research record: Journal of the Transportation Research Board. No. 1940. Washington, D.C. 2005; pp. 69–78. <http://dx.doi.org/10.1177/0361198105194000109>
 23. Utility model patent. 81296 Ukraine, (51) IPC E01C 23/00, G01R 29/08 (2006.01). The method of detection and determination of locations, including subsurface cracks in the asphalt concrete coating / Batrakova A.G., Batrakov D.O., Pochanin G.P.; applicant and patent holder Batrakova A.G., Batrakov D.O., Pochanin G.P., Orlenko O.A. – u201300256; statement 08.01.2013; published 25.06.2013, Bul. No. 12/2013. (In Ukrainian)
 24. Ground penetrating radar, theory and applications. Jol Harry M. (Editor). Amsterdam: Elsevier B.V. 2009; 508 p. <https://doi.org/10.1016/B978-0-444-53348-7.X0001-4>
 25. Levatti H, Prat P, Ledesma A, Cuadrado A, Cordero J. Experimental analysis of 3D cracking in drying soils using ground-penetrating radar. Geotechnical Testing Journal 40. 2017;2:221–243. <http://dx.doi.org/10.1520/GTJ20160066>
 26. Annan AP. Electromagnetic principles of GPR. In: Ground Penetrating Radar: Theory and Applications. 1st edition, Elsevier Science. Amsterdam; 2009. <http://dx.doi.org/10.1016/B978-0-444-53348-7.00001-6>
 27. Uus A, Liatsis P, Slabaugh GG, Anagnostis A, Roberts S, Twist S. Trend Deviation Analysis for Automated Detection of Defects in GPR Data for Road Condition Surveys. Proceedings of the 23rd International Conference on Systems, Signals and Image Processing. 2016. <https://doi.org/10.1109/IWSSIP.2016.7502765>
 28. Sandmeier KJ. REFLEXW Version 9.5: Windows™ XP/7/8/10-program for the processing of seismic, acoustic or electromagnetic reflection, refraction and transmission data [software]. Karlsruhe (Germany): Dr.

- K.J. Sandmeier; Copyright 1998-2020. Available from: www.sandmeier-geo.de/Download/reflexw_manual_a4_booklet.pdf.
29. Sun M, Pan J, Cedric Le Bastard, Wang Y, Li J. Advanced Signal Processing Methods for Ground-Penetrating Radar: Applications to Civil Engineering. 2019 Jul 1;36(4):74–84. <https://doi.org/10.1109/MSP.2019.2900454>
 30. Solla M, X. Núñez-Nieto, M. Varela-González, Joaquín Martínez-Sánchez, Arias P. GPR for road inspection: Georeferencing and efficient approach to data processing and visualization. 2014 Jun 1; pp. 913-918. <https://doi.org/10.1109/ICGPR.2014.6970559>
 31. Miskiewicz M, Lachowicz J, Tysiac P, Jaskula P, Wilde K. The application of non-destructive methods in the diagnostics of the approach pavement at the bridges. IOP Conference Series: Materials Science and Engineering. 2018 May;356:012023. <https://doi.org/10.1088/1757-899X/356/1/012023>
 32. Abdel-Qader I, Krause V, Abu-Amara F, Abudayyeh O. Comparative Study of Deconvolution Algorithms for GPR Bridge Deck Imaging. WSEAS Transactions on Signal Processing 2014;10:20-31.
 33. Abu-amara F. An automated framework for defect detection in concrete bridge decks using fractals and independent component analysis. PhD Thesis, Western Michigan University. 2010.
 34. Colagrande S, Ranalli D, Tallini M. Ground Penetrating Radar Assessment of Flexible Road Pavement Degradation. International Journal of Geophysics. 2011;2011:1–11. <http://dx.doi.org/10.1155/2011/989136>
 35. Cao Y, Guzina BB, Labuz JF. Pavement Evaluation Using Ground Penetrating Radar. Minnesota Department of Transportation. 2008.
 36. Liu H, Ling T, Zhang L, Gu D, Cao F. An improved predictive deconvolution based on wavelet analysis for GPR signal processing. 2019 Jun 1. <http://dx.doi.org/10.1109/FENDT47723.2019.8962690>
 37. Singh AP, Sharma A, Mishra R, Wagle M, Sarkar AK. Pavement condition assessment using soft computing techniques. International Journal of Pavement Research and Technology. 2018 Nov;11(6):564–81. <https://doi.org/10.1016/j.ijprt.2017.12.006>. <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1996681417301487>
 38. Budiman P.A. Rohrnan, Masahiko Niahirnoto. Estimation of Near-Surface Soil Moisture Through GPR Signal Processing Based on Multi-Scaled Spectral Feature Weighting. 2018 Aug 1; <https://doi.org/10.23919/PIERS.2018.8598023>
 39. Dera Abdallah Alhadi. Assessment of highway condition using combined geophysical surveys. Doctoral Dissertations. Faculty of the Graduate School of the Missouri university of science and technology. In Partial Fulfillment of the Requirements for the Degree doctor of philosophy in geological engineering. 2016.
 40. Francisco F, Jorge P, Mercedes S, Mattia F, Andrea B, Luca C. GPR dipoles orientation in road pavement cracking identification. 20th EGU General Assembly. Proceedings from the conference held 4-13 April, 2018. Vienna, Austria. p.16166
 41. Shi-li Guo, Fei Yan, Pei-min Zhu, Xiu-zhong Li. Numerical study on response of ground penetrating radar wave field to crack width. Progress in Geophysics.2016;31:(04). <https://doi.org/10.6038/pg20160451>
 42. Fernandes FM, Pais JC. Laboratory observation of cracks in road pavements with GPR Construction and Building Materials. 2017;154:1130-1138. <http://dx.doi.org/10.1016/j.conbuildmat.2017.08.022>
 43. Patent for a utility model. 108136 Ukraine, (51) IPC E01C23/00, G01R 29/08 (2006.01). The method of detecting subsurface cracks in the asphalt concrete road surface during the movement of the diagnostic laboratory in the traffic flow / Batrakov D.O., Urdzik S.M., Pochanin G.P., Batrakova A.G.; – a201511191; statement 11/13/2015; published 27.03.2017, Bul. No. 6/2017. (In Ukrainian)
 44. Patent for an invention. 113916 Ukraine, (51) IPC E01C 23/00, G01R 29/08 (2006.01) The method of detecting subsurface cracks in the asphalt concrete road surface during the movement of the diagnostic laboratory in the traffic flow / Batrakov D.O., Urdzik S.M., Pochanin H. .P., Batrakova A.G.; – a201511191; statement 11/13/2015; published 27.03.2017, Bul. No. 6/2017 (In Ukrainian)
 45. Batrakov D, Beloshenko K, Antyufeyeva M, Batrakova A, Urdzik S. Comparative study of signal processing of two uwb gpr antenna units. Telecommunications and Radio Engineering. 2019;78:109-116. <https://doi.org/10.1615/TelecomRadEng.v78.i2.20>
 46. Batrakov DO, Batrakova AG, Urdzik SN, Danielyan VR. Nondestructive diagnostics and detection of subsurface cracks in non-rigid pavements with GPR. Diagnostyka. 2021;22(2):85-95. <https://doi.org/10.29354/diag/137915>

Стаття надійшла до редакції: 14 вересня 2022 р.

Рекомендовано до друку: 2 листопада 2022 р.

OVERVIEW OF MODERN METHODS OF PROCESSING GEORADAR SIGNALS IN TASKS OF DEFECTOSCOPY

D.O. Batrakov¹, M.S. Antyufeyeva¹, A.G. Batrakova², S.N. Urdzik²

¹V. N. Karazin Kharkiv National University, 4, Svobody Square, Kharkiv, 61022, Ukraine

²Kharkiv National Automobile and Highway University (KNAHU), 25, Yaroslava Mudrogo St, Kharkiv, 61002, Ukraine

Relevance. The relevance of research is due to the need to implement strategic tasks to extend the residual resource of engineering structures and ensure their reliability. Implementation of this direction is associated with methods of subsurface sounding, means of obtaining information and its processing. Despite significant progress in the development of modern GPR signal processing methods, the task of choosing the most effective method for the purpose of GPR sounding has not yet been solved. The solution of the given task should be based on the analysis of modern methods of processing GPR signals with the definition of the scope of their application, limitations and advantages.

The purpose of the work is to analyze the possibilities of modern ultra-broadband ground-penetrating radars and methods of processing pulsed ground-penetrating radar signals to solve problems of flaw detection in flat-layer structurally heterogeneous structures. Materials and methods. Physics-mathematical models of propagation of ultra-broadband signals in flat-layered media, modern models and methods of processing and interpretation of ground-penetrating radar sounding data in relation to the tasks of flaw detection of non-rigid road clothing on highways form the basis of research.

The results. Based on the results of the analysis, the field of application of georadar signal processing methods in relation to the task of finding and positioning subsurface heterogeneities in flat-layered structurally heterogeneous environments, in particular in non-rigid road wear, is determined. The directions of further research in the field of ground-penetrating radar diagnostics of subsurface inhomogeneity have been determined.

Conclusions. Considerable experience has been accumulated in the application of ground-penetrating radars to solve problems of flaw detection, but research in the field of ground-penetrating radar diagnostics of subsurface cracks is very limited. Further research should be aimed at: improving the methods of restoring dielectric permeability in multilayer structures, which increases the reliability of GPR data interpretation; development of methods of registration and analysis of the signal reflected from inhomogeneities of the structure, which creates a theoretical foundation of defectoscopy and expands the possibilities of ground-penetrating radar diagnostics; substantiating the type of antenna units for measurements, which will increase their accuracy.

KEY WORDS: *ultra-broadband GPR pulse signals; GPR signal processing methods; flat-layer environment; subsurface cracks; defectoscopy*

The article was received by the editors: 14 September 2022

The article is recommended for printing: 2 November 2022

Оригінальна стаття

<https://doi.org/10.26565/2311-0872-2022-37-02>

УДК 778.38:681.723.26

В.П. ТИТАР, к. ф.-м. наук, с.н.с.

e-mail: inhol@ukr.net ORCID ID: <https://orcid.org/0000-0002-4874-8929>

О.В. ШПАЧЕНКО, н.с.

e-mail: shpachenkoov@gmail.com ORCID ID: <https://orcid.org/0000-0002-6072-5340>

Харківський національний університет імені В.Н. Каразіна,

майдан Свободи, 4, м. Харків, 61022, Україна

ЦИФРОВИЙ ГОЛОГРАФІЧНИЙ ІНТЕРФЕРЕНЦІЙНИЙ МІКРОСКОП: ФІЗИЧНІ МЕТОДИ ТА АЛГОРИТМИ ОБРОБКИ ІНФОРМАЦІЇ

Актуальність. Інтерферометричні методи тривимірної візуалізації мікрооб'єктів є значною мірою неінвазивними та безконтактними. Вони можуть застосовуватися для отримання інформації в реальному масштабі часу при дослідженні живих об'єктів та таких, які швидко змінюються. Інтерферометричні методи у поєднанні з методами голографічної мікроскопії здатні скласти гідну конкуренцію таким передовим неоптичним методам, як електронна та атомно-силова мікроскопія. Тому теоретичний та науково-практичний розвиток методів цифрової голографічної інтерференційної мікроскопії є важливою та актуальною задачею.

Мета роботи – вибір оптимального методу тривимірної візуалізації фазових мікрооб'єктів та створення на його основі лабораторного макету цифрового голографічного інтерференційного мікроскопу (ЦГІМ), а також проведення експериментів для вивчення на практиці технічних можливостей розробленого пристрою.

Матеріали та методи. Для створення ЦГІМ використано метод інтерференції у смугах кінцевої ширини, а також методи та принципи оптичної голографії.

Результати. Теоретично обґрунтовано вибір методу інтерференції у смугах кінцевої ширини для тривимірної візуалізації фазових мікрооб'єктів. Представлено схему оптичної частини ЦГІМ. Наведено опис алгоритму обробки отриманої за його допомогою інформації для відновлення тривимірного зображення фазових мікрооб'єктів. Проведено теоретичний розрахунок роздільної здатності ЦГІМ. На прикладі дослідження тонких прозорих плівок показано ефективність використання ЦГІМ у дослідженні тривимірної морфології та вимірюванні товщини фазових мікрооб'єктів з точністю до 10 нм.

Висновки. Представлено теоретичне обґрунтування та експериментальне підтвердження ефективності використання ЦГІМ у відновленні тривимірних зображень фазових мікрооб'єктів, вимірюванні їх фазових профілів, оптичної товщини та геометричних параметрів з високим ступенем точності в реальному масштабі часу. При цьому рель'єф поверхні мікрооб'єкту у напрямку оптичної осі ЦГІМ відновлюється з надвисоким розрізненням, що дозволяє візуалізувати деталі, розмір яких набагато менше довжини хвилі лазерного випромінювання, що використовується в цьому приладі. Такі характеристики дозволять широко використовувати ЦГІМ у різних галузях науки та техніки.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: голографія, інтерференційні методи, мікроскоп, фазові мікрооб'єкти.

Як цитувати: Титар ВП, Шпаченко ОВ. Цифровий голографічний інтерференційний мікроскоп: фізичні методи та алгоритми обробки інформації. . Вісник Харківського національного університету імені В. Н. Каразіна. Серія «Радіофізика та електроніка». 2022; 37:20-30 . <https://doi.org/10.26565/2311-0872-2022-37-02>

In cites: Tytar V, Shpachenko O. Digital holographic interference microscopy: Physical method and algorithms of information processing. Visnyk of V.N. Karazin Kharkiv National University, series "Radio Physics and Electronics". 2022; 37:20-30. (In Ukrainian). <https://doi.org/10.26565/2311-0872-2022-37-02>

ВСТУП

Тривимірна візуалізація мікрооб'єктів, іншими словами тривимірна мікроскопія, знаходить застосування у вирішенні широкого кола наукових та науково-технічних задач в області різних природних наук, таких як фізика, біологія, медицина. Вона забезпечує отримання інформації про структуру об'єкту у тих випадках, коли результатів дослідження методами традиційної оптичної мікроскопії виявляється вже недостатньо. Одним з таких випадків є дослідження прозорих (фазових) мікрооб'єктів, які не змінюють інтенсивність взаємодіючого з ними випромінювання. Дієвим методом візуалізації таких мікрооб'єктів є перетворення фазових змін, які вони вносять у світлову хвилю, що проходить, у зміни розподілення інтенсивності у їх зображенні на основі інтерференції.

В наш час ця область мікроскопії стрімко розвивається. Маючи низку очевидних переваг, інтерференційні методи тривимірної мікроскопії здатні конкурувати, а для деяких наукових задач, які не потребують високого розрізнення, навіть замінити передові неоптичні методи, такі як електронна або атомно-силова мікроскопія. Нечисленні повноцінно функціонуючі прилади тривимірної візуалізації на основі інтерференційних методів широко затребувані.

Методи цифрової інтерферометрії, які покладено в основу мікроскопічного дослідження, дозволяють виключити суб'єктивність візуального сприйняття зображення й отримати точні кількісні дані про об'єкт, які використовуються для уніфікованої тривимірної графічної інтерпретації. При цьому поєднання методів лазерної інтерферометрії, голографії та сучасних технологій комп'ютерної обробки даних забезпечує базу для створення принципово нових оптичних приладів мікроскопічного дослідження. Тому розвиток як теоретичних основ, так і практичних аспектів застосування методів цифрової голографічної інтерференційної мікроскопії є важливою та актуальною задачею.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧІ

Серед мікроскопічних об'єктів, візуальне дослідження яких викликає значний інтерес, є великий клас так званих фазових мікрооб'єктів. Такі об'єкти практично не змінюють інтенсивність випромінювання, яке проходить крізь них, а вносять у хвильовий фронт лише фазові зміни. Тому їх дослідження методами класичної світлової мікроскопії виявляється вкрай важким. Під час спостереження у оптичний мікроскоп вони залишаються невидимими, тому що ані око, ані будь-який інший фотоприймач випромінювання не може зареєструвати зміни фази.

Для вивчення фазових мікрооб'єктів в наш час розроблено різні методи, які умовно можна розділити на два класи:

1) методи, які впливають безпосередньо на сам об'єкт з метою надання йому амплітудних або спектральних властивостей;

2) оптичні методи, що дозволяють перетворити фазові зміни, які вносять в світлову хвилю прозорий мікрооб'єкт, у зміни інтенсивності в його зображенні.

До першого класу методів можна віднести фарбування всього об'єкту або його окремих елементів різними хімічними сполуками [1], а також обробку об'єкту флуорохромами з наступним збудженням флуоресценції у видимій області спектру [2, 3].

Фарбування фуksiном, гематоксиліном, метиленовим синім та подібними барвниками в поєднанні з використанням звичайного світлового мікроскопа є простим та недорогим методом візуалізації прозорих мікрооб'єктів, що широко застосовується в біології та медицині. Однак цей метод не дозволяє проводити точні кількісні вимірювання товщини мікрооб'єкту у кожній його точці та відновлювати його тривимірне зображення.

Флуоресцентна мікроскопія, яка заснована на введенні в об'єкт дослідження флуорохромів, дозволяє подолати дифракційну межу звичайних мікроскопів завдяки високоточним системам збору корисних сигналів з їх подальшою складною комп'ютерною обробкою. Різні модифікації та методи флуоресцентної мікроскопії, що дозволяють відновлювати тривимірне зображення досліджуваних мікрооб'єктів, знаходять застосування в медико-біологічних дослідженнях, а також у матеріалознавстві під час аналізу складу хімічних субстанцій, виявленні різних вкраплень, дефектів поверхні і т. ін.

Незважаючи на певні переваги, що притаманні наведеним вище методам, існує достатньо багато практичних задач, під час вирішення яких безпосередній вплив на сам об'єкт виявляється небажаним або практично нездійсненним без його значних фізичних змін. В цьому випадку незамінними виявляються оптичні методи перетворення фазових спотворень у зміни інтенсивності. До таких методів відносяться фазово-контрастні та інтерференційні методи оптичної мікроскопії.

Метод фазового контрасту, вперше запропонований голландським вченим Фріцем Церніке, реалізується у світловому мікроскопі шляхом розміщення в нульовий порядок дифракції фазової пластинки, яка викликає відставання або випередження фази хвилі нульового порядку відносно фази хвиль, які дифрагували на мікрооб'єкті. Завдяки тому, що інтенсивність нульового порядку значно вище інтенсивностей вищих порядків дифракції, додавання та віднімання хвиль не приводить до високого контрасту отриманих зображень. Для підвищення контрасту використовують пластинки з коефіцієнтом пропускання менше одиниці, що призводить до падіння загальної інтенсивності зображення. При великій оптичній товщині мікрооб'єктів застосовуваний фазовий зсув ($\pi/2$) в нульовому порядку дифракції не є оптимальним, й зникає лінійна залежність інтенсивності зображення від фазового зсуву, який вносить об'єкт. Оскільки метод фазового контрасту заснований на можливості впливати на пряме світло, не

змінюючи світла, яке дифрагувало на досліджуваному мікрооб'єкті, то для недостатньо малих мікрооб'єктів світло, яке дифрагувало, буде змішано з прямим, що позначиться на якості отримуваних результатів. Таким чином, метод фазового контрасту є тим більш ефективним, чим менше лінійні розміри та оптична товщина досліджуваного об'єкту.

Великий практичний інтерес мають оптичні методи візуалізації фазових мікрооб'єктів, в яких явище інтерференції використовується для перетворення фазових змін, які вносить мікрооб'єкт, у зміни розподілення інтенсивності в його зображенні.

Інтерферометричні методи тривимірної візуалізації мікрооб'єктів широко затребувані при вирішенні широкого кола наукових та практичних задач як у галузі фізики, зокрема фізики металів та напівпровідників, так і у колі інтересу інших природних наук, таких як медицина і біологія, а також як методи контролю якості у різних виробничих галузях. Ці методи є високою мірою неінвазивними, безконтактними й можуть застосовуватися для отримання інформації у реальному масштабі часу. Такі переваги роблять їх практично незамінними при дослідженні живих мікрооб'єктів та таких, які швидко змінюються. Сфера їх застосування неухильно зростає. Задача їх розвитку та удосконалення не втрачає актуальності.

В основі успіху реалізації методів інтерферометрії лежить умова ідентичності взаємодіючих об'єктної та опорної світлових хвиль. Дотримання цієї умови в класичній інтерферометрії по низці знаних причин є доволі проблематичним. Одним із методів вирішення цієї проблеми є використання оптичної голографії.

Оптична голографія є ефективним методом запису й відновлення розподілення фази, амплітуди та напрямку розповсюдження у хвильових фронтах будь-якої складності. Таким чином, цей метод може бути застосовано для створення високоточної голографічної копії хвилі, яка пройшла крізь оптичний тракт з будь-якими фізичними параметрами. При застосуванні таких копій можливо реалізувати когерентну взаємодію двох хвильових фронтів зі значно більшим ступенем ідентичності, ніж та, яка забезпечується підбором однакових оптичних елементів у класичній інтерферометрії.

Ця стаття присвячена обґрунтуванню вибору оптимального інтерферометричного методу візуалізації фазових мікрооб'єктів з використанням голографії та створенню пристрою, який реалізує вибраний метод на практиці.

ВИБІР МЕТОДУ ГОЛОГРАФІЧНОЇ ІНТЕРФЕРОМЕТРІЇ ДЛЯ ТРИВИМІРНОЇ ВІЗУАЛІЗАЦІЇ ФАЗОВИХ МІКРООБ'ЄКТІВ

Як в класичній, так і в голографічній інтерферометрії зовнішній вигляд отриманої інтерференційної картини та способи її розшифровки залежать від налаштування інтерферометра на нескінченно широку смугу або на смуги кінцевої ширини.

У методі інтерферометрії у нескінченно широкій смузі візуалізація фазового мікрооб'єкту здійснюється за рахунок інтерференції двох хвиль рівної інтенсивності, одна з яких пройшла крізь досліджуваний мікрооб'єкт.

Результуючий розподіл інтенсивності I в інтерференційній картині (інтерферограмі), що утворюється при інтерференції двох когерентних хвиль рівної інтенсивності, які пройшли крізь два однакові канали мікроскопа й відрізняються тільки тим, що в одному з хвильових фронтів перед об'єктивом мікроскопу знаходиться фазовий мікрооб'єкт, визначається основним рівнянням інтерференції:

$$I(x', y') = 2I_0 \left(1 + \cos[\varphi_2 - \varphi_1 + \Delta\varphi(x, y)] \right), \quad (1)$$

де I_0 - інтенсивність кожної з взаємодіючих хвиль, φ_1 і φ_2 - фази цих хвиль, $\Delta\varphi(x, y)$ - фазовий зсув, який внесений об'єктом у хвилю, що проходить, (x, y) - координати у площині об'єкту, (x', y') - координати у площині зображення.

При цьому інтенсивність фону I_ϕ визначається виразом:

$$I_\phi(x', y') = 2I_0 [1 + \cos(\varphi_2 - \varphi_1)]. \quad (2)$$

Налаштуванням інтерферометра можна досягнути такої різниці ходу променів, щоб $(\varphi_2 - \varphi_1)$ дорівнювало 0 або π .

Якщо інтерферометр налаштований таким чином, що хвилі додаються у фазі (додавання хвильових фронтів, $(\varphi_2 - \varphi_1) = 0$), то формується темне зображення об'єкту на світлому фоні. У тому випадку, коли фази двох хвиль, що взаємодіють, є протилежними (віднімання хвильових фронтів, $(\varphi_2 - \varphi_1) = \pi$),

формується світле зображення об'єкту на темному фоні. Зміна інтенсивності на інтерферограмі при додаванні та відніманні хвиль модулюється набігом фази хвилі при проходженні крізь фазовий мікрооб'єкт, що дозволяє визначити фізичну товщину мікрооб'єкту у кожній його точці. Втім реальні мікрооб'єкти практично завжди виявляють не тільки фазові, але й амплітудні властивості. Крім того, дифракція на краях мікрооб'єкту може призводити до значного перерозподілу інтенсивності в об'єктному пучку. Досягнення постійного значення інтенсивності у використовуваній частині профілю пучка також є достатньо складною задачею. Тому практичне використання цього методу потребує реєстрації як інтерферограми мікрооб'єкту у нескінченно широкій смузі, так і вихідних розподілень інтенсивності в опорному та об'єктному пучках. Тобто для отримання з однієї інтерферограми достовірної інформації щодо фазового профілю мікрооб'єкту методом інтерферометрії у нескінченно широкій смузі потрібно реєструвати та в подальшому аналізувати ще два додаткових зображення. Це робить такий метод достатньо громіздким та обмежує можливості його використання для дослідження мікрооб'єктів, які змінюються у часі.

В методі інтерферометрії у смугах кінцевої ширини взаємодіють опорна та об'єктна хвилі, між якими заданий якийсь певний кут θ . При цьому замість однорідного поля утворюється смугасте з рівномірним чергуванням максимумів та мінімумів інтенсивності.

В цьому випадку розподілення інтенсивності в зображенні мікрооб'єкта й фона мають вигляд:

$$I(x', y') = 2I_0 \left(1 + \cos \left[\varphi_2 - \varphi_1 + \Delta\varphi(x, y) - \frac{2\pi x}{T} \right] \right), \quad (3)$$

$$I_\varphi(x', y') = 2I_0 \left[1 + \cos(\varphi_2 - \varphi_1) - \frac{2\pi x}{T} \right], \quad (4)$$

де $T = \frac{\lambda}{2 \sin(\theta/2)}$ - період системи опорних інтерференційних смуг, λ - довжина хвилі випромінювання,

яке використовується. Вісь у спрямована вздовж смуг кінцевої ширини.

Фазовий зсув, що внесено мікрооб'єктом у хвилю, яка крізь нього пройшла, призводить до зміни первісної інтерференційної картини, що проявляється у відхиленні опорних інтерференційних смуг відносно їх початкового положення. Такі відхилення формують своєрідний фазовий силует мікрооб'єкта. Величина відхилення інтерференційної смуги $h(x', y')$, яка визначається у деякій точці площини зображення (на інтерферограмі), пропорційна набігу фази хвилі у відповідній точці площини об'єкту $\Delta\varphi(x, y)$:

$$h(x', y') = \frac{T \Delta\varphi(x, y)}{2\pi}. \quad (5)$$

Для мікрооб'єктів з однорідним розподіленням показника заломлення товщина мікрооб'єкта у певній точці $t(x, y)$ дорівнює:

$$t(x, y) = \frac{\lambda h(x', y')}{T \Delta n}. \quad (6)$$

де Δn - різниця показників заломлення мікрооб'єкта та оточуючого середовища.

Таким чином, зміна відхилень інтерференційних смуг відносно їх вихідного положення на інтерферограмі та їх періоду забезпечує можливість обчислення фазового профілю та, відповідно, товщини мікрооб'єкту у кожній його точці.

На відміну від методу інтерферометрії у нескінченно широкій смузі, в цьому методі вся необхідна фазова інформація про досліджуваний об'єкт міститься в одному зображенні. Це робить метод зручним для дослідження об'єктів, що змінюються у часі. Цей метод не потребує вимірювання абсолютних значень інтенсивності, тому передатна функція системи реєстрації не впливає на результат вимірювання. Завдяки цим позитивним властивостям, метод інтерференції у смугах кінцевої ширини було обрано для створення цифрового голографічного інтерференційного мікроскопу як зручного та ефективного приладу для тривимірної візуалізації фазових мікрооб'єктів.

Вперше методи голографічної інтерферометрії у смугах кінцевої ширини в реальному масштабі часу успішно використовувалися для вирішення задачі візуалізації фазових мікрооб'єктів в роботах [4] та [5]. В подальшому цифровий голографічний інтерференційний мікроскоп (ЦГІМ), який на практиці реалізує ці методи, було в значній мірі модифіковано та модернізовано [6].

ОПТИЧНА СХЕМА ЦИФРОВОГО ГОЛОГРАФІЧНОГО ІНТЕРФЕРЕНЦІЙНОГО МІКРОСКОПУ

На першому етапі створення оптичної частини цифрового голографічного інтерференційного мікроскопу на голографічній пластинці фіксується голограма когерентного (лазерного) світлового пучка, який пройшов крізь оптичний тракт мікроскопу та інші елементи конструкції у відсутності об'єкту. Після відповідної фотохімічної обробки ця фотопластина з записаною на ній голограмою стає стаціонарним оптичним елементом ЦГІМ й дозволяє відновлювати голографічну копію оптики, яка складає об'єктний канал ЦГІМ. Ця фотопластина, що розташована в опорному каналі ЦГІМ, дозволяє створити опорну хвилю, хвильовий фронт якої ідентичний хвильовому фронту об'єктної хвилі.

Початково ЦГІМ налаштований на отримання інтерферограм у нескінченно широкій смузі з відніманням хвильових фронтів, що визначено умовами запису голограми. Для отримання інтерферограм у смугах кінцевої ширини необхідно створити кут сходження взаємодіючих пучків, який не є нульовим. Це здійснюється поперечним зміщенням голограми на відповідну відстань відносно її вихідного положення. Переміщуючи голограму за допомогою мікрогвинтів, можна плавно налаштовувати період інтерферограми та отримати будь-яку необхідну кількість смуг на одиницю лінійного розміру досліджуваного об'єкту. Напрямок смуг на інтерферограмі буде перпендикулярним напрямку зміщення голограми і також може плавно регулюватися у межах кута нахилу 180° незалежно від періоду. Така можливість забезпечує значні переваги у порівнянні із зніманнями інтерференційних мікроскопів [7].

Принципова оптична схема ЦГІМ наведена на Рис. 1. Лазер 1 є джерелом когерентного світла, що

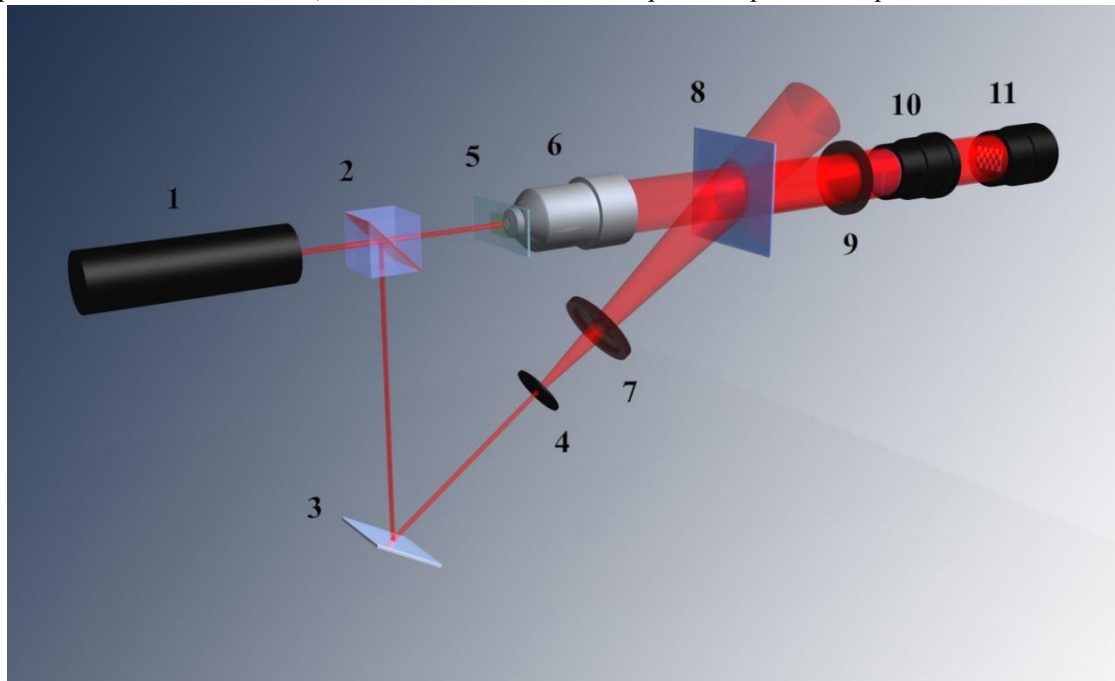


Рис. 1. Схема оптичної частини цифрового голографічного інтерференційного мікроскопа: 1 – лазер, 2 – світлоділник, 3 – плоске дзеркало, 4 – пінхол, 5 – об'єкт, 6 – мікрооб'єктив, 7 та 9 – поляризатори, 8 – голограма, 10 – окуляр мікроскопу, 11 – цифрова камера.

Fig. 1. Optical layout of digital holographic interference microscope: 1 – laser, 2 – beam splitter, 3 – flat mirror, 4 – pinhole, 5 object, 7 and 9 – polarizers, 8 – hologram, 10 – microscope eyepiece, 11 – digital camera.

необхідно для формування інтерферограм в процесі експлуатації ЦГІМ. Промінь, що вийшов з лазера, за допомогою світлоділника 2 розподіляється на два світлових пучка: об'єктний та опорний. Опорний пучок після відбиття від плоского дзеркала 3 проходить крізь пінхол 4, поляризатор 7, потрапляє на голограму 8 та відновлює уявний незбурений об'єктний пучок, який поширюється у напрямку спостереження. Об'єктний пучок проходить в реальному масштабі часу крізь об'єкт 5 (набуваючи відповідних фазових змін), сфокусований на об'єкті мікрооб'єктив 6 й також потрапляє на голограму 8. У просторі за голографічною пластинкою відбувається інтерференція двох ідентичних хвильових фронтів, один з яких в реальному часі проходить крізь об'єкт, а другий є заздалегідь записаною та відновленою по голограмі

копією першого, яка не збурена проходженням крізь досліджуваній об'єкт. Результуючий світловий пучок проходить крізь поляризатор 9 та окуляр 10. Отримана інтерференційна картина (інтерферограма) реєструється цифровою камерою 11. Поляризатори 7 та 9 призначені для керування інтенсивністю взаємодіючих світлових пучків та підвищення якості отримуваних інтерферограм. Після реєстрації цифровою камерою інтерферограма досліджуваного об'єкту передається в персональний комп'ютер (на схемі не показаний), де виконується відповідна математична обробка даних й графічне побудування тривимірної моделі об'єкту.

Для успішної реалізації задачі побудови ЦГІМ необхідно джерело випромінювання з достатньою довжиною когерентності, елементи схеми повинні кріпитися на оптичній плиті з високим рівнем віброзахисту, голографічні пластини повинні мати високе розрізнення й чутливість до довжини хвилі випромінювання, яке використовується.

При створенні лабораторного зразка ЦГІМ використовувався He-Ne лазер моделі ЛГ-38 з довжиною хвилі безперервного випромінювання 0,633 мкм, потужністю 50 мВт та довжиною когерентності біля 20 см, який працював у одномодовому режимі генерації. При побудові оптичної схеми використовувалися стандартні оптичні елементи та тримачі, які серійно випускаються, а також штатив, предметний столик, револьвер для зміни об'єктів й відповідні механізми для налаштування мікроскопу «Біолам-70». Для реєстрації голограми, яка є стаціонарним оптичним елементом ЦГІМ, використовувалися фотографічні пластини для голографії ПФГ-03 з максимумом спектральної чутливості 0,633 мкм та розрізненням не менш 5000 ліній/мм. Монтажна оптична плита була встановлена на важкій вібростійкій платформі, вмонтованій в підлогу підвального приміщення. Для обробки голографічних пластин використовувався проявник ГП-3 та фіксаж БКФ. Конфігурація взаємодіючих пучків вибиралася таким чином, щоби геометрична різниця ходу між ними не перевищувала довжину когерентності лазера.

Кут сходження об'єктного та опорного пучків θ вибирався в діапазоні 30—60°. В цьому випадку при довжині хвилі лазера $\lambda=0,633$ мкм період інтерференційної картини, що реєструється, $T = \frac{\lambda}{2 \sin(\theta/2)}$

лежить в діапазоні від 1,22 до 0,63 мкм (820—1580 смуг/мм), що цілком покривається здатністю розрізняти того типу голографічних пластин, який використовувався.

Завдяки своїй конструкції, створений лабораторний зразок ЦГІМ забезпечує можливість отримання наступних типів зображення:

- мікроскопічні зображення в когерентному світлі з фіксованим збільшенням;
- інтерферограми у смугах кінцевої ширини з періодом, що налаштовується;
- інтерферограми у нескінченно широкій інтерференційній смузі при відніманні або додаванні хвильових фронтів;
- поляризаційно-контрастні зображення;
- зображення, які поєднують у собі поляризаційний та фазовий або інтерференційний контраст.

АЛГОРИТМИ КОМП'ЮТЕРНОЇ ОБРОБКИ ІНТЕРФЕРОГРАМ ФАЗОВИХ МІКРООБ'ЄКТІВ, ЩО ОТРИМАНІ В СМУГАХ КІНЦЕВОЇ ШИРИНИ

Нижче наведено словесний опис алгоритмів комп'ютерної обробки інтерферограм фазових мікрооб'єктів, які були отримані у смугах кінцевої ширини за допомогою лабораторного макета ЦГІМ. Ці алгоритми дозволяють візуалізувати тривимірне зображення прозорих (фазових) мікрооб'єктів, а також виконувати розрахунок їх морфологічних параметрів.

Розроблені алгоритми комп'ютерної обробки інтерферограм та тривимірної візуалізації були реалізовані на базі пакета прикладних програм і мови програмування MathWorks MATLAB.

Першою процедурою в ході комп'ютерної обробки є введення зображення (інтерферограми) в пам'ять комп'ютера. Для її здійснення найбільш доцільним є використання USB- сумісної цифрової камери на базі ПЗС- або КМОП-матриці, яка виконує захват, аналого-цифрове перетворення та передачу зображення в реальному часі. Однак можливо використовувати й інші пристрої, такі як цифрові фотоапарати або камери, з проміжним збереженням інформації у вбудованій пам'яті та подальшою передачею в пам'ять комп'ютера.

За введенням зображення в пам'ять комп'ютера слідує імпорт інтерферограми безпосередньо у програму. Для мінімізації графічних даних отримане камерою надмірно інформативне кольорове зображення з глибиною кольору 24 або 16 біт (зазвичай у форматі JPEG) на основі розповсюдженої адитивної кольорової моделі RGB, перетворюється у чорно-біле зображення в форматі BMP з глибиною кольору 8 біт, що відповідає 256 (28) відтінкам сірого. Крім того, для зменшення об'єму даних, що

обробляються, та підвищення швидкості обробки передбачена можливість вибору оператором області інтересу із всього зображення.

Наступним етапом комп'ютерної обробки є пошук локальних максимумів інтенсивності в зображенні, які відповідають центрам світлих інтерференційних смуг. Вони й є тією інформацією, яка необхідна та достатня для визначення величини відхилення інтерференційних смуг відносно їх вихідного положення, та, відповідно, розрахунку товщини мікрооб'єкта.

Після визначення положення центрів світлих інтерференційних полос інтерферограма перетворюється в бінарне зображення – цифрове растрове зображення, в якому кожен піксель являє собою один з двох можливих кольорів [8, 9]. Винайденим локальним максимумам інтенсивності присвоюється значення «1» (білий), а іншим пікселям – «0» (чорний), або «225» та «0», відповідно, в залежності від того, якому формату представлення зображення віддається перевага.

Після цього в масиві бінарного зображення виконується сплайн-інтерполяція [10, 11] кривих, які складаються з ланцюжків, що створені локальними максимумами інтенсивності, й обчислення відхилень інтерференційних смуг відносно їх вихідного, не збудженого об'єктом, положення.

Потім на основі отриманих значень відхилення інтерференційних смуг, а також знання періоду інтерференційної картини, показників заломлення мікрооб'єкта та оточуючого середовища й довжини хвилі випромінювання, що використовується, розраховуються значення фізичної товщини мікрооб'єкту. Кожній точці з координатами (x, y) у двовірному просторі вихідного зображення присвоюється відповідне значення координати z . Формується простір тривимірної моделі, після чого виконується побудова поверхні мікрооб'єкту за допомогою стандартних функцій та алгоритмів тривимірної візуалізації програмного пакета MATLAB.

За потреби виконується розрахунок додаткових морфологічних параметрів мікрооб'єкта з занесенням результатів в окремий текстовий файл. Зокрема, для таких об'єктів як еритроцити розраховується коефіцієнт сферичності.

За допомогою функцій та елементів управління, які вбудовані в інтерфейс вікна тривимірної моделі MATLAB, можна додатково налаштувати візуальне представлення поверхні у відповідності до індивідуальних потреб користувача. Ці функції забезпечують: вибір ракурсу перегляду моделі у повному діапазоні та в реальному масштабі часу за допомогою курсору; вибір всіляких кольорових схем, а також схем додаткового підсвічування поверхні й положення джерела світла; вільне масштабування зображення; можливість збереження тривимірної моделі, а також збереження її проєкцій на екран як графічних файлів різних форматів.

ТЕОРЕТИЧНА ОЦІНКА РОЗДІЛЬНОЇ ЗДАТНОСТІ ЦГІМ ТА ПРИКЛАДИ ЙОГО ПРАКТИЧНОГО ЗАСТОСУВАННЯ

Як й будь-якому іншому пристрою, який використовує мікрооб'єктив, ЦГІМ притаманний такий недолік, як дифракційне обмеження роздільної здатності. Згідно з дифракційною теорією Аббе [12] мінімальна відстань між точками об'єкту, які відображаються як різні, залежить від довжини хвилі λ випромінювання, що використовується, та числової апертури мікрооб'єктива A :

$$l \geq \frac{\lambda}{A}. \quad (7)$$

Так, при використанні стандартного мікрооб'єктива $40 \times 0,65$ і $\lambda = 0,633$ мкм, ця відстань складе приблизно 0,97 мкм; а для імерсійного мікрооб'єктива $90 \times 1,25$ — 0,5 мкм.

При цьому це обмеження не стосується інтерференційної картини, тому що вона формується у проміжній площині зображення, яка знаходиться після мікрооб'єктиву, й не впливає на точність вимірювання відхилення інтерференційних смуг та розрахунку товщини мікрооб'єкту.

Точність визначення фазового зсуву й товщини мікрооб'єкта принципово обмежена розрізненням матриці цифрової камери, яка застосовується в ЦГІМ. При здійсненні цифровою камерою аналого-цифрового перетворення отриманої інтерференційної картини необхідно виконання критерію, який впливає з теореми відліків [8]: аналоговий сигнал з кінцевим спектром може бути як завгодно точно оцифрований, якщо не містить частот, які перевищують половину частоти дискретизації. Інакше кажучи, розмір мінімального відхилення інтерференційної смуги, що реєструється системою, в площині матриці повинен відповідати площині не менш ніж у 2×2 пікселів оцифрованого зображення.

На основі вказаного критерію, формули (6), технічних характеристик цифрової камери, що використовується, параметрів налаштування оптичної частини ЦГІМ, параметрів мікрооб'єкта та його

оточуючого середовища, можна оцінити мінімальну товщину мікрооб'єкта Δt , що реєструється, за наступною формулою:

$$\Delta t \geq \frac{2l}{R} \cdot \frac{1}{M_1 M_2 M_3} \cdot \frac{\lambda}{T_0 \Delta n}, \quad (8)$$

де l – фізичний розмір кадру у напрямку відхилення інтерференційних смуг в площині матриці, R – розмір отриманого цифрового зображення (інтерферограми) в пікселях у напрямку відхилення смуг, M_1 , M_2 і M_3 – значення збільшення мікрооб'єктива, окуляра ЦГІМ та об'єктива камери, що використовується, відповідно, T_0 – період проекції інтерференційної картини на площину об'єкта.

Перший множник у формулі відповідає мінімальній величині відхилення інтерференційної смуги у площині матриці, яка реєструється без втрат. Другий множник є величиною, зворотною квадрату загального збільшення всієї системи. Третій множник характеризує умови експерименту.

При цьому максимальні розміри поля зору ($w \times h$) всієї системи будуть визначатися як:

$$w = \frac{W}{M_1 M_2 M_3}, \quad (9)$$

$$h = \frac{H}{M_1 M_2 M_3}, \quad (10)$$

де W і H – ширина та висота кадру, відповідно (фізичні розміри матриці).

Наприклад, при використанні мікрооб'єктива $40\times$, окуляра $10\times$ та цифрової камери Nikon D50 (ПЗС-матриця з розрізненням 6 Мпк; максимальний розмір зображення 3008×2000 пк; фізичний розмір кадру $23,7 \times 15,6$ мм; без об'єктива) для дослідження мікрооб'єкта з показником заломлення 1,5 у повітрі при $T_0 = 0,2$ мкм та довжині хвилі лазера 0,633 мкм, мінімальна товщина мікрооб'єкту, що реєструється, складе 0,025 мкм, що буде відповідати різниці фаз $\sim 7^\circ$ або $\lambda/25$, при розмірах поля зору $59,2 \times 39$ мкм.

При використанні камери Sony Alpha DSLR-A900 (КМОП-матриця з розрізненням 24,4 Мпк; максимальний розмір зображення 6048×4032 пк; фізичний розмір кадру $35,9 \times 24,0$ мм; без об'єктива) й аналогічних умовах експерименту, мінімальна товщина мікрооб'єкту, що реєструється, складе 19 нм ($\Delta\phi \approx 5^\circ$ або $\lambda/33$) при розмірах поля зору $89,7 \times 60$ мкм. При використанні з цією камерою об'єктива Sony Carl Zeiss Vario-Sonnar T* 16-35 mm f/2.8 ZA SSM, який забезпечує додаткове збільшення $\times 2,2$, можна зменшити товщину, що реєструється, до 4 нм ($\Delta\phi \approx 1,1^\circ$ або $\lambda/163$) зі зменшенням поля зору до $40,8 \times 27,3$ мкм.

З наведених вище розрахунків можна зробити висновок, що розроблений цифровий голографічний інтерференційний мікроскоп здатен забезпечити надвисоке розрізнення у визначенні товщини прозорих мікрооб'єктів, дозволяючи вимірювати відстані, набагато менші, ніж довжина хвилі оптичного випромінювання, яке використовується в цьому пристрої (аж до $\lambda/163$). Таке надвисоке розрізнення не потребує використання унікального дорогого обладнання, а досягається за рахунок вдалого поєднання в ЦГІМ методів цифрової інтерферометрії та оптичної голографії.

Для підтвердження ефективності розробленого пристрою, за допомогою створеного лабораторного зразка цифрового голографічного інтерференційного мікроскопа було проведено серію досліджень тривимірної морфології поверхні, вимірювання товщин, а також характерних розмірів різних поверхневих дефектів та пошкоджень тонких прозорих плівок, а саме, захисних покриттів з нітриду алюмінію (AlN) на підкладках з поліакрилу в діапазоні розмірів від 100 нм до 800 нм. В якості прикладу на Рис. 2 та 3 наведено відновлені тривимірні зображення опуклого дефекту осадження та тріщини, яка утворилася в результаті циклічної зміни температури. В даному дослідженні розрахункова точність вимірів розміру у напрямку оптичної осі пристрою склала ~ 2 нм при максимальних розмірах поля зору $40,8 \times 27,3$ мкм та $\sim 9,5$ нм при максимальних розмірах поля зору $89,7 \times 60$ мкм.

ВИСНОВКИ

Розглянуто різні методи візуалізації фазових мікрооб'єктів. Показано, що метод інтерференції у смугах кінцевої ширини є найбільш прийнятним для використання в цифровому голографічному інтерференційному мікроскопі (ЦГІМ), оскільки вся інформація, необхідна для відновлення тривимірного зображення мікрооб'єкта, міститься в одній інтерферограмі, що реєструється. Це дозволяє використовувати ЦГІМ для вивчення мікрооб'єктів, що змінюються у часі, без їх будь-якої попередньої обробки. Крім того, метод інтерференції у смугах кінцевої ширини дозволяє з високою точністю проводити вимірювання геометричних параметрів мікрооб'єктів. При цьому, як показали теоретичні

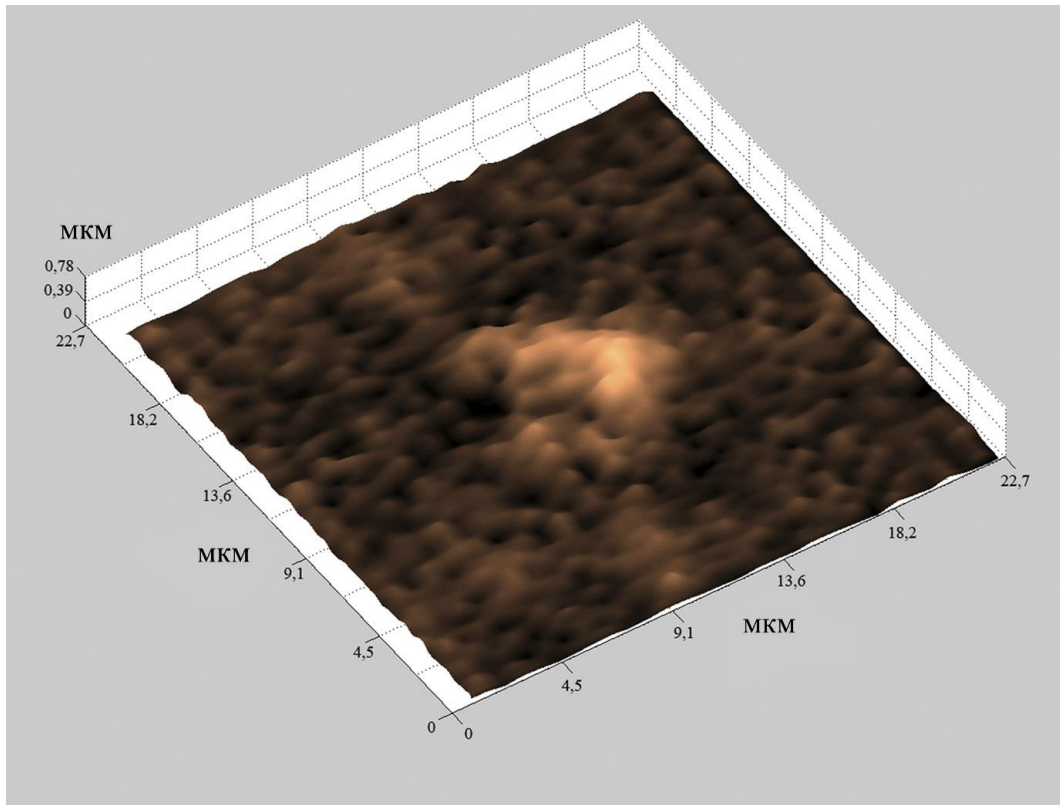


Рис. 2 Отримане за допомогою ЦГІМ тривимірне зображення фрагменту поверхні плівки AlN з дефектом осадження. Середня товщина покриття 0,1 мкм. Розміри дефекту $\sim 7 \times 8 \times 0,7$ мкм.

Fig. 2. Three-dimensional image of the surface fragment of an AlN film with a deposition defect obtained using the DHIM. The average coating thickness is 0.1 μm . Defect size $\sim 7 \times 8 \times 0.7$ μm .

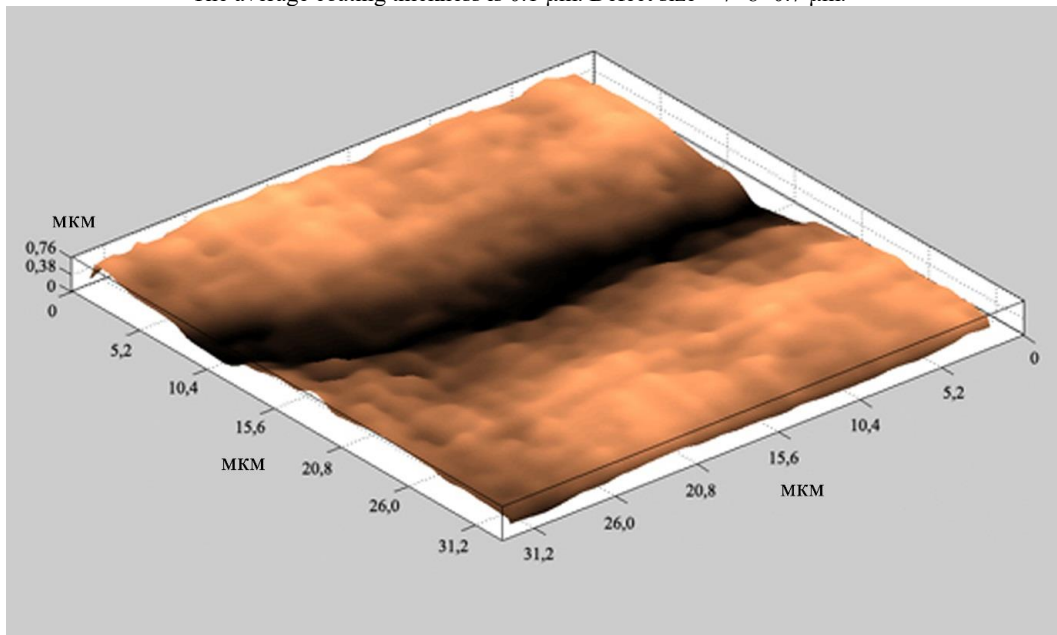


Рис. 3. Тривимірне зображення фрагменту поверхні плівки AlN з тріщиною, яка утворилася в результаті впливу циклічної зміни температури. Середня товщина покриття 0,57 мкм. Ширина тріщини ~ 3 мкм; глибина $\sim 0,45$ мкм.

Fig. 3. Three-dimensional image of the surface fragment of an AlN film with a crack formed as a result of exposure to a cyclic change in temperature. The average coating thickness is 0.57 μm . Crack width ~ 3 μm ; depth ~ 0.45 μm .

розрахунки та проведені експерименти, ЦГІМ забезпечує відновлення перепадів у рель'єфі поверхні прозорих мікрооб'єктів, товщина яких набагато менша довжини хвилі оптичного випромінювання, що використовується. Підтверджені практикою високі технічні характеристики ЦГІМ відкривають для нього

широкі перспективи у вивченні фазових мікрооб'єктів в галузі фізики, біології, медицини, а також у вирішенні багатьох прикладних виробничих задач, зокрема, для контролю якості оптичних виробів та вдосконалення технологічних процесів у виготовленні просвітленої оптики.

КОНФЛІКТ ІНТЕРЕСІВ

Автори повідомляють про відсутність конфлікту інтересів.

СПИСОК ВИКОРИСТАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ

1. Suvarna KS, Layton C, Bancroft JD. Bancroft's theory and practice of histological techniques. 8th ed. Elsevier Ltd.: 2018. 584 p.
2. Mondal PP, Diaspro A. Fundamentals of fluorescence microscopy: exploring life with light. Dordrecht: Springer; 2014. 218 p.
3. Swift LH, Colarusso P. Fluorescence microscopy: A field guide for biologists. In: Heit B, editor. Fluorescent microscopy. New York: Humana; 2022. p. 3-39.
4. Tishko TV, Tishko DN, Titar VP. Imaging of phase microscopic objects by digital holographic method. In: Duke EH, Aguirre SR, editors. 3D Imaging: theory, technology and application. New York: Nova Science Publishers; 2010. p. 51-92. <https://doi.org/10.1142/7512>
5. Tishko TV, Tishko DN, Titar VP. Combining the polarization-contrast and interference-contrast method for three-dimensional visualization of anisotropic microobjects. J. Opt. Technol. 2012 June; 79 (6): 340-4. <https://doi.org/10.1364/JOT.79.000340>
6. Титар ВП, Шпаченко ОВ, винахідники; Харківський національний університет імені В.Н.Каразіна, власник. Цифровий голографічний інтерференційний мікроскоп. Патент України № 132533. 2019 лютого 25.
7. Groot P. Principles of interference microscopy for the measurement of surface topography. Adv. Opt. Photon. 2015 Mar 31;7(1):1-65. <https://doi.org/10.1364/AOP.7.000001>
8. Oppenheim AV, Schaffer RW. Discrete-time signal processing. 3d ed. Edinburgh: Pearson Education Ltd.; 2013. 1056 p.
9. Губаревич ІК. Метод автоматической обработки экспериментальных данных интерферограмм. Материалы XIII Междунар. науч.-техн. конф. Квантовая электроника; 2021 Ноябрь 22-26; Минск. Минск: БГУ; 2021. с. 294-296.
10. Weinert H.L. Fast compact algorithm and software for spline smoothing. New York-London: Springer; 2013. 45 p.
11. Jekabsons G. ARESLab: Adaptive Regression Splines toolbox for Matlab/Octave. User's manual; 2016 [update 2016 May; cited 2022 Nov 8]. Available from: <http://www.cs.rtu.lv/jekabsons/Files/ARESLab.pdf>
12. Zinth W, Aumüller U. Optik: Lichtstrahlen – Wellen – Photonen. 4e Auflage. München: Walter de Gruyter; 2013. 351 s.

REFERENCES

1. Suvarna KS, Layton C, Bancroft JD. Bancroft's theory and practice of histological techniques. 8th ed. Elsevier Ltd.: 2018. 584 p.
2. Mondal PP, Diaspro A. Fundamentals of fluorescence microscopy: exploring life with light. Dordrecht: Springer; 2014. 218 p.
3. Swift LH, Colarusso P. Fluorescence microscopy: A field guide for biologists. In: Heit B, editor. Fluorescent microscopy. New York: Humana; 2022. p. 3-39.
4. Tishko TV, Tishko DN, Titar VP. Imaging of phase microscopic objects by digital holographic method. In: Duke EH, Aguirre SR, editors. 3D Imaging: theory, technology and application. New York: Nova Science Publishers; 2010. p. 51-92. <https://doi.org/10.1142/7512>
5. Tishko TV, Tishko DN, Titar VP. Combining the polarization-contrast and interference-contrast method for three-dimensional visualization of anisotropic microobjects. J. Opt. Technol. 2012 June; 79 (6): 340-4. <https://doi.org/10.1364/JOT.79.000340>
6. Tytar VP, Shpachenko OV, inventor; V.N.Karazin Kharkiv National University, assignee. Digital holographic interference microscope. Ukrainian patent № 132533. 2019 Feb 25. (In Ukrainian)
7. Groot P. Principles of interference microscopy for the measurement of surface topography. Adv. Opt. Photon. 2015 Mar 31;7(1):1-65. <https://doi.org/10.1364/AOP.7.000001>
8. Oppenheim AV, Schaffer RW. Discrete-time signal processing. 3d ed. Edinburgh: Pearson Education Ltd.; 2013. 1056 p.
9. Gubarevich IK. The method of automatic processing of experimental data of interferograms. Proceedings of the XIIIth International Conference "Quantum Electronics" 2021 Nov 22-26; Minsk. Minsk: BGU; 2021. p. 294-296. (In Russian)
10. Weinert H.L. Fast compact algorithm and software for spline smoothing. New York-London: Springer; 2013. 45 p.
11. Jekabsons G. ARESLab: Adaptive Regression Splines toolbox for Matlab/Octave. User's manual; 2016 [update 2016 May; cited 2022 Nov 8]. Available from: <http://www.cs.rtu.lv/jekabsons/Files/ARESLab.pdf>
12. Zinth W, Aumüller U. Optics: light rays – waves – photons. 4th ed. Munich: Walter de Gruyter; 2013. 351 p. (In German)

Стаття надійшла до редакції: 21 вересня 2022 р.

Рекомендовано до друку: 27 жовтня 2022 р.

DIGITAL HOLOGRAPHIC INTERFERENCE MICROSCOPY: PHYSICAL METHOD AND ALGORITHMS OF INFORMATION PROCESSING**V.P. Tytar, O.V. Shpachenko***V. N. Karazin Kharkiv National University, 4 Svobody sq., Kharkiv, 61022, Ukraine*

Relevance. Interferometric methods for 3D visualization of micro-objects are highly non-invasive and non-contact. They can be used to obtain real-time information in the study of living and rapidly changing micro-objects. Interferometric methods in combination with holographic microscopy methods can compete with such advanced non-optical methods as electron and atomic force microscopy. Therefore, the theoretical and scientific-practical development of the methods of digital holographic interference microscopy is an important and urgent task.

The purpose of the work is to select the optimal method for three-dimensional visualization of phase micro-objects and to create on its basis a laboratory model of a digital holographic interference microscope (DHIM), as well as to conduct experiments in order to study in practice the technical capabilities of the developed device.

Materials and methods. To create the DHIM, the method of interference in fringes of finite width was used, as well as the methods and principles of optical holography.

Results. The choice of the interference method in fringes of finite width for 3D visualization of phase micro-objects is theoretically substantiated. A diagram of the optical part of the DHIM is presented. A description of the algorithm for processing the information obtained with its help for restoring a three-dimensional image of phase micro-objects is given. A theoretical calculation of the resolution of the DHIM has been carried out. Using the example of studying thin transparent films, the effectiveness of using DHIM in studying three-dimensional morphology and measuring the thickness of phase micro-objects with an accuracy of up to 10 nm is shown.

Conclusion. A theoretical substantiation and experimental confirmation of the effectiveness of using the DHIM in restoring three-dimensional images of phase micro-objects, measuring their phase profiles, optical thicknesses and geometric parameters with a high degree of accuracy in real time is presented. In this case, the surface relief of the micro-object in the direction of the optical axis of the DHIM is restored with super resolution, which makes it possible to visualize details whose size is much smaller than the wavelength of the laser radiation used in this device. Such characteristics will make it possible to widely use DHIM in various branches of science and technology

KEYWORDS: *holography, interference methods, microscope, phase micro-objects.*

The article was received by the editors: 21 September 2022

The article is recommended for printing: 27 October 2022

Оригінальна стаття

<https://doi.org/10.26565/2311-0872-2022-37-03>

УДК 550.3

Л. Ф. ЧОРНОГОР, д. ф.-м. наук, проф.

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

ORCID ID: <https://orcid.org/0000-0001-5777-2392>

М. Ю. ГОЛУБ, аспірантка

e-mail: marya160588@gmail.com

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

ВЕЛИКОМАСШТАБНІ ЗБУРЕННЯ ГЕОМАГНІТНОГО ПОЛЯ, ЩО СУПРОВОДЖУВАЛИ ПОТУЖНИЙ ВИБУХ ВУЛКАНУ ТОНГА 15 СІЧНЯ 2022 р.

Актуальність. Ряд авторів описали результати спостережень за варіаціями геомагнітного поля, що були викликані вибухом вулкану Тонга. При цьому головна увага приділялася аналізу квазіперіодичних процесів, збуренню системи нейтрального вітру, іоносферних струмів на висотах динамо-області атмосфери. Були описані часові варіації геомагнітного поля, що спостерігалися на низці віддалених від вулкану магнітних станцій із мережі Intermagnet. Актуальною задачею є більш детальний аналіз магнітного ефекту вулкану Тонга. **Мета** цієї роботи – аналіз великомасштабних збурень геомагнітного поля, викликаних потужним вибухом вулкану Тонга, що відбувся 15 січня 2022 р.

Методи і методологія. Для аналізу використано дані вимірювань на світовій мережі магнітних станцій Intermagnet. Ці станції знаходилися по різні сторони від джерела збурень. Аналізу підлягали X-, Y- та Z-компоненти геомагнітного поля. Часова роздільна здатність – 1 хв, похибка не перевищувала 1 нТл. Проаналізовано часові варіації рівня геомагнітного поля з 12 по 18 січня 2022 р. Найбільш магнітоспокійними були доби 13 та 17 січня 2022 р. Саме вони використовувалися в якості контрольних.

Результати. У результаті аналізу часових варіацій X-, Y- і Z-компонент геомагнітного поля, зареєстрованих на станціях, що віддалені на відстані ~2000–8000 км від епіцентру вибуху вулкану Тонга, встановлено, що геомагнітний ефект носив глобальний характер. Виявлено шість груп збурень компонент геомагнітного поля, які могли бути викликані вибухом вулкану. Швидкості, близькі до ~4 та 1.5 км/с, властиві МГД хвилям. Швидкість, близька до ~1 км/с, характерна для вибухової хвилі. Швидкість ~500 м/с мають атмосферні гравітаційні хвилі. Збурення, що мали швидкості ~315 і 200 м/с, мабуть, поширювалися за рахунок хвилі Лемба та цунамі. Оцінено амплітуду квазіперіодичних збурень геомагнітного поля, що складала 1–10 нТл. Такі значення добре узгоджуються з результатами спостережень. Оцінки величини аперіодичних збурень дали значення 30–60 нТл, що також погоджувалося з результатами вимірювань.

Висновки. Підтверджено, що потужний вибух вулкану призвів до збурення усіх підсистем у системі Земля – атмосфера – іоносфера – магнітосфера.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: вулкан Тонга, збурення геомагнітного поля, аперіодичне збурення, квазіперіодичне збурення, час запізнювання, удавана швидкість, типи хвиль

Як цитувати: Черногор ЛФ, Голуб МЮ. Великомасштабні збурення геомагнітного поля, що супроводжували потужний вибух вулкану Тонга 15 січня 2022 р. Вісник Харківського національного університету імені В. Н. Каразіна. Серія «Радіофізика та електроніка». 2022; 37:31-46. <https://doi.org/10.26565/2311-0872-2022-37-03>

In cites: Chernogor LF, Holub MYu. Large-scale geomagnetic field disturbances accompanied by the powerful explosion of the Tonga volcano on January 15, 2022. Visnyk of V. N. Karazin Kharkiv National University, series «Radio Physics and Electronics». (In Ukrainian). 2022; 37:31-46. <https://doi.org/10.26565/2311-0872-2022-37-03>

ВСТУП

Вулкан Тонга знаходиться в південній частині Тихого океану в Полінезії (географічні координати: 20.54° пд. ш., 175.38° зх. д.). Його активність різко зросла 15 січня 2022 р. У інтервалі часу 04:00–05:00 UT спостерігалося п'ять вибухів. Найбільш інтенсивним був вибух о 04:15 UT. Він викликав зареєстровані збурення у всіх підсистемах системи Земля – атмосфера – іоносфера – магнітосфера [1–10]. Сейсмічним ефектам вулкану присвячено роботу [11]. Ефекти згенерованого вулканом цунамі описані авторами [12–19]. Атмосферні ефекти аналізуються авторами [8–10, 20–32]. В роботах [7, 33–40] описано іоносферні ефекти вулкану Тонга.

© Черногор Л. Ф., Голуб М. Ю., 2022

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

Роботи [1, 2, 6] присвячено комплексному аналізу основних фізичних процесів у системі Земля – атмосфера – іоносфера – магнітосфера, викликаних вибухом вулкану Тонга.

Автори [41, 42] описали результати спостережень за варіаціями геомагнітного поля. При цьому головна увага приділялася аналізу квазіперіодичних процесів, збуренню системи нейтрального вітру, іоносферних струмів на висотах динамо-області атмосфери. Автори [43] описали часові варіації геомагнітного поля, що спостерігалися на низці віддалених від вулкану магнітних станцій із мережі Intermagnet.

Актуальною задачею є більш детальний аналіз магнітного ефекту вулкану Тонга.

Мета цієї роботи – аналіз великомасштабних збурень геомагнітного поля, викликаного потужним вибухом вулкану Тонга, що відбувся 15 січня 2022 р.

ЗАГАЛЬНІ ВІДОМОСТІ ПРО ВУЛКАН ТОНГА

Вулкан Тонга знаходиться в океані на глибині близько 200 м. Виверження вулкану продовжувалося приблизно з 04:00 до 16:00 UT. За цей час в атмосферу було викинуто 2.9 Гт продуктів виверження. Їхній об'єм сягав 1.9 км^3 . Продуктивність вулкану складала 67 кт/с або 44 тис. $\text{м}^3/\text{с}$. Максимальна висота викидів сягала 58 км, в чому полягає головна унікальність вулкану Тонга.

За оцінками [1, 2, 6], теплова енергія вулкану складала $3.6 \cdot 10^{18}$ Дж, а потужність – 9 ПВт. За своєю енергією вулкан Тонга поступався лише вулканам Кракатау ($5 \cdot 10^{19}$ Дж) та Пінатубо ($2 \cdot 10^{19}$ Дж), проте висота викидів цих вулканів не перевищувала відповідно 37–43 та 40–47 км.

Для вулкану Тонга індекс вулканічної вибуховості $VEI \approx 5.8$, а для вулканів Кракатау та Пінатубо $VEI \approx 6$ [1].

Оцінки енергії вибуху вулкану за даними різних авторів змінюються в широких межах: від 4–18 до 478 ± 191 Мт ТНТ. За даними [1, 2, 6], ця енергія не перевищувала 16–18 Мт ТНТ.

СТАН КОСМІЧНОЇ ПОГОДИ

За даними сайту [<https://omniweb.gsfc.nasa.gov/form/dx1.html>] 14 січня 2022 р. концентрація частинок n_{sw} у сонячному вітрі зросла від $(3-4) \cdot 10^6$ до $16.7 \cdot 10^6 \text{ м}^{-3}$. Значення n_{sw} немономонно зменшувалося до початкового рівня впродовж доби 15 січня 2022 р. Швидкість частинок у сонячному вітрі 12–14 січня 2022 р. була близькою до 350 км/с. Упродовж наступної доби вона виросла до 620 км/с і залишалася майже такою 16–18 січня 2022 р. 15 січня 2022 р. спостерігалось два сплеска температури частинок від $(0.2-0.3) \cdot 10^5 \text{ К}$ до $3 \cdot 10^5$ та $4 \cdot 10^5 \text{ К}$. 14 січня 2022 р. B_z компонента міжпланетного магнітного поля зменшилася від ~ 8 до -13.8 нТл. 14 січня K_p -індекс виріс від 0 до 5.7. Індекс D_{st} зменшився від ~ 14 до -91 нТл. Приблизно з 16:00 до 22:00 UT мала місце помірна магнітна буря. 15–18 січня спостерігалась відновлювальна фаза цієї бурі.

ЗАСОБИ ТА МЕТОДИ

Для аналізу використано дані вимірювань на світовій мережі магнітних станцій Intermagnet [<https://www.intermagnet.org/>]. Перелік станцій наведено у Табл. 1. Положення станцій відносно вулкану показано на Рис. 1. Ці станції знаходилися по різні сторони від джерела збурень. Аналізу підлягали X-, Y- та Z-компоненти геомагнітного поля. Часова роздільна здатність – 1 хв, похибка не перевищувала 1 нТл.

Таблиця 1. Перелік станцій із мережі Intermagnet

Table 1. List of stations from the Intermagnet network

Станція	Широта	Довгота	Країна	Відстань від вулкану, км
PPT	17.57° пн. ш.	149.57° зх. д.	Французька Полінезія	2730
STA	20.09° пд. ш.	146.26° сх. д.	Австралія	3990
HON	21.32° пн. ш.	158.00° зх. д.	США	5024
KNY	31.42° пн. ш.	130.88° сх. д.	Японія	8135

Проаналізовано часові варіації рівня геомагнітного поля з 12 по 18 січня 2022 р. Найбільш магнітоспокійними були доби 13 та 17 січня 2022 р. Саме вони використовувалися в якості контрольних.

Наголосимо з самого початку, що варіації геомагнітного поля 15 січня 2022 р. та у контрольні дні суттєво відрізнялися. У контрольні дні ці варіації були більш-менш плавними, а у день вибуху вони стали немономонними. Спостерігалися як аперіодичні, так і квазіперіодичні варіації.

АНАЛІЗ РЕЗУЛЬТАТІВ ВИМІРЮВАНЬ

Для пошуку можливої реакції геомагнітного поля на вибух вулкану будемо відмічати будь-які суттєві зміни характеру варіацій рівня X-, Y- і Z-компонент.

Станція PPT. У контрольні дні 13 та 17 січня 2022 р. в інтервалі часу 03:00–17:00 значення рівня X -компоненти флюктували приблизно від -12 до -5 нТл (Рис. 2). Рівень Y -компоненти з 03:00 до 05:00 збільшувався від (-7) – (-10) до 3 – 5 нТл. Потім він флюктував у межах 2 – 3 нТл, поступово зменшуючись від ~ 0 до (-20) – (-25) нТл.

У день вибуху вулкану немонотонність рівня компонент збільшилася, дещо зросли флюктуації їхнього рівня. Суттєво зменшився тренд усіх компонент. Рівень X -компоненти зріс від -20 до 10 нТл, Y -компоненти зменшився від 10 до -25 нТл, а Z -компоненти – від 3 до -10 нТл. Крім того, спостерігалися шість груп збурень з часом запізнювання $\Delta t_1 \approx 16$ хв, $\Delta t_2 \approx 37$ хв, $\Delta t_3 \approx 50$ хв, $\Delta t_4 \approx 96$ хв, $\Delta t_5 \approx 150$ хв і $\Delta t_6 \approx 235$ хв (див. Рис. 2). Найбільші (до 10 нТл) збурення мали місце після 14:00.

Станція СТА. У контрольні дні варіації рівня компонент були більш-менш невеликими (Рис. 3). Винятком були варіації X -компоненти 17 січня 2022 р. При цьому рівень флюктував у межах ± 5 нТл. У цей день тренд \bar{X} зростав від -10 до 0 нТл, тренд \bar{Y} , навпаки, зменшувався від 25 до 0 нТл, а тренд \bar{Z} від 12 до -7 нТл.

13 січня 2022 р. тренд \bar{X} з 03:00 до 04:00 різко зменшився від -18 до -28 нТл та й залишився на цьому рівні. Тренд \bar{Y} з 03:00 до 07:00 різко зменшився від 10 до 2 нТл, а потім зріс до 5 нТл. Далі він поступово зменшувався від 5 до 0 нТл. Тренд \bar{Z} з 03:00 до 07:00 різко зменшився від 6 до -4 нТл, а далі він флюктував біля рівня -2 нТл.

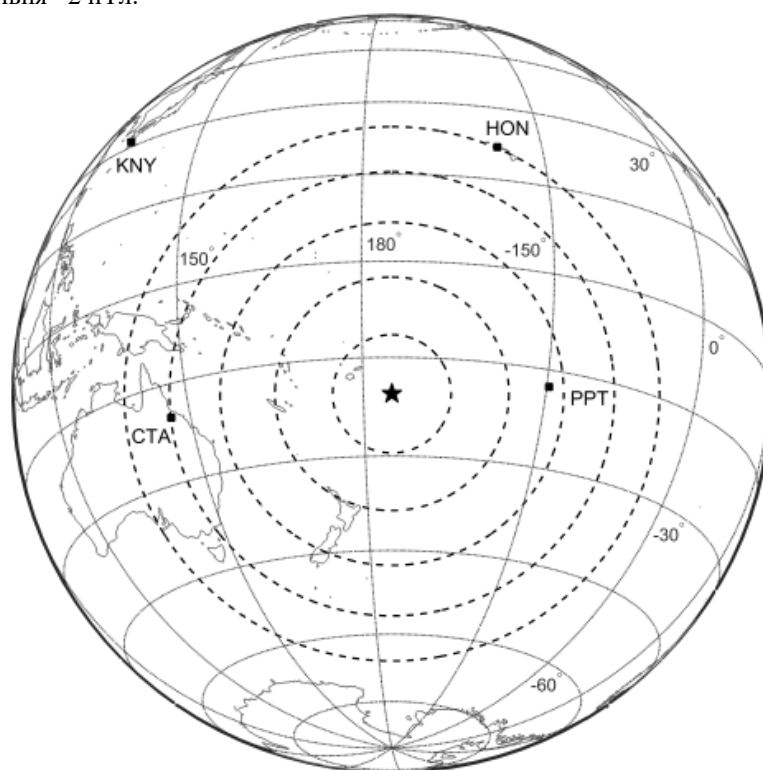


Рис. 1. Контурна мапа з зображенням магнітних станцій мережі Intermagnet. Місце знаходження вулкану вказано зірочкою

Fig. 1. Contour map showing magnetic stations of the Intermagnet network. The location of the volcano is indicated by an asterisk

15 січня 2022 р. флюктуації рівня всіх компонент значно зросли. Тренд \bar{X} зріс від -20 до 15 нТл. Для Y -компоненти, крім флюктуацій, спостерігався глибокий провал від ~ 20 до -40 нТл, що мав місце з 05:45 до 08:30 (див. Рис. 3). Для Z -компоненти з 04:00 до 07:15 також спостерігався провал від ~ 0 до -15 нТл, на зміну якому прийшов сплеск від -15 до ~ 22 нТл. Крім цього, на всіх компонентах мали місце збурення з часом запізнювання $22, 49, 71, 137, 217$ і 338 хв (див. Рис. 3).

Станція HON. 13 січня 2022 р. тренд \bar{X} зростав від -7 до 25 нТл, а надалі спадав від 25 до -8 нТл. Тренд \bar{Y} , навпаки, зменшувався від 5 до -20 нТл (Рис. 4). Тренд \bar{Z} також зменшувався від 4 до 0 нТл. Рівень флюктуацій усіх компонент не перевищував $\pm(1-2)$ нТл.

17 січня 2022 р. поведінка трендів була подібною, але рівень флюктуацій сягав ± 5 нТл.

15 січня 2022 р. тенденція в трендах в цілому зберіглася, проте приблизно з 05:55 до 07:35 спостерігався провал, який сягав -10 , -5 та -2 нТл відповідно для X -, Y - і Z -компонент. Крім того, мали місце збурення з часом запізнювання 26, 61, 89, 173, 272 та 424 хв (див. Рис. 4).

Станція KNY. 13 січня 2022 р. в трендах X , Y і Z з 00:00 до 08:00 спостерігався глибокий провал (Рис. 5). З 08:00 до 17:00 мали місце незначні (± 1 нТл) флуктуації рівня геомагнітного поля.

17 січня 2022 р. глибокий провал також мав місце для \bar{Y} і \bar{Z} . Рівень флуктуацій усіх компонент сягав ± 5 нТл.

У день вибуху вулкану глибокий провал спостерігався з 00:00–01:00 до 04:00–05:00. Частота та рівень флуктуацій збільшилися. Спостерігалось шість груп збурень з часом запізнювання 39, 95, 140, 270, 435 та 685 хв (див. Рис. 5). Амплітуда збурень сягала 4–5 нТл. У компоненті Y виділявся квазіперіодичний процес з періодом $T \approx 70$ хв, амплітудою 4 нТл та часом запізнювання 435 хв.

ОБГОВОРЕННЯ

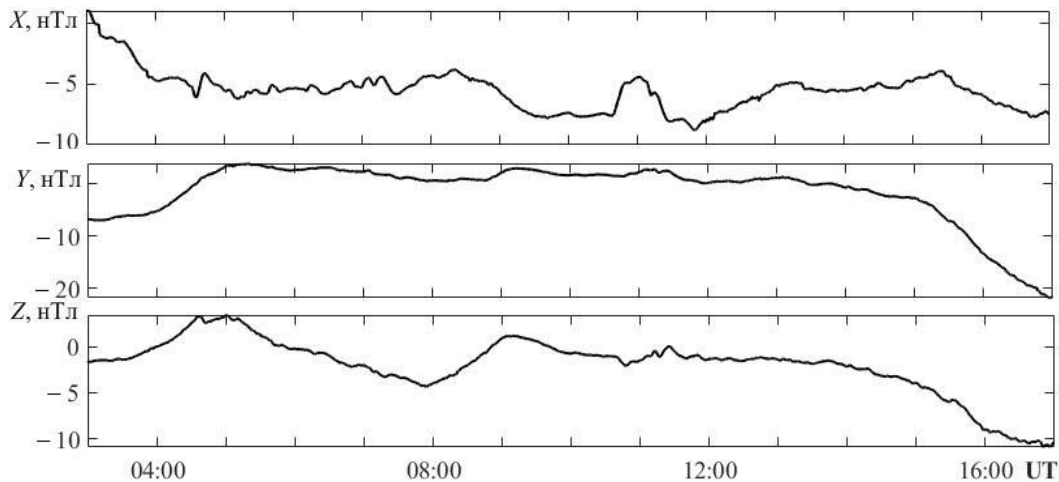
Час запізнювання та вдавану горизонтальну швидкість поширення збурень наведено у Табл. 2.

Таблиця 2. Час запізнювання та вдавана горизонтальна швидкість поширення збурень

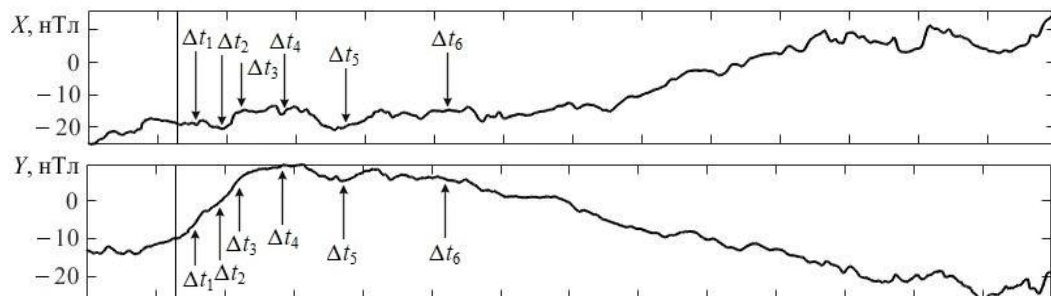
Table 2. Delay time and apparent horizontal propagation velocity of disturbances

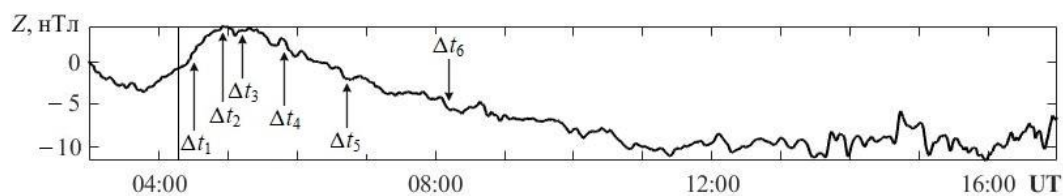
Станція	Δt_1 , хв	v'_1 , м/с	Δt_2 , хв	v'_2 , м/с	Δt_3 , хв	v'_3 , м/с	Δt_4 , хв	v'_4 , м/с	Δt_5 , хв	v'_5 , м/с	Δt_6 , хв	v'_6 , м/с
PPT	16	4100	37	1420	50	1011	96	500	150	314	235	198
СТА	22	3900	49	1510	71	1008	137	504	217	314	338	200
HON	26	4000	61	1490	89	1000	173	498	272	313	424	200
KNY	39	3988	95	1507	140	1004	270	512	435	315	685	199

13.01.2022

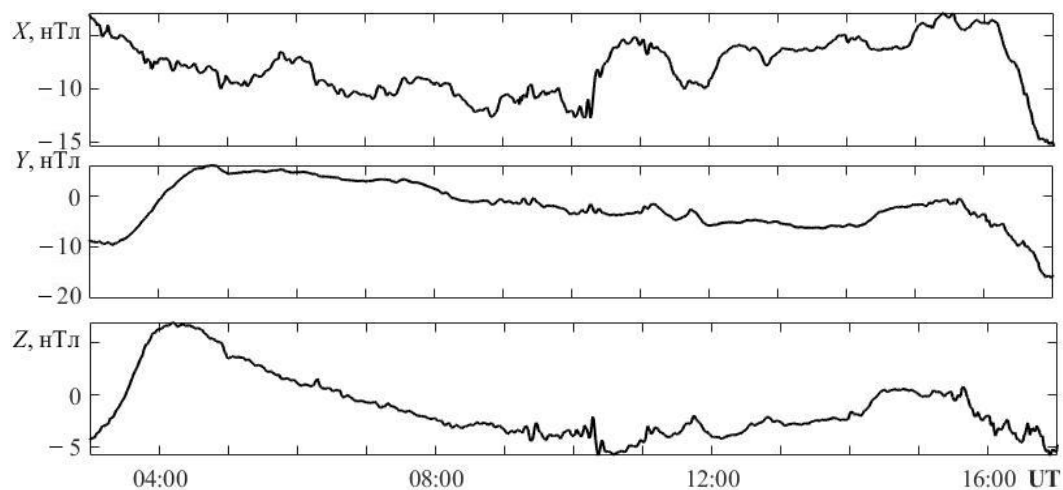


15.01.2022

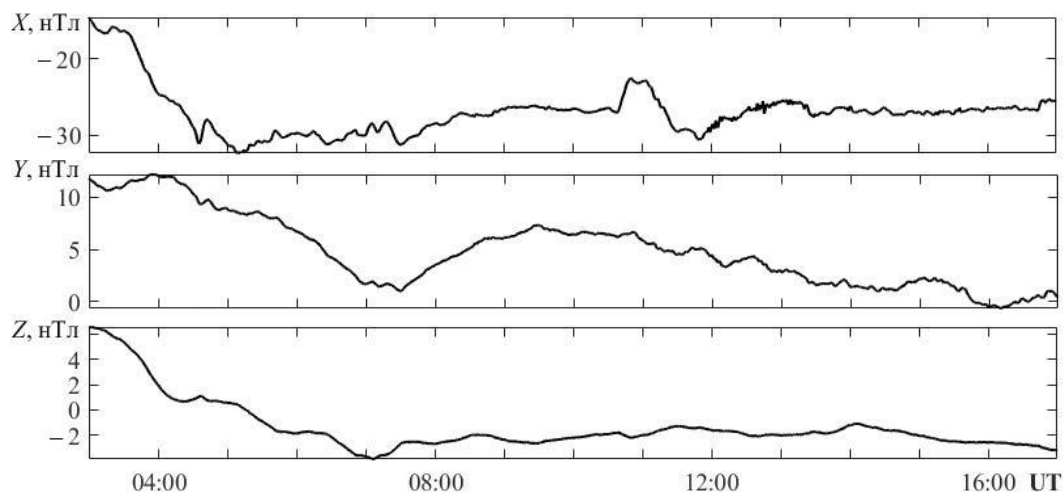




17.01.2022



13.01.2022



15.01.2022

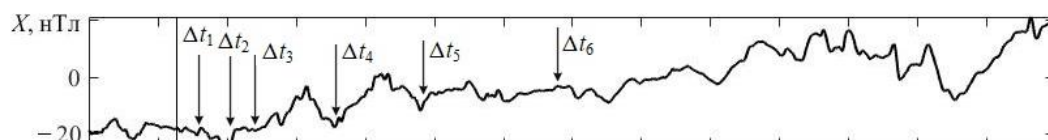
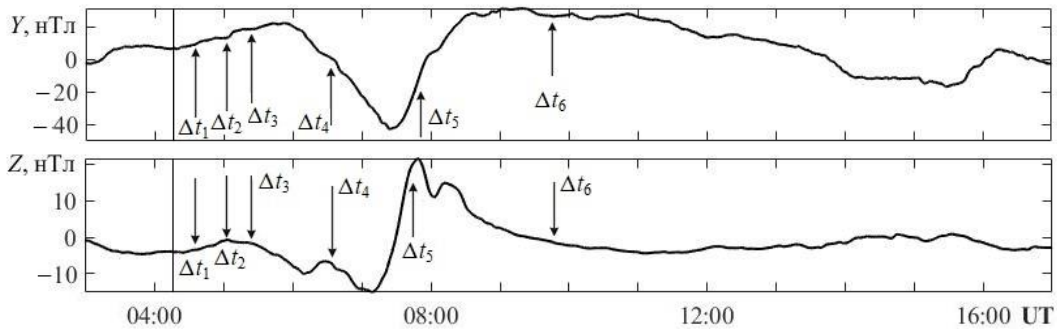
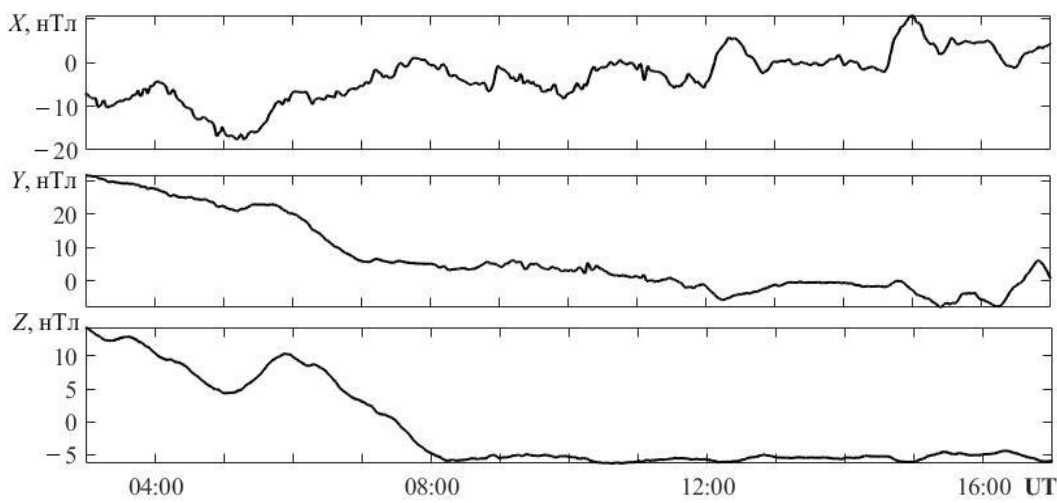


Рис. 2. Часові варіації X-, Y- і Z-компонентів на станції PPT у день вибуху вулкану та у контрольні дні. Вертикальною лінією позначено момент найпотужнішого вибуху. Стрілки вказують на можливі моменти реакції магнітного поля

Fig. 2. Temporal variations of the X-, Y-, and Z-components at the PPT station on the day of the volcano explosion and on reference days. The vertical line marks the moment of the most powerful explosion. Arrows indicate possible moments of magnetic field reaction



17.01.2022



13.01.2022

Рис. 3. Часові варіації X-, Y- і Z-компонентів на станції СТА у день вибуху вулкану та у контрольні дні. Вертикальною лінією позначено момент найпотужнішого вибуху. Стрілки вказують на можливі моменти реакції магнітного поля

Fig. 3. Temporal variations of the X-, Y- and Z-components at the CTA station on the day of the volcano explosion and on reference days. The vertical line marks the moment of the most powerful explosion. Arrows indicate possible moments of magnetic field reaction

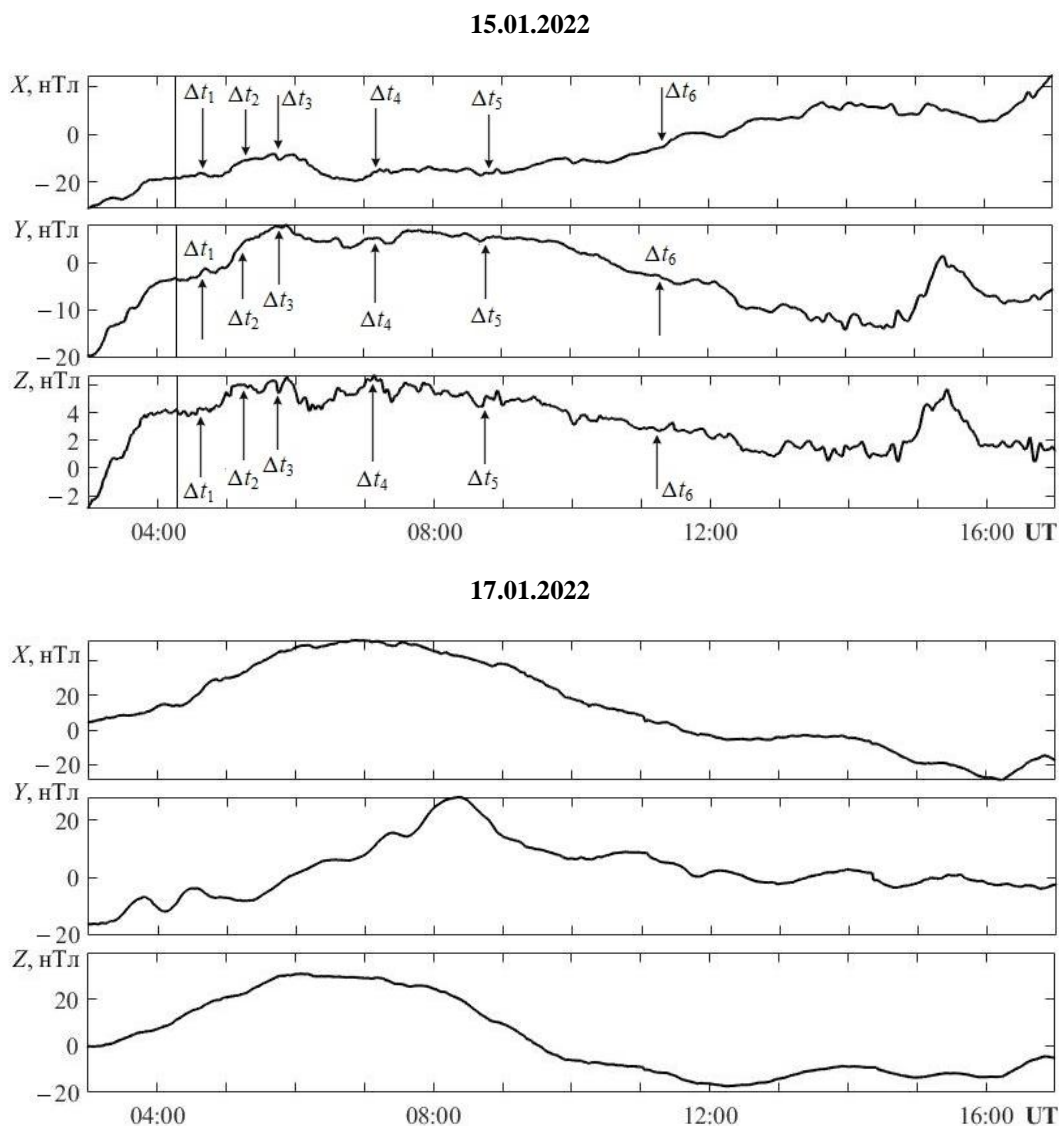
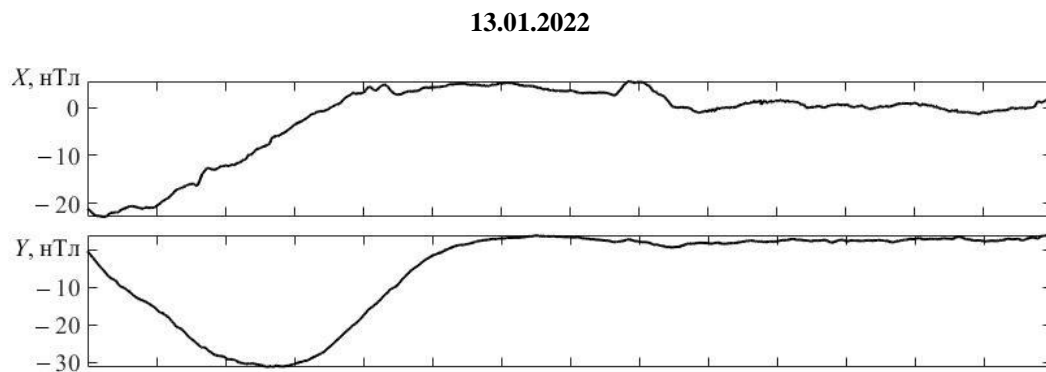


Рис. 4. Часові варіації X -, Y - і Z -компонентів на станції HON у день вибуху вулкану та у контрольні дні. Вертикальною лінією позначено момент найпотужнішого вибуху. Стрілки вказують на можливі моменти реакції магнітного поля

Fig. 4. Temporal variations of the X -, Y - and Z -components at the HON station on the day of the volcano explosion and on reference days. The vertical line marks the moment of the most powerful explosion. Arrows indicate possible moments of magnetic field reaction



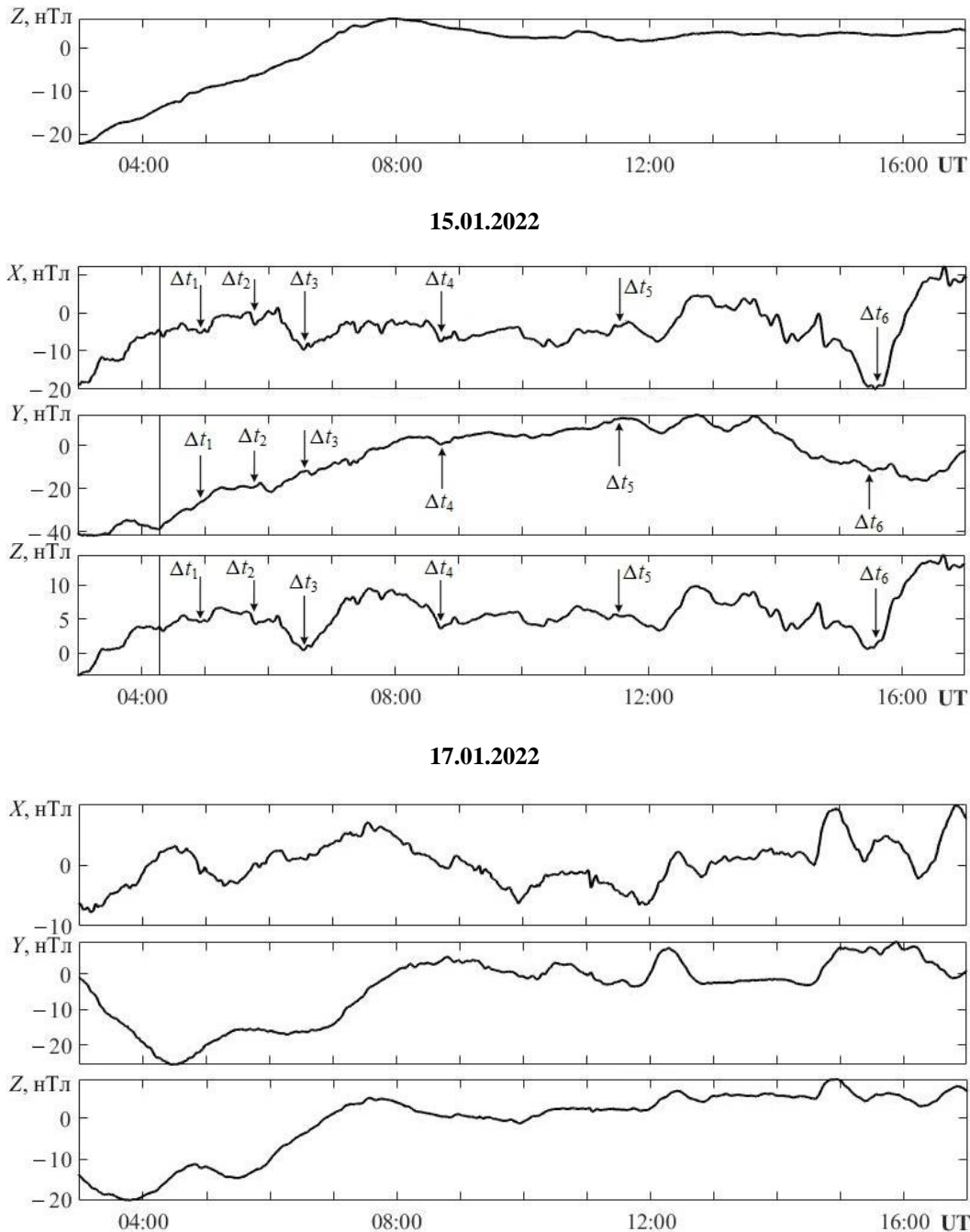


Рис. 5. Часові варіації X-, Y- і Z-компонентів на станції KNY у день вибуху вулкану та у контрольні дні. Вертикальною лінією позначено момент найпотужнішого вибуху. Стрілки вказують на можливі моменти реакції магнітного поля

Fig. 5. Temporal variations of the X-, Y-, and Z-components at the KNY station on the day of the volcano explosion and on reference days. The vertical line marks the moment of the most powerful explosion. Arrows indicate possible moments of magnetic field reaction

При обчисленні вдаваної швидкості вважалося, що збурення від вулкану у вигляді вибухової хвилі спочатку вертикально поширювалося за час Δt_0 до іоносфери, а потім воно поширювалося вздовж іоносфери, викликаючи варіації геомагнітного поля. Такий механізм міг реалізуватися при збудженні у іоносфері МГД хвиль або атмосферних гравітаційних хвиль. Хвилі Лемба та цунамі, навпаки, поширювалися вздовж поверхні Землі, викликаючи збурення у іоносфері та магнітному полі над місцем їх знаходження. У цьому випадку час поширення до іоносфери також складав Δt_0 . Тоді скоригована вдавана горизонтальна швидкість дається наступним співвідношенням:

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

де r – відстань від епіцентру вибуху до станції, де Δt – час запізнювання збурення магнітного поля.

Із Табл. 2 видно, що зі збільшенням відстані від епіцентру вулкану всі значення часу запізнювання поступово збільшувалися. Якщо всі групи збурень викликані вибухом вулкану, необхідно встановити природу хвиль, що переносили збурення. У першій групі швидкість $v_1' \approx 4$ км/с, а другій – $v_2' \approx 1.5$ км/с. Такі швидкості властиві повільним МГД хвилям [44]. Саме такі швидкості поширення збурень ми неодноразово спостерігали після пусків потужних ракет [45–47].

Швидкість v_3' близька до 1 км/с. Швидше за все це швидкість вибухової хвилі. Подібні швидкості після вибуху вулкану Тонга відмічали також автори [22, 25, 34]. Швидкість ~ 1 км/с також спостерігали після пусків ракет [45–47], потужних землетрусів тощо.

Швидкість $v_4' \approx 500$ м/с властива атмосферним гравітаційним хвилям [34, 44–46, 49].

Швидкість $v_5' \approx 313$ – 315 м/с мають хвилі Лемба [48]. Ці хвилі генеруються тільки під час потужних (не менше 10 Мт ТНТ) вибухів. Важливо, що вони поширюються практично без загасання та дисперсії вздовж поверхні Землі по декілька разів огинаючи планету. Прояви хвилі Лемба після вибуху вулкану Тонга також виявили автори [9, 10, 15, 24–26, 31].

Найменшу швидкість $v_6' \approx 200$ м/с мають хвилі на поверхні Світового океану – цунамі, які здатні згенерувати атмосферні хвилі. Останні викликають квазіперіодичні збурення в іоносфері. Прояви хвиль цунамі також спостерігали автори робіт [12–19].

Отримані результати свідчать про те, що потужний вибух вулкану згенерував цілий спектр хвиль різної фізичної природи. Про це також згадується у роботах [9, 10].

Механізм генерації збурень геомагнітного поля наступний. Атмосферні хвилі густини на висотах іоносфери генерують або МГД хвилі, або сторонній електричний струм з густиною

$$j = eNv,$$

де e – заряд електрона, N – концентрація електронів у іоносфері, v – швидкість частинок у полі атмосферної хвилі. За $v = 1$ – 10 м/с, $N \approx 10^{11}$ м⁻³ маємо $j \approx 1.6 \cdot 10^{-8}$ – $1.6 \cdot 10^{-7}$ А/м². З роторного рівняння Максвелла витікає, що збурення геомагнітного поля

$$\Delta B \approx \mu_0 j \Delta z,$$

де μ_0 – магнітна стала, Δz – товщина шару іоносфери, що дає внесок у збурення. За $j \approx 1.6 \cdot 10^{-8}$ – $1.6 \cdot 10^{-7}$ А/м² та $\Delta z \approx 50$ км маємо $\Delta B \approx 1$ – 10 нТл. Для хвилі Лемба амплітуда збурення Y -компоненти складала ~ 4 нТл (див. Рис. 5).

Значне (десятки нанотесла) аперіодичне зменшення компонент, швидше за все, викликане генерацією під дією вулкану іоносферної «діри» зі зменшенням повного електронного вмісту ΔN_V від 3 до 10 TECU [34]. На висотах динамо-області це зменшення не перевищувало $\Delta N_V \approx 0.3$ – 0.6 TECU. Саме для динамо-області

$$\Delta B \approx \mu_0 e w \Delta N_V,$$

де w – швидкість вітру у динамо-області. За $w \approx 50$ м/с маємо $\Delta B \approx 30$ – 60 нТл, що добре погоджується з результатами спостережень (див. Рис. 3).

Таким чином, вибух вулкану призвів до збурень у всій системі Земля (літосфера, океан) – атмосфера – іоносфера – магнітосфера (геомагнітне поле), до перебудови взаємодії між підсистемами (океан – атмосфера – іоносфера – геомагнітне поле).

ГОЛОВНІ РЕЗУЛЬТАТИ

1. У результаті аналізу часових варіацій X -, Y - і Z -компонент геомагнітного поля, зареєстрованих на станціях, що віддалені на відстані ~ 2000 – 8000 км від епіцентру вибуху вулкану Тонга, встановлено, що геомагнітний ефект носив глобальний характер.

2. Виявлено шість груп збурень компонент геомагнітного поля, які могли бути викликані вибухом вулкану. Швидкості, близькі до ~ 4 та 1.5 км/с, властиві МГД хвилям. Швидкість близька до ~ 1 км/с, характерна для вибухової хвилі. Швидкість ~ 500 м/с мають атмосферні гравітаційні хвилі. Збурення, що мали швидкості ~ 315 і 200 м/с, мабуть, поширювалися за рахунок хвилі Лемба та цунамі.

3. Оцінено амплітуду квазіперіодичних збурень геомагнітного поля, що складала 1 – 10 нТл. Такі значення добре узгоджуються з результатами спостережень.

4. Оцінки величини аперіодичних збурень дали значення 30 – 60 нТл, що також погоджувалося з результатами вимірювань.

5. Підтверджено, що потужний вибух вулкану призвів до збурення усіх підсистем у системі Земля – атмосфера – іоносфера – магнітосфера.

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. Черногор ЛФ. Фізичні ефекти у системі Земля – атмосфера – іоносфера – магнітосфера, викликані потужним вибухом вулкану Тонга 15 січня 2022 р. *Космічна наука і технологія*. (У друці).
2. 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.
3. 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.
4. 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.
5. 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.
6. 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.
7. 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.
8. 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.
9. 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, Arciniaga-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>
10. 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, Arciniaga-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>
11. 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.
12. 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>

13. Heidarzadeh M, Gusman AR, Ishibe T, Sabeti R, Šepić J. Estimating the eruption-induced water displacement source of the 15 January 2022 Tonga volcanic tsunami from tsunami spectra and numerical modelling. *Ocean Engineering*. 2022;261:112165. <https://doi.org/10.1016/j.oceaneng.2022.112165>
14. 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>
15. 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>
16. Lynett P. The Tsunamis Generated by the Hunga Tonga-Hunga Ha'apai Volcano on January 15, 2022. 16 March 2022, PREPRINT (Version 1) available at Research Square. <https://doi.org/10.21203/rs.3.rs-1377508/v1>
17. 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>
18. 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>
19. 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>
20. Черногор 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).
21. Carr JL, Horváth A, Wu DL, Friberg MD. Stereo plume height and motion retrievals for the record-setting Hunga Tonga-Hunga Ha'apai eruption of 15 January 2022. *Geophysical Research Letters*. 2022;49:e2022GL098131. <https://doi.org/10.1029/2022GL098131>
22. 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>
23. Ern M, Hoffmann L, Rhode S, Preusse P. The mesoscale gravity wave response to the 2022 Tonga volcanic eruption: AIRS and MLS satellite observations and source backtracing. *Geophysical Research Letters*. 2022;49(10):e2022GL098626. <https://doi.org/10.1029/2022GL098626>
24. 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>
25. 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>
26. 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>
27. Vergoz J, Hupe P, Listowski C, Le Pichon A, Garcés MA, Marchetti E, Labazuy P, Ceranna L, Pilger C, Gaebler P, Näsholm SP, Brissaud Q, Poli P, Shapiro N, De Negri R, Mialle P. IMS observations of infrasound and acoustic-gravity waves produced by the January 2022 volcanic eruption of Hunga, Tonga: A global analysis. *Earth and Planetary Science Letters*. 2022;591:117639. <https://doi.org/10.1016/j.epsl.2022.117639>
28. Witze A. Why the Tongan volcanic eruption was so shocking. *Nature*. 2022;602:376-378. <https://media.nature.com/original/magazine-assets/d41586-022-00394-y/d41586-022-00394-y.pdf>
29. Wright CJ, Hindley NP, Alexander MJ, Barlow M, Hoffmann L, Mitchell CN, Prata F, Bouillon M, Carstens J, Clerbaux C, Osprey SM, Powell N, Randall CE, Yue J. Surface-to-space atmospheric waves from Hunga Tonga-Hunga Ha'apai eruption. *Nature*. 2022. <https://doi.org/10.1038/s41586-022-05012-5>
30. 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>
31. 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>

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. 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;49(7):e2022SW003101. <https://doi.org/10.1029/2022SW003101>
34. 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>
35. Harding BJ, Wu Y-JJ, Alken P, Yamazaki Y, Triplett CC, Immel TJ, Gasque LC, Mende SB, Xiong C. Impacts of the January 2022 Tonga Volcanic Eruption on the Ionospheric Dynamo: ICON-MIGHTI and Swarm Observations of Extreme Neutral Winds and Currents. *Geophysical Research Letters*. 2022;49(9):e2022GL098577. <https://doi.org/10.1029/2022GL098577>
36. Le G, Liu G, Yizengaw E, Englert CR. Intense equatorial electrojet and counter electrojet caused by the 15 January 2022 Tonga volcanic eruption: Space- and ground-based observations. *Geophysical Research Letters*. 2022;49(11):e2022GL099002. <https://doi.org/10.1029/2022GL099002>
37. Rajesh PK, Lin CCH, Lin JT, Lin CY, Liu JY, Matsuo T, et al. Extreme poleward expanding super plasma bubbles over Asia-Pacific region triggered by Tonga volcano eruption during the recovery-phase of geomagnetic storm. *Geophysical Research Letters*. 2022;49:e2022GL099798. <https://doi.org/10.1029/2022GL099798>
38. Saito S. Ionospheric disturbances observed over Japan following the eruption of Hunga Tonga–Hunga Ha’apai on 15 January 2022. *Earth, Planets and Space*. 2022;74:57. <https://doi.org/10.1186/s40623-022-01619-0>
39. Shinbori A, Otsuka Y, Sori T, Nishioka M, Perwitasari S, Tsuda T, Nishitani N. Electromagnetic conjugacy of ionospheric disturbances after the 2022 Hunga Tonga–Hunga Ha’apai volcanic eruption as seen in GNSS-TEC and SuperDARN Hokkaido pair of radars observations. *Earth Planets Space*. 2022;74(106). <https://doi.org/10.1186/s40623-022-01665-8>
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. Schnepf NR, Minami T, Toh H, Nair MC. Magnetic Signatures of the 15 January 2022 Hunga Tonga–Hunga Ha’apai Volcanic Eruption. *Geophysical Research Letters*. 2022;49(10):e2022GL098454.
42. Yamazaki Y, Soares G, Matzka J. Geomagnetic Detection of the Atmospheric Acoustic Resonance at 3.8 mHz During the Hunga Tonga Eruption Event on 15 January 2022. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. 2022;127(7):e2022JA030540. <https://doi.org/10.1029/2022JA030540>
43. Adushkin VV, Rybnov YS, Spivak AA. Wave-Related, Electrical, and Magnetic Effects Due to the January 15, 2022 Catastrophic Eruption of Hunga Tonga–Hunga Ha’apai Volcano. *J. Volcanolog. Seismol.* 2022;16(4):251-263. <https://doi.org/10.1134/S0742046322040029>
44. Chernogor LF. Radiophysical and geomagnetic effects of rocket launches: Monograph. Kharkiv: V. N. Karazin Kharkiv National University Publ, 2009. 386.
45. Chernogor LF, Blaunstein N. Radiophysical and Geomagnetic Effects of Rocket Burn and Launch in the Near-the-Earth Environment. Boca Raton, London, New York: CRC Press. Taylor & Francis Group; 2013. 542.
46. Luo Y, Черногор ЛФ, Жданко ЄГ. Геокосмічні збурення, що супроводжували старти ракет з космодрому Байконур. *Кінематика і фізика небесних тіл*. 2022;38(6):3-24. <https://doi.org/10.15407/kfnt2022.06.003>
47. 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>
48. Gossard EE, Hooke YX. *Waves in the Atmosphere: Atmospheric Infrasound and Gravity Waves, Their Generation and Propagation (Developments in Atmospheric Science)*. Elsevier Scientific Pub. Co., 1975. 472 p.
49. Chernogor LF. *Physics and Ecology of Disasters: Monograph*. Kharkiv: V. N. Karazin Kharkiv National University Publ, 2012. 556.

REFERENCES

1. 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 Ukrainian). (In press).
2. 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.

3. 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.
4. 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.
5. 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.
6. 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.
7. 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.
8. 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.
9. 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>
10. 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>
11. 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.
12. 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>
13. Heidarzadeh M, Gusman AR, Ishibe T, Sabeti R, Šepić J. Estimating the eruption-induced water displacement source of the 15 January 2022 Tonga volcanic tsunami from tsunami spectra and numerical modelling. *Ocean Engineering*. 2022;261:112165. <https://doi.org/10.1016/j.oceaneng.2022.112165>
14. 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>
15. 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>
16. Lynett P. The Tsunamis Generated by the Hunga Tonga-Hunga Ha'apai Volcano on January 15, 2022. 16 March 2022, PREPRINT (Version 1) available at Research Square. <https://doi.org/10.21203/rs.3.rs-1377508/v1>

17. 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>
18. 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>
19. 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>
20. 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).
21. Carr JL, Horváth Á, Wu DL, Friberg MD. Stereo plume height and motion retrievals for the record-setting Hunga Tonga-Hunga Ha'apai eruption of 15 January 2022. *Geophysical Research Letters*. 2022;49:e2022GL098131. <https://doi.org/10.1029/2022GL098131>
22. 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>
23. Ern M, Hoffmann L, Rhode S, Preusse P. The mesoscale gravity wave response to the 2022 Tonga volcanic eruption: AIRS and MLS satellite observations and source backtracing. *Geophysical Research Letters*. 2022;49(10):e2022GL098626. <https://doi.org/10.1029/2022GL098626>
24. 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>
25. 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>
26. 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>
27. Vergoz J, Hupe P, Listowski C, Le Pichon A, Garcés MA, Marchetti E, Labazuy P, Ceranna L, Pilger C, Gaebler P, Näsholm SP, Brissaud Q, Poli P, Shapiro N, De Negri R, Mialle P. IMS observations of infrasound and acoustic-gravity waves produced by the January 2022 volcanic eruption of Hunga, Tonga: A global analysis. *Earth and Planetary Science Letters*. 2022;591:117639. <https://doi.org/10.1016/j.epsl.2022.117639>
28. Witze A. Why the Tongan volcanic eruption was so shocking. *Nature*. 2022;602:376-378. <https://media.nature.com/original/magazine-assets/d41586-022-00394-y/d41586-022-00394-y.pdf>
29. Wright CJ, Hindley NP, Alexander MJ, Barlow M, Hoffmann L, Mitchell CN, Prata F, Bouillon M, Carstens J, Clerbaux C, Osprey SM, Powell N, Randall CE, Yue J. Surface-to-space atmospheric waves from Hunga Tonga-Hunga Ha'apai eruption. *Nature*. 2022. <https://doi.org/10.1038/s41586-022-05012-5>
30. 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>
31. 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>
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. 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>
34. 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>
35. Harding BJ, Wu Y-JJ, Alken P, Yamazaki Y, Triplett CC, Immel TJ, Gasque LC, Mende SB, Xiong C. Impacts of the January 2022 Tonga Volcanic Eruption on the Ionospheric Dynamo: ICON-MIGHTI and

- Swarm Observations of Extreme Neutral Winds and Currents. *Geophysical Research Letters*. 2022;49(9):e2022GL098577. <https://doi.org/10.1029/2022GL098577>
36. Le G, Liu G, Yizengaw E, Englert CR. Intense equatorial electrojet and counter electrojet caused by the 15 January 2022 Tonga volcanic eruption: Space- and ground-based observations. *Geophysical Research Letters*. 2022;49(11):e2022GL099002. <https://doi.org/10.1029/2022GL099002>
 37. Rajesh PK, Lin CCH, Lin JT, Lin CY, Liu JY, Matsuo T, et al. Extreme poleward expanding super plasma bubbles over Asia-Pacific region triggered by Tonga volcano eruption during the recovery-phase of geomagnetic storm. *Geophysical Research Letters*. 2022;49:e2022GL099798. <https://doi.org/10.1029/2022GL099798>
 38. Saito S. Ionospheric disturbances observed over Japan following the eruption of Hunga Tonga-Hunga Ha'apai on 15 January 2022. *Earth, Planets and Space*. 2022;74:57. <https://doi.org/10.1186/s40623-022-01619-0>
 39. Shinbori A, Otsuka Y, Sori T, Nishioka M, Perwitasari S, Tsuda T, Nishitani N. Electromagnetic conjugacy of ionospheric disturbances after the 2022 Hunga Tonga-Hunga Ha'apai volcanic eruption as seen in GNSS-TEC and SuperDARN Hokkaido pair of radars observations. *Earth Planets Space*. 2022;74(106). <https://doi.org/10.1186/s40623-022-01665-8>
 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. Schnepf NR, Minami T, Toh H, Nair MC. Magnetic Signatures of the 15 January 2022 Hunga Tonga–Hunga Ha'apai Volcanic Eruption. *Geophysical Research Letters*. 2022;49(10):e2022GL098454.
 42. Yamazaki Y, Soares G, Matzka J. Geomagnetic Detection of the Atmospheric Acoustic Resonance at 3.8 mHz During the Hunga Tonga Eruption Event on 15 January 2022. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. 2022;127(7):e2022JA030540. <https://doi.org/10.1029/2022JA030540>
 43. Adushkin VV, Rybnov YS, Spivak AA. Wave-Related, Electrical, and Magnetic Effects Due to the January 15, 2022 Catastrophic Eruption of Hunga Tonga–Hunga Ha'apai Volcano. *J. Volcanolog. Seismol*. 2022;16(4):251–263. <https://doi.org/10.1134/S0742046322040029>
 44. Chernogor LF. Radiophysical and geomagnetic effects of rocket launches: Monograph. Kharkiv: V. N. Karazin Kharkiv National University Publ, 2009. 386.
 45. Chernogor LF, Blaunstein N. Radiophysical and Geomagnetic Effects of Rocket Burn and Launch in the Near-the-Earth Environment. Boca Raton, London, New York: CRC Press. Taylor & Francis Group; 2013. 542.
 46. Luo Y, Chernogor LF, Zhdanko YH. Geospace perturbations that accompanied rocket launches from the Baikonur cosmodrome. *Kinematics and physics of celestial bodies*. 2022;38(6):287–299. <https://doi.org/10.3103/S0884591322060046>
 47. 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>
 48. Gossard EE, Hooke YX. *Waves in the Atmosphere: Atmospheric Infrasound and Gravity Waves, Their Generation and Propagation (Developments in Atmospheric Science)*. Elsevier Scientific Pub. Co., 1975. 472 p.
 49. Chernogor LF. *Physics and Ecology of Disasters: Monograph*. Kharkiv: V. N. Karazin Kharkiv National University Publ, 2012. 556.

Стаття надійшла до редакції: 16 вересня 2022 р.

Рекомендовано до друку: 27 жовтня 2022 р.

LARGE-SCALE GEOMAGNETIC FIELD DISTURBANCES ACCOMPANIED BY THE POWERFUL EXPLOSION OF THE TONGA VOLCANO ON JANUARY 15, 2022

L. F. Chernogor, M. Yu. Holub

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

Background. A number of authors have described the results of observations of variations in the geomagnetic field caused by the Tonga volcano explosion. The main attention was paid to the analysis of quasi-periodic processes, disturbance of the neutral wind system, ionospheric currents at the heights of the dynamo region of the atmosphere. Temporal variations of the geomagnetic field observed at a number of the Intermagnet network magnetic stations remote from the volcano were described. A more detailed analysis of the magnetic effect of the Tonga volcano is an urgent task.

The purpose of this paper is to analyze the large-scale disturbances of the geomagnetic field caused by the powerful explosion of the Tonga volcano, which took place on January 15, 2022.

Techniques and Methodology. The data of measurements on the global network of Intermagnet magnetic stations were used for the analysis. These stations were located on different sides of the disturbance source. The X -, Y -, and Z -components of the geomagnetic field were subjected to analysis. The time resolution was 1 min, the error did not exceed 1 nT. Temporal variations

of the geomagnetic field level from January 12 to January 18, 2022, were analyzed. The most magnetically quiet days were January 13 and January 17, 2022. They were used as reference days.

Results. As a result of the time variations analysis of the X -, Y -, and Z -components of the geomagnetic field registered at stations located at a distance from ~ 2000 to 8000 km from the epicenter of the Tonga volcano explosion, it was established that the geomagnetic effect was of a global nature. Six groups of geomagnetic field component disturbances that could have been caused by a volcanic explosion were identified. Speeds close to ~ 4 and 1.5 km/s are characteristic of MHD waves. A speed close to ~ 1 km/s is typical for a blast wave. A speed of ~ 500 m/s have atmospheric gravity waves. Disturbances with speeds of ~ 315 and 200 m/s apparently propagated by Lamb waves and tsunamis. The amplitude of quasi-periodic disturbances of the geomagnetic field was estimated to be $1\text{--}10$ nT. These values are in good agreement with the observation results. Estimates of the magnitude of aperiodic disturbances gave a value of $30\text{--}60$ nT, which also agreed with the measurement results.

Conclusions. It was confirmed that the powerful explosion of the volcano led to the disturbance of all subsystems in the Earth – atmosphere – ionosphere – magnetosphere system.

KEY WORDS: *Tonga volcano, geomagnetic field disturbance, aperiodic disturbance, quasi-periodic disturbance, time delay, apparent speed, types of waves*

The article was received by the editors: 16 September 2022

The article is recommended for printing: 27 October 2022

Оригінальна стаття

<https://doi.org/10.26565/2311-0872-2022-37-04>

УДК 550.388

Л. Ф. ЧОРНОГОР¹, д. ф.-м. наук, проф.

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

К. П. ГАРМАШ¹, к. ф.-м. наук, с.н.с.

e-mail: garmash@karazin.ua ORCID ID: <https://orcid.org/0000-0002-0844-5456>

Q. GUO², PhD, prof.

e-mail: guoqiang@hrbeu.edu.cn ORCID ID: <https://orcid.org/0000-0002-8366-7163>

Є. Г. ЖДАНКО¹, аспірант, м.н.с.

e-mail: eugenezhd@gmail.com ORCID ID: <https://orcid.org/0000-0002-4612-4194>

В. Ф. ПУШИН¹, н.с.

e-mail: pushin.vf@gmail.com ORCID ID: <https://orcid.org/0000-0002-1957-179X>

А. М. ЦИМБАЛ¹, к. ф.-м. наук, доц.

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

Yu. ZHENG³, PhD, prof.

e-mail: zhengyu@qdu.edu.cn ORCID ID: <https://orcid.org/0000-0001-6166-5733>

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

²Harbin Engineering University, 145 Nantong Street, Nangang District, Harbin, 150001, Kumaï

³Qingdao University, 308 Ningxia Road, Qingdao, 266071, Kumaï

ПАРАМЕТРИ РУХОМИХ ІОНОСФЕРНИХ ЗБУРЕНЬ: РЕЗУЛЬТАТИ ПРОСТОРОВО РОЗНЕСЕНОГО ПОХИЛОГО ВЧ РАДІОЗОНДУВАННЯ

Актуальність. Особливості іоносферного радіоканалу полягають у залежності його параметрів від фази сонячної активності, стану Сонця, стану атмосферно-космічної погоди, пори року, часу доби, географічних координат тощо. Атмосфера й іоносфера, а значить і відповідні радіоканали, рідко бувають спокійними. Зазвичай вони збурюються високоенергетичним джерелами природного та техногенного походження. Саме збурення параметрів радіоканалу обмежують потенційні тактико-технічні характеристики систем радіозв'язку, радіолокації, радіонавігації, дистанційного радіозондування Землі з космосу та радіоастрономії. Для зменшення впливу нестационарних і випадкових збурень необхідна їх діагностика та наступна адаптація до збурених умов. Динамічні процеси в атмосфері досліджуються багатьма радіофізичними методами: трансіоносферним радіозондуванням сигналами Глобальної навігаційної супутникової системи, некогерентного розсіяння, вертикального та похилого зондування іоносфери тощо. Похиле зондування іоносфери має низку переваг. При цьому використовують як власні радіопередавачі, так і передавачі світової мережі радіомовних або службових радіостанцій. Безперервний моніторинг іоносфери та іоносферного радіоканалу стає більш дешевим саме при використанні світової мережі. При цьому метод радіозондування є пасивним. Він дозволяє охопити моніторингом значні території Земної кулі (аж до глобальних). Метод має високу чутливість завдяки вимірюванням доплерівського зміщення частоти та амплітуди сигналу. Його роздільна здатність за часом складає близько 10 с, за частотою – 0.01–0.1 Гц. Точність вимірювання доплерівського зміщення частоти не гірше 0.01 Гц. При цьому вдається моніторити відносні варіації концентрації електронів N не менше 10^{-4} – 10^{-3} або досліджувати рух іоносферної плазми зі швидкістю не менше 0.1–1 м/с.

Метою цієї роботи є викладення результатів визначення головних параметрів рухомих іоносферних збурень над КНР за допомогою багатотрасового похилого ВЧ радіозондування іоносфери.

Методи і методологія. Для просторово рознесеного похилого ВЧ радіозондування іоносфери було використано багаточастотний багатотрасовий когерентний радіотехнічний комплекс, розміщений на території Харбінського інженерного університету. Моніторинг проведено на 14 радіотрасах різної протяжності та орієнтації. Для гармонічної моделі рухомих іоносферних збурень з використанням трьох радіотрас визначено фазові зсуви на двох інших радіотрасах по відношенню до опорної радіотраси. Цей зсув дорівнює добутку хвильового вектору на відому базу, що визначається відстанню та орієнтацією між радіопередавачами. В загальному випадку є не одне рухоме іоносферне збурення, а суперпозиція низки рухомих іоносферних збурень різних масштабів і напрямків їх руху. Для визначення параметрів цих збурень спочатку знаходяться крос-спектри, з яких обчислюються періоди та фази крос-спектрів.

Результати. Стосовно просторово рознесеного похилого радіозондування іоносфери зі застосуванням багаточастотного багатотрасового когерентного радіотехнічного комплексу ВЧ діапазону розроблено методику визначення періодів, горизонтальних довжин хвиль і азимуту приходу рухомих іоносферних

збурень. За допомогою крос-спектрального аналізу визначено періоди, горизонтальні довжини хвиль, горизонтальну швидкість і азимут переважаючих за амплітудою рухомих іоносферних збурень. Підтверджено, що рухомі іоносферні збурення з періодами ~16–40 хв та швидкостями в декілька сотень метрів за секунду викликані генерацією та поширенням атмосферних гравітаційних хвиль. Хвилі з періодом ~10–13 хв мали електромагнітну природу. Відносна амплітуда збурень концентрації електронів у хвилі зазвичай складала ~1–10%. Як правило, рухомі іоносферні збурення переміщувалися вздовж магнітного меридіану, причому частіше за все з півночі на південь.

Висновки. Успішне функціонування комплексу та працездатність запропонованих методик продемонстровано на прикладі визначення основних параметрів рухомих іоносферних збурень.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: просторово рознесене похиле радіозондування, іоносфера, рухомі іоносферні збурення, параметри збурень, доплерівський спектр, крос-спектр

Як цитувати: Черногор ЛФ, Гармаш КП, Guo Q, Жданко ЄГ, Пушин ВФ, Цимбал АМ, Zheng Yu. Параметри рухомих іоносферних збурень: результати просторово рознесеного похилого ВЧ радіозондування. Вісник Харківського національного університету імені В. Н. Каразіна. Серія «Радіофізика та електроніка». 2022; 37:47-59. <https://doi.org/10.26565/2311-0872-2022-37-04>

In cites: Chernogor LF, Garmash KP, Guo Q, Zhdanko YN, Pushin VF, Tsybmal AM, Zheng Yu. Parameters of traveling ionospheric disturbances: results from spaced oblique HF sounding. Visnyk of V. N. Karazin Kharkiv National University, series "Radio Physics and Electronics". (In Ukrainian). 2022; 37:47-59. <https://doi.org/10.26565/2311-0872-2022-37-04>

ВСТУП

Іоносфера була та залишається і на сьогодні основним каналом поширення радіохвиль практично всіх діапазонів: від вкрай низькочастотних (3–30 Гц) до гіпервисокочастотних (0.3–3 ТГц). Особливості іоносферного радіоканалу полягають у залежності його параметрів від фази сонячної активності, стану Сонця, стану атмосферно-космічної погоди, пори року, часу доби, географічних координат тощо. Атмосфера

й іоносфера, а значить, і відповідні радіоканали рідко бувають спокійними. Зазвичай вони збурюються високоенергетичним джерелами природного та техногенного походження. До перших належать сонячні бурі, галактичне космічне випромінювання, падіння метеороїдів, грози, погодні фронти, урагани (тайфуни), виверження вулканів, землетруси тощо. До других можна віднести потужні вибухи, пуски та польоти ракет, космічних апаратів і великих літаків, потужне радіо- та акустичне випромінювання тощо. Саме збурення параметрів радіоканалу обмежують потенційні тактико-технічні характеристики систем радіозв'язку, радіолокації, радіонавігації, дистанційного радіозондування Землі з космосу та радіоастрономії. Для зменшення впливу нестационарних і випадкових збурень необхідна їх діагностика та наступна адаптація до збурених умов.

Динамічні процеси в атмосфері досліджуються багатьма радіофізичними методами: трансіоносферним радіозондуванням сигналами Глобальної навігаційної супутникової системи, некогерентного розсіяння, вертикального та похилого зондування іоносфери тощо.

Підкреслимо, що похиле зондування іоносфери має низку переваг. При цьому використовують як власні радіопередавачі, так і передавачі світової мережі радіомовних або службових радіостанцій. Безперервний моніторинг іоносфери та іоносферного радіоканалу стає більш дешевим саме при використанні світової мережі. При цьому метод радіозондування є пасивним. Він дозволяє охопити моніторингом значні території Земної кулі (аж до глобальних). Метод має високу чутливість завдяки вимірюванням доплерівського зміщення частоти (ДЗЧ) та амплітуди сигналу. Його роздільна здатність за часом складає близько 10 с, за частотою – 0.01–0.1 Гц. Точність вимірювання ДЗЧ не гірше 0.01 Гц. При цьому вдається моніторити відносні варіації концентрації електронів N не менше 10^{-4} – 10^{-3} або досліджувати рух іоносферної плазми зі швидкістю не менше 0.1–1 м/с.

Метод похилого зондування іоносфери використовується низкою авторів [1–15]. Найбільш відомі роботи авторів із Чехії [1, 2], Харківського національного університету імені В. Н. Каразіна, Україна [3, 4], Харківського національного університету та Харбінського інженерного університету (Україна, КНР) [5–14]. Заслугує уваги і робота [15]. Автори [1] досліджували поширення атмосферних гравітаційних хвиль (АГХ), іоносферні ефекти землетрусів, динамічні процеси в приекваторіальній іоносфері, іоносферний відгук на потужні метеорологічні явища, спалахи на Сонці та магнітну активність. Автори [2] провели статистичні дослідження горизонтального поширення АГХ з періодами $T \approx 8$ –30 хв.

У роботах [1, 5, 6] вивчався відгук іоносфери на землетруси. Автори [10–12] дослідили іоносферні ефекти під час геокосмічних бур. У роботі [8] описано іоносферні ефекти Камчатського метеороїду. Іоносферні ефекти потужних тайфунів викладено в [9, 13, 14]. Автори [7] проаналізували ефекти в іоносфері, що супроводжували часткове сонячне затемнення над КНР.

У роботі [16] за допомогою похилого ВЧ зондування досліджувалась взаємність іоносферного радіоканалу. Характеристики радіоканалу на трасі Антарктика–Іспанія вивчалися авторами [17, 18]. Вплив магнітної активності на сигнали похилого зондування описано в роботі [19]. Моделювання іоносферного радіоканалу вивчалось авторами [20].

Результати систематичних досліджень іоносферних збурень методом похилого радіозондування описано в монографії [21].

Проведені дослідження підтвердили високу ефективність похилого ВЧ радіозондування іоносфери. Встановлено, що всі джерела збурень генерували рухомі іоносферні збурення (РІЗ), викликані поширенням АГХ. Актуальним завданням є розширення можливостей похилого ВЧ радіозондування іоносфери.

Метою цієї роботи є викладення результатів визначення головних параметрів РІЗ над КНР за допомогою багатотрасового похилого ВЧ радіозондування іоносфери.

ЗАСОБИ ТА МЕТОДИ

Засоби. Для просторово рознесеного похилого ВЧ радіозондування іоносфери було використано багаточастотний багатотрасовий когерентний радіотехнічний комплекс, розміщений на території Харбінського інженерного університету. Комплекс описано в роботах [5–7]. Апаратно він складається з активної магнітної рамкової антени (діапазон частот 0.01–30 МГц), широкодіапазонного програмно визначеного радіоприймального пристрою (Software Defined Radio або SDR) типу USRP_N210 з дочірніми платами LFRX/LRTX і дисциплінуємим за сигналами супутників GPS високостабільним опорним генератором, а також персонального комп'ютера.

Для моніторингу використовувалося 14 радіотрас різної протяжності та орієнтації (Рис. 1). Перелік радіопередавальних радіостанцій наведено в Табл. 1.

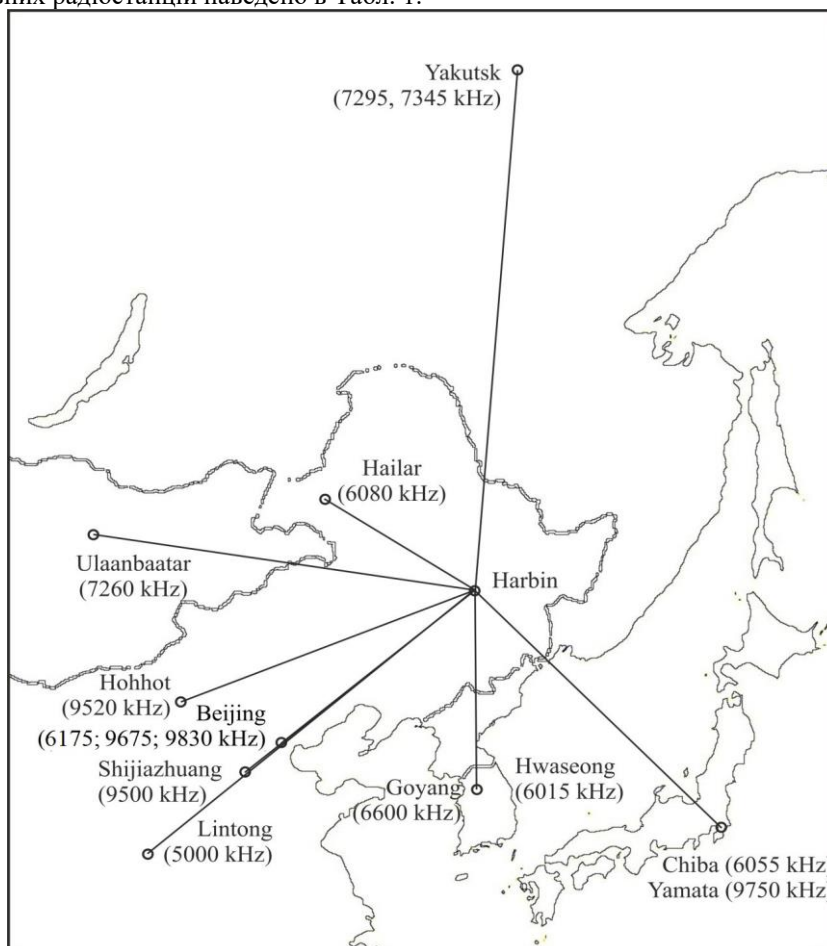


Рис. 1. Схема розташування радіопередавальних пристроїв та радіоприймального пристрою (Харбін)

Fig. 1. Layout of the radio transmitters and radio receiver (Harbin)

Методи. Отримання параметрів РІЗ передувало розв'язання низки наступних задач. По-перше, для однострибкових радіотрас для китайського регіону числовими методами розв'язана нелінійна крайова задача для променевих рівнянь у наближенні плоско-шаруватої магнітоактивної іоносфери з

квазістаціонарним 3D-збуренням концентрації електронів і урахуванням сферичної Землі. По-друге, розроблена методика синтеза доплерограм на похилих ВЧ радіотрасах різної орієнтації по відношенню до вектору напруженості геомагнітного поля. Виявлено головні особливості доплерограм для РІЗ з параметрами, що змінюються в широких межах. По-третє, для гармонічної моделі РІЗ з використанням трьох радіотрас визначалися фазові зміщення $\Delta\Phi_{12,13}$ у часових варіаціях ДЗЧ на двох інших радіотрасах (з умовними номерами 2 та 3) по відношенню до опорної радіотраси (з умовним номером 1). Це зміщення дорівнює добутку хвильового вектору \vec{k} на відому базу $\vec{d}_{1,2}$, що визначається відстанню та орієнтацією між серединами радіотрас:

$$\Delta\Phi_{12} = -\vec{k}\vec{d}_{12}, \quad (1)$$

$$\Delta\Phi_{13} = -\vec{k}\vec{d}_{13}. \quad (2)$$

З (1) і (2) маємо проєкції

$$k_x = \frac{d_{12y}\Delta\Phi_{13} - d_{13y}\Delta\Phi_{12}}{d_{12y}d_{13x} - d_{13y}d_{12x}}, \quad (3)$$

$$k_y = \frac{\Delta\Phi_{13} - k_x d_{13x}}{d_{13y}}. \quad (4)$$

Таблиця 1. Основні відомості про радіотраси (за матеріалами <https://fmscan.org/index.php>)

Table 1. General information about radio paths (according to <https://fmscan.org/index.php>)

Частота, кГц	Координати передавача	Розташування (країна)	Відстань до Харбіна, км	Координати середини траси
5000	34.95 пн.ш. 109.56 сх.д.	Lintong/ Pucheng (Китай)	1875	40.37 пн.ш. 118.12 сх.д.
6015	37.21 пн.ш. 126.78 сх.д.	Hwaseong (Корея)	950	41.50 пн.ш. 126.73 сх.д.
6055	35.47 пн.ш. 140.21 сх.д.	Chiba/ Nagara (Японія)	1610	40.63 пн.ш. 133.45 сх.д.
6080	49.18 пн.ш. 119.72 сх.д.	Hailar/ Nanmen (Китай)	645	47.48 пн.ш. 123.2 сх.д.
6175	39.75 пн.ш. 116.81 сх.д.	Beijing (Китай)	1050	42.77 пн.ш. 121.75 сх.д.
6600	37.60 пн.ш. 126.85 сх.д.	Goyang (Корея)	910	41.69 пн.ш. 126.77 сх.д.
7260	47.80 пн.ш. 107.17 сх.д.	Ulaanbaatar/ Khonkhor (Монголія)	1496	46.79 пн.ш. 116.93 сх.д.
7295	62.24 пн.ш. 129.81 сх.д.	Yakutsk (Росія)	1845	54.01 пн.ш. 128.25 сх.д.
7345	62.24 пн.ш. 129.81 сх.д.	Yakutsk (Росія)	1845	54.01 пн.ш. 128.25 сх.д.
9500	38.47 пн.ш. 114.13 сх.д.	Shijiazhuang (Китай)	1310	42.13 пн.ш. 120.41 сх.д.
9520	40.72 пн.ш. 111.55 сх.д.	Hohhot (Китай)	1340	43.25 пн.ш. 119.12 сх.д.
9675	39.75 пн.ш. 116.81 сх.д.	Beijing (Китай)	1050	42.77 пн.ш. 121.75 сх.д.
9750	36.17 пн.ш. 139.82 сх.д.	Yamata (Японія)	1570	40.98 пн.ш. 133.25 сх.д.
9830	39.75 пн.ш. 116.81 сх.д.	Beijing (Китай)	1050	42.77 пн.ш. 121.75 сх.д.

Звідси кут α між \vec{k} та віссю ОХ, що визначає азимут джерела РІЗ, дається співвідношеннями:

$$\sin \alpha = \frac{k_y}{k},$$

$$\cos \alpha = \frac{k_x}{k},$$

$$k^2 = k_x^2 + k_y^2.$$

Знаючи k_x і k_y знаходимо довжину хвилі РІЗ.

В загальному випадку є не одне РІЗ, а суперпозиція низки РІЗ різних масштабів і напрямків їх руху. Для визначення параметрів цих РІЗ спочатку знаходяться крос-спектри S_{12} і S_{13} (індекси відповідають парі номерів радіотрас, для часових варіацій ДЗЧ яких розраховується крос-спектр), з яких обчислюються періоди та фази крос-спектрів. Єдиний розв'язок існує в тому випадку, коли проекція довжини хвилі РІЗ на вектор бази більше розміру бази.

РЕЗУЛЬТАТИ СПОСТЕРЕЖЕНЬ

Опишемо у якості прикладу результати спостережень для 25 січня 2019 р. і 7 лютого 2019.

Стан космічної погоди. Дослідженню відгуку іоносфери на будь-яке збурення повинен передувати ретельний аналіз стану космічної погоди. Обмежимося аналізом стану магнітного поля Землі. Для цього використано дані сайту [<http://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp>]. В Табл. 2 і 3 наведено значення індексів K_p та D_{st} . Можна бачити, що магнітне поле Землі залишалось майже незбуреним.

Таблиця 2. Значення індексу K_p

Table 2. K_p -index values

Інтервал часу доби, UT	24 січня 2019 р.	25 січня 2019 р.	26 січня 2019 р.	6 лютого 2019 р.	7 лютого 2019 р.	8 лютого 2019 р.
00:00–03:00	3.7	2	1.7	1	1.7	2
03:00–06:00	3.3	2.7	1.7	2	1.3	1.7
06:00–09:00	3.7	3.3	1.3	2	1	1.7
09:00–12:00	1.3	2.7	1	2.7	0	1.3
12:00–15:00	1.3	3.3	3	2.7	0.3	0.7
15:00–18:00	2.7	3	2.7	1.3	0.7	1.3
18:00–21:00	3.7	2.3	0.7	2.3	1	2.3
21:00–00:00	4.3	1.7	0.7	2.3	2	3.7

Таблиця 3. Значення індексу D_{st}

Table 3. D_{st} -index values

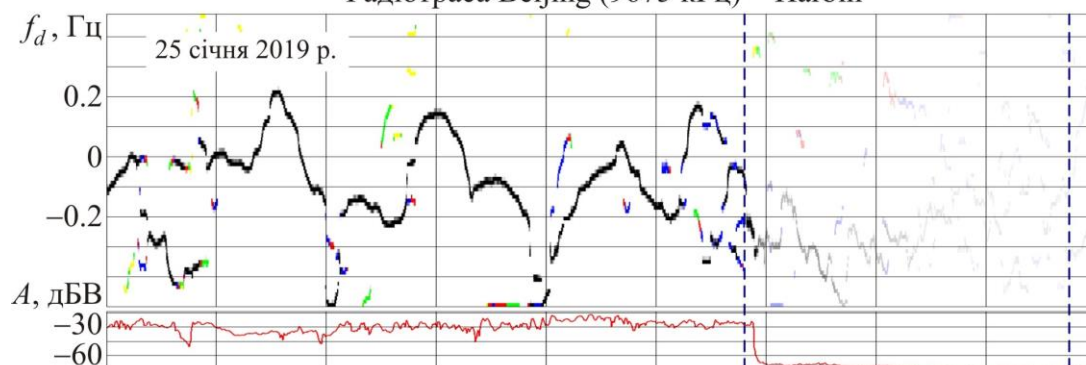
Час доби, UT	24 січня 2019 р.	25 січня 2019 р.	26 січня 2019 р.	6 лютого 2019 р.	7 лютого 2019 р.	8 лютого 2019 р.
00:00	10	1	-4	-5	-13	-16
01:00	10	2	-3	-2	-13	-11
02:00	11	-3	-5	-3	-13	-11
03:00	4	-6	-6	-8	-14	-14
04:00	-7	-11	-6	-9	-15	-14
05:00	-14	-15	-2	-6	-14	-13
06:00	-17	-15	-1	-3	-12	-12
07:00	-14	-11	-1	-7	-12	-16
08:00	-9	-12	-1	-12	-12	-17
09:00	-7	-5	1	-11	-12	-24
10:00	-3	-5	-1	-13	-12	-22
11:00	-1	-6	-2	-17	-11	-16
12:00	0	-10	-4	-24	-7	-11

13:00	1	-10	-6	-20	-7	-9
14:00	0	-12	-7	-15	-8	-9
15:00	4	-10	-6	-12	-8	-10
16:00	4	-5	-5	-9	-10	-12
17:00	0	-7	-5	-12	-9	-12
18:00	-15	-10	-8	-16	-7	-10
19:00	-17	-7	-8	-13	-7	-10
20:00	-1	-4	-7	-17	-12	-13
21:00	-8	-5	-6	-15	-20	-17
22:00	-7	-3	-2	-14	-25	-18
23:00	-2	-2	1	-15	-23	-15

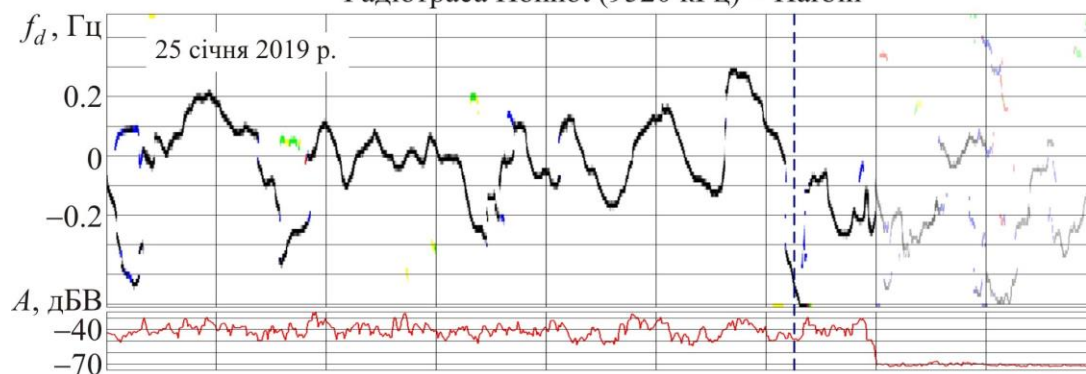
Часові варіації ДЗЧ. У якості прикладу наведемо результати спостережень за часовими варіаціями ДЗЧ на трьох радіотрасах: Hohhot–Harbin, Beijing–Harbin та Shijiazhuang–Harbin (див. Рис. 1). Залежності ДЗЧ $f_d(t)$ для 25 січня 2019 р. і 7 лютого 2019 р. показано на Рис. 2 і 3. Із рисунків можна бачити, що варіації

ДЗЧ є квазіперіодичними. Така поведінка викликана поширенням у іоносфері РІЗ. Наприклад, 25 січня 2019 р. в інтервалі часу 07:00–09:00 (тут і далі час UT) спостерігалися квазіперіодичні варіації ДЗЧ з періодом близько 35 та 12 хв (див. Рис. 2). 7 лютого 2019 р. також мали місце квазіперіодичні варіації ДЗЧ з періодом біля 40, 20 та 13 хв (див. Рис. 3).

Радіотраса Beijing (9675 кГц) – Harbin



Радіотраса Hohhot (9520 кГц) – Harbin



Радіотраса Shijiazhuang (9500 кГц) – Harbin

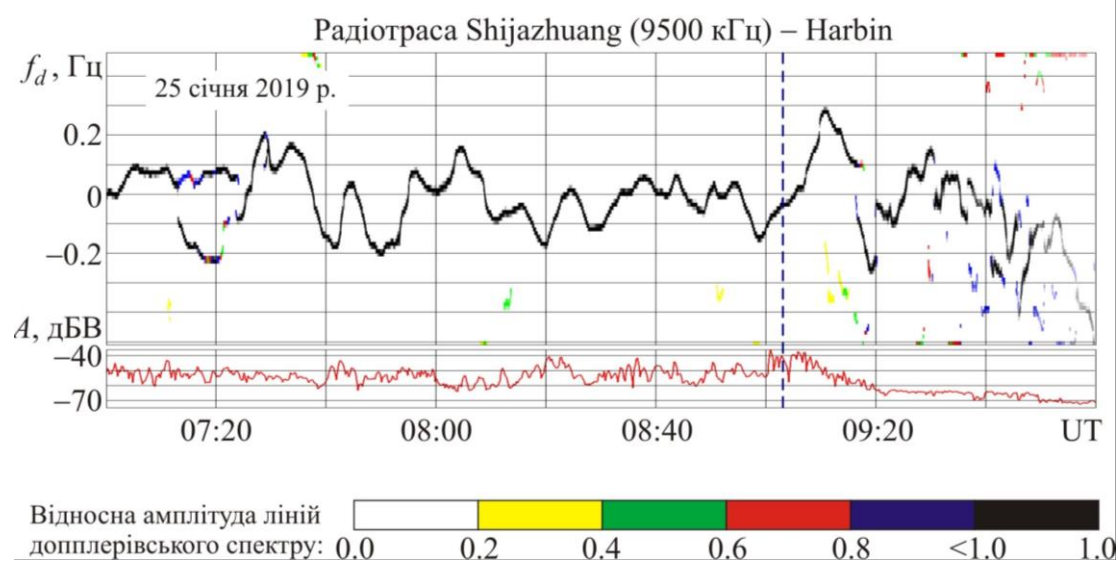
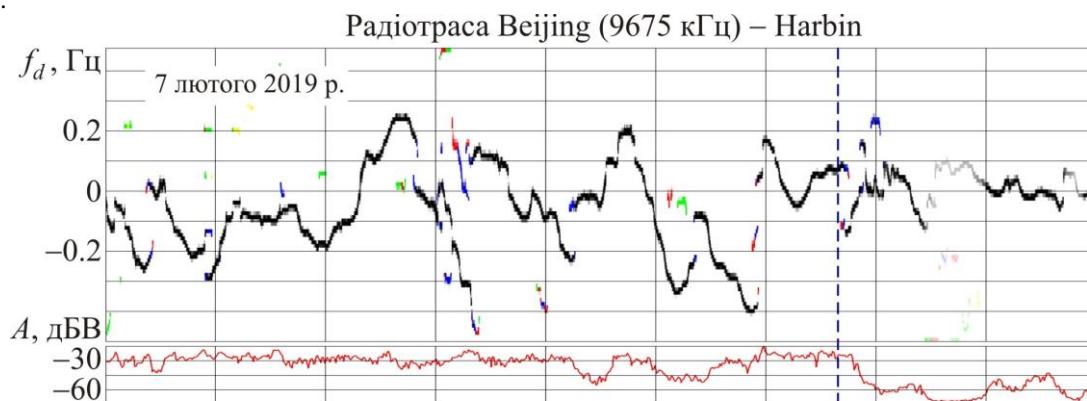


Рис. 2. Часові варіації ДЗЧ 25 січня 2019 р. на радіотрасах Beijing–Harbin, Hohhot–Harbin і Shijiazhuang–Harbin. Вертикальними пунктирними лініями показано моменти заходу Сонця на висотах 0 і 100 км
 Fig. 2. Time variations of Doppler shift on January 25, 2019 on the Beijing–Harbin, Hohhot–Harbin and Shijiazhuang–Harbin radio paths. Vertical dashed lines indicate the sunsets at altitudes of 0 and 100 km

Крос-спектри. Параметри РІЗ. У якості опорної вибрано радіотрасу Beijing–Harbin. Розраховано крос-спектри часових варіацій ДЗЧ на трасах Hohhot–Harbin та Shijiazhuang–Harbin по відношенню до опорної траси. Нормовані крос-спектри S/S_{\max} та їхні фази Φ показано на Рис. 4 для 25 січня 2019 р. та на Рис. 5 для 7 лютого 2019 р. Уточнені значення частоти F , періоду T , горизонтальної довжини хвилі, швидкості РІЗ та азимуту приходу хвилі наведено у Табл. 4.

ОБГОВОРЕННЯ

Розроблена методика визначення параметрів РІЗ застосована для обробки даних просторово рознесеного похилого радіозондування. Із крос-спектрів отримано діапазони частот, періоди, горизонтальні довжини хвиль, горизонтальні швидкості та азимуту (див. Табл. 4). Без сумніву, ці РІЗ були викликані генерацією та поширенням АГХ [21]. Переважний напрям руху хвилі від екватору та до екватору. Короткоперіодні ($T \approx 10\text{--}13$ хв) РІЗ мали швидкість 436–888 м/с. Швидше за все, ці хвилі мають електромагнітну природу [22].



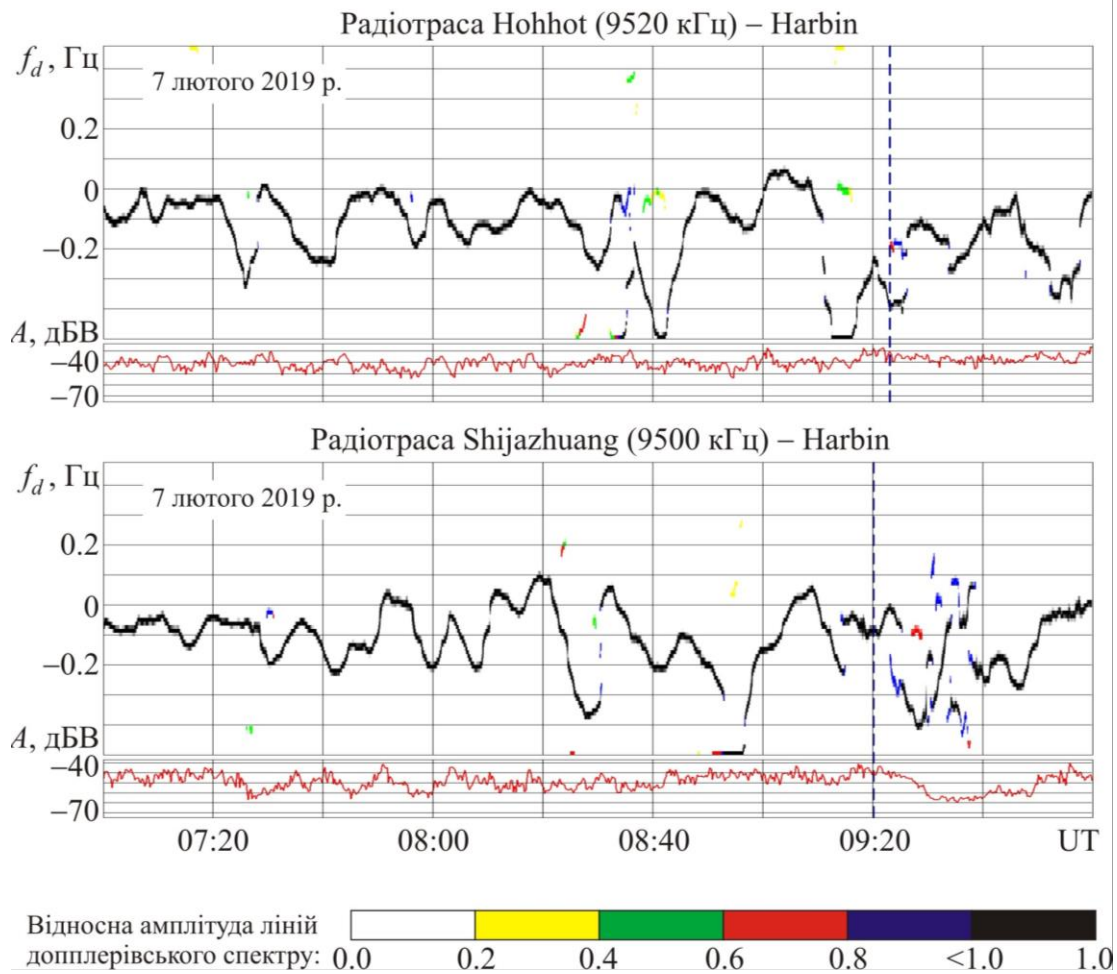


Рис. 3. Часові варіації ДЗЧ 7 лютого 2019 р. на радіотрасах Beijing–Harbin, Hohhot–Harbin і Shijiazhuang–Harbin. Вертикальною пунктирною лінією показано момент заходу Сонця на поверхні Землі
 Fig. 3. Time variations of Doppler shift on February 7, 2019 on the Beijing–Harbin, Hohhot–Harbin and Shijiazhuang–Harbin radio paths. Vertical dashed line indicate the sunset time at the ground

Оцінимо відносну амплітуду збурень N у полі РІЗ. Для цього скористаємося співвідношенням [7] для

$$\delta_{Na} = \frac{KcT}{4\pi H} \frac{f_d}{f},$$

де $K = \frac{1 + \cos \theta}{2(1 + 2\zeta \text{tg}^2 \theta) \cos^2 \theta}$, $\text{tg} \theta = \frac{R}{2z_r}$, R – довжина радіотраси вздовж поверхні Землі, z_r – висота відбиття радіохвилі, $\zeta = (z_r - z_0)/r_0$, z_0 – висота початку іоносфери, r_0 – радіус Землі, H – висота однорідної атмосфери.

Наприклад, на радіотрасі Hohhot–Harbin в інтервалі часу 08:20–09:00 амплітуда $f_{da} \approx 0.18$ Гц, а $T \approx 20$ хв. За висоти відбиття 175–200 км маємо $K \approx 4.3$ –4.8, а $\delta_{Na} \approx 7.5$ –6.7% відповідно.

На радіотрасі Shijiazhuang–Harbin з 07:40 до 08:40 маємо $f_{da} \approx 0.12$ Гц, а $T \approx 10$ хв. Тоді за $z_r \approx 175$ –200 км отримаємо $K \approx 4.3$ –4.8, а $\delta_{Na} \approx 2.5$ –2.2%.

Для інших періодів часу та інших радіотрас значення $\delta_{Na} \approx 1$ –10%.

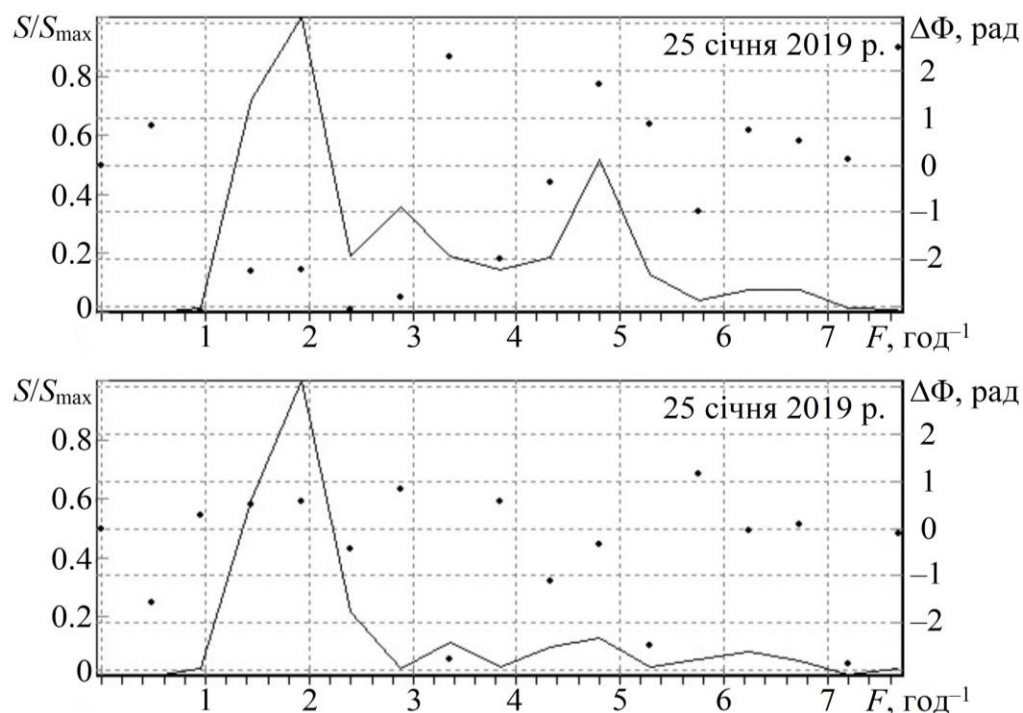


Рис. 4. Нормовані крос-спектри (суцільна лінія) та фази крос-спектрів (точки) варіацій ДЗЧ 25 січня 2019 р. на радіотрасах Hohhot–Harbin і Shijiazhuang–Harbin по відношенню до радіотраси Beijing–Harbin (панелі зверху вниз)

Fig. 4. Normalized cross-spectra (solid line) and phases of cross-spectra (dots) of Doppler shift variations on January 25, 2019 on the Hohhot–Harbin and Shijiazhuang–Harbin radio paths relatively to the Beijing–Harbin radio path (panels from top to bottom)

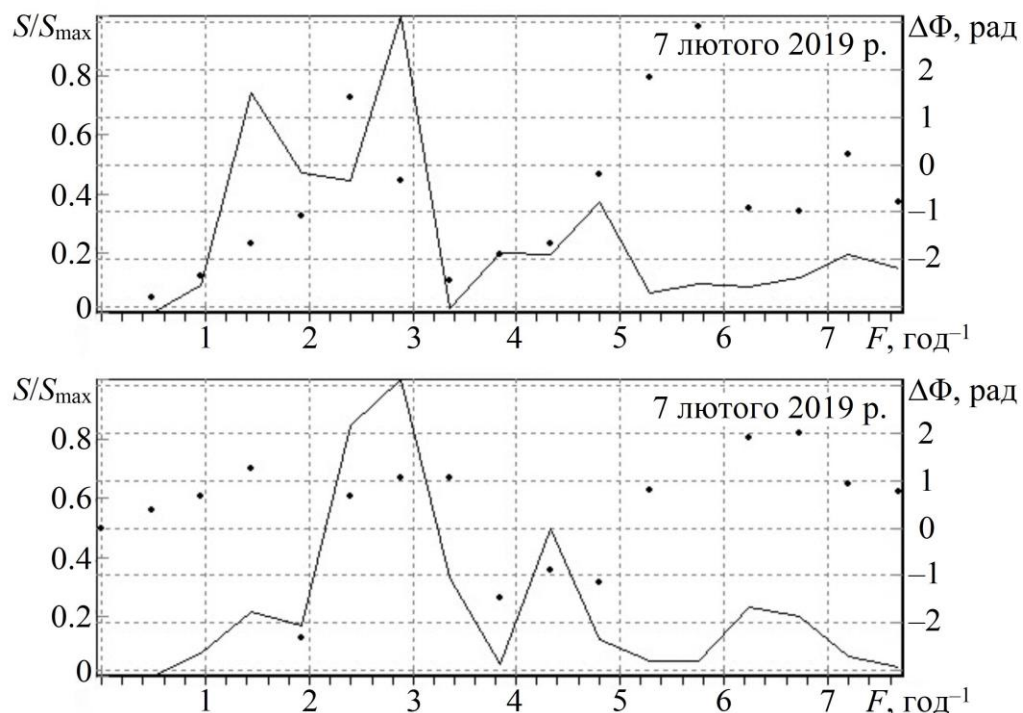


Рис. 5. Нормовані крос-спектри (суцільна лінія) та фази крос-спектрів (точки) варіацій ДЗЧ 7 лютого 2019 р. на радіотрасах Hohhot–Harbin і Shijiazhuang–Harbin по відношенню до радіотраси Beijing–Harbin (панелі зверху вниз)

Fig. 5. Normalized cross-spectra (solid line) and phases of cross-spectra (dots) of Doppler shift variations on February 7, 2019 on the Hohhot–Harbin and Shijiazhuang–Harbin radio paths relatively to the Beijing–Harbin radio path (panels from top to bottom)

Таблиця 4. Основні параметри РІЗ
Table 4. Main parameters of TIDs

Дата	Частота, год ⁻¹	Період, хв	Довжина хвилі, км	Швидкість, м/с	Азимут, град	Переважаючий напрям руху
25 січня 2019 р.	1.4–2.2	35.1±7.8	245±54	117±52	8	Від екватору
	4.4–5.2	12.5±1	327±26	436±70	188	До екватору
1 лютого 2019 р.	2.1–3.0	24±4	343±57	238±79	343	Від екватору
	3.6–4.2	15.5±1.2	240±19	258±40	172	До екватору
	5.4–6.2	10.3±1.1	359±38	581±124	4.3	Від екватору
7 лютого 2019 р.	1.2–2.0	40±10				
	2.2–3.2	23±4	271±47	196±68	4	Від екватору
	4.4–4.8	13.0±0.5	693±27	888±68	350	Від екватору
19 жовтня 2019 р.	2.1–2.8	25.0±3.6	366±53	244±70	200	До екватору

ГОЛОВНІ РЕЗУЛЬТАТИ

1. Стосовно просторово рознесеного похилого радіозондування іоносфери з застосуванням багаточастотного багатотрасового когерентного радіотехнічного комплексу ВЧ діапазону розроблено методику визначення періодів, горизонтальних довжин хвиль і азимуту приходу РІЗ.

2. За допомогою крос-спектрального аналізу визначено періоди, горизонтальні довжини хвиль, горизонтальну швидкість і азимуту переважаючих за амплітудою РІЗ.

3. Підтверджено, що РІЗ із періодами ~16–40 хв та швидкостями в декілька сотень метрів за секунду викликані генерацією та поширенням АГХ. Збурення з періодом ~10–13 хв мають електромагнітну природу.

4. Відносна амплітуда збурень концентрації електронів у хвилі зазвичай складала ~1–10%.

5. Як правило, РІЗ переміщувалися вздовж магнітного меридіану, причому частіше за все з півночі на південь.

6. Успішне функціонування комплексу та працездатність запропонованих методик продемонстровано на прикладі визначення основних параметрів РІЗ.

ФІНАНСУВАННЯ РОБОТИ

Дослідження Черногора Л. Ф. виконано в рамках проекту Національного фонду досліджень України (номер 2020.02/0015 «Теоретичні та експериментальні дослідження глобальних збурень природного і техногенного походження в системі Земля–атмосфера–іоносфера»). Також робота Черногора Л. Ф., Гармаша К. П., Жданка С. Г., Пушина В. Ф. і Цимбала А. М. частково підтримана в рамках держбюджетних НДР, заданих МОН України (номери держреєстрації 0122U001476, 0121U109881 і 0121U109882).

КОНФЛІКТ ІНТЕРЕСІВ

Автори повідомляють про відсутність конфлікту інтересів.

СПИСОК ВИКОРИСТАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ

1. Laštovička J, Chum J. A review of results of the international ionospheric Doppler sounder network. *Advances in Space Research*. 2017;60(8):1629-1643. <https://doi.org/10.1016/j.asr.2017.01.032>
2. Chum J, Athieno R, Baše J, Burešová D, Hruška F, Laštovička J, McKinnell LA, Šindelářová T. Statistical investigation of horizontal propagation of gravity waves in the ionosphere over Europe and South Africa. *J. Geophys. Res.* 2012;117:A03312. <https://doi.org/10.1029/2011JA017161>
3. Черногор ЛФ, Гармаш КП, Жданко ЄГ, Леус СГ, Поднос ВА. Програмно-апаратний комплекс багаточастотного похилого зондування іоносфери. *Вісник Харківського національного університету імені В. Н. Каразіна. Серія «Радіофізика та електроніка»*. 2020;33:42-59. <https://doi.org/10.26565/2311-0872-2020-33-04>
4. Черногор ЛФ, Гармаш КП, Жданко ЄГ, Леус СГ, Luo Y. Особливості іоносферних ефектів часткового сонячного затемнення над Харковом 10 червня 2021 р. *Радіофізика і радіоастрономія*. 2021;26(4):326-343. <https://doi.org/10.15407/rpra26.04.326>
5. Guo Q, Chernogor LF, Garmash KP, Rozumenko VT, Zheng Y. Dynamical processes in the ionosphere following the moderate earthquake in Japan on 7 July 2018. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*. 2019;186:88-103. <https://doi.org/10.1016/j.jastp.2019.02.003>
6. Luo Y, Guo Q, Zheng Y, Гармаш КП, Черногор ЛФ, Шульга СМ. Варіації характеристик радіохвиль ВЧ діапазону над Китаєм, які супроводжували помірний землетрус в Японії 5 вересня 2018 р. *Вісник*

- Харківського національного університету імені В. Н. Каразіна. *Радіофізика та електроніка*. 2019;30:16-26. <https://doi.org/10.26565/2311-0872-2019-30-02>
7. Guo Q, Chernogor LF, Garmash KP, Rozumenko VT, Zheng Y. Radio Monitoring of Dynamic Processes in the Ionosphere Over China During the Partial Solar Eclipse of 11 August 2018. *Radio Science*. 2020;55:e2019RS006866. <https://doi.org/10.1029/2019RS006866>
 8. Luo Y, Chernogor LF, Garmash KP, Guo Q, Rozumenko VT, Shulga SN, Zheng Y. Ionospheric effects of the Kamchatka meteoroid: Results from multipath oblique sounding. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*. 2020;207:105336. <https://doi.org/10.1016/j.jastp.2020.105336>
 9. Chernogor LF, Garmash KP, Guo Q, Rozumenko VT, Zheng Y, Luo Y. Supertyphoon Hagibis action in the ionosphere on 6–13 October 2019: Results from multi-frequency multiple path sounding at oblique incidence. *Advances in Space Research*. 2021;67(8):2439-2469. <https://doi.org/10.1016/j.asr.2021.01.038>
 10. Luo Y, Guo Q, Zheng Y, Гармаш КП, Черногор ЛФ, Шульга СМ. Ефекти геокосмічної бурі 5—6 серпня 2019 р. *Космічна наука і технологія*. 2021;27(2(129)):45-69.
 11. Chernogor LF, Garmash KP, Guo Q, Zheng Y. Effects of the Strong Ionospheric Storm of August 26, 2018: Results of Multipath Radiophysical Monitoring. *Geomagnetism and Aeronomy*. 2021;61(1):73-91. <https://doi.org/10.1134/S001679322006002X>
 12. Luo Y, Chernogor LF, Garmash KP, Guo Q, Rozumenko VT, Zheng Yu. Dynamic processes in the magnetic field and in the ionosphere during the 30 August – 2 September, 2019 geospace storm. *Annales Geophysicae*. 2021;39(4). <https://doi.org/10.5194/angeo-39-657-2021>
 13. Zheng Y, Chernogor LF, Garmash KP, Guo Q, Rozumenko VT, Luo Y. Disturbances in the Ionosphere and Distortion of Radio Wave Characteristics That Accompanied the Super Typhoon Lekima Event of 4 – 12 August 2019. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. 2022;127:e2022JA030553. <https://doi.org/10.1029/2022JA030553>
 14. Chernogor LF, Garmash KP, Guo Q, Rozumenko VT, Zheng Y, Luo Y. Disturbances in the ionosphere that accompanied typhoon activity in the vicinity of China in September 2019. *Radio Science*. 2022;57:e2022RS007431. <https://doi.org/10.1029/2022RS007431>
 15. Nakata H, Nozaki K, Oki Y. et al. Software-defined radio-based HF doppler receiving system. *Earth Planets Space*. 2021;73(209). <https://doi.org/10.1186/s40623-021-01547-5>
 16. Zhou C, Zhao Z, Deng F, Ni B, Chen G. Midlatitude ionospheric HF channel reciprocity: Evidence from the ionospheric oblique incidence sounding experiments. *Radio Sci*. 2010;45:RS6017, <https://doi.org/10.1029/2010RS004477>
 17. Vilella C, Miralles D, Pijoan JL. An Antarctica-to-Spain HF ionospheric radio link: Sounding results. *Radio Sci*. 2008;43:RS4008. <https://doi.org/10.1029/2007RS003812>
 18. Ads AG, Bergadà P, Vilella C, Regué JR, Pijoan JL, Bardají R, Mauricio J. A comprehensive sounding of the ionospheric HF radio link from Antarctica to Spain. *Radio Sci*. 2012;48:1-12. <https://doi.org/10.1029/2012RS005074>
 19. Pietrella M, Perrone L, Fontana G, Romano V, Malagnini A, Tutone G, Zolesi B, Cander LjR, Belehaki A, Tsagouri I, Kouris SS, Vallianatos F, Makris J, Angling M. Oblique-incidence ionospheric soundings over Central Europe and their application for testing now casting and long term prediction models. *Advances in Space Research*. 2009;43(11):1611-1620. <https://doi.org/10.1016/j.asr.2008.01.022>
 20. Vertogradov G, Uryadov V, Vertogradov V. Oblique Sounding and Modeling of the Ionospheric HF Channel. *Radiophys Quantum Electron*. 2005;48:405-419. <https://doi.org/10.1007/s11141-005-0084-8>
 21. Gossard EE, Hooke YX. *Waves in the Atmosphere: Atmospheric Infrasound and Gravity Waves, Their Generation and Propagation (Developments in Atmospheric Science)*. Elsevier Scientific Pub. Co., 1975. 472 p.
 22. Otsuka Y, Suzuki K, Nakagawa S, Nishioka M, Shiokawa K, Tsugawa T. GPS observations of medium-scale traveling ionospheric disturbances over Europe. *Ann. Geophys*. 2013;31:163-172, <https://doi.org/10.5194/angeo-31-163-2013>

REFERENCES

1. Laštovička J, Chum J. A review of results of the international ionospheric Doppler sounder network. *Advances in Space Research*. 2017;60(8):1629-1643. <https://doi.org/10.1016/j.asr.2017.01.032>
2. Chum J, Athieno R, Baše J, Burešová D, Hruška F, Laštovička J, McKinnell LA, Šindelářová T. Statistical investigation of horizontal propagation of gravity waves in the ionosphere over Europe and South Africa. *J. Geophys. Res*. 2012;117:A03312. <https://doi.org/10.1029/2011JA017161>
3. Chernogor LF, Garmash KP, Zhdanko YH, Leus SG, Podnos VA. Software and hardware system of multi-frequency oblique sounding the ionosphere. *Visnyk of V. N. Karazin Kharkiv National University. Series «Radio Physics and Electronics»*. 2020;33:42-59. (In Ukrainian). <https://doi.org/10.26565/2311-0872-2020-33-04>

4. Chernogor LF, Garmash KP, Zhdanko YH, Leus SG, Luo Y. Features of ionospheric effects from the partial solar eclipse over the city of Kharkiv on 10 June 2021. *Radio Physics and Radio Astronomy*. 2021;26(4):326-343. (In Ukrainian). <https://doi.org/10.15407/rpra26.04.326>
5. Guo Q, Chernogor LF, Garmash KP, Rozumenko VT, Zheng Y. Dynamical processes in the ionosphere following the moderate earthquake in Japan on 7 July 2018. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*. 2019;186:88-103. <https://doi.org/10.1016/j.jastp.2019.02.003>
6. Luo Y, Guo Q, Zheng Y, Garmash KP, Chernogor LF, Shulga SM. HF radio-wave characteristic variations over China during moderate earthquake in Japan on September 5, 2018. *Visnyk of V. N. Karazin Kharkiv National University. Series «Radio Physics and Electronics»*. 2019;30:16-26. (In Ukrainian). <https://doi.org/10.26565/2311-0872-2019-30-02>
7. Guo Q, Chernogor LF, Garmash KP, Rozumenko VT, Zheng Y. Radio Monitoring of Dynamic Processes in the Ionosphere Over China During the Partial Solar Eclipse of 11 August 2018. *Radio Science*. 2020;55:e2019RS006866. <https://doi.org/10.1029/2019RS006866>
8. Luo Y, Chernogor LF, Garmash KP, Guo Q, Rozumenko VT, Shulga SN, Zheng Y. Ionospheric effects of the Kamchatka meteoroid: Results from multipath oblique sounding. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*. 2020;207:105336. <https://doi.org/10.1016/j.jastp.2020.105336>
9. Chernogor LF, Garmash KP, Guo Q, Rozumenko VT, Zheng Y, Luo Y. Supertyphoon Hagibis action in the ionosphere on 6–13 October 2019: Results from multi-frequency multiple path sounding at oblique incidence. *Advances in Space Research*. 2021;67(8):2439-2469. <https://doi.org/10.1016/j.asr.2021.01.038>
10. Luo Y, Guo Q, Zheng Y, Garmash KP, Chernogor LF, Shulga SM. Geospace storm effects on August 5–6, 2019. *Space Science and Technology*. 2021;27(2(129)):45-69. (In Ukrainian).
11. Chernogor LF, Garmash KP, Guo Q, Zheng Y. Effects of the Strong Ionospheric Storm of August 26, 2018: Results of Multipath Radiophysical Monitoring. *Geomagnetism and Aeronomy*. 2021;61(1):73-91. <https://doi.org/10.1134/S001679322006002X>
12. Luo Y, Chernogor LF, Garmash KP, Guo Q, Rozumenko VT, Zheng Yu. Dynamic processes in the magnetic field and in the ionosphere during the 30 August – 2 September, 2019 geospace storm. *Annales Geophysicae*. 2021;39(4). <https://doi.org/10.5194/angeo-39-657-2021>
13. Zheng Y, Chernogor LF, Garmash KP, Guo Q, Rozumenko VT, Luo Y. Disturbances in the Ionosphere and Distortion of Radio Wave Characteristics That Accompanied the Super Typhoon Lekima Event of 4 – 12 August 2019. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. 2022;127:e2022JA030553. <https://doi.org/10.1029/2022JA030553>
14. Chernogor LF, Garmash KP, Guo Q, Rozumenko VT, Zheng Y, Luo Y. Disturbances in the ionosphere that accompanied typhoon activity in the vicinity of China in September 2019. *Radio Science*. 2022;57:e2022RS007431. <https://doi.org/10.1029/2022RS007431>
15. Nakata H, Nozaki K, Oki Y. et al. Software-defined radio-based HF doppler receiving system. *Earth Planets Space*. 2021;73(209). <https://doi.org/10.1186/s40623-021-01547-5>
16. Zhou C, Zhao Z, Deng F, Ni B, Chen G. Midlatitude ionospheric HF channel reciprocity: Evidence from the ionospheric oblique incidence sounding experiments. *Radio Sci*. 2010;45:RS6017, <https://doi.org/10.1029/2010RS004477>
17. Vilella C, Miralles D, Pijoan JL. An Antarctica-to-Spain HF ionospheric radio link: Sounding results. *Radio Sci*. 2008;43:RS4008. <https://doi.org/10.1029/2007RS003812>
18. Ads AG, Bergada P, Vilella C, Regué JR, Pijoan JL, Bardají R, Mauricio J. A comprehensive sounding of the ionospheric HF radio link from Antarctica to Spain. *Radio Sci*. 2012;48:1-12. <https://doi.org/10.1029/2012RS005074>
19. Pietrella M, Perrone L, Fontana G, Romano V, Malagnini A, Tutone G, Zolesi B, Cander LjR, Belehaki A, Tzagouri I, Kouris SS, Vallianatos F, Makris J, Angling M. Oblique-incidence ionospheric soundings over Central Europe and their application for testing now casting and long term prediction models. *Advances in Space Research*. 2009;43(11):1611-1620. <https://doi.org/10.1016/j.asr.2008.01.022>
20. Vertogradov G, Uryadov V, Vertogradov V. Oblique Sounding and Modeling of the Ionospheric HF Channel. *Radiophys Quantum Electron*. 2005;48:405-419. <https://doi.org/10.1007/s11141-005-0084-8>
21. Gossard EE, Hooke YX. *Waves in the Atmosphere: Atmospheric Infrasound and Gravity Waves, Their Generation and Propagation (Developments in Atmospheric Science)*. Elsevier Scientific Pub. Co., 1975. 472 p.
22. Otsuka Y, Suzuki K, Nakagawa S, Nishioka M, Shiokawa K, Tsugawa T. GPS observations of medium-scale traveling ionospheric disturbances over Europe. *Ann. Geophys*. 2013;31:163-172, <https://doi.org/10.5194/angeo-31-163-2013>

Стаття надійшла до редакції: 16 вересня 2022 р.

Рекомендовано до друку: 27 жовтня 2022 р.

**PARAMETERS OF TRAVELING IONOSPHERIC DISTURBANCES:
RESULTS FROM SPACED OBLIQUE HF SOUNDING**

**L. F. Chernogor¹, K. P. Garmash¹, Q. Guo², Y. H. Zhdanko¹, V. F. Pushin¹,
A. M. Tsymbal¹, Yu. Zheng³**

¹*V. N. Karazin Kharkiv National University, Ukraine, 61022, Kharkiv, Svoboda Square, 4*

²*Harbin Engineering University, 145 Nantong Street, Nangang District, Harbin, 150001, China*

³*Qingdao University, 308 Ningxia Road, Qingdao, 266071, China*

Urgency. A characteristic feature of the ionospheric radio channel is that its parameters depend on season, local time, solar activity, geographic coordinates, the state of the sun, the state of atmospheric-space weather, etc. The state of the atmosphere and ionosphere and thus the state of the corresponding radio channels is rarely quiet. Usually, they are disturbed by high-energy sources of natural or anthropogenic nature. It is the perturbation of the parameters of the radio channel that limits the potential tactical and performance characteristics of radar, radio navigation, radio astronomy, radio communication systems, and remote radio sensing of the Earth from space. To improve the radio link performance, the non-stationary and random disturbances need to be diagnosed, and the link characteristics should be adapted to the disturbed conditions. The dynamic processes in the atmosphere are studied with many radio techniques, viz. ionosonde, incoherent scatter radar technique, signals from Global Positioning System satellite constellation, observations of HF radio waves at oblique incidence, etc. The oblique incidence technique can use dedicated transmitters, intercept signals from non-dedicated transmitters, utilize the transmitters of opportunity, those used for broadcasting or for dedicated services. As a result, the continuous monitoring of the ionosphere becomes cheaper when shortwave radio communication links at HF frequencies are used for overseas broadcasting. The technique of oblique sounding is a passive technique, and it is capable of monitoring large, up to global-scale, areas of the planet Earth. The technique shows high sensitivity since it employs measurements of the Doppler shift and the signal amplitude. Its time resolution is 10 s, and the Doppler resolution is 0.01–0.1 Hz, yielding the Doppler shift error of better than 0.01 Hz. These errors translate into the capability of monitoring electron density variations of order of 10^{-4} – 10^{-3} , and vertical movements of 0.1–1 m/s.

The aim of this work is to present the results of determining the parameters of traveling ionospheric disturbances over the People's Republic of China by making use of the database measurements made with the multiple path oblique HF radio waves probing the ionosphere.

Methods and Methodology. The multifrequency multiple path coherent system located at the Harbin Engineering University campus has been used to acquire spaced measurements along 14 oblique HF radio wave propagation paths of different lengths and orientations. Based on the harmonic model of traveling ionospheric disturbances and making use of three propagation paths, the phase shifts along two propagation paths were determined in relation to the reference path. This shift equals to the dot product of the wave vector on the known reference base, which is defined to be the vector from one transmitter to another. Generally, a superposition of traveling ionospheric disturbances with different values of wave vector and frequency occurs instead of a single traveling ionospheric disturbance. To determine the parameters of these traveling ionospheric disturbances, the cross-spectra are first calculated, which are then used for calculating the periods and phases of the cross-spectra.

Results. Regarding spaced measurements taken along oblique HF radio wave propagation paths with the multifrequency multiple path coherent system, the technique has been developed for determining periods, horizontal wavelengths, and the azimuths of arrival of the traveling ionospheric disturbances. The cross-spectral analysis was invoked to determine the periods, horizontal wavelengths, and the azimuths of arrival of the traveling ionospheric disturbances with predominant amplitudes. The ~16–40-min period traveling ionospheric disturbances are confirmed to be generated by atmospheric gravity waves, whereas the ~10–13-min period waves are electromagnetic in nature. Usually, the relative amplitude of disturbances in the electron density was observed to be ~1–10%. As a rule, the ionospheric disturbances traveled along magnetic meridians, most often from the north to the south.

Conclusions. The system performance and working of the proposed techniques have been demonstrated through the determination of salient parameters of traveling ionospheric disturbances.

KEY WORDS: *spaced oblique radio-wave sounding, ionosphere, traveling ionospheric disturbance, disturbance parameter, Doppler spectrum, cross-spectrum*

The article was received by the editors: 16 September 2022

The article is recommended for printing: 27 October 2022

Оригінальна стаття

<https://doi.org/10.26565/2311-0872-2022-37-05>

УДК 537.6/8

М. М. ЛЕГЕНЬКИЙ, к. ф.-м. наук, доц.

e-mail: mlegenkiy@karazin.ua

ORCIDL: <https://orcid.org/0000-0002-5945-4002>

М. А. БУГАЙ, студ.

e-mail: maksym.buhai@student.karazin.ua

ORCIDL: <https://orcid.org/0000-0001-5897-1705>

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

ДИФРАКЦІЯ ЕЛЕКТРОМАГНІТНОЇ ХВИЛІ НА ЛІЧІЛЬНІЙ БЕЗЛІЧІ РОЗСІЮВАЧІВ

Актуальність. Задача розрахунку ефективної поверхні розсіювання (ЕПР) складних об'єктів має велике значення. Зазвичай, при створення радіолокаційних станцій вимірюють ЕПР на реальних цілях. Можливість точного теоретичного розрахунку за раніше створеним алгоритмом прискорила б розробку нових радіолокаційних станцій.

Мета роботи. Метою роботи є створення алгоритму розрахунку ЕПР реальних цілей за допомогою їх моделювання із використанням системи яскравих неполяризованих точок у просторі.

Матеріали та методи. Для розв'язання задачі моделювання складних об'єктів за допомогою великої кількості яскравих неполяризованих точок було використано комп'ютерну програму MATLAB. Всі рівняння було отримано, виходячи із властивостей електромагнітних хвиль та із рівняння радіолокації.

Результати. Отримано рівняння для розрахунку ЕПР лічильної безлічі розсіювачів для ближньої зони без урахування та з урахуванням дифракційного розсіювання хвиль, а також аналогічні рівняння для дальньої зони; наведено графіки для кожного із випадків.

Висновки. Розглянуто визначення ефективної поверхні розсіювання, виведено формули для системи із N розсіювачів для некогерентного випадку без дифракційного розсіювання для ближньої і дальньої зон, для некогерентного випадку з дифракційним розсіюванням для ближньої зони, для когерентного випадку без дифракційного розсіювання для дальньої і ближньої зон, для когерентного випадку з дифракційним розсіюванням для ближньої зони. Представлено чисельні розрахунки, виконані за цими рівняннями для різного розташування систем із 3 та 4 розсіювачів.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: ефективна поверхня розсіювання, ЕПР, рівняння радіолокації, лічильна безліч розсіювачів.

Як цитувати: Легенький М. М., Бугай М. А. Дифракція електромагнітної хвилі на лічильній безлічі розсіювачів. Вісник Харківського національного університету імені В. Н. Каразіна. Серія «Радіофізика та електроніка». 2022;37:60-72. <https://doi.org/10.26565/2311-0872-2022-37-05>

In cites: Legenkiy M, Buhai M. Diffraction of an electromagnetic wave on a countable set of scatterers. Visnyk of V.N. Karazin Kharkiv National University, series "Radio Physics and Electronics". 2022;37:60–72. (In Ukrainian). <https://doi.org/10.26565/2311-0872-2022-37-05>

ВСТУП

Основою активної радіолокації є відбиття електромагнітних хвиль від перешкод (об'єктів) або неоднорідностей. Під даними поняттями розуміються області простору, які суттєво відрізняються своїми електричними і магнітними властивостями від середовища поширення хвиль. Електромагнітна хвиля, яка падає на об'єкт, викликає вимушені коливання вільних і зв'язаних зарядів, які когерентні з коливанням падаючої хвилі. Дані коливання створюють вторинне поле всередині і ззовні об'єкту. У результаті енергія електромагнітної хвилі, що падає на об'єкт, розсіюється у всіх напрямках, у тому числі і в напрямку до радіолокаційної станції. Відбита хвиля, яка прийшла в точку прийому, це відбитий ціллісний сигнал. Інтенсивність таких сигналів залежить від дальності до цілі, її геометричного розміру, а також конфігурації відбиваючої поверхні. Для кількісної оцінки інтенсивності вторинного випромінювання вводиться поняття ефективної поверхні розсіювання (ЕПР). Знання характеристик вторинного випромінювання грає важливу роль для розрахунку параметрів радіолокаційних станцій і визначення їх можливостей щодо виявлення різних цілей [1].

Вторинне випромінювання – випромінювання, яке відбувається через розсіювання енергії електромагнітної хвилі на неоднорідностях, перешкодах чи об'єктах. Самі об'єкти називаються пасивними вторинними випромінювачами. Якщо параметри неоднорідності, такі як діелектрична проникність ϵ та магнітна проникність μ , не співпадають з параметрами середовища, то відбувається вторинне випромінювання радіохвиль. Якщо ж вони рівні, то відбувається поглинання [2].

Поле вторинного випромінювання визначається параметрами падаючої хвилі і параметрами відбивача. До перших відносяться поляризація і довжина електромагнітної хвилі, а до других – ε , μ , розміри і форма об'єкту, його орієнтація відносно фронту падаючої хвилі.

Цілі діляться на зосереджені і розподілені. Зосереджені поділяються на одиничні та групові.

Групова ціль складається з двох або більше незалежних відбивачів. Розподілені цілі мають розміри, більші за розміри роздільного об'єкту.

ПОНЯТТЯ ЕПР

Поняття ефективної поверхні розсіювання (ЕПР) широко використовується не тільки в радіолокації, а й у багатьох розділах фізики: розсіювання світла, когерентна оптика, атомна фізика тощо. Існує два види ЕПР: диференціальна та інтегральна. Перша найчастіше використовується на практиці, тому далі вона буде називатися просто ЕПР [5].

ЕПР характеризує можливість тіла, що розсіює, перетворювати падаючу на нього електромагнітну хвилю в розсіяну, яка має певну поляризацію та поширюється у напрямі до приймача. У даному випадку ЕПР пропорційна відношенню інтенсивності розсіяного поля біля приймача до інтенсивності падаючого поля на об'єкт [4].

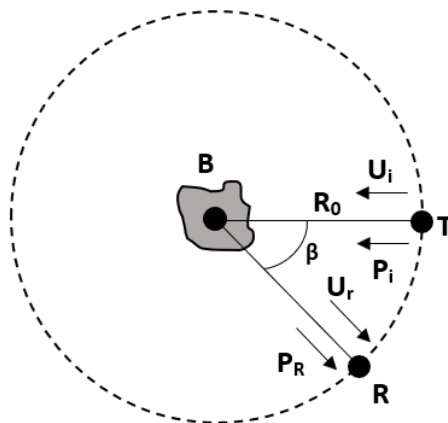


Рис. 1. Довільне тіло, що розсіює.
Fig. 1. An arbitrary scattering body.

На Рис. 1 зображено довільне тіло, що розсіює (A). T – це передавач, що створює напруженість падаючого поля U_i і відповідна їй густина потоку падаючої енергії Π_i . R – приймач, який знаходиться відносно передавача на кут β . U_r – напруженість розсіяного поля, Π_r – густина потоку розсіяної хвилі [3].

Нехай у якості даного об'єкту виступає ідеальне ізотропне тіло, яке розсіює енергію в усіх напрямках однаково. Вважаючи відстань R_0 достатньо великою, щоб розсіяну хвилю можна було вважати сферичною, можна обчислити потужність, яку розсіє таке тіло:

$$P_r = \lim_{R_0 \rightarrow \infty} 4\pi R_0^2 \Pi_r \quad (1)$$

З іншого боку

$$P_r = \sigma \Pi_i \quad (2)$$

де σ – ефективна поверхня розсіювання – площа поверхні ідеального ізотропного тіла, що розсіює падаюче випромінювання так само, як реальне тіло A. Із рівнянь (1) і (2) випливає, що:

$$\sigma = \lim_{R_0 \rightarrow \infty} 4\pi R_0^2 \frac{\Pi_r}{\Pi_i} = \lim_{R_0 \rightarrow \infty} 4\pi R_0^2 \left(\frac{U_i}{U_r} \right)^2 \quad (3)$$

Дане рівняння справедливе за великого значення R_0 . Також у такому випадку густини потоку падаючої і розсіяної хвиль пропорційні квадратам амплітуд падаючої і відбитої хвиль: U_i і U_r .

Для Рис. 1 кут β – двохпозиційний або бістатичний кут, а ЕПР для такого випадку є бістатичною або двохпозиційною ЕПР. При $\beta=0$ маємо моностатичну або однопозиційну ЕПР, іноді радіолокаційну ЕПР. У даній роботі саме така буде розглянута [4].

Також, ЕПР залежить від таких факторів:

1) Електричні і магнітні властивості цілі. ЕПР буде тим більшою, чим більше ε і μ цілі відрізняються від таких же параметрів середовища.

2) Характеристика поверхні цілі. Якщо виконується умова для нерівностей на поверхні цілі Δh , то відбиття буде дзеркальним. В інших умовах воно дифузійне.

$$\Delta h \leq \frac{\lambda}{16 \sin \beta} \quad (4)$$

3) Відносні розміри цілі. Вони визначаються відношенням $\frac{1}{\lambda}$ [3].

РІВНЯННЯ РАДІОЛОКАЦІЇ

Для визначення дальності визначення цілі, можна підставити значення ефективної поверхні цілі в рівняння радіолокації. Дане рівняння для випадку, коли випромінений та прийнятий сигнал мають одну й ту ж поляризацію, має вигляд:

$$P_{np} = \left(\frac{P_{nep} G}{4\pi R^2} \right) \left(\frac{\sigma}{4\pi R^2} \right) S_{ef} \quad (5)$$

де P_{nep} – потужність, яку випромінює передавач, P_{np} – потужність, яку отримує приймач, G – коефіцієнт підсилення передавальної антени, R – відстань до цілі, S_{ef} – ефективна площа приймальної антени.

Визначати ЕПР цілі можна не тільки за моностатичного випадку, а й за бістатичного. Тоді рівняння радіолокації матиме вигляд:

$$P_{np} = \left(\frac{P_{nep} G}{4\pi R_{nep}^2} \right) \left(\frac{\sigma}{4\pi R_{np}^2} \right) S_{ef} \quad (6)$$

де R_{nep} – відстань від передавальної антени до цілі, R_{np} – відстань від цілі до приймальної антени [1].

ЕПР РЕАЛЬНИХ ЦІЛЕЙ

Більшість реальних цілей мають розміри, значно більші за довжину хвилі, якою вони опромінюються. Діаграми кутової залежності відбитого випромінювання мають багатопелюстковий характер, бо на них наявні нерівності, які відбивають хвилі в різних напрямках, що призводить до складної кутової залежності (Рис. 2). Тому ЕПР таких цілей залежить і від параметрів падаючої хвилі, і від параметрів самої цілі, що ускладнює моделювання. Через це, зазвичай, ЕПР таких цілей вимірюється експериментально [3].

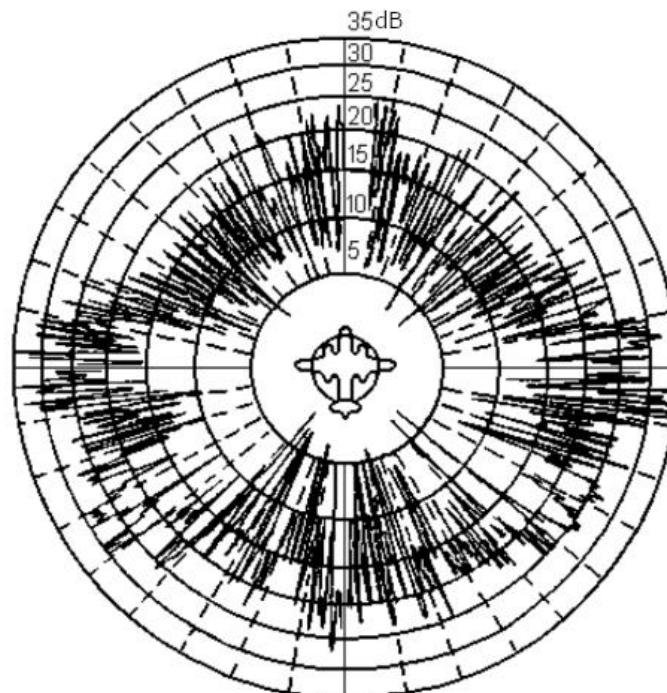


Рис. 2. ЕПР літака [3].
Fig. 2. RCS of a plane [3].

НЕКОГЕРЕНТНИЙ ВИПАДОК БЕЗ ДИФРАКЦІЙНОГО РОЗСИЮВАННЯ

Нехай задано систему з N точок. Відстань від початку координат до передавача становить R_1 , а до приймача – R_2 . n_1 і n_2 – одиничні вектори, які задають напрями до передавача і приймача відповідно. Координата кожної точки задається радіус вектором r_i . Кожна точка має ЕПР σ_i (Рис. 3).

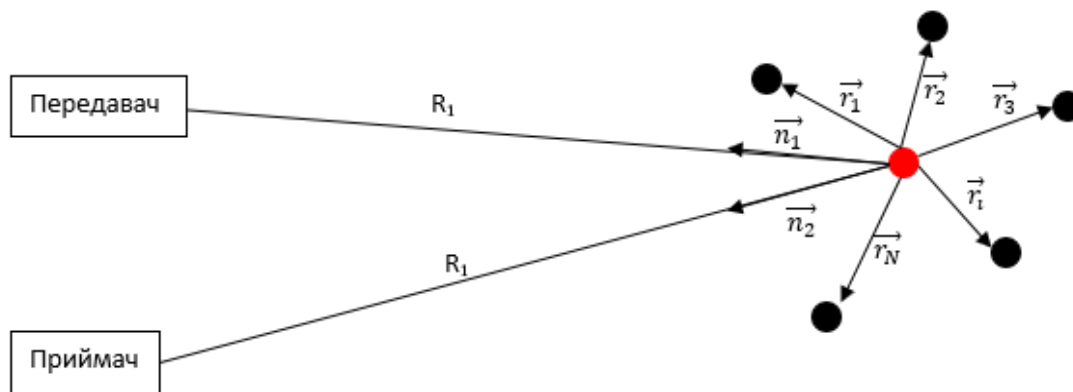


Рис. 3. Система точок.
Fig. 3. Dots system.

Для некогерентного випадку без дифракційного розсіювання сумарна ЕПР точок визначається як сума ЕПР всіх точок (7). Дане рівняння справедливе для ближньої та дальньої зон.

$$\sigma_{\Sigma} = \sum_{i=1}^N \sigma_i \quad (7)$$

Тобто аналогом такої системи розсіювачів є лише один розсіювач, ЕПР якого визначається як некогерентна сума ЕПР всіх розсіювачів, який поміщено в початок координат (Рис. 4) [1].

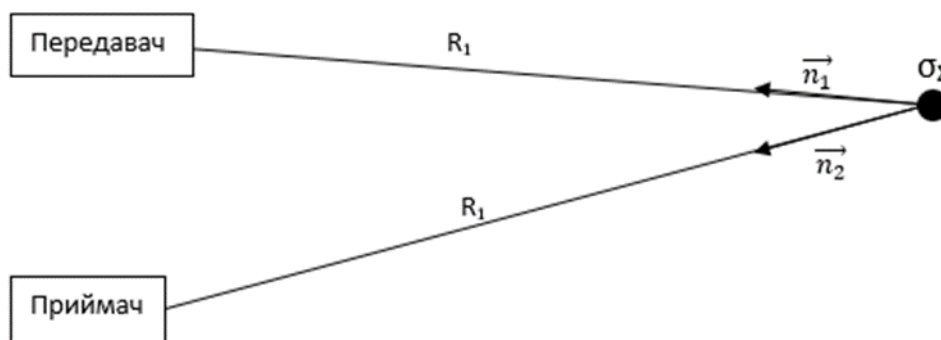


Рис. 4. ЕПР однієї точки.
Fig. 4. RCS of the one dot.

ЕПР даної точки для моностатичного випадку для дальньої і ближньої зони представлено на Рис. 5.

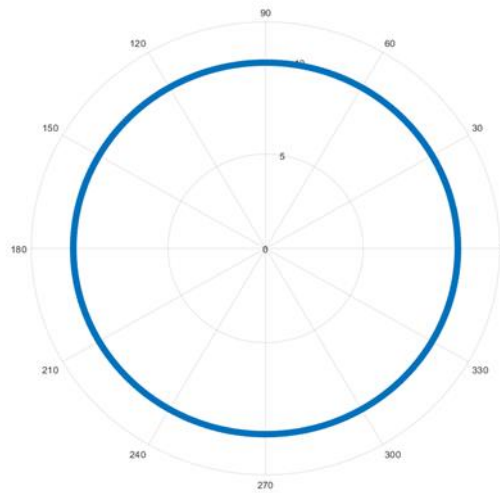


Рис. 5. ЕПР однієї точки для моностатичного випадку.
Fig. 5. RCS of one point for the monostatic case.

НЕКОГЕРЕНТНИЙ ВИПАДОК З ДИФРАКЦІЙНИМ РОЗСИЮВАННЯМ ДЛЯ БЛИЖНЬОЇ ЗОНИ

Ускладненням попереднього випадку виступає додавання до нього дифракційного розсіювання – залежності потоку падаючої і відбитої потужності від відстані. Нехай \vec{R}_{1i} – вектор, який спрямовано від передавача до i -ої точки, а \vec{R}_{2i} – від приймача до i -ої точки. Тоді

$$\vec{R}_{1i} = \vec{r}_i - R_1 \vec{n}_1 \quad (8)$$

$$\vec{R}_{2i} = \vec{r}_i - R_2 \vec{n}_2 \quad (9)$$

Тоді сигнал, відбитий від системи розсіювачів буде зменшуватися пропорційно квадрату відстані до цілі [2]:

$$U_{inp}^2 = \frac{U_{inep}^2}{R_{1i}^2 R_{2i}^2} = \frac{U_{inep}^2}{(\vec{r}_i - R_1 \vec{n}_1)^2 (\vec{r}_i - R_2 \vec{n}_2)^2} \quad (10)$$

Сумарний сигнал, відбитий від всіх точок буде становити:

$$U_{\Sigma}^2 = \sum_{i=1}^N \frac{U_i^2}{(\vec{r}_i - R_1 \vec{n}_1)^2 (\vec{r}_i - R_2 \vec{n}_2)^2} \quad (11)$$

Враховуючи, що

$$\sigma = U_{прийм}^2 \quad (12)$$

сумарна ЕПР точок буде становити:

$$\sigma_{\Sigma} = \sum_{i=1}^N \frac{\sigma_i}{(\vec{r}_i - R_1 \vec{n}_1)^2 (\vec{r}_i - R_2 \vec{n}_2)^2} \quad (13)$$

ЕПР даної системи точок представлено на Рис. 6 та 7.

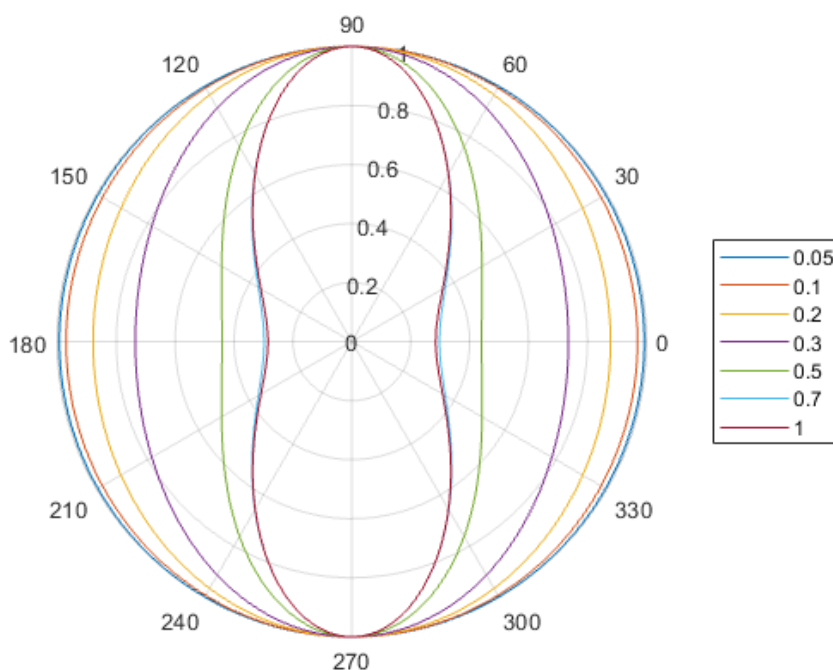


Рис. 6. Некогерентний випадок з дифракційним розсіюванням (ДР) розрахунку ЕПР системи з 3 точок в ближній зоні і відношенні параметра системи (відстані від початку координат до точок) a до довжини хвилі $a/\lambda=1$.

Fig. 6. Incoherent case with diffraction scattering system of 3 points in the near zone and ratio of the system parameter (distance from start point to points) a to wavelength $a/\lambda=1$.

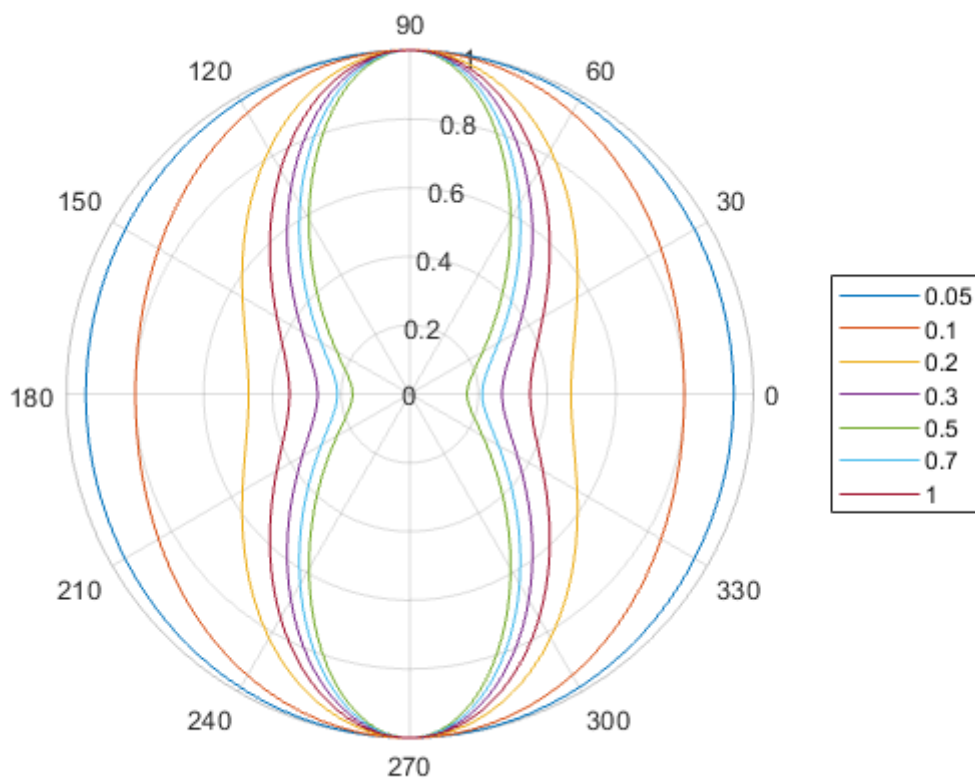


Рис. 7. Некогерентний випадок з ДР розрахунку ЕПР системи з 4 точок в ближній зоні при відношенні параметра системи (відстані від початку координат до точок) до довжини хвилі $a/\lambda=1$.

Fig. 7. Incoherent case with diffraction scattering system of 4 points in the near zone and ratio of the system parameter (distance from start point to points) a to wavelength $a/\lambda=1$.

КОГЕРЕНТНИЙ ВИПАДОК БЕЗ ДИФРАКЦІЙНОГО РОЗСІЮВАННЯ У БЛИЖНІЙ ЗОНІ

При розрахуванні ЕПР у ближній зоні можна врахувати не тільки дифракційне розсіювання, а й фазу сигналу [1].

Нехай на вході приймача маємо сигнал, який становить:

$$U_{ax} = U_{m\Sigma} \cos(\omega t - \varphi_\Sigma - \varphi_0) \quad (14)$$

$$U_{ex} = U_\Sigma \cos(\omega t - \varphi_0) \cos(\varphi_\Sigma) + U_\Sigma \sin(\omega t - \varphi_0) \sin(\varphi_\Sigma) \quad (15)$$

$$U_{m\Sigma}^2 \cos^2 \varphi_\Sigma = \left(\sum_i^N \cos \Delta\varphi_i \right)^2 = \sum_i^N \cos \Delta\varphi_i \sum_j^N \cos \Delta\varphi_j \quad (16)$$

$$U_{m\Sigma}^2 \sin^2 \varphi_\Sigma = \left(\sum_i^N \sin \Delta\varphi_i \right)^2 = \sum_i^N \sin \Delta\varphi_i \sum_j^N \sin \Delta\varphi_j \quad (17)$$

де

$$\Delta\varphi_i = \frac{2\pi}{\lambda} (R_{1i} + R_{2i}) \quad (18)$$

Тоді

$$U_{m\Sigma}^2 = \sum_{i,j}^N (U_{mi} U_{mj} \cos \Delta\varphi_i \cos \Delta\varphi_j + U_{mi} U_{mj} \sin \Delta\varphi_i \sin \Delta\varphi_j) \quad (19)$$

Беручи до уваги, що $\sigma = U^2$, можна записати рівняння (19) у вигляді:

$$\sigma_{m\Sigma} = \sum_{i,j}^N \left(\sqrt{\sigma_i \sigma_j} \cos \Delta\varphi_i \cos \Delta\varphi_j + \sqrt{\sigma_i \sigma_j} \sin \Delta\varphi_i \sin \Delta\varphi_j \right) \quad (20)$$

$$\sigma_{m\Sigma} = \sum_{i,j}^N \left(\begin{array}{l} \sqrt{\sigma_i \sigma_j} \cos \frac{2\pi}{\lambda} |2\vec{r}_i - R_1 \vec{n}_1 - R_2 \vec{n}_2|^* \\ * \cos \frac{2\pi}{\lambda} |2\vec{r}_j - R_1 \vec{n}_1 - R_2 \vec{n}_2|^* + \\ + \sqrt{\sigma_i \sigma_j} \sin \frac{2\pi}{\lambda} |2\vec{r}_i - R_1 \vec{n}_1 - R_2 \vec{n}_2|^* \\ * \sin \frac{2\pi}{\lambda} |2\vec{r}_j - R_1 \vec{n}_1 - R_2 \vec{n}_2|^* \end{array} \right) \quad (21)$$

ЕПР для різних систем із 3 та 4 точок, отримані за формулами (20) та (21) зображено на Рис. 8 і 10, а в порівнянні з ЕПР системи точок в дальній зоні на Рис. 9 і 11.

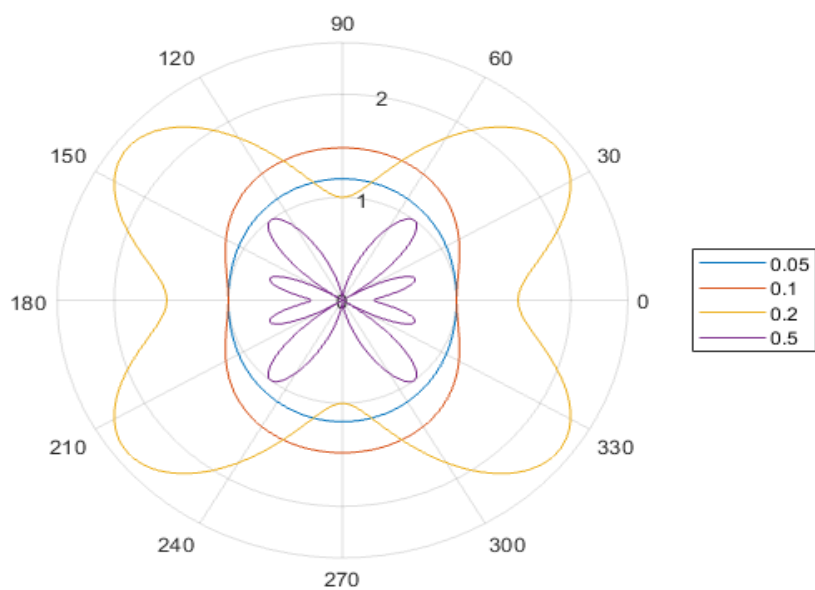


Рис. 8. . Когерентний випадок без ДР розрахунку ЕІР системи з 3 точок в ближній зоні.
 Fig. 8. Coherent case without diffraction scattering system of 3 points in the near zone.

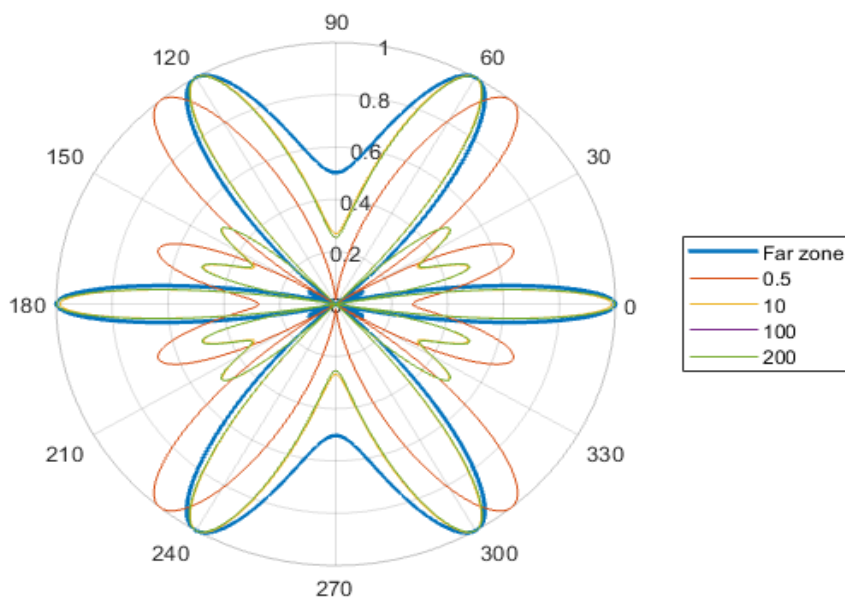


Рис. 9. Когерентний випадок без ДР розрахунку ЕІР системи з 3 точок в ближній зоні.
 Fig. 9. Coherent case without diffraction scattering system of 3 points in the near zone.

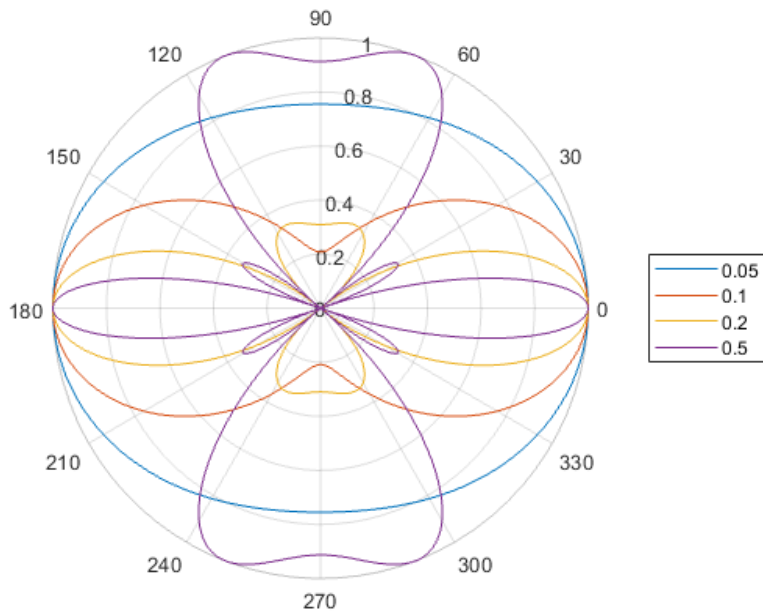


Рис. 10. Когерентний випадок без ДР розрахунку ЕПР системи з 4 точок в ближній зоні.
Fig. 10. Coherent case without diffraction scattering system of 4 points in the near zone.

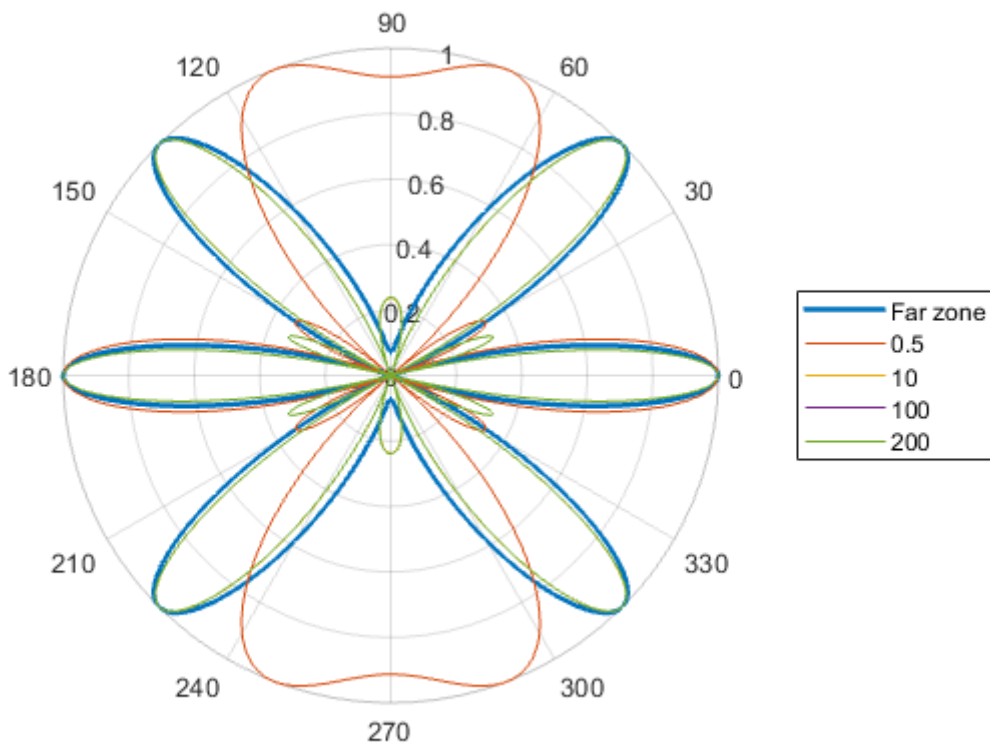


Рис. 11. Когерентний випадок без ДР розрахунку ЕПР системи з 4 точок в ближній зоні.
Fig. 11. Coherent case without diffraction scattering system of 4 points in the near zone.

КОГЕРЕНТНИЙ ВИПАДОК З ДИФРАКЦІЙНИМ РОЗСПОВАННЯМ У БЛИЖНІЙ ЗОНІ

Виходячи із двох попередніх випадків, можна вивести формулу для когерентного випадку з дифракційним розсіюванням. З рівняння (10) і (19):

$$U_{m\Sigma}^2 = \sum_{i,j}^N \left(\frac{U_{mi}U_{mj}}{R_{1i}R_{2i}R_{1j}R_{2j}} \cos \Delta\varphi_i \cos \Delta\varphi_j + \frac{U_{mi}U_{mj}}{R_{1i}R_{2i}R_{1j}R_{2j}} \sin \Delta\varphi_i \sin \Delta\varphi_j \right) \quad (22)$$

Враховуючи формули (8), (9), (12) і (18), отримуємо наступне рівняння:

$$U_{m\Sigma}^2 = \sum_{i,j}^N \left(\begin{aligned} & \frac{\sqrt{\sigma_{mi}\sigma_{mj}}}{(\vec{r}_i - R_1\vec{n}_1)(\vec{r}_i - R_2\vec{n}_2)(\vec{r}_j - R_1\vec{n}_1)(\vec{r}_j - R_2\vec{n}_2)} * \\ & * \cos \frac{2\pi}{\lambda} |2\vec{r}_i - R_1\vec{n}_1 - R_2\vec{n}_2| \cos \frac{2\pi}{\lambda} |2\vec{r}_j - R_1\vec{n}_1 - R_2\vec{n}_2| + \\ & + \frac{\sqrt{\sigma_{mi}\sigma_{mj}}}{(\vec{r}_i - R_1\vec{n}_1)(\vec{r}_i - R_2\vec{n}_2)(\vec{r}_j - R_1\vec{n}_1)(\vec{r}_j - R_2\vec{n}_2)} * \\ & * \sin \frac{2\pi}{\lambda} |2\vec{r}_i - R_1\vec{n}_1 - R_2\vec{n}_2| \sin \frac{2\pi}{\lambda} |2\vec{r}_j - R_1\vec{n}_1 - R_2\vec{n}_2| \end{aligned} \right) \quad (23)$$

ЕПР даної системи розсіювачів зображено на Рис. 12 та 13.

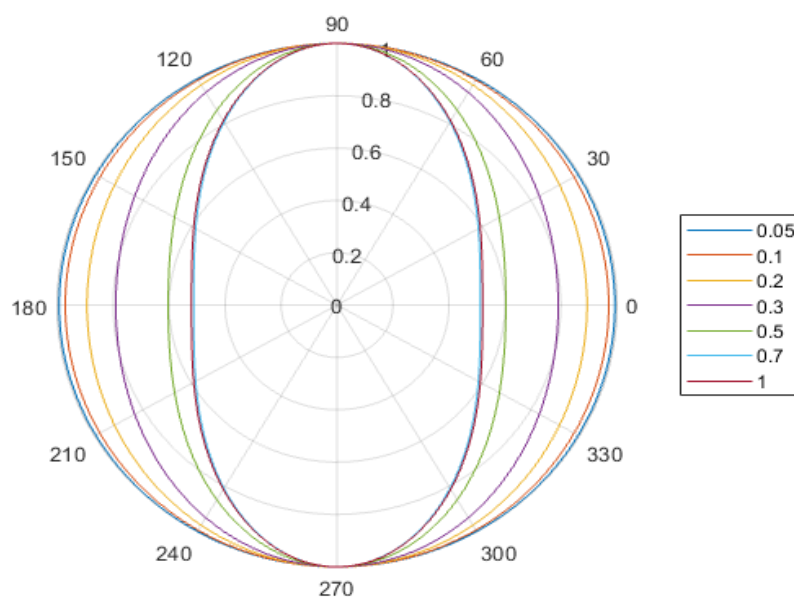


Рис. 12. Когерентний випадок з ДР розрахунку ЕПР системи з 3 точок в ближній зоні.

Fig. 12. Coherent case with diffraction scattering system of 3 points in the near zone.

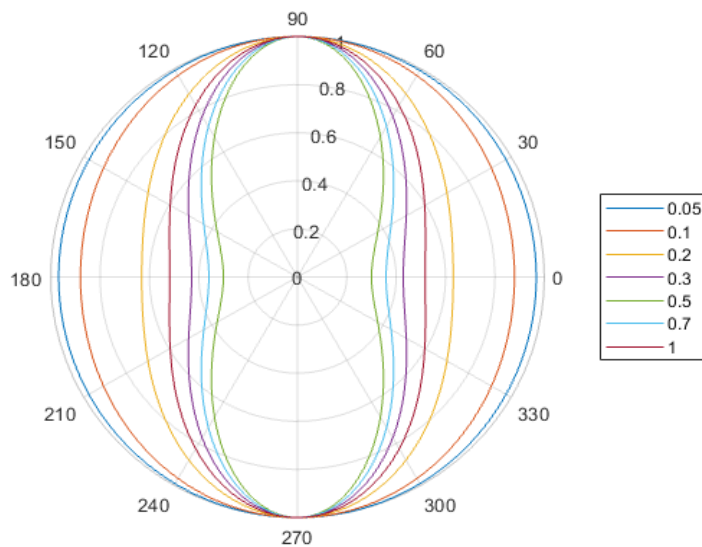


Рис. 13. Когерентний випадок з ДР розрахунку ЕПР системи з 4 точок в ближній зоні.

Fig. 13. Coherent case with diffraction scattering system of 4 points in the near zone..

КОГЕРЕНТНИЙ ВИПАДОК БЕЗ ДИФРАКЦІЙНОГО РОЗСПОВАННЯ У ДАЛЬНІЙ ЗОНІ

Для дальньої зони можна вважати, що R_1 і R_2 прямують до нескінченності. Тому фаза буде залежати лише від відстані між двома точками вздовж напрямку на передавач і приймач (Рис. 14).

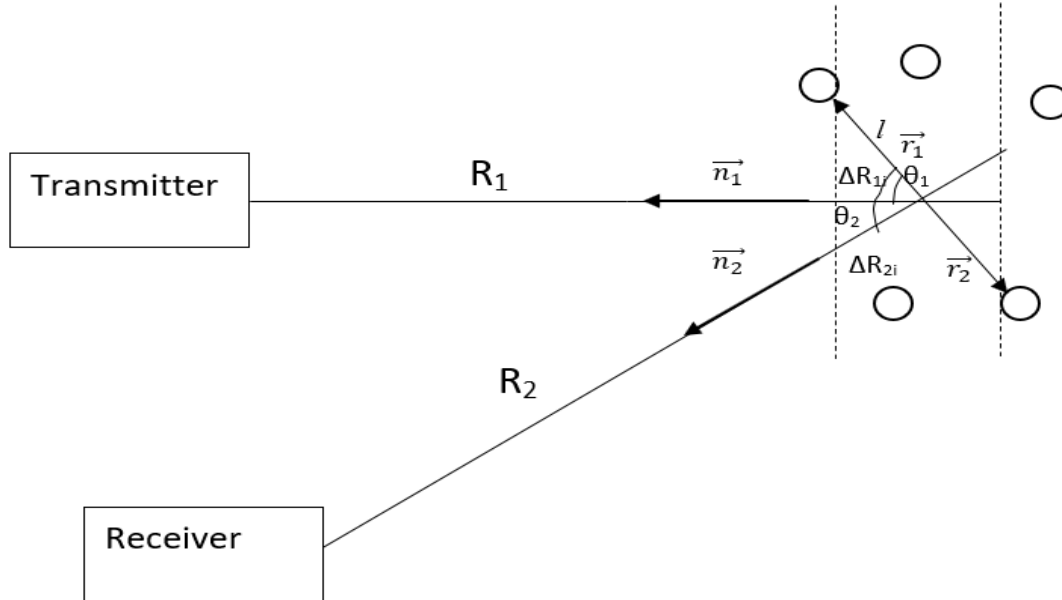


Рис. 14. Система N-розсіювачів у дальній зоні.
Fig. 14. System of N scatterers in far zone.

Тоді можна ввести позначення, що різниця ходу від передавача до i -ої точки становитиме ΔR_{1i} , а до приймача - ΔR_{2i} .

$$\Delta R_{1i} = \vec{n}_1 \vec{r}_i \quad (24)$$

$$\Delta R_{2i} = \vec{n}_2 \vec{r}_i \quad (25)$$

Тоді різниця фаз буде становити

$$\Delta \varphi_i = \frac{2\pi}{\lambda} (\Delta R_{1i} + \Delta R_{2i}) = \frac{2\pi}{\lambda} (\vec{n}_1 \vec{r}_i + \vec{n}_2 \vec{r}_i) \quad (26)$$

Підставивши рівняння (26) в (20), отримуємо:

$$\sigma_{m\Sigma} = \sum_{i,j}^N \left(\begin{aligned} & \sqrt{\sigma_i \sigma_j} \cos \frac{2\pi}{\lambda} (\vec{n}_1 \vec{r}_i + \vec{n}_2 \vec{r}_i) \cos \frac{2\pi}{\lambda} (\vec{n}_1 \vec{r}_j + \vec{n}_2 \vec{r}_j) + \\ & + \sqrt{\sigma_i \sigma_j} \sin \frac{2\pi}{\lambda} (\vec{n}_1 \vec{r}_i + \vec{n}_2 \vec{r}_i) \sin \frac{2\pi}{\lambda} (\vec{n}_1 \vec{r}_j + \vec{n}_2 \vec{r}_j) \end{aligned} \right) \quad (27)$$

ЕПР дальньої зони для даної системи точок зображено на Рис. 15 та 16.

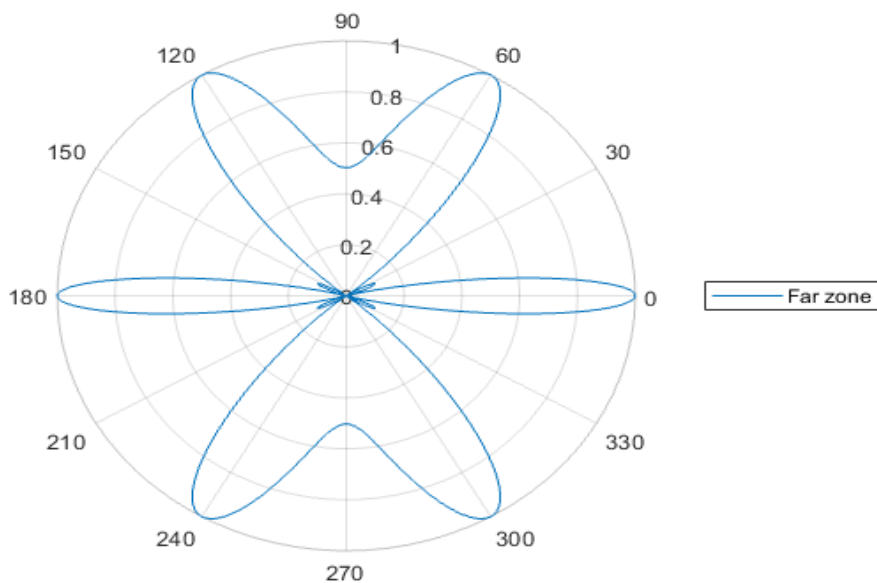


Рис. 15. Когерентний випадок без ДР розрахунку ЕПР системи з 3 точок в дальній зоні.
Fig. 15. Coherent case without diffraction scattering system of 3 points at the far zone.

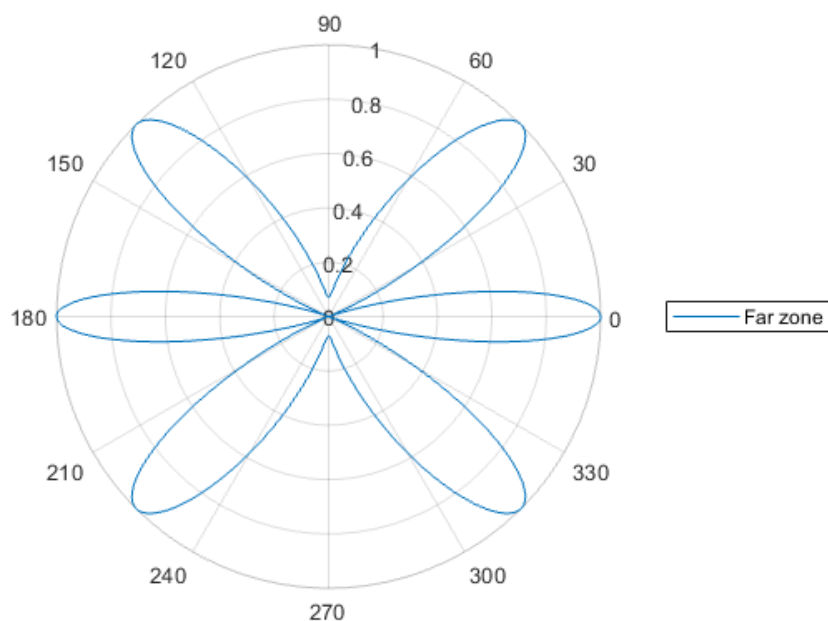


Рис. 16. Когерентний випадок без ДР розрахунку ЕПР системи з 4 точок в дальній зоні.
Fig. 16. Coherent case without diffraction scattering system of 4 points at the far zone.

ВИСНОВКИ

У даній роботі отримані рівняння для обчислення ЕПР системи точок у ближній та дальній зоні при наявності або відсутності дифракційного розсіювання.

Визначення ЕПР знаходить широке прикладне застосування у радіолокації. Нині є важливим питання зменшення ЕПР різних об'єктів, як от літаків чи кораблів. Тому дуже важливо покращувати методи чисельного моделювання реальних об'єктів за допомогою програмного забезпечення. У даній роботі було створено модель реальний об'єкту (прямокутної пластини) за допомогою різних положень декількох точкових відбивачів, що може бути далі використано у моделюванні більш складних структур.

КОНФЛІКТ ІНТЕРЕСІВ

Автори повідомляють про відсутність конфлікту інтересів.

СПИСОК ВИКОРИСТАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ

1. Bassem R. Mahafza. Introduction to Radar Analysis. 2nd Edition. New York: Chapman and Hall/CRC. 2017. 460 с.
2. Mirabel Cerqueira Rezende, Malmonge Martin, Roselena Faez, Marcelo Alexandre Souza Miacci, Evandro Luis Nohara. Radar Cross Section Measurements (8-12 GHz) of Magnetic and Dielectric Microwave Absorbing Thin Sheets. Revista de Física Aplicada e Instrumentac, ao, vol. 15, no. 1.Грудень, 2002
3. Сайт «radartutorial.eu» - Режим доступу: <https://www.radartutorial.eu/01.basics/Radar%20Cross%20Section.en.html>. 20.09.2022
4. Eugene F. Knott, John F. Shaeffer ; Michael T. Tuley. Radar Cross Section (2nd Edition). 2004. 626 с.
5. Eugene F. Knott . Radar cross-section measurements. New York: Springer New York. 2012. 546 с.

REFERENCES

1. Bassem R. Mahafza. Introduction to Radar Analysis. 2nd Edition. New York: Chapman and Hall/CRC. 2017. 460 с.
2. Mirabel Cerqueira Rezende, Malmonge Martin, Roselena Faez, Marcelo Alexandre Souza Miacci, Evandro Luis Nohara. Radar Cross Section Measurements (8-12 GHz) of Magnetic and Dielectric Microwave Absorbing Thin Sheets. Revista de Física Aplicada e Instrumentac, ao, vol. 15, no. 1.Грудень, 2002
3. Сайт «radartutorial.eu» - Режим доступу: <https://www.radartutorial.eu/01.basics/Radar%20Cross%20Section.en.html>. 20.09.2022
4. Eugene F. Knott, John F. Shaeffer ; Michael T. Tuley. Radar Cross Section (2nd Edition). 2004. 626 с.
5. Eugene F. Knott . Radar cross-section measurements. New York: Springer New York. 2012. 546 с.

Стаття надійшла до редакції: 25 жовтня 2022 р.

Рекомендовано до друку: 29 листопада 2022 р.

DIFFRACTION OF AN ELECTROMAGNETIC WAVE ON A COUNTLESS NUMBER OF SCATTERERS

M. M. Legenkiy, M. A. Buhai

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

Topicality. The task of finding the radar cross-section (RCS) of complex objects is of great importance. Usually, when creating radar stations, RCS is measured on real targets. The possibility of accurate theoretical calculation according to the previously created algorithm accelerated the development of new radar stations.

The goal of the work. The method of work is to create an algorithm for calculating the RCS of real targets with the help of their simulation using systems of brightly unpolarized points in space.

Materials and methods. MATLAB computer support was used to solve the problems of modeling complex objects with the help of a large number of bright non-polarized points. All levels were derived from or from the radar level.

The results. Different levels are obtained for the near zone without and with diffractive scattering, as well as similar levels for the far zone and all graphs are given with an overview.

Conclusions. Thus, in this paper, the definition of effective surface scattering was formulated, and formulas for systems with 3 and 4 scatterers were given for the incoherent case without diffraction scattering for the near and far zones, for the incoherent case with diffraction scattering for the near zone, for the coherent case without diffraction scattering for the far and near zones, for the coherent case with diffraction scattering for the near zone. Numerical calculations performed at these levels were also presented.

KEY WORDS: radar cross-section, RCS, radar equation, countable set of scatterers.

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

The article is recommended for printing: 29 November 2022

Оригінальна стаття

<https://doi.org/10.26565/2311-0872-2022-37-06>

УДК 537.86

О. А. ПРИЩЕНКО, аспірант.

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

В. А. ПЛАХТІЙ, аспірант, м.н.с

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

П. Г. ФОМІН, студент

e-mail: miroriiis@gmail.com ORCID ID: <https://orcid.org/0000-0002-6346-4270>

Є. С. ХОДАЧОК, студент.

e-mail: ehodacek@gmail.com

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

ЗНАХОДЖЕННЯ ОБ'ЄКТІВ У НЕОДНОРІДНОМУ ҐРУНТІ ЗА ДОПОМОГОЮ ІМПУЛЬСНОГО ГЕОРАДАРУ ТА ШТУЧНИХ НЕЙРОННИХ МЕРЕЖ

Актуальність. Виявлення прихованих об'єктів в товщі ґрунту є актуальною проблемою, що є важливою в будівництві, археології, гуманітарному розмінванні, неруйнівному контролі дорожніх покриттів, дефектоскопії тощо. Дослідження особливостей поведінки електромагнітного поля в моделях неоднорідних середовищ дає змогу створювати системи підповерхневого зондування, які зможуть ефективно працювати в реальних умовах.

Мета роботи. Здійснити розпізнавання об'єкта, прихованого в неоднорідному середовищі, за допомогою надширокосмугового (НШС) георадару та штучної нейронної мережі (ШНМ), оцінити роботу нейронної мережі, яка навчається тільки на однорідних середовищах, дослідити стабільність результатів розпізнавання за наявності шуму різних рівнів у прийнятих антенною системою часових залежностях амплітуди електричного поля, провести порівняння результатів із донавченою мережею. Перевірити здатність ШНМ правильно ідентифікувати типові об'єкти, які не були задіяні в навчанні.

Матеріали та методи. Моделювання електродинамічної задачі поширення електромагнітного поля проводиться методом кінцевих різниць у часовому просторі (FDTD). Класифікація прихованих об'єктів проводиться за допомогою застосування підходу штучних нейронних мереж.

Результати. За допомогою використання георадару та ШНМ було розроблено ефективний алгоритм виявлення об'єктів у неоднорідній моделі ґрунту. Отримані імовірнісні розподіли класифікації прихованих об'єктів під впливом адитивного гаусового шуму.

Висновки. Використання ШНМ є успішним для класифікації об'єктів, що знаходяться у неоднорідному ґрунті. Продемонстрована здатність виявляти предмети, що містять мало металевих частин. Розроблений алгоритм має високий рівень шумостійкості навіть за малих значень сигнал-шум. Результати виявлення та розпізнавання типових об'єктів, які не були задіяні в тренуванні ШНМ, свідчать про ефективність цього підходу.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: георадар, гаусовий імпульс, штучна нейронна мережа, неоднорідне середовище, гуманітарне розмінвання, надширокосмуговий сигнал.

Як цитувати: Прищенко ОА, Плахтій ВА, Фомін ПГ, Ходачок ЄС. Знаходження об'єктів у неоднорідному ґрунті за допомогою імпульсного георадару та штучних нейронних мереж. Вісник Харківського національного університету імені В. Н. Каразіна. Серія «Радіофізика та електроніка». 2022;37:73-85. <https://doi.org/10.26565/2311-0872-2022-37-06>

In cites: Pryshchenko OA, Plakhtii VA, Fomin FG, Khodachjk YS. Location of objects in a heterogeneous soil using pulse georadar and artificial neural networks. Visnyk of V.N. Karazin Kharkiv National University, series "Radio Physics and Electronics". 2022;37:73-85. (In Ukrainian). <https://doi.org/10.26565/2311-0872-2022-37-06>

ВСТУП

Для розв'язання проблеми гуманітарного розмінвання розробляється велика кількість різноманітних радарних систем [1]. Особливо можна відмітити ефективність імпульсних надширокосмугових (НШС) георадарів в задачах виявлення та класифікації об'єктів, які приховані на невеликій глибині в середовищі та мають незначну кількість металевих деталей [2]. На ефективність процесу виявлення об'єктів впливає багато чинників, головним із яких є наявність перешкод у ґрунті та шумів вхідних трактів.

За останні десятиліття використання штучного інтелекту охарактеризувалось значними успіхами. Так, кількість задач, в яких використовується штучні нейронні мережі (ШНМ) невпинно зростає. Застосування ШНМ в задачах підповерхневого зондування також показує гарні результати [3]. Одним із

підходів є використання А-сканів у якості навчального набору даних для нейронних мереж [4]. Також в роботі [5] продемонстровано цікавий підхід, ідея якого полягає в зменшенні розмірності даних шляхом їх перетворення з часової області в частотну. Це полегшує отримання корисного сигналу від прихованих об'єктів, зменшуючи вплив відбиття від границі розподілу двох середовищ (повітря-грунт) та іншими перешкодами на наступних етапах обробки.

Ще одна складність, що виникає в процесі розпізнавання об'єктів, прихованих у ґрунті, – це його вологість [6]. У частотному діапазоні, що відповідає наносекундній тривалості імпульсу, вода сильно підвищує діелектричну проникність ґрунту. Це значно перешкоджає більш глибокому проникненню хвиль у землю та прийому відбитого електромагнітного поля від об'єктів навіть на незначній глибині. У роботі [7] наведено експериментальні результати вимірювань діелектричної проникності ґрунту в процесі зволоження та висихання цього середовища. Отримані результати свідчать про складний характер залежності діелектричної проникності ґрунту від вологості.

Вплив зовнішніх перешкод, таких як станції мобільного зв'язку, значно знижує якість розпізнавання прихованих об'єктів [8]. Даний вплив є серйозною завадою для роботи вузькосмугових георадарів. Це безпосередньо пов'язано з робочим частотним діапазоном георадару та низькою енергією хвилі, відбитої від прихованого об'єкта, порівняно з енергією перешкод. НШС георадари, завдяки широкому діапазону частот, більш стійкі до даного типу перешкод, ніж вузькосмугові георадари.

Числове моделювання, яке найчастіше виконується методом FDTD в часовому просторі, з поступовим ускладненням фізичної задачі, допомагає зрозуміти процеси, що відбуваються під час сканування підземного середовища з прихованим об'єктом. Перші наближення задачі підповерхневого зондування включають лише систему передачі та прийому георадару, однорідне середовище та сам об'єкт [9]. Проте, необхідною опцією є також можливість розпізнавання не тільки металевих предметів, а й діелектричних, параметри матеріалу яких мало відрізняються від навколишнього середовища. Однак ці проблеми дуже ідеалізовані порівняно з реальними експериментальними умовами. Тому наступним наближенням є використання різних моделей неоднорідних середовищ. У роботах [10], [11], [12], [13] запропоновано різні підходи до моделювання задач з неоднорідним середовищем. Всі вони показують, що за наявності неоднорідностей, розпізнавання прихованого об'єкта значно ускладнюється. Для виявлення як металевих, так і діелектричних об'єктів в неоднорідному середовищі застосовуються різні методи. Наприклад, у роботі [13] в певних діапазонах матеріальних параметрів і розмірів однорідного середовища додаються різні вклучення [14]. Моделювання показує необхідність врахування їх впливу для розробки високочотних георадарних систем.

Існує підхід, який дозволяє розпізнавати об'єкт за наявності сильних відбиттів від неоднорідностей середовища. Метод міграції Столта допомагає отримати більш сфокусоване зображення прихованого об'єкта та відновлює його форму за певних умов. Однак роздільна здатність відтвореного зображення сильно залежить від багатьох факторів. Одним з них є значення втрат у середовищі. Чим більше втрати, тим нижче роздільна здатність [15]-[16].

Коли йде мова про модельні середовища, що наближені до звичайних ґрунтів, то важливо врахувати їх шарувату структуру. Наприклад, в роботі [17] розглянуто вплив горизонтальної стратифікації та неоднорідності середовища на точність відновлення даних.

Також важливо відмітити ефективні методи в задачах підповерхневого зондування, такі як узагальнений метод Хаффа 18 та його вдосконалені версії, більш націлені на ці задачі [19].

У нашій попередній роботі досліджувалась можливість розпізнавання різних прихованих об'єктів за допомогою ШНМ та НШС георадара. Ми намагалися зменшити кількість помилкових розпізнавань по відбитій електромагнітній хвилі від типових об'єктів [20]. Продовженням цієї роботи стало розпізнавання менш контрастних об'єктів з точки зору значення їхньої діелектричної проникності, а також спеціальної міни з малим вмістом металевих деталей [21].

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧІ

НШС антена опромінює модель поверхні землі електромагнітною хвилею із часовою залежністю у вигляді гаусового імпульсу тривалістю 0,23 нс [21]. Відбитий сигнал приймається системою з чотирьох приймачів [1]. Отримані часові залежності попередньо обробляються за алгоритмом [9], [21] для використання штучною нейронною мережею (ШНМ), яка генеруватиме інформацію про наявність чи відсутність об'єкта, відстань до нього та його тип. Числове моделювання електродинамічної задачі проводилось методом FDTD. У роботі з метою розпізнавання використовується повнозв'язна ШНМ зі структурою 2800–1024–512–256–13 з функціями активації ReLu та функцією SoftMax для останнього шару мережі.

У наших попередніх роботах [9], [21] ми використовували модель ґрунту, яка являла собою ідеальний однорідний діелектрик зі сталими діелектричною проникністю та втратами. Цей підхід був обраний для перевірки здатності нейронної мережі давати правильні відповіді в цілому, оскільки це наближення

реальної задачі є найпростішим, і попереднє дослідження показало, що постановку задачі варто ускладнити. Перевіркою якості даного підходу є тестування на сигналах, що містять завади різних рівнів, і прийнятих на проміжних значеннях відстаней по відношенню до навчальних [9]. Оскільки були отримані гарні результати, необхідно було наблизити задачу до більш реальної моделі ґрунту. Тому, як один із варіантів, було вирішено ускладнити ідеальну модель ґрунту, додавши до неї не лише окремі шари та траншеї [4], а певну кількість неоднорідностей різного розміру та діелектричної проникності, які будуть краще описувати ґрунт як неоднорідну суміш різних об'єктів, що містять різні речовини різного розміру.

Спершу будуть показані результати розпізнавання, зроблені ШНМ, яка не навчалась на сигналах, що отримані від неоднорідного середовища. Далі будемо використовувати вже донавчену мережу, але буде застосовано складнішу модель неоднорідного простору, а саме діапазон розподілу діелектричної проникності у вкраплених елементах буде більшим. Крім цього, будуть продемонстровані результати розпізнавання міни із дуже малим вмістом металевих частин – ПФМ [9].

МОДЕЛЮВАННЯ НЕОДНОРІДНОГО ҐРУНТУ

Модель ґрунту представлена у вигляді середовища з діелектричною проникністю 9 і втратами 0,005 См/м, всередині якого у випадкових положеннях додано 1200 ромбоподібних елементів різного об'єму та діелектричної проникності. Різний об'єм елементів виникає внаслідок зміни радіуса описаної сфери ромбовидного елемента в діапазоні від 4 до 19 мм. Розподіл числа вкраплених елементів в залежності від їх розміру представлено на Рис. 1. Тут можна простежити наближений до рівномірного розподіл радіусів в заданому діапазоні.

Діелектрична проникність цих неоднорідностей також буде змінюватися і буде розподілена в діапазоні від 1 до 20 (Рис. 2). Такі значення були обрані для кращої імітації реального ґрунту, а саме, як сухих, так і вологих частин, або матеріалів як з більшою, так і з меншою вологістю. А якщо взяти до уваги випадковий розподіл положень і радіусів неоднорідностей, то, на нашу думку, це можна вважати гарним наближенням наземної моделі для нашої задачі підземної радіолокації.

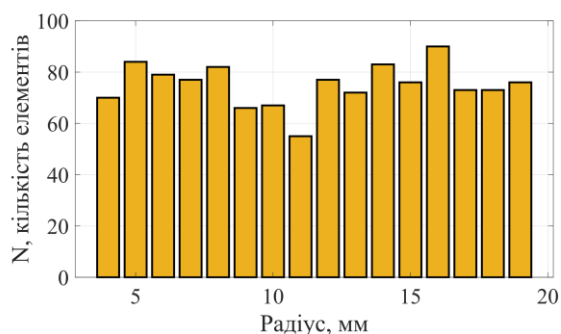


Рис. 1. Розподіл радіусів описаної сфери для ромбоподібних елементів, що утворюють неоднорідний ґрунт.

Fig. 1. Distribution of radii of the described sphere for rhomboidal elements that form an inhomogeneous soil

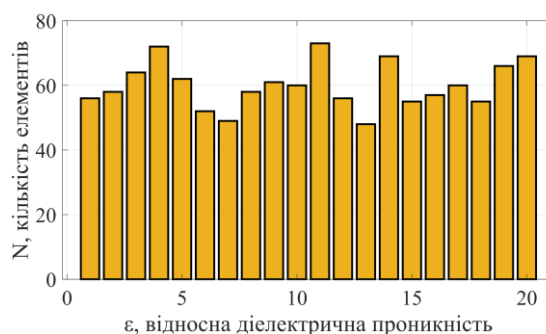


Рис. 2. Розподіл кількості елементів із заданою відносною діелектричною проникністю, що утворюють неоднорідну модель ґрунту.

Fig. 2. Distribution of the number of elements with a given relative permittivity that form an inhomogeneous soil model

Далі буде цікаво побачити, як додавання неоднорідностей до заданого об'єму ґрунту вплине на часові залежності відбитого поля і який внесок цих вкраплень. Для цього на Рис. 3 порівнюються два сигнали для демонстрації впливу неоднорідностей за наявності міни. Червона крива – сигнал, отриманий для однорідної моделі ґрунту, без неоднорідностей. Цей сигнал приймався антенною системою і використовувався в наших попередніх дослідженнях [9], [21]. Жовта крива — це залежність амплітуди від часу, що показує відбите поле від ґрунту, що містить неоднорідності, отримані підходом, який ми описали раніше.

Показано чіткі відмінності у часових формах сигналів у нижній частині Рис. 3. Ми бачимо, що для цього випадку неоднорідності впливають на збільшення гостроти деяких імпульсних піків, як на 4 нс, так і на 6,5 нс, але в той же час ми маємо пікове згладжування на 4,5 нс для цієї випадкової генерації набору включень. Існує затримка або більш ранній початок імпульсних піків одного сигналу відносно іншого. Результати цього графіка підтверджують вплив неоднорідностей як уповільнювачів хвилі у разі більшої діелектричної проникності включень порівняно з початковим параметром ґрунту, так і як прискорювача хвилі у разі меншої діелектричної проникності.

Сигнали, наведені на Рис. 3, необхідні для попередньої обробки за алгоритмом, який ми описали в нашій роботі [21]. Таким чином, буде цікаво спостерігати за зміною не тільки сигналу, отриманого безпосередньо від приймачів, але і вхідного сигналу для нейронної мережі, представленої на Рис. 4.

На Рис. 4 для вхідних сигналів для нейронної мережі ми чітко бачимо, що внесок неоднорідностей у модель землі стає більш помітним. Попередні дослідження [9] показали, що розпізнавання об'єкту нейронною мережею із використанням сигналу з високим рівнем шуму є більш легкою задачею, ніж із використанням сигналу отриманого для проміжного положення прихованого об'єкту. І в цьому дослідженні ми маємо складність сигналу, еквівалентну проміжному положенню, і, можливо навіть більш складний випадок, оцінюючи його складність за кількістю хибних розпізнавань. Це відбувається, можливо, тому, що нейронна мережа більше не може прив'язуватись до відомих їй піків сигналів, і в цьому випадку її апроксимуючі властивості будуть грати вирішальне значення. Слід додати, що в цій роботі ми використовували ШНМ такої ж структури, що й у [21]. Під час її навчання не використовувалися дані для неоднорідного середовища, в якому знаходилися об'єкти.

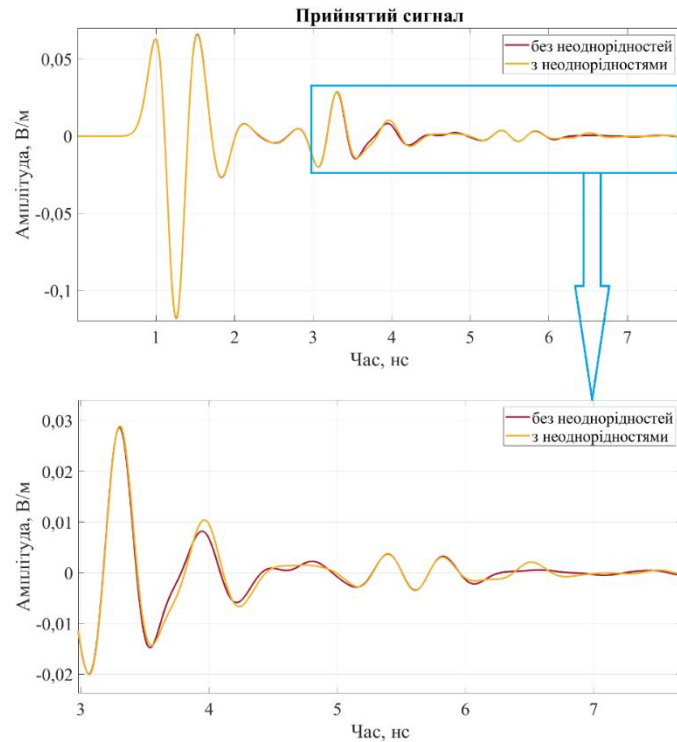


Рис. 3. Сигнали, прийняті антенною системою. Червона крива позначає часову залежність амплітуди прийнятого поля, відбитого від однорідного середовища, жовта крива зображує відбиту хвилю від неоднорідного середовища.
Fig. 3. Signals received by the antenna system. The red curve represents the time dependence of the received field amplitude reflected from a homogeneous medium, the yellow curve represents the reflected wave from an inhomogeneous medium.

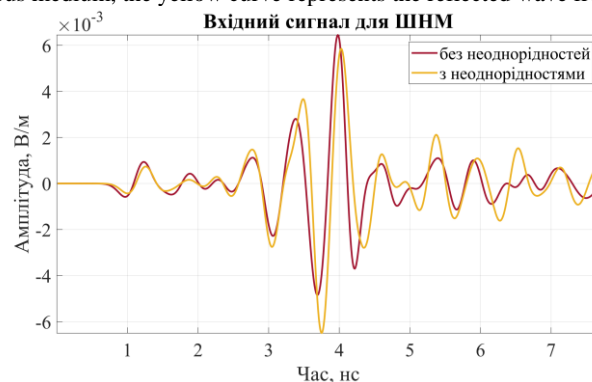


Рис. 4. Один із шести об'єднаних сигналів, які подаються на вхід ШНМ. Червона крива позначає сигнал для випадку однорідного середовища, жовта крива – неоднорідного середовища.
Fig. 4. One of the six combined signals that are fed to the input of the ANN. The red curve indicates the signal for the case of homogeneous medium, the yellow curve for heterogeneous medium.

РЕЗУЛЬТАТИ ЗАСТОСУВАННЯ НЕЙРОННОЇ МЕРЕЖІ БЕЗ ДОНАВЧАННЯ НА НЕОДНОРІДНІЙ МОДЕЛІ ҐРУНТУ

На Рис. 5-7 ми бачимо результати розпізнавання мін ПМН-1 за допомогою повнозв'язної ШНМ, яка також навчена розпізнавати металеві банки різних конфігурацій [21] і міну ПМН-4 на відстані 0-35 см, але лише на однорідному середовищі. Висота стовпчиків ілюструє кількість розпізнавань заданих об'єктів. Кольори вказують на відстані розміщення об'єктів для випадків однорідного (О) і неоднорідного (Х) середовища. Отже, дані рисунки відображають статистичний розподіл відповідей ШНМ для різних реалізацій адитивного шуму. Таким чином, виконується перевірка застосування нейронної мережі для випадку неоднорідного ґрунту, не ускладнюючи її структуру та не навчаючи на додаткових даних. На Рис. 5-7 також наведено порівняння результатів розпізнавання. Випадок "О" — відповідь нейронної мережі на розпізнавання об'єкта для випадку однорідного середовища. Дослідження завадостійкості мережі більш детально представлено в [21]. Випадок "Х" – відповідь нейронної мережі для класифікації положення об'єкту у випадку випадкового розміщення 1200 неоднорідностей із розподілами, показаними на Рис. 1-2, в однорідному ґрунті. Ці результати, як і в попередніх роботах, були протестовані для різних рівнів відношення сигнал/шум, оскільки, як показано в [9], цей додатковий аналіз може надати більше інформації про апроксимаційні властивості мережі. Крім того, шум є невід'ємною частиною отриманих сигналів у реальних дослідженнях підповерхневого зондування, що робить результати на зашумлених даних більш цінними для практики. У попередніх роботах [21] ми усереднювали по 1000 реалізацій шуму заданого рівня та розпізнавань, щоб уникнути випадковості відповіді ШНМ на конкретну реалізацію шуму і побудувати статистичну картину відповідей.

На Рис. 5 наведено результати розпізнавання мін ПМН-1 на відстані 10 см для різних рівнів сигнал-шум, що ми задаємо як відношення енергії сигналу до енергії шуму на часовому проміжку, коли сигнал існує. На Рис. 5а ми бачимо гарний результат для рівню сигнал-шум $SNR = 50$ дБ для обох випадків. Колонки на Рис. 5 показують гарну стійкість до впливу шуму для випадку ґрунту з неоднорідностями (випадок "Х"). Можна відзначити, що результат розпізнавання досить близький до випадку ідеальної моделі ґрунту (випадок "О"). На рис. 5в для випадку "Х" відповідь трохи гірша, але слід мати на увазі, що складність розпізнавання нових випадків пов'язана з обмеженим набором навчальних даних ШНМ, через складність його отримання. Тому навіть такий результат є досить цінним і дає перспективи для подальших досліджень.

Далі демонструються результати розпізнавання проміжних позицій мін на відстанях 5 см (Рис. 6) та 15 см (Рис. 7). На Рис. 6 ми бачимо, що для випадку "О" простежується стабільність відповіді для всіх представлених рівнів шуму, але на Рис. 6а для випадку "Х" нейронна мережа помилилася по відстані, але незначним чином, на 5 см. Це можна вважати несуттєвою помилкою, оскільки це мінімальний крок дискретизації задачі по відстані (ціна поділки) і мережа помиляється лише на один просторовий крок. Крім того, цей результат все ще можна вважати успішним, оскільки відповідь нейронної мережі все ще залишається досить стабільною та дуже близькою до істини. Для рівню сигнал-шум 30 дБ стабільність втрачається, і більше не можна побачити чітке положення та тип об'єкта, як показано на Рис. 6в. Завадостійкість тут слабка, але динаміка відгуку все одно задовільна.

Далі розглянемо результат розпізнавання міни ПМН-1 та відстані 15 см, який зображено на Рис. 7. Навіть при низькому рівні шуму 50 дБ, на Рис. 7а ми спостерігаємо критичну похибку для розпізнавання місцезнаходження міни ПМН-1 на дистанції 15 см у випадку моделі землі з неоднорідностями (випадок "Х"). Маємо чітку вказівку на одну з видів металевих банок на відстані 5 см. Однак з додаванням шуму (Рис. 7б і Рис. 7в) нейронна мережа змінює свою думку, починає сумніватися і активує нейрон, що відповідає абсолютно правильній відповіді (рис. 7б), і навіть для досить великого рівня сигнал-шум 30 дБ (Рис. 7в). Подібна поведінка вже була продемонстрована в нашій попередній роботі [7] і тут знову відіграють позитивну роль апроксимаційні властивості нейронної мережі.

Хоча результат на Рис. 7 не можна вважати цілком задовільним, загалом можна відзначити, що ШНМ під час розпізнавання випадку з неоднорідностями помиляється на відстань у допустимих межах і вказує на найближчу околицю правильної відстані. Однак, коли мова заходить про визначення типу об'єкта, це завдання для неї є ще складнішим через недостатню кількість навчальних даних.

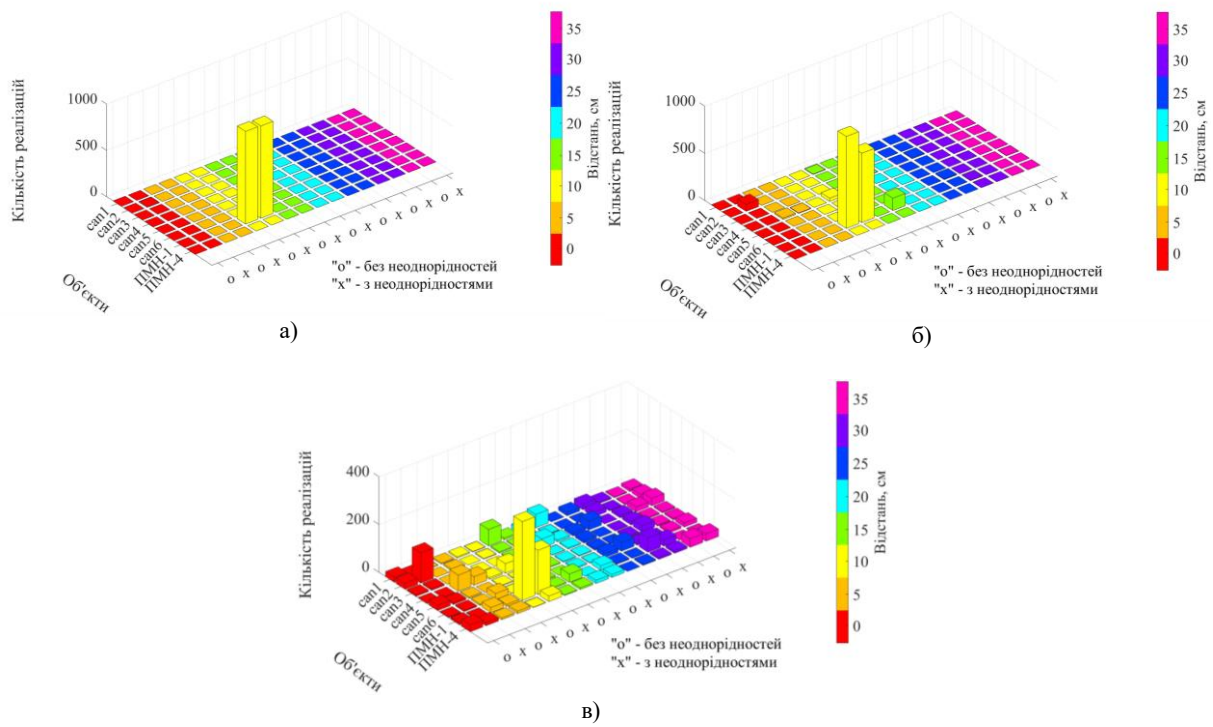


Рис. 5 Результат розпізнавання міни ПМН-1 на відстані 10 см для рівнів сигнал-шум: а) 50 дБ, б) 30 дБ, в) 15 дБ.
 Fig. 5. Result of recognition of PMN-1 mine on the distance of 10 cm for SNR of: a) 50 dB, b) 30 dB, c) 15 dB

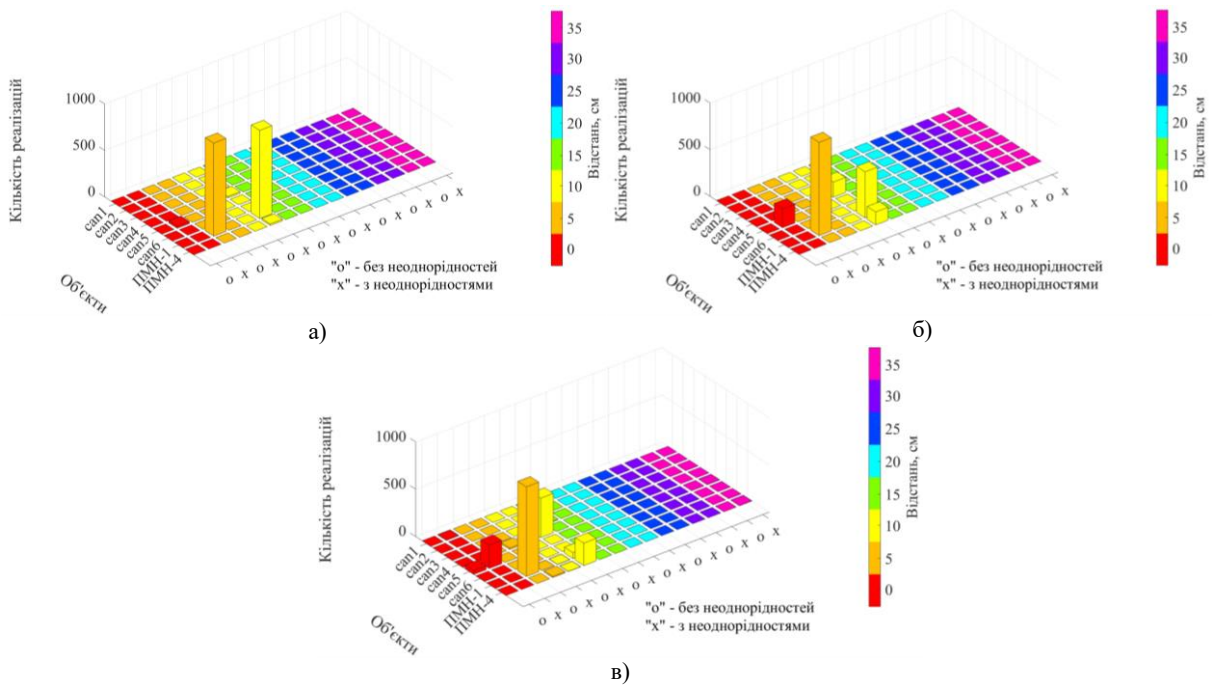


Рис. 6. Результат розпізнавання міни ПМН-1 на відстані 5 см для рівнів сигнал-шум: а) 50 дБ, б) 40 дБ, в) 30 дБ.
 Fig. 6. Result of recognition of PMN-1 mine on the distance of 5 cm for SNR of: a) 50 dB, b) 40 dB, c) 30 dB

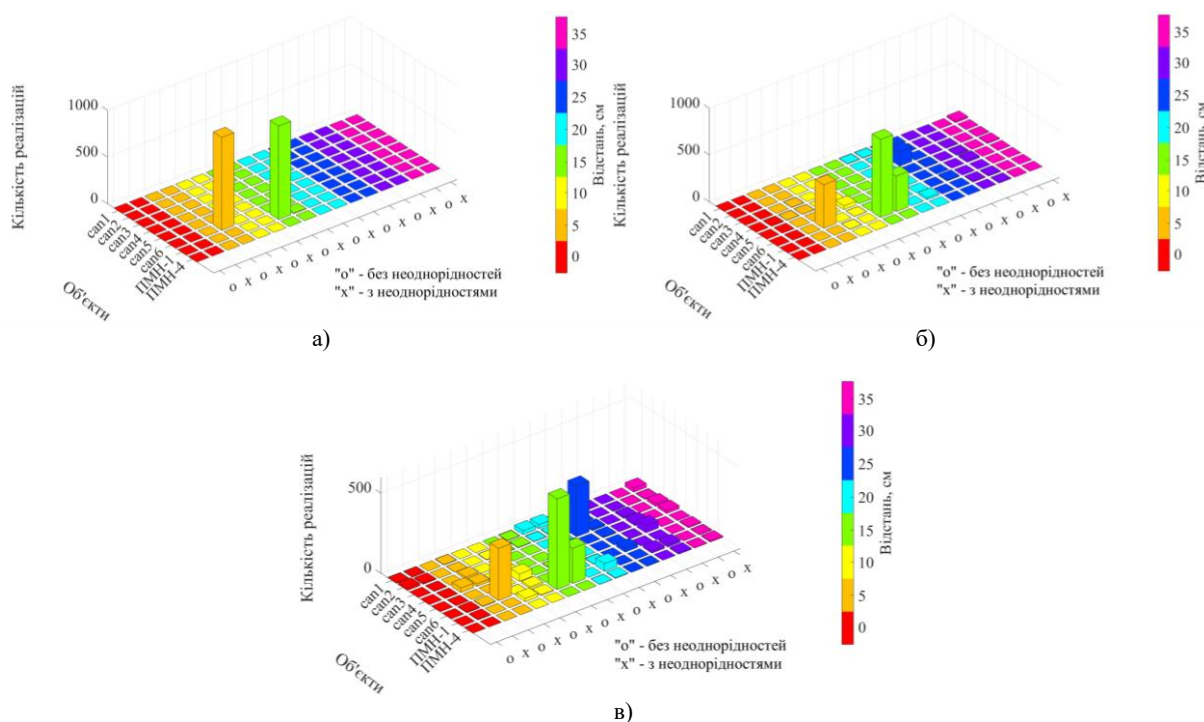


Рис. 7. Результат розпізнавання міни ПМН-1 на відстані 15 см для рівнів сигнал-шум: а) 50 дБ, б) 30 дБ, в) 25 дБ.
 Fig. 7. Result of recognition of PMN-1 mine at the distance of 15 cm for SNR of: a) 50 dB, b) 30 dB, c) 25 dB

Але при цьому можна відзначити досить стабільний результат визначення відстані. Слід додати, що результати розпізнавання об'єкта за наявності великого шуму, як на Рис. 5б,в, 6б,в та 7б,в, є більш актуальними для практики. Оскільки в реальних дослідженнях підповерхневого зондування ідеальні сигнали зустрічаються дуже рідко, і дуже часто вони спотворені шумом. Це головне практичне значення результатів, які ми бачимо з Рис. 5б,в, 6б,в та 7б,в.

РЕЗУЛЬТАТИ ЗАСТОСУВАННЯ НЕЙРОННОЇ МЕРЕЖІ З НАВЧАННЯМ НА НЕОДНОРІДНИЙ МОДЕЛІ ҐРУНТУ

Для перевірки даного підходу, при моделюванні були використані дещо інші параметри формування неоднорідного простору: об'єм з ідеально поглинаючими стінками випадковим чином заповнений 800 тетрагональними об'єктами розмірами 1-3 см з діелектричною проникністю, яка змінюється в межах від 1 до 40. Збільшення діапазону розподілу діелектричної проникності вкраплених елементів, на нашу думку має краще описувати реальний ґрунт, і таким чином, можливо ускладнити розпізнавання прихованого об'єкту. Також важливо відзначити, що для коректного тестування мережі для випадку додавання гаусового шуму різних рівнів і виключення випадковості результатів було виконано 1000 реалізацій шуму для кожного тестового положення прихованого об'єкту, як і у моделюванні із мережею, що не навчалась на неоднорідному просторі.

Наступне випробовування нейронної мережі проводиться в два етапи. На першому етапі ми використовуємо об'єкти та відстані, які використовувалися для навчання. Розподіл неоднорідностей для цих випадків буде відрізнятися від тренувальних розподілів, але однаковий для всіх представлених положень об'єкту. Також буде досліджено завадостійкість (Рис. 8-11). Було вирішено зменшити дискретизацію простору та спробувати розпізнавати модель міни ПФМ, яка майже повністю складається з діелектрику [9].

На другому етапі (Рис. 12-14) використовуються сигнали, отримані від опромінення міни ПМН-1, на які вона не тренувалася. Особливістю ПМН-1 є схожість за формою і розмірами з ПМН-4, але вона містить менш масивний металевий детонуючий пристрій і більше діелектричних частин, що за характеристиками більше нагадує міну ПФМ. Крім того, розподіл неоднорідностей у моделі ґрунту для кожної позиції та об'єкта буде різним, на відміну від першого етапу випробувань. Також перевіряються проміжні відстані по відношенню до нашої дискретизації простору, на якій мережа навчалась. Випробування на завадостійкість також проводиться, як і на першому етапі.

На Рис. 8-14 показані результати розпізнавання, представлені 13 виходами нейронної мережі. Вісь X показує 4 можливі відстані 0-30 см з кроком 10 см. На осі Y показано 3 можливі об'єкти, на яких тренувалася нейронна мережа: металева банка, ПФМ і ПМН-4. Також показано додатковий вихідний

нейрон по осі Y, який вказує на відсутність об'єкта. Таким чином ми отримуємо зручну візуалізацію реакції нейронної мережі. Також, кожна секція показує відношення суми отриманих мережею розпізнавань до загальної кількості розпізнавань у відсотках. Ліворуч розташована кольорова шкала, за якою можна оцінити абсолютну кількість отриманих відповідей для всіх секцій. На першому етапі тестування (Рис. 8-11) правильна відповідь виділяється зеленим кольором. На другому етапі нейронна мережа не може дати ідеально правильну відповідь для ПМН-1, тому що такий нейрон просто не передбачений навчанням, але ми вважатимемо результат класифікації задовільним у випадку індикації на ПМН-4 і ПФМ.

На Рис. 8 показано розпізнавання міни ПФМ, що знаходиться під системою опромінення (0 см) у ґрунті з невідомим для нейронної мережі розподілом неоднорідностей. Простежується тенденція до зниження з 78,7 до 30,6% ймовірності правильної відповіді для даної секції. Приблизно такий самий результат було отримано для відстані 20 см (Рис. 9). Тут можна відзначити позитивний ефект, що діелектрична міна не злилася з неоднорідним діелектричним ґрунтом, і нейронна мережа навіть при досить сильному шумі в 15 дБ все одно не показує відсутність об'єкта, а вказує на якийсь об'єкт. Також мережа вказує на міни частіше ніж на банки для всіх позицій ПМН-4 і ПФМ.

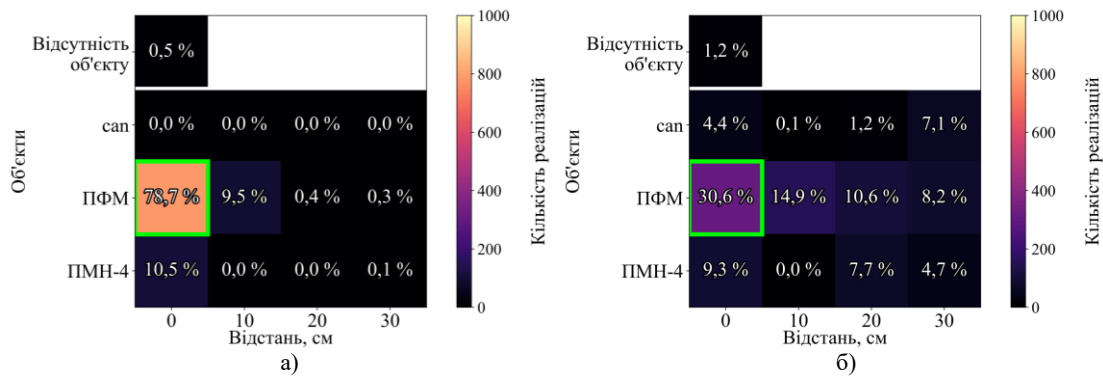


Рис. 8. Результат розпізнавання міни ПФМ на відстані 0 см для рівнів сигнал-шум: а) 25 дБ, б) 15 дБ.
Recognition result of PFM mine at 0 cm position for a) SNR = 25 dB, b) SNR = 15 dB

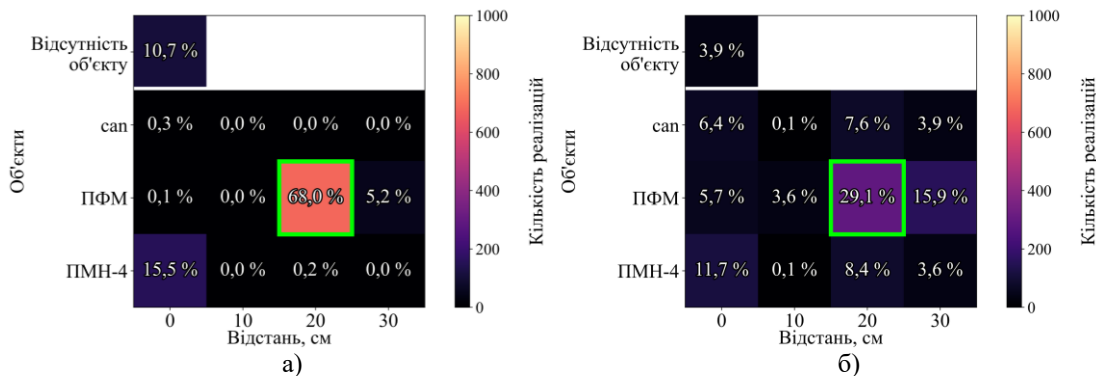


Рис. 9. Результат розпізнавання міни ПФМ на відстані 20 см для рівнів сигнал-шум: а) 25 дБ, б) 15 дБ.
Fig. 9. Recognition result of PFM mine at 20 cm position for a) SNR = 25 dB, b) SNR = 15 dB

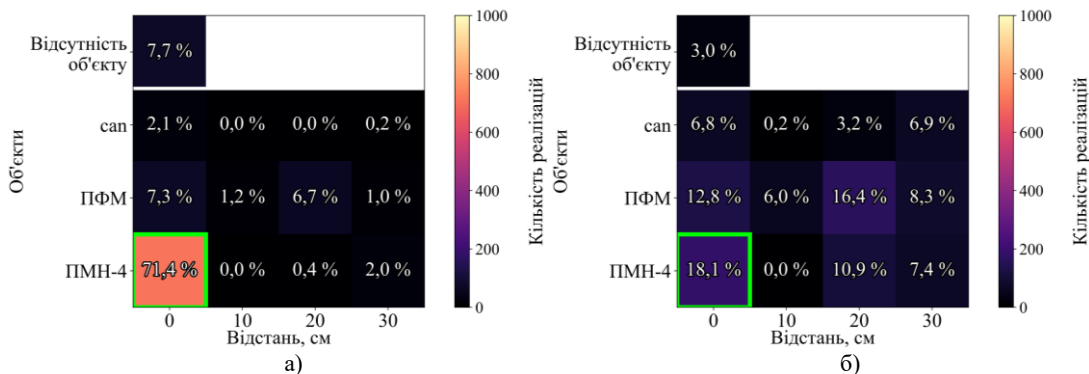


Рис. 10. Результат розпізнавання міни ПМН-4 на відстані 0 см для рівнів сигнал-шум: а) 25 дБ, б) 15 дБ.
Fig. 10. Recognition result of PMN-4 mine at 0 cm position for a) SNR = 25 dB, b) SNR = 15 dB

На Рис. 10 показано розпізнавання міни ПМН-4 при тому ж рівні шуму, що і на Рис. 8-9. Ми бачимо, що стабільність правильного розпізнавання при 15 дБ (Рис. 10.б) приблизно вдвічі менша, ніж для ПФМ, а саме 16,4% проти 30,6%. Це можна пояснити недостатньою кількістю навчальних даних для нейронної мережі. У цьому випадку не всі особливості сигналу можуть бути враховані в процесі навчання. Однак на Рис. 11а для рівню шуму 25 дБ ми отримуємо 100% стабільність, яка не простежується для всіх попередніх результатів. Крім того, правильна відповідь все ще помітна навіть при 5 дБ (Рис. 11в), де вхідний сигнал серйозно пошкоджується, перетворюючись майже на суцільний шум. Результат на Рис. 11 можна пояснити наявністю в конструкції ПМН-4 масивного металевого механізму, який дає помітне відбиття опроміненої імпульсної хвилі навіть у випадку неоднорідної моделі ґрунту.

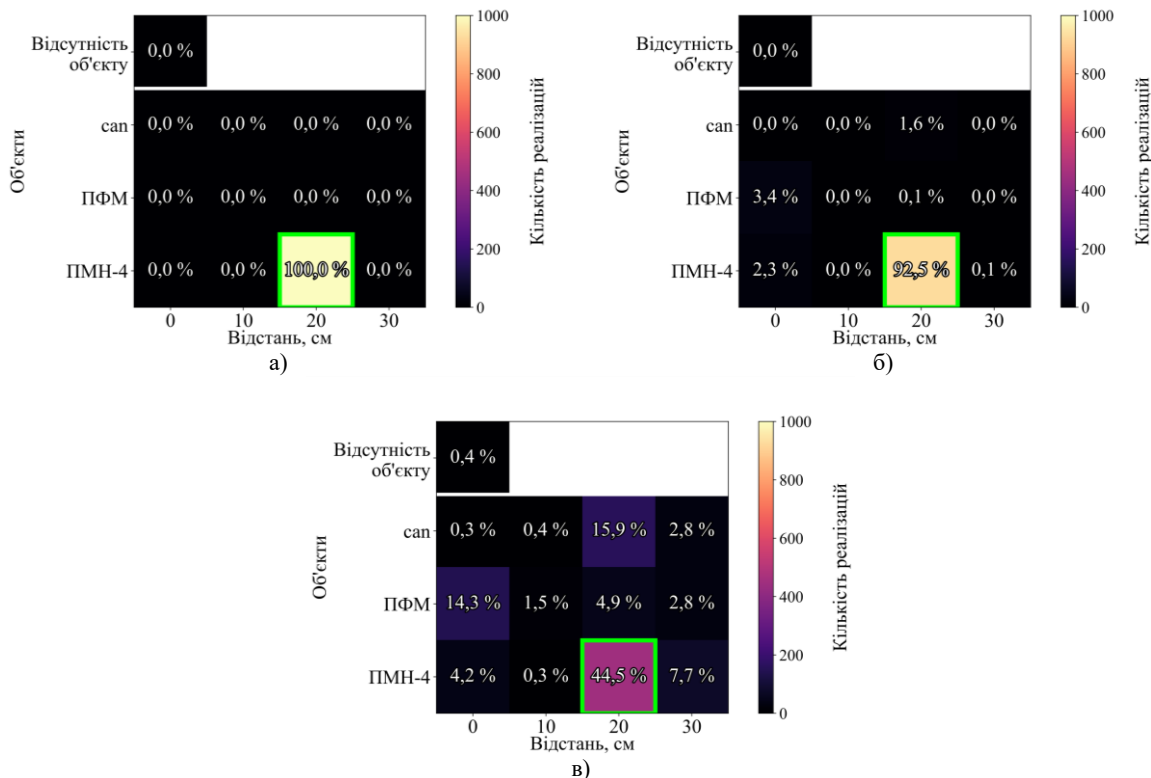


Рис. 11. Результат розпізнавання міни ПМН-4 на відстані 20 см для рівнів сигнал-шум: а) 25 дБ, б) 15 дБ, в) 5 дБ.

Fig. 11. Recognition result of PMN-4 mine at 20 cm position for a) SNR = 25 dB, b) SNR = 15 dB, c) SNR = 5 dB

Загалом для першого етапу тестування з Рис. 8-11 можна зробити висновок, що нейронна мережа добре навчилася узагальнювати неоднорідні розподіли землі, які були продемонстровані в тестовому розподілі для зашумлених вхідних сигналів.

Далі розглянемо результати другого етапу тестування, для якого було вирішено вибрати міну ПМН-1, на яку мережа не була навчена.

На Рис. 12 показано результат розпізнавання міни ПМН-1 на відстані 0 см. Бачимо, що мережа розпізнає ПМН-4 і правильну відстань до нього. Цей результат можна вважати відмінним, оскільки форма і розмір цих мін дуже схожі, і цю відповідь можна розглядати як приклад гарних узагальнюючих властивостей нейронних мереж. Також можна відзначити кращу завадостійкість в порівнянні з першим етапом тестування.

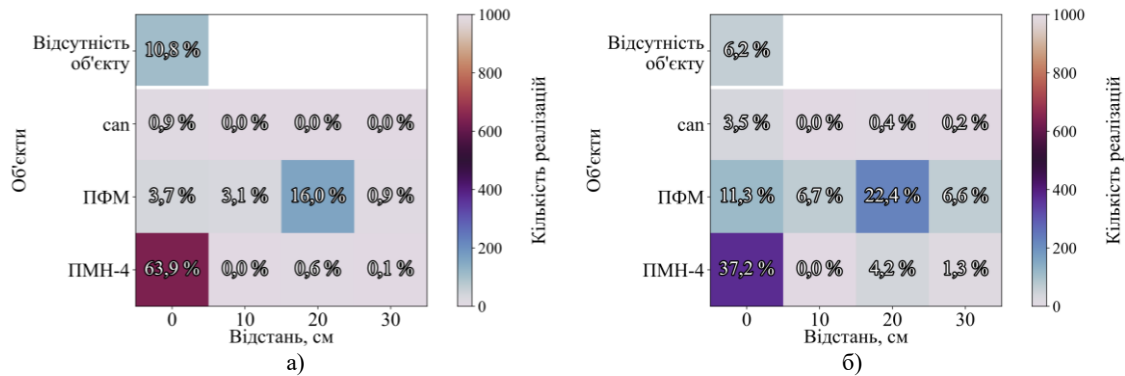


Рис. 12. Результат розпізнавання міни ПМН-1 на відстані 0 см для рівнів сигнал-шум: а) 25 дБ, б) 15 дБ.
Recognition result of PMN-1 mine at 0 cm position for a) SNR = 25 dB, b) SNR = 15 dB.

Далі на Рис. 13 ми бачимо результат розпізнавання ПМН-1 на відстані 30 см від опромінюючої антени. На відстані 10 см є невелика похибка, але її можна вважати незначною. Можна відзначити, що мережа все ще стабільно вказує на міну ПМН-4 з достовірністю 79%, а також можна побачити досить непогану завадостійкість, а саме, ми можемо простежити правильний відгук навіть при рівні сигнал-шум 10 дБ, що можна порівняти з першим етапом тестування на Рис. 11.

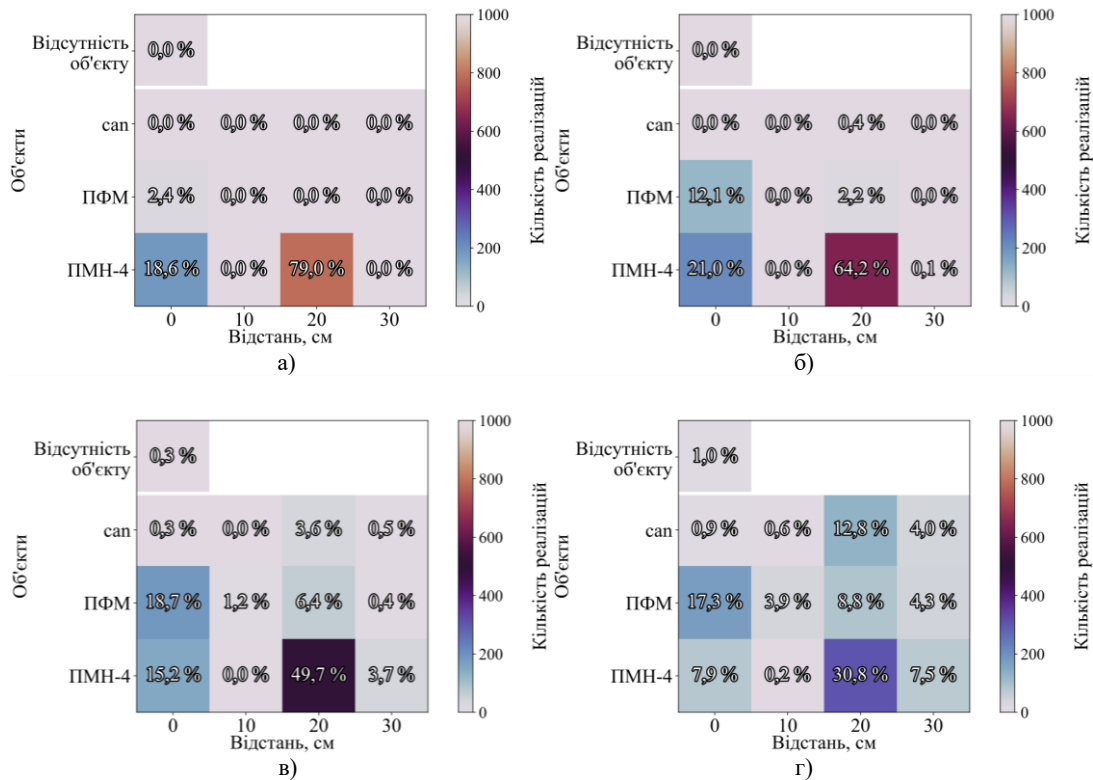


Рис. 13. Результат розпізнавання міни ПМН-1 на відстані 30 см для рівнів сигнал-шум: а) 25 дБ, б) 20 дБ, в) 15 дБ, г) 10 дБ.

Fig. 13. Recognition result of PMN-1 mine at 30 cm position for a) SNR = 25 dB, b) SNR = 20 dB, c) SNR = 15 dB, d) SNR = 10 dB

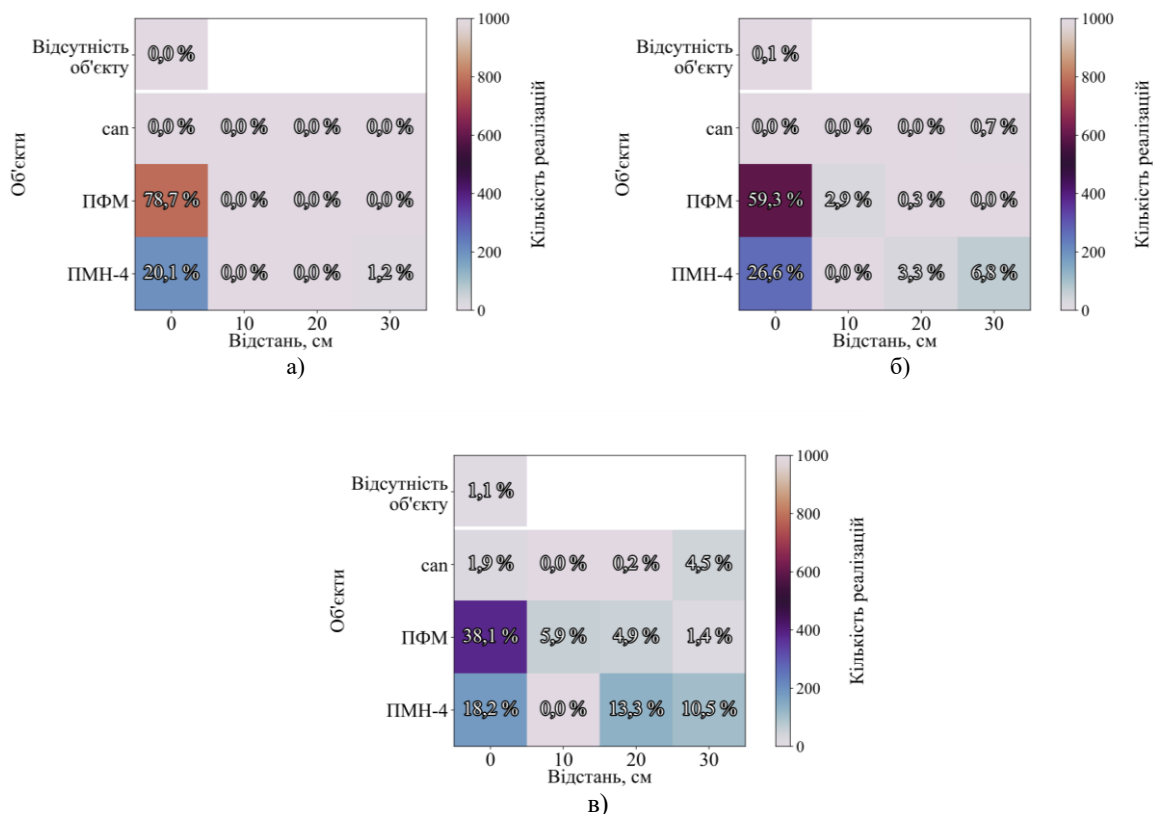


Рис. 14. Результат розпізнавання міни ПМН-1 на відстані 15 см для рівнів сигнал-шум: а) 25 дБ, б) 20 дБ, в) 15 дБ.
Fig. 14. Recognition result of PMN-1 mine at 15 cm position for a) SNR = 25 dB, b) SNR = 20 dB, c) SNR = 15 dB

Далі ми маємо найскладніший тестовий випадок для мережі, а саме розпізнавання ПМН-1 на проміжній відстані 15 см. У цьому випадку нейронна мережа не тренувалася на даний об'єкт, та навіть на таку відстань. Проте результат все одно є задовільним. Перш за все тому, що ми не отримали фатальної помилки у вигляді відсутності предмета та індикації металевої банки. Існує помилка в класифікації відстані, але нейронна мережа все ще вказує на міну. Вказування мережею на міну ПФМ можна пояснити тим, що ПМН-1 також має значну частку діелектричних елементів у своїй конструкції, а їх металеві елементи досить схожі, оскільки вони обидва є металевими циліндрами. Якщо до цього факту додати діелектричну неоднорідність ґрунту, то вказування на ПФМ можна цілком впевнено виправдати, вважаючи це не дуже суттєвою похибкою. Крім того, на Рис.14 а-б основний відгук мережі коливається від ПФМ до ПМН-4 на відстані 0 см. Менший відсоток відповідей мережі здебільшого зосереджено довкола правильної відповіді, але на різних відстанях. Таким чином, можна констатувати, що другий етап тестування нейронної мережі пройшов успішно.

Розглянувши результати другого етапу тестування, ми можемо стверджувати, що нейронна мережа показала гарні узагальнюючі властивості по відношенню насамперед до неоднорідного розподілу моделі ґрунту, оскільки кожна з позицій на Рис. 12-14 мала свій унікальний розподіл.

ВИСНОВКИ

Неоднорідна модель досліджуваного об'єму ґрунту показала значні відмінності отриманих часових залежностей від ідеальної моделі. Наявність неоднорідностей у моделі землі сильно спотворює часову форму відбитої хвилі, що знижує якість розпізнавання об'єкта. Нейронна мережа показала здатність розпізнавати прихований об'єкт в неоднорідному середовищі навіть без донавчання на сигналах, отриманих від опромінення неоднорідної моделі ґрунту. Підхід продемонстрував задовільну завадостійкість при обробці отриманих імпульсних полів. Також була показана здатність мережі покращувати розпізнавання за допомогою додаткового навчання на даних, що включають неоднорідності середовища.

Ймовірно, подальший розвиток підходу полягає в ускладненні структури ШНМ, збільшенні тренувального набору за рахунок різноманітності неоднорідностей, їхньої форми та розмірів, діелектричної проникності та зміні її розподілу для різних глибин. Також ми вважаємо, що кількість

хибнопозитивних спрацювань можна зменшити шляхом навчання на сигналах, отриманих від більшої кількості реалізацій неоднорідного середовища.

КОНФЛІКТ ІНТЕРЕСІВ

Автори повідомляють про відсутність конфлікту інтересів.

REFERENCES

1. 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>
2. Lewis AL. «Tests and Evaluation of Dual Sensor Mine Detectors based on a Combination of Metal Detector and Ground Penetrating Radar (TEDS)»,),» European Commission Directorate-General Joint Research Centre, AIDCO-JRC Administrative Arrangement No.: MAP/2004/078-257.
3. Zhang Y, Huston DR, Xia T. Underground object characterization based on neural networks for ground penetrating radar data. 2016 Apr 8. <https://doi.org/10.1117/12.2219345>
4. Dumin O, Plakhtii V, Prishchenko O, Shyrokorad D, Katrich VA. Ultrashort impulse radar for detection and classification of objects in layered medium by artificial neural network. Telecommunications and Radio Engineering. 2019;78(19):1759–70. <https://doi.org/10.1615/telecomradeng.v78.i19.80>
5. Liu T, Su Y, Huang C. Inversion of Ground Penetrating Radar Data Based on Neural Networks. 2018 May 9;10(5):730-0. <https://doi.org/10.3390/rs10050730>
6. Miller TW, Borchers B, Hendrickx JMH, Hong SH, Lensen HA, Schwering PBW, et al. Effect of soil moisture on land mine detection using ground penetrating radar. Broach JT, Harmon RS, Dobeck GJ, editors. SPIE Proceedings. 2002 Aug 12. <https://doi.org/10.1117/12.479099>
7. Sham JFC, Lai WWL, Leung CW. Effects of homogeneous/heterogeneous water distribution on GPR wave velocity in a soil's wetting and drying process. 2016 Jun 13; pp. 1-6. <https://doi.org/10.1109/ICGPR.2016.7572693>.
8. Aye Mint Mohamed Mostapha, Ahmed. Faize, Gamil. Alsharahi, Mohamed. Louzazni, A. Driouach. Effect of External Noise on Ground Penetrating Radar Ability to Detect Objects. International Journal of Microwave and Optical Technology 2019;14(2):124-131.
9. Dumin O, Pryshchenko O, Plakhtii V, Pochanin G. Dielectric Object Subsurface Survey by Ultrawideband Radar and ANN. 2020 Sep 15. <https://doi.org/10.1109/diped49797.2020.9273400>
10. Gürel L, Oğuz U. Transmitter-receiver-transmitter-configured ground-penetrating radars over randomly heterogeneous ground models. Radio Science. 2002 Nov 16;37(6):6–16–9. <https://doi.org/10.1029/2001rs002528>
11. Gürel L, Oğuz U. Simulations of ground-penetrating radars over lossy and heterogeneous grounds. 2001 Jun 1;39(6):1190–7. <https://doi.org/10.1109/36.927440>
12. Takahashi K, Igel J, Holger Preetz. Modeling of GPR Clutter Caused by Soil Heterogeneity. 2012 Jul 10;2012:1–7. <https://doi.org/10.1155/2012/643430>
13. Jiang Z, Zeng Z, Li J, Liu F, Wu F. Simulation and analysis of GPR signal based on stochastic media model. 2012 Jun 4. <https://doi.org/10.1109/icgpr.2012.6254863>
14. Gürel L, Oğuz U. Simulations of ground-penetrating radars over lossy and heterogeneous grounds. 2001 Jun 1;39(6):1190–7. <https://doi.org/10.1109/36.927440>
15. Scheers Bart. Ultra-wideband ground penetrating radar with application to the detection of anti personnel landmines. Brussels: Royal Military Academy; 2001.
16. Tellez OLL, Scheers B. Ground-Penetrating Radar for Close-in Mine Detection. Mine Action - The Research Experience of the Royal Military Academy of Belgium [Internet]. 2017 Aug 30 [cited 2020 Apr 1]; Available from: <https://www.intechopen.com/books/mine-action-the-research-experience-of-the-royal-military-academy-of-belgium/ground-penetrating-radar-for-close-in-mine-detection#B5>. <https://doi.org/10.5772/67007>
17. Ozdemir C, Demirci S, Yigit E. Practical algorithms to focus b-scan gpr images: theory and application to real data. Progress In Electromagnetics Research B. 2008;6:109–22. <https://doi.org/10.2528/pierb08031207>
18. van der Kruk J, Vereecken H, Diamanti N, Giannopoulos A. Influence of interface roughness and heterogeneities on the waveguide inversion of dispersive GPR data. 2010 Jun 21; <https://doi.org/10.1109/icgpr.2010.5550234>
19. Windsor CG, Capineri L, Falorni P. A Data Pair-Labeled Generalized Hough Transform for Radar Location of Buried Objects. IEEE Geoscience and Remote Sensing Letters. 2014 Jan;11(1):124–7. <https://doi.org/10.1109/LGRS.2013.2248119>
20. G. Borgioli, Capineri L, Falorni P, Matucci S, Windsor CG. The Detection of Buried Pipes From Time-of-Flight Radar Data. 2008 Jul 25;46(8):2254–66. <https://doi.org/10.1109/TGRS.2008.917211>

21. Dumin O, Pryshchenko O, Plakhtii V, Pochanin G. Landmine detection and classification using UWB antenna system and ANN analysis. 2020 IEEE Ukrainian Microwave Week (UkrMW). 2020 Sep 21; <https://doi.org/10.1109/ukrmw49653.2020.9252574>

Стаття надійшла до редакції: 9 вересня 2022 р.

Рекомендовано до друку: 25 жовтня 2022 р.

LOCATION OF OBJECTS IN A HETEROGENEOUS SOIL USING PULSE GEORADAR AND ARTIFICIAL NEURAL NETWORKS

O. A. Pryshchenko V. A. Plakhtii, F. G. Fomin, Y.S. Khodachok

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

Background: Detection of hidden objects in the soil layer is a problem that is important in construction, archeology, humanitarian demining, non-destructive testing of road surfaces, flaw detection etc. Studying the peculiarities of electromagnetic field behavior in heterogeneous media provides a possibility to create subsurface survey systems that can work effectively in real conditions.

Objectives: To recognize an object hidden in a heterogeneous medium using ultrawideband ground penetrating radar (GPR) and artificial neural network (ANN), to evaluate the performance of a neural network that is trained only on homogeneous medium, to investigate the stability of recognition results in the presence of noise of different levels in the received time dependencies, to compare the results with a network which is trained on heterogeneous media. Check the ability of the ANN to correctly identify typical objects that were not involved in training.

Materials and methods: Modeling of the electrodynamic problem of electromagnetic field propagation is carried out using the finite difference in time domain (FDTD) method. The classification of hidden objects is carried out using the approach of artificial neural networks.

Results: An effective algorithm for detecting objects in a heterogeneous soil model was developed using ground-penetrating radar and ANN. Probability distributions of the classification of hidden objects in presence of additive Gaussian noise in time dependencies were obtained.

Conclusion: The use of ANNs has shown successful results in the classification of objects located in a heterogeneous ground model. The ability to detect objects containing only a few metal parts was demonstrated. The developed algorithm has a high level of noise immunity even at high signal-to-noise levels. The results of detection and recognition of typical objects, which were not involved in ANN training, showed the effectiveness of this approach.

KEY WORDS: *ground-penetrating radar, Gaussian impulse, artificial neural network, heterogeneous medium, humanitarian demining, ultrawideband signal.*

The article was received by the editors: 9 September 2022

The article is recommended for printing: 25 October 2022

Оригінальна стаття

<https://doi.org/10.26565/2311-0872-2021-37-07>

УДК 537.811, 537.621

Д. І. ГАВРИЛЕНКО, студент.

e-mail: m380669254126@gmail.com

ORCID ID: <https://orcid.org/0000-0001-6498-887X>

О. М. ДУМІН, д. ф.-м. наук, доц.

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

О. А. ПРИЩЕНКО, аспірант.

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

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

АНАЛІТИЧНА ФОРМА РОЗВ'ЯЗКУ ДЛЯ НЕСТАЦІОНАРНОГО ЕЛЕКТРОМАГНІТНОГО ПОЛЯ НА ГРАНИЦІ ДВОХ СЕРЕДОВИЩ

Актуальність. Використання нестационарних електромагнітних хвиль для задач зондування є перспективним через велику інформаційну ємність цих полів та здатність глибоко проникати у середовище із втратами. Практичним застосуванням цих можливостей є імпульсний надширококустовий георадар. Вдосконалення його параметрів для широкого використання потребує не тільки точного розв'язання відповідних електродинамічних задач, що зараз забезпечується використанням прямих числових методів розрахунку, але й аналітичних розв'язків, які дозволяють отримувати більш загальну інформацію про фізичні процеси перетворення електромагнітних хвиль. Ця інформація буде більш корисною у випадку одержання розв'язків у часовому просторі. Тому отримання аналітичного розв'язку хоча б для найпростіших моделей, однією з яких є плоский випромінювач з круглою апертурою, є досить актуальним, чому і присвячена дана стаття.

Мета роботи. Аналітично розв'язати нестационарну електродинамічну задачу проникнення імпульсної електромагнітної хвилі із одного середовища в інше середовище без втрат. Для досягнення цієї мети з використанням граничних умов необхідно знайти невідомі коефіцієнти із загальних розв'язків рівнянь Клейна-Гордона, що є множниками в еволюційних коефіцієнтах. Також треба дослідити випадки повного проходження та відбиття, за допомогою яких стане можливим уточнити отримані співвідношення.

Матеріали та методи. Задача поширення нестационарної імпульсної хвилі розв'язується методом еволюційних рівнянь. Загальний розв'язок рівнянь Клейна-Гордона отримується методом розділення змінних. Розв'язання неоднорідного рівняння Клейна-Гордона здійснюється методом функції Рімана. Пошук зв'язку між невідомими коефіцієнтами з розв'язаних рівнянь відбуватиметься з використанням граничних умов для тангенціальних компонентів полів згідно законів класичної електродинаміки.

Результати. З використанням граничних умов класичної електродинаміки знайдено зв'язок між невідомими коефіцієнтами з рівнянь Клейна-Гордона, що описують різні стадії поширення хвиль. Запропонований загальний вигляд шуканого розв'язку, що подібний до формул Френеля. Розв'язок досліджено для крайніх випадків поширення хвиль: повне проходження та відбиття. На основі цих випадків зроблено висновок про загальний випадок розповсюдження хвилі.

Висновки. Еволюційні коефіцієнти, що характеризують електричну та магнітну компоненти поля, були зв'язані між собою умовами на границі середовищ, що дозволило знайти зв'язок між невідомими коефіцієнтами рівнянь Клейна-Гордона. Запропонований загальний розв'язок перевірено шляхом його підстановки до основних формул, що характеризують граничні умови. Для магнітної компоненти досягнуто повне узгодження граничних умов, а електрична складова вимагає додаткового уточнення шляхом введення додаткової поверхневої хвилі.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: нестационарне електромагнітне поле, надширококустовий георадар, еволюційні рівняння, часовий простір, формули Френеля

Як цитувати: Гавриленко ДІ, Думін ОМ, Прищенко ОА. Аналітична форма розв'язку для нестационарного електромагнітного поля на границі двох середовищ. Вісник Харківського національного університету

імені імені В. Н. Каразіна. Серія «Радіофізика та електроніка». 2022;37:86-97. <https://doi.org/10.26565/2311-0872-2021-37-07>

In cites: Havrylenko DI, Dumin OM, Prishchenko OA. Irradiation of media by transient field: analytical solving of the problem. Visnyk of V.N. Karazin Kharkiv National University. Series “Radio Physics and Electronics”. 2022;37:86-97 (In Ukrainian) <https://doi.org/10.26565/2311-0872-2021-37-07>

ВСТУП

Електродинаміка у часовому просторі, у порівнянні з класичною, має переваги у дослідженні нестационарних процесів, поширенні імпульсних полів у середовище. Теоретичні дослідження у цій області важливі для подальшого практичного застосування. За приклад можна узяти дистанційне зондування, що стимулює створення надширококутних георадарів [1]. Зазвичай, задачі цього напрямку розв’язуються числовими методами. Найбільш відомим серед них є метод скінченних різниць у часовому просторі [2], [3]. Також можна виділити штучні нейронні мережі [4] та томографічний підхід [5]. Числові методи дають можливість досліджувати дифракцію електромагнітних хвиль у середовищі з різними типами неоднорідностей, докладно розглядаючи ефекти розсіювання радіохвиль [6].

Аналітичний підхід може дати нам більш загальну інформацію про фізичні процеси у середовищі, особливо, якщо розв’язується задача електродинаміки у часовому просторі. Такий метод менш розвинутий, ніж числовий. Проте для найпростіших моделей аналітичний розв’язок було знайдено [7]. У якості основи, функція Хевісайда є найзручнішим способом представлення імпульсних нестационарних полів. У роботі [8] поведінка різних типів падаючої та відбитої електричних компонент була докладно розглянута.

Крім задач, що пов’язані з випромінюванням у вільний простір, метод еволюційних рівнянь використовується для розв’язку хвилеводних задач [9], або резонаторних задач [10].

У представленій роботі ми розглянемо граничну задачу для диференціального рівняння у частинних похідних типу Клейна-Гордона для дослідження імпульсного поля на границі розділу двох середовищ, розробимо новий спосіб знаходження невідомих коефіцієнтів, що визначають компоненти відбитого та заломленого електромагнітного поля.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧІ

Розглянемо електромагнітну ТЕ-хвилю у вільному просторі, створену пласким джерелом нестационарного струму, який задається у циліндричній системі координат. Компоненти цього поля можна описати за допомогою методу еволюційних рівнянь, удосконаленого для вільного простору [7]:

$$\left\{ \begin{array}{l} \vec{E}(\rho, \varphi, z, t) = \frac{1}{\varepsilon_0} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \int_0^{\infty} d\chi V_m^h [\nabla \psi_m \times \vec{z}_0]; \\ \vec{H}(\rho, \varphi, z, t) = \frac{1}{\mu_0} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \int_0^{\infty} d\chi I_m^h \nabla \psi_m; \\ E_z(\rho, \varphi, z, t) = 0; \\ H_z(\rho, \varphi, z, t) = \frac{1}{\mu_0} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \int_0^{\infty} d\chi \chi^2 h_m^h \psi_m. \end{array} \right. \quad (1)$$

Тут $\varepsilon_0 \approx 8,85 \cdot 10^{-12} \frac{\text{Ф}}{\text{м}}$, $\mu_0 \approx 1,25 \cdot 10^{-12} \frac{\text{А}}{\text{м}}$ – константи вільного простору; V_m^h, I_m^h – еволюційні коефіцієнти електричної та магнітної компонент відповідно; h_m^h – функція, що є розв’язком рівняння Клейна-Гордона [11] із заданими початковими та граничними умовами

$$\left(\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \frac{\partial^2}{\partial z^2} + \chi^2 \right) h_m^h(z, t) = \sqrt{\mu_0} j_m(z, t) \quad (2)$$

та пов’язана з еволюційними коефіцієнтами співвідношеннями

$$I_m^h = \frac{\partial h_m^h}{\partial z}; \quad V_m^h = -\frac{1}{c} \frac{\partial h_m^h}{\partial t}. \quad (3)$$

Функція ψ_m , що складається з функції Бесселя m -го порядку та комплексної експоненти, історично називається мембранною:

$$\psi_m(\rho, \varphi, \chi) = \frac{J_m(\chi\rho)}{\sqrt{\chi}} e^{im\varphi}.$$

Електромагнітне поле, що випромінюється антеною на поверхню середовища, ми позначатимемо верхнім індексом «*inc*» (з англ. *incident* – падаючий). Частина поля, що пройшла через границю двох середовищ позначатимемо як «*prop*» (з англ. *propagated* – той, що пройшов), а залишкову частину, що поширюється у протилежний бік від середовища позначатимемо як «*ref*» (з англ. *reflected* – відбитий). Щоб знайти ці компоненти поля, нам необхідно розв'язати одне неоднорідне (для падаючої хвилі) та два однорідних (для заломленої та відбитої хвиль) еволюційних рівняння [12]. Неоднорідне рівняння Клейна-Гордона розв'язується методом функції Рімана. Його розв'язки мають такий вигляд [7]:

$$\left\{ \begin{array}{l} h_{m_i}^{inc}(\chi_i, z, t) = -A_0 \frac{i\sqrt{\mu_0}R}{2} (\delta_{m_i,1} + \delta_{m_i,-1}) \frac{J_1(\chi_i R)}{\chi_i \sqrt{\chi_i}} \sum_{k_i=0}^{\infty} \left(\frac{ct-z}{ct+z} \right)^{\frac{2k_i+1}{2}} J_{1+2k_i}(\chi_i \sqrt{c^2 t^2 - z^2}); \\ I_{m_i}^{inc}(\chi_i, z, t) = A_0 \frac{i\sqrt{\mu_0}R}{4} (\delta_{m_i,1} + \delta_{m_i,-1}) \frac{J_1(\chi_i R)}{\sqrt{\chi_i}} \cdot \\ \cdot \sum_{k_i=0}^{\infty} \left(\left(\frac{ct-z}{ct+z} \right)^{k_i} J_{2k_i}(\chi_i \sqrt{c^2 t^2 - z^2}) + \left(\frac{ct-z}{ct+z} \right)^{k_i+1} J_{2+2k_i}(\chi_i \sqrt{c^2 t^2 - z^2}) \right); \\ V_{m_i}^{inc}(\chi_i, z, t) = A_0 \frac{i\sqrt{\mu_0}R}{4} (\delta_{m_i,1} + \delta_{m_i,-1}) \frac{J_1(\chi_i R) J_0(\chi_i \sqrt{c^2 t^2 - z^2})}{\sqrt{\chi_i}}. \end{array} \right. \quad (4)$$

Відбита хвиля описується загальним розв'язком, отриманим методом розділення змінних у спеціальній системі координат (різновид заміни змінних) для рівняння Клейна-Гордона, дослідженого математичними методами теорії груп [11]:

$$\left\{ \begin{array}{l} h_{m_r}^{ref}(\chi_r, z, t, \varepsilon) = \sum_{k_r=-\infty}^{\infty} B_{k_r}^{m_r,ref}(\chi_r, \varepsilon) \left(\frac{ct+z}{ct-z} \right)^{\frac{k_r}{2}} J_{k_r}(\chi_r \sqrt{c^2 t^2 - z^2}); \\ I_{m_r}^{ref}(\chi_r, z, t, \varepsilon) = \frac{\chi_r}{2} \sum_{k_r=-\infty}^{\infty} B_{k_r}^{m_r,ref}(\chi_r, \varepsilon) \cdot \\ \cdot \left(\left(\frac{ct+z}{ct-z} \right)^{\frac{k_r+1}{2}} J_{k_r+1}(\chi_r \sqrt{c^2 t^2 - z^2}) + \left(\frac{ct+z}{ct-z} \right)^{\frac{k_r-1}{2}} J_{k_r-1}(\chi_r \sqrt{c^2 t^2 - z^2}) \right); \\ V_{m_r}^{ref}(\chi_r, z, t, \varepsilon) = \frac{\chi_r}{2} \sum_{k_r=-\infty}^{\infty} B_{k_r}^{m_r,ref}(\chi_r, \varepsilon) \cdot \\ \cdot \left(\left(\frac{ct+z}{ct-z} \right)^{\frac{k_r+1}{2}} J_{k_r+1}(\chi_r \sqrt{c^2 t^2 - z^2}) - \left(\frac{ct+z}{ct-z} \right)^{\frac{k_r-1}{2}} J_{k_r-1}(\chi_r \sqrt{c^2 t^2 - z^2}) \right). \end{array} \right. \quad (5)$$

Загальний вигляд компонент заломленої хвилі отримано, користуючись таким самим методом. Різниця полягає тільки у наявності середовища, що зумовлює зменшення швидкості поширення хвилі, та зміні знаку, у порівнянні з попередніми виразами (5), що показує зміну напрямку вектора Умова-Пойнтінга:

$$\left\{ \begin{array}{l} h_{m_p}^{prop}(\chi_p, z, t, \varepsilon) = \sum_{k_p=-\infty}^{\infty} B_{k_p}^{m_p,prop}(\chi_p, \varepsilon) \left(\frac{vt-z}{vt+z} \right)^{\frac{k_p}{2}} J_{k_p}(\chi_p \sqrt{v^2 t^2 - z^2}); \\ I_{m_p}^{prop}(\chi_p, z, t, \varepsilon) = -\frac{\chi_p}{2} \sum_{k_p=-\infty}^{\infty} B_{k_p}^{m_p,prop}(\chi_p, \varepsilon) \cdot \\ \cdot \left(\left(\frac{vt-z}{vt+z} \right)^{\frac{k_p+1}{2}} J_{k_p+1}(\chi_p \sqrt{v^2 t^2 - z^2}) + \left(\frac{vt-z}{vt+z} \right)^{\frac{k_p-1}{2}} J_{k_p-1}(\chi_p \sqrt{v^2 t^2 - z^2}) \right); \\ V_{m_p}^{prop}(\chi_p, z, t, \varepsilon) = \frac{\chi_p}{2} \sum_{k_p=-\infty}^{\infty} \frac{1}{\sqrt{\varepsilon}} B_{k_p}^{m_p,prop}(\chi_p, \varepsilon) \cdot \\ \cdot \left(\left(\frac{vt-z}{vt+z} \right)^{\frac{k_p+1}{2}} J_{k_p+1}(\chi_p \sqrt{v^2 t^2 - z^2}) - \left(\frac{vt-z}{vt+z} \right)^{\frac{k_p-1}{2}} J_{k_p-1}(\chi_p \sqrt{v^2 t^2 - z^2}) \right). \end{array} \right. \quad (6)$$

У розв'язках (5), (6) функції $B_{k_r}^{m_r,ref}(\chi_r, \varepsilon)$, $B_{k_p}^{m_p,prop}(\chi_p, \varepsilon)$ – невідомі коефіцієнти, які можна знайти, застосувавши граничні умови класичної електродинаміки. Будемо задавати аналітично вигляд цих функцій та розглянемо граничні випадки і перевіримо їх у шуканому загальному розв'язку.

РОЗВ'ЯЗОК ЗАДАЧІ

У якості граничних умов візьмемо рівність між собою тангенційних компонент електричного і магнітного полів на границі розділу середовищ:

$$\begin{aligned} \vec{E}^{inc}(\rho, \varphi, t)|_{z=0} + \vec{E}^{ref}(\rho, \varphi, t)|_{z=0} &= \vec{E}^{prop}(\rho, \varphi, t)|_{z=0}; \\ \vec{H}^{inc}(\rho, \varphi, t)|_{z=0} + \vec{H}^{ref}(\rho, \varphi, t)|_{z=0} &= \vec{H}^{prop}(\rho, \varphi, t)|_{z=0}. \end{aligned} \quad (7)$$

Користуючись ортогональними перетвореннями [12], [13] отримуємо співвідношення між еволюційними коефіцієнтами електричної та магнітної компонент на поверхні середовища:

$$\begin{aligned} V_n^{inc}(\chi, t)|_{z=0} + V_n^{ref}(\chi, t, \varepsilon)|_{z=0} &= V_n^{prop}(\chi, t, \varepsilon)|_{z=0}; \\ I_n^{inc}(\chi, t)|_{z=0} + I_n^{ref}(\chi, t, \varepsilon)|_{z=0} &= I_n^{prop}(\chi, t, \varepsilon)|_{z=0}. \end{aligned} \quad (8)$$

Еволюційні коефіцієнти для електричної компоненти поля на границі двох середовищ

$$\begin{aligned} V_n^{inc}(\chi, t)|_{z=0} &= \frac{\chi}{2} B^{n,inc}(\chi) J_0(\chi ct); \\ V_n^{ref}(\chi, t, \varepsilon)|_{z=0} &= \frac{\chi}{2} \sum_{k_r=-\infty}^{\infty} B_{k_r}^{n,ref}(\chi, \varepsilon) (J_{k_r+1}(\chi ct) - J_{k_r-1}(\chi ct)); \\ V_n^{prop}(\chi, t, \varepsilon)|_{z=0} &= \frac{\chi}{2} \sum_{k_p=-\infty}^{\infty} \frac{1}{\sqrt{\varepsilon}} B_{k_p}^{n,prop}(\chi, \varepsilon) (J_{k_p+1}(\chi vt) - J_{k_p-1}(\chi vt)). \end{aligned} \quad (9)$$

Для магнітної компоненти ми можемо записати, що

$$\begin{aligned}
I_n^{inc}(\chi, t)|_{z=0} &= \frac{\chi}{2} A^{n,inc}(\chi) \sum_{k_i=0}^{\infty} (J_{2k_i}(\chi ct) + J_{2+2k_i}(\chi ct)); \\
I_n^{ref}(\chi, t, \varepsilon)|_{z=0} &= \frac{\chi}{2} \sum_{k_r=-\infty}^{\infty} B_{k_r}^{n,ref}(\chi, \varepsilon) (J_{k_r+1}(\chi ct) + J_{k_r-1}(\chi ct)); \\
I_n^{prop}(\chi, t, \varepsilon)|_{z=0} &= -\frac{\chi}{2} \sum_{k_p=-\infty}^{\infty} B_{k_p}^{n,prop}(\chi, \varepsilon) (J_{k_p+1}(\chi vt) + J_{k_p-1}(\chi vt)).
\end{aligned} \tag{10}$$

Тут ми позначили

$$B^{n,inc}(\chi) = A^{n,inc}(\chi) = A_0 \frac{i\sqrt{\mu_0 R} J_1(\chi R)}{2 \chi \sqrt{\chi}} (\delta_{n,1} + \delta_{n,-1}). \tag{11}$$

Хоча коефіцієнти $B^{n,inc}$, $A^{n,inc}$ і дорівнюють одному й тому самому виразу, вони мають різну роль у цій задачі. Значення $B^{n,inc}$ є амплітудами еволюційного коефіцієнта електричної компоненти при різних n та пов'язують невідомі коефіцієнти з диференціальних рівнянь Клейна-Гордона для відбитої та заломленої хвиль. Множник $A^{n,inc}$ є амплітудними значеннями еволюційного коефіцієнта магнітної компоненти та показує, що, в іншому випадку, вони можуть відрізнитися від амплітуд $B^{n,inc}$.

Підставимо функції (9) до першого співвідношення з (8):

$$\begin{aligned}
B^{n,inc}(\chi) J_0(\chi ct) + \sum_{k_r=-\infty}^{\infty} B_{k_r}^{n,ref}(\chi, \varepsilon) (J_{k_r+1}(\chi ct) - J_{k_r-1}(\chi ct)) = \\
= \sum_{k_p=-\infty}^{\infty} \frac{1}{\sqrt{\varepsilon}} B_{k_p}^{n,prop}(\chi, \varepsilon) (J_{k_p+1}(\chi vt) - J_{k_p-1}(\chi vt))
\end{aligned}$$

Через те, що в лівій частині присутні функції Бесселя з аргументом χct , а в правій – ті ж самі циліндричні функції, але з χvt у дужках, то звідси знайти зв'язок між невідомими коефіцієнтами виявляється неможливим. Якщо підставити вирази (10) до другого співвідношення з (8), то отримаємо, що

$$\begin{aligned}
A^{n,inc}(\chi) \sum_{k_i=0}^{\infty} (J_{2k_i}(\chi ct) + J_{2+2k_i}(\chi ct)) + \sum_{k_r=1}^{\infty} B_{k_r}^{n,ref}(\chi, \varepsilon) (J_{k_r+1}(\chi ct) + J_{k_r-1}(\chi ct)) = \\
= - \sum_{k_p=-\infty}^{\infty} B_{k_p}^{n,prop}(\chi, \varepsilon) (J_{k_p+1}(\chi vt) + J_{k_p-1}(\chi vt)).
\end{aligned}$$

У першому наближенні, отриманий вираз так само складний як і попередній: ліва частина містить функції Бесселя з аргументом χct , а ліва – відповідно χvt , які не вдається пов'язати між собою. З іншого боку, для суми функцій Бесселя існує формула з довідника [14], яка дозволяє нам продовжити аналіз отриманого співвідношення на поверхні середовища:

$$\sum_{k_i=0}^{\infty} (J_{2k_i}(\tau) + J_{2+2k_i}(\tau)) = J_0(\tau) + 2 \sum_{k_i=0}^{\infty} J_{2+2k_i}(\tau) = 1. \tag{12}$$

Це означає, що немає різниці, який аргумент буде у функції Бесселя: χct чи χvt . В обох випадках сума дорівнюватиме одиниці.

Фізично, можна представити коефіцієнт-амплітуду $A^{n,inc}$ у вигляді суми двох частин, одна з яких іде на відбиття хвилі, а інша – на проходження у середовище із заданою діелектричною проникністю ε :

$$A^{n,inc}(\chi) = A^{n,inc(r)}(\chi, \varepsilon) + A^{n,inc(p)}(\chi, \varepsilon). \tag{13}$$

Тоді, враховуючи, що амплітуда $A^{n,inc}$ множилася на суму, що дорівнює одиниці, то частину, що піде на відбиття, можна помножити на суму функцій Бесселя з аргументом χct , а залишок, пов'язаний з проходженням – на ту ж саму суму, тільки з аргументом χvt . Остаточо, виходить:

$$A^{n,inc(r)}(\chi, \varepsilon) \sum_{k_i=0}^{\infty} (J_{2k_i}(\chi ct) + J_{2+2k_i}(\chi ct)) + A^{n,inc(p)}(\chi, \varepsilon) \sum_{k_i=0}^{\infty} (J_{2k_i}(\chi vt) + J_{2+2k_i}(\chi vt)) + \\ + \sum_{k_r=1}^{\infty} B_{k_r}^{n,ref}(\chi, \varepsilon) (J_{k_r+1}(\chi ct) + J_{k_r-1}(\chi ct)) = - \sum_{k_p=-\infty}^{\infty} B_{k_p}^{n,prop}(\chi, \varepsilon) (J_{k_p+1}(\chi vt) + J_{k_p-1}(\chi vt)).$$

На цьому місці ми можемо побачити зв'язок між парою коефіцієнтів $A^{n,inc(r)}$, $B_{k_r}^{n,ref}$, тому що множники поруч з ними містять функції Бесселя одного аргументу. Такий же підхід справедливий для пари амплітуд $A^{n,inc(p)}$, $B_{k_p}^{n,prop}$. Даваймо представимо коефіцієнти $A^{n,inc(r)}$, $A^{n,inc(p)}$ у такій формі:

$$A^{n,inc(r)}(\chi, \varepsilon) = \frac{\sqrt{\varepsilon} - 1}{\sqrt{\varepsilon} + 1} A^{n,inc}(\chi); \quad A^{n,inc(p)}(\chi, \varepsilon) = \frac{2}{\sqrt{\varepsilon} + 1} A^{n,inc}(\chi). \quad (14)$$

Цей вибір задовольняє формулу (13). Проаналізуємо два граничних випадки для виразів (14).

Випадок 1. $\varepsilon = 1$ – *повне проходження*

Згідно до фізичного сенсу, якщо електромагнітне поле повністю проникає в інше середовище з діелектричною проникністю ε , коефіцієнти, що відповідають за відбиття, мають дорівнювати нулю, а саме

$$A^{n,inc(r)}(\chi, 1) = 0; \quad B_{k_r}^{n,ref}(\chi, 1) = 0. \quad (15)$$

Це означає, що

$$V_n^{ref}(\chi, t, \varepsilon)|_{\varepsilon=1} = 0; \quad I_n^{ref}(\chi, t, \varepsilon)|_{\varepsilon=1} = 0; \\ V_n^{inc}(\chi, t)|_{\varepsilon=1} = V_n^{prop}(\chi, t, \varepsilon)|_{\varepsilon=1}; \quad I_n^{inc}(\chi, t)|_{\varepsilon=1} = I_n^{prop}(\chi, t, \varepsilon)|_{\varepsilon=1}. \quad (16)$$

Гранична умова для **магнітної компоненти** набуває такого вигляду:

$$A^{n,inc(p)}(\chi, \varepsilon) \sum_{k_i=0}^{\infty} (J_{2k_i}(\chi vt) + J_{2+2k_i}(\chi vt)) \Big|_{\varepsilon=1} = - \sum_{k_p=1}^{\infty} B_{k_p}^{n,prop}(\chi, \varepsilon) (J_{k_p+1}(\chi vt) + J_{k_p-1}(\chi vt)) \Big|_{\varepsilon=1}$$

У лівій частині суму функцій Бесселя парних порядків можна спростити, застосувавши (12). Скориставшись граничним випадком, отримуємо $v = c$ і

$$A^{n,inc(p)}(\chi, 1) = - \sum_{k_p=1}^{\infty} B_{k_p}^{n,prop}(\chi, 1) (J_{k_p+1}(\chi ct) + J_{k_p-1}(\chi ct)). \quad (17)$$

Існують два варіанти розв'язку, які можуть задовольнити рівняння (17).

Варіант 1

$$B_{k_p < 1}^{n,prop}(\chi, 1) = 0, \quad B_{2k_p}^{n,prop}(\chi, 1) = 0. \quad (18)$$

Тоді у виразі (17) залишаться лише додатні невідомі коефіцієнти непарних індексів:

$$A^{n,inc(p)}(\chi, 1) = - \sum_{k_p=0}^{\infty} B_{2k_p+1}^{n,prop}(\chi, 1) (J_{k_p+1}(\chi ct) + J_{k_p-1}(\chi ct)).$$

Враховуючи, що решта невідомих коефіцієнтів $B_{2k_p+1}^{n,prop}$ є однаковими, їх можна винести з-під символу сумування. Згідно (12), дійдемо до висновку, що

$$B_{2k_p+1}^{n,prop}(\chi, 1) = -A^{n,inc(p)}(\chi, 1) = -A^{n,inc}(\chi). \quad (19)$$

Варіант 2

$$B_{k_p < 0}^{n,prop}(\chi, 1) = -B_{k_p > 0}^{n,prop}(\chi, 1), \quad B_{2k_p}^{n,prop}(\chi, 1) = 0. \quad (20)$$

Рівняння (17) можна розділити на дві нескінченні суми:

$$\begin{aligned} A^{n,inc(p)}(\chi, 1) = & - \sum_{k_p=1}^{\infty} B_{2k_p+1}^{n,prop}(\chi, 1) \left(J_{2k_p+2}(\chi ct) + J_{2k_p}(\chi ct) \right) - \\ & - \sum_{k_p=-\infty}^{-1} B_{2k_p+1}^{n,prop}(\chi, 1) \left(J_{2k_p+2}(\chi ct) + J_{2k_p}(\chi ct) \right). \end{aligned}$$

Відповідно до (12) обидва вирази в дужках дорівнюють одиниці. Отримуємо такі співвідношення між шуканими амплітудами:

$$\begin{aligned} B_{2k_p+1}^{n,prop}(\chi, 1) = & -\frac{1}{2} A^{n,inc(p)}(\chi, 1) = -\frac{1}{2} A^{n,inc}(\chi); \\ B_{2k_p+1}^{n,prop}(\chi, 1) = & -A_0 \frac{i\sqrt{\mu_0 R} J_1(\chi R)}{4 \chi \sqrt{\chi}} (\delta_{n,1} + \delta_{n,-1}). \end{aligned} \quad (21)$$

Для **електричної компоненти** гранична умова (8), з урахуванням граничного випадку, набуває такого вигляду:

$$B^{n,inc}(\chi) J_0(\chi ct) \Big|_{\varepsilon=1} = \sum_{k_p=-\infty}^{\infty} \frac{1}{\sqrt{\varepsilon}} B_{k_p}^{n,prop}(\chi, \varepsilon) \left(J_{k_p+1}(\chi vt) - J_{k_p-1}(\chi vt) \right) \Big|_{\varepsilon=1}.$$

Якщо його застосувати, то виходить

$$B^{n,inc}(\chi) J_0(\chi ct) = \sum_{k_p=-\infty}^{\infty} B_{k_p}^{n,prop}(\chi, 1) \left(J_{k_p+1}(\chi ct) - J_{k_p-1}(\chi ct) \right). \quad (22)$$

Перевіримо отримані варіанти розв'язків для інших граничних випадків.

Варіант 1

Відповідно до (18) виявляється, що

$$B^{n,inc}(\chi) J_0(\chi ct) = \sum_{k_p=0}^{\infty} B_{2k_p+1}^{n,prop}(\chi, 1) \left(J_{2k_p+2}(\chi ct) - J_{2k_p}(\chi ct) \right).$$

Застосовуючи формулу для різниці функцій Бесселя [14]

$$\sum_{k_p=0}^{\infty} \left(J_{2k_p+2}(\chi ct) - J_{2k_p}(\chi ct) \right) = -J_0(\chi ct), \quad (23)$$

легко бачити, що

$$B_{2k_p+1}^{n,prop}(\chi, 1) = -B^{n,inc}(\chi). \quad (24)$$

Варіант 2

Згідно з (20), ми можемо розділити (22) на дві нескінченні суми:

$$B^{n,inc}(\chi)J_0(\chi ct) = \sum_{k_p=0}^{\infty} B_{2k_p+1}^{n,prop}(\chi, 1) \left(J_{2k_p+2}(\chi ct) - J_{2k_p}(\chi ct) \right) + \\ + \sum_{k_p=-\infty}^{-1} B_{2k_p+1}^{n,prop}(\chi, 1) \left(J_{2k_p+2}(\chi ct) - J_{2k_p}(\chi ct) \right)$$

Ці суми дорівнюють функції Бесселя нульового порядку. Вони скорочуються, і ми отримуємо такі співвідношення між коефіцієнтами-амплітудами:

$$B_{k_p}^{n,prop}(\chi, 1) = -\frac{1}{2} B^{n,inc}(\chi). \quad (25)$$

Якщо порівняти результати першого варіанту (19) і (23), то робимо висновок, що вони не суперечать один одному, і їх можна аналізувати далі. У другому варіанті (22) і (25) дають різні знаки у співвідношеннях між коефіцієнтами, тому його відкидаємо.

Випадок 2. $\varepsilon \rightarrow \infty$ – повне відбиття

Розглянемо випадок, що відповідає повному відбиттю падаючої хвилі, коли електромагнітне поле поширюється у протилежному, відносно падіння, напрямку. Граничні умови (8) можна переписати у такій формі:

$$V_n^{prop}(\chi, t, \varepsilon)|_{\varepsilon \rightarrow \infty} = 0; \quad (26) \\ V_n^{inc}(\chi, t)|_{\varepsilon \rightarrow \infty} = -V_n^{ref}(\chi, t, \varepsilon)|_{\varepsilon \rightarrow \infty}; \quad I_n^{inc}(\chi, t)|_{\varepsilon \rightarrow \infty} = I_n^{ref}(\chi, t, \varepsilon)|_{\varepsilon \rightarrow \infty}.$$

Еволюційний коефіцієнт заломленого електричного поля дорівнює нулю, тому що, коли діелектрична проникність наближається до нескінченності, то швидкість у середовищі наближається до нуля. В останньому співвідношенні відсутній знак "–", щоб задовольнити природню зміну напрямку поширення енергії.

Перепишемо вирази для еволюційних коефіцієнтів **електричної компоненти** у явному вигляді:

$$B^{n,inc}(\chi)J_0(\chi ct)|_{\varepsilon \rightarrow \infty} = - \sum_{k_r=-\infty}^{\infty} B_{k_r}^{n,ref}(\chi, \varepsilon) \left(J_{k_r+1}(\chi ct) - J_{k_r-1}(\chi ct) \right) \Bigg|_{\varepsilon \rightarrow \infty}.$$

Далі, застосування граничної умови дає

$$B^{n,inc}(\chi)J_0(\chi ct) = - \sum_{k_r=-\infty}^{\infty} B_{k_r}^{n,ref}(\chi, \varepsilon \rightarrow \infty) \left(J_{k_r+1}(\chi ct) - J_{k_r-1}(\chi ct) \right).$$

Згідно з (18) залишаються непарні коефіцієнти з додатними індексами. Враховуючи рівність значень шуканих функцій, що залишилися, бачимо, що нескінченна сума дасть функцію Бесселя нульового порядку (23), яку можна скоротити в обох частинах рівняння. Отже,

$$B_{2k_r+1}^{n,ref}(\chi, \varepsilon \rightarrow \infty) = B^{n,inc}(\chi). \quad (27)$$

Співвідношення між еволюційними коефіцієнтами **магнітної компоненти** матиме вигляд:

$$A^{n,inc}(\chi) \sum_{k_i=0}^{\infty} \left(J_{2k_i}(\chi ct) + J_{2+2k_i}(\chi ct) \right) \Bigg|_{\varepsilon \rightarrow \infty} = \sum_{k_r=-\infty}^{\infty} B_{k_r}^{n,ref}(\chi, \varepsilon) \left(J_{k_r+1}(\chi ct) + J_{k_r-1}(\chi ct) \right) \Bigg|_{\varepsilon \rightarrow \infty}$$

Зауважимо, що усі функції Бесселя, окрім нульового порядку, які мають нульовий аргумент, дорівнюють нулю. Циліндрична функція нульового порядку задовольняє умові [15]

$$J_0(0) = 1. \quad (28)$$

Комбінація (18) і (28) у граничній умові для непарних коефіцієнтів дасть

$$B_{2k_r+1}^{n,ref}(\chi, \varepsilon \rightarrow \infty) = A^{n,inc}(\chi). \quad (29)$$

Отже, гіпотетичний розв'язок (14) задовольняє обом граничним випадкам для **Варіанту 1**.

Випадок 3. $0 < \varepsilon < \infty$ – загальний

Розглянемо загальний випадок для діелектричної проникності середовища. Можна бачити, що для усіх граничних випадків справедливі отримані коефіцієнти

$$A^{n,inc(r)}(\chi, \varepsilon), A^{n,inc(p)}(\chi, \varepsilon), B_{k_r}^{n,ref}(\chi, \varepsilon), B_{k_p}^{n,prop}(\chi, \varepsilon),$$

якщо аналізувати **Варіант 1** шуканого розв'язку. Дивлячись на співвідношення (19), (29), можна побачити, що

$$\begin{aligned} B_{2k_r+1}^{n,ref}(\chi, \varepsilon) &= A^{n,inc(r)}(\chi, \varepsilon); \\ B_{2k_p+1}^{n,prop}(\chi, \varepsilon) &= -\sqrt{\varepsilon} A^{n,inc(p)}(\chi, \varepsilon), \end{aligned} \quad (30)$$

де коефіцієнти $A^{n,inc(r)}$, $A^{n,inc(p)}$ задані виразами (14).

Перевіримо їх на граничній умові для магнітного поля (8):

$$\begin{aligned} &\frac{\sqrt{\varepsilon}-1}{\sqrt{\varepsilon}+1} A^{n,inc}(\chi) \sum_{k_i=0}^{\infty} (J_{2k_i}(\chi ct) + J_{2+2k_i}(\chi ct)) + \frac{2}{\sqrt{\varepsilon}+1} A^{n,inc}(\chi) \sum_{k_i=0}^{\infty} (J_{2k_i}(\chi vt) + J_{2+2k_i}(\chi vt)) + \\ &+ \frac{\sqrt{\varepsilon}-1}{\sqrt{\varepsilon}+1} A^{n,inc}(\chi) \sum_{k_r=1}^{\infty} (J_{2k_r}(\chi ct) + J_{2k_r+2}(\chi ct)) = \frac{2\sqrt{\varepsilon}}{\sqrt{\varepsilon}+1} A^{n,inc}(\chi) \sum_{k_p=-\infty}^{\infty} (J_{2k_p}(\chi vt) + J_{2k_p+2}(\chi vt)). \end{aligned}$$

Скориставшись формулою для суми функцій Бесселя (12), виходить

$$\frac{\sqrt{\varepsilon}-1}{\sqrt{\varepsilon}+1} A^{n,inc}(\chi) + \frac{2}{\sqrt{\varepsilon}+1} A^{n,inc}(\chi) + \frac{\sqrt{\varepsilon}-1}{\sqrt{\varepsilon}+1} A^{n,inc}(\chi) = \frac{2\sqrt{\varepsilon}}{\sqrt{\varepsilon}+1} A^{n,inc}(\chi),$$

тобто остаточно ми отримали тотожність. Щодо граничної умови для електричного поля

$$\begin{aligned} &A^{n,inc}(\chi) J_0(\chi ct) + \frac{\sqrt{\varepsilon}-1}{\sqrt{\varepsilon}+1} A^{n,inc}(\chi) \sum_{k_r=1}^{\infty} (J_{2k_r+2}(\chi ct) - J_{2k_r}(\chi ct)) = \\ &= -\frac{1}{\sqrt{\varepsilon}} \frac{2\sqrt{\varepsilon}}{\sqrt{\varepsilon}+1} A^{n,inc}(\chi) \sum_{k_p=1}^{\infty} (J_{2k_p+2}(\chi vt) - J_{2k_p}(\chi vt)). \end{aligned}$$

Застосувавши формулу для різниць циліндричних функцій (23), отримуємо

$$A^{n,inc}(\chi) J_0(\chi ct) - \frac{\sqrt{\varepsilon}-1}{\sqrt{\varepsilon}+1} A^{n,inc}(\chi) J_0(\chi ct) = \frac{2}{\sqrt{\varepsilon}+1} A^{n,inc}(\chi) J_0(\chi vt).$$

Спрошуючи ліву частину, дійдемо до висновку, що

$$\frac{2}{\sqrt{\varepsilon}+1} A^{n,inc}(\chi) J_0(\chi ct) = \frac{2}{\sqrt{\varepsilon}+1} A^{n,inc}(\chi) J_0(\chi vt),$$

тобто множники рівні, але аргументи функцій Бесселя – різні. Отже, умову задачі необхідно уточнити.

ВИСНОВКИ

Аналітичний розв'язок для нестационарної електромагнітної хвилі на границі розділу двох середовищ було отримано методом еволюційних рівнянь. Знаходження полів було здійснено через розділення амплітуди падаючої хвилі на дві частини з коефіцієнтами, що залежать від матеріальних параметрів середовища. Отриманий розв'язок перевірено для двох граничних випадків поведінки електричного матеріального параметру. Розв'язок для довільних додатних значень діелектричної проникності задовольняє граничній умові для еволюційних коефіцієнтів магнітної компоненти поля. Можливо, гранична умова для електричного поля задовольнятиметься для довільних значень параметру середовища, якщо додатково розглянути поверхневу хвилю.

КОНФЛІКТ ІНТЕРЕСІВ

Автори повідомляють про відсутність конфлікту інтересів.

СПИСОК ВИКОРИСТАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ

1. Taylor JD. Ultrawidebandradar: applications and design. Boca Raton, London, New York: CRC Press; 2012.
2. Taflove A, Hagness S, Computational Electrodynamics: The FiniteDifference Time-Domain Method, 3rd ed. Boston, London: Artech House; 2005.
3. Dumin O, Plakhtii V, Pryshchenko O, Shyrokorad D, Katrich VA. Ultrashort Impulse Radar for Detection and Classification of Objects in Layered Medium by Artificial Neural Network. Telecommunications and Radio Engineering. 2019;78(19):1759–1770. <https://doi.org/10.1615/telecomradeng.v78.i19.80>.
4. 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;160-163. <https://doi.org/10.1109/DIPED.2019.8882577>.
5. Oleksandr Dumin, Vadym Plakhtii, Dmytro Shyrokorad, Oleksandr Prishchenko, Gennadiy Pochanin. UWB Subsurface Radiolocation for Object Location Classification by Artificial Neural Networks Based on Discrete Tomography Approach. 2019 Jul 1; pp. 182-187, <https://doi.org/10.1109/UKRCON.2019.8879827>.
6. Blaunstein Nathan, Christodoulou Christos G. Electromagnetic Aspects of Wave Propagation over Terrain. 2014 Apr 18;81–116. <https://doi.org/10.1002/9781118816707.ch4>.
7. Tretyakov OA, Dumin AN. Emission of Nonstationary Electromagnetic Fields by a Plane Radiator. Telecommunications and Radio Engineering. 2000;54(1):2–15. <https://doi.org/10.1615/TelecomRadEng.v54.il.10>.
8. Havrylenko D, Dumin O, Plakhtii V, Katrich V, Nesterenko M. Time Domain Analysis of Impulse Electromagnetic Field on the Interface of Two Media. 2022 IEEE 16th International Conference on Advanced Trends in Radioelectronics, Telecommunications and Computer Engineering (TCSET). 2022 Feb 22; <https://doi.org/10.1109/TCSET55632.2022.9766855>.
9. Nikitskiy SB, Tretyakov OA, Yemelyanov KM. Waveguide propagation of electromagnetic step signal. MELECON '98 9th Mediterranean Electrotechnical Conference Proceedings (Cat No98CH36056).1998. pp.263–266. <https://doi.org/10.1109/MELCON.1998.692387>.
10. Fatih Erden. Evolutionary Approach to Solve a Novel Time-Domain Cavity Problem. 2017 Sep 14;65(11):5918–31. <https://doi.org/10.1109/TAP.2017.2752240>.
11. Willard Miller, Jr., Symmetry and Separation of Variables. Addison-Wesley Pub. Co.: Massachusetts; 1977
12. Havrylenko D, Dumin O, Plakhtii V. Irradiation of Medium by Plane Disk with Uniform Distribution of Transient Current. 2021 IEEE 26th International Seminar/Workshop on Direct and Inverse Problems of Electromagnetic and Acoustic Wave Theory (DIPED). 2021 Sep 8;pp. 74-77, <https://doi.org/10.1109/DIPED53165.2021.9552298>.
13. Гавриленко ДІ, Думін ОМ, Плахтій ВА. Аналіз імпульсного електромагнітного поля у часовому просторі на границі розділу двох середовищ. Вісник Харківського національного університету імені В. Н. Каразіна. Серія «Радіофізика та електроніка». 2021;35:41-55. <https://doi.org/10.26565/2311-0872-2021-35-04>.
14. Abramowitz M, Stegun I. Handbook of Mathematical Functions. 1964; 832 p.
15. Watson GNN. A Treatise on the Theory of Bessel Functions, Second Edition. Cambridge University Press; 1995.

REFERENCES

1. Taylor JD. Ultrawidebandradar: applications and design. Boca Raton, London, New York: CRC Press; 2012.
2. Taflove A, Hagness S, Computational Electrodynamics: The FiniteDifference Time-Domain Method, 3rd ed. Boston, London: Artech House; 2005.

3. Dumin O, Plakhtii V, Pryshchenko O, Shyrokorad D, Katrich VA. Ultrashort Impulse Radar for Detection and Classification of Objects in Layered Medium by Artificial Neural Network. *Telecommunications and Radio Engineering*. 2019;78(19):1759–1770. <https://doi.org/10.1615/telecomradeng.v78.i19.80>.
4. 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;160-163. <https://doi.org/10.1109/DIPED.2019.8882577>.
5. Oleksandr Dumin, Vadym Plakhtii, Dmytro Shyrokorad, Oleksandr Prishchenko, Gennadiy Pochanin. UWB Subsurface Radiolocation for Object Location Classification by Artificial Neural Networks Based on Discrete Tomography Approach. 2019 Jul 1; pp. 182-187, <https://doi.org/10.1109/UKRCON.2019.8879827>.
6. Blaunstein Nathan, Christodoulou Christos G. Electromagnetic Aspects of Wave Propagation over Terrain. 2014 Apr 18;81–116. <https://doi.org/10.1002/9781118816707.ch4>.
7. Tretyakov OA, Dumin AN. Emission of Nonstationary Electromagnetic Fields by a Plane Radiator. *Telecommunications and Radio Engineering*. 2000;54(1):2–15. <https://doi.org/10.1615/TelecomRadEng.v54.il.10>.
8. Havrylenko D, Dumin O, Plakhtii V, Katrich V, Nesterenko M. Time Domain Analysis of Impulse Electromagnetic Field on the Interface of Two Media. 2022 IEEE 16th International Conference on Advanced Trends in Radioelectronics, Telecommunications and Computer Engineering (TCSET). 2022 Feb 22; <https://doi.org/10.1109/TCSET55632.2022.9766855>.
9. Nikitskiy SB, Tretyakov OA, Yemelyanov KM. Waveguide propagation of electromagnetic step signal. MELECON '98 9th Mediterranean Electrotechnical Conference Proceedings (Cat No98CH36056).1998. pp.263–266. <https://doi.org/10.1109/MELCON.1998.692387>.
10. Fatih Erden. Evolutionary Approach to Solve a Novel Time-Domain Cavity Problem. 2017 Sep 14;65(11):5918–31. <https://doi.org/10.1109/TAP.2017.2752240>.
11. Willard Miller, Jr., *Symmetry and Separation of Variables*. Addison-Wesley Pub. Co.: Massachusetts; 1977
12. Havrylenko D, Dumin O, Plakhtii V. Irradiation of Medium by Plane Disk with Uniform Distribution of Transient Current. 2021 IEEE 26th International Seminar/Workshop on Direct and Inverse Problems of Electromagnetic and Acoustic Wave Theory (DIPED). 2021 Sep 8; pp. 74-77, <https://doi.org/10.1109/DIPED53165.2021.9552298>.
13. Havrylenko DI, Dumin OM, Plakhtii VA. Time domain analysis of impulse electromagnetic field at the interface of two media. *radiophysics* [Internet]. 2021Dec.29 [cited 2023Jun.8];(35):39-2. Available from: <https://periodicals.karazin.ua/radiophysics/article/view/18772> <https://doi.org/10.26565/2311-0872-2021-35-04>. (In Ukrainian)
14. Abramowitz M, Stegun I. *Handbook of Mathematical Functions*. 1964; 832 p.
15. Watson GNN. *A Treatise on the Theory of Bessel Functions*, Second Edition. Cambridge University Press; 1995.

Стаття надійшла до редакції: 5 жовтня 2022

Рекомендовано до друку: 29 листопада 2022

IRRADIATION OF MEDIA BY TRANSIENT FIELD: ANALYTICAL SOLVING OF THE PROBLEM

¹D. I. Havrylenko, ¹O. M. Dumin, ¹O. A. Pryshchenko

¹V. N. Karazin Kharkiv National University, 4, Svobody Square, Kharkiv, 61022, Ukraine

Background. Application of transient electromagnetic waves for the remote sensing problems is perspective because of large information capacity of these fields and ability to penetrate into the medium with losses deeply. Impulse ultra wideband ground penetrating radar is the practical implementation of these possibilities. Improving of its parameters for the wide application requires not only exact solution of the corresponding electrodynamics' problems, which is currently provided by the direct numerical methods of computations, but also analytical solutions that allow to get more general information about physical processes of transformations of electromagnetic waves. This information will be more useful in the case of obtaining of solutions in time domain. Therefore, obtaining of the analytical solution at least for the simplest model of radiator, like the plane disk with circular aperture, is quite relevant, for which this article is dedicated.

Objectives. Solve analytically the problem of time domain electrodynamics of impulse electromagnetic wave distribution from the one medium into another lossless medium. To achieve this goal it is necessary to find unknown coefficients from the general solutions of Klein-Gordon equations that are multipliers in evolutionary coefficients by applying of the boundary conditions. It is also need to investigate the cases of full propagation and reflection, with the help of which the obtained expressions will be possible to clarify.

Materials and methods. The problem of distribution of transient impulse wave will be solved by the method of evolutionary equations. The general solution of Klein-Gordon equations is obtained by the separation of variables method. Solving of inhomogeneous Klein-Gordon equation is realized by the Riemann function method. Searching of the connection between unknown coefficients from the solved equations will be realized using of boundary conditions for tangential components of the field according to the laws of classical electrodynamics.

Results. With applying of boundary conditions of classical electrodynamics the connection between unknown coefficients from the Klein-Gordon equations that is described different stages of the wave distribution was founded. The general form of searched solution that is similar to Fresnel's formulas was suggested. Solution for extreme cases of wave distribution such as full propagation and reflection is investigated. On the base of these two cases the conclusion about the general form of solution has been made.

Conclusion. Evolutionary coefficients that characterized electrical and magnetic components of the field were stitched that allowed to find the connection between unknown coefficients of Klein-Gordon equations. Suggested general solution was verified by means of substitution to the basic formulas that characterized the boundary conditions. For magnetic component the complete agreement of the boundary conditions is achieved, but electrical constituent requires the additional clarification by introducing an additional surface wave.

KEY WORDS: *transient electromagnetic field, ultra wideband ground penetrating radar, evolutionary equations, time domain, Fresnel formulas*

The article was received by the editors: 5 October 2022

The article is recommended for printing: 29 November 2022

Оригінальна стаття

<https://doi.org/10.26565/2311-0872-2022-37-08>

УДК 537.868.3

Є.О. АНТОНЕНКО¹, к. ф.-м. наук, с.н.с.

e-mail: antonenko@karazin.ua ORCIDL: <https://orcid.org/0000-0003-1090-5017>

Ю.В. АНТОНЕНКО², к. ф.-м. наук, с.н.с.

e-mail: antonenko@rian.kharkov.ua ORCIDL: <https://orcid.org/0000-0001-5606-9099>

Д.О. ШТОДА¹, н.с.

e-mail: dshtoda@karazin.ua ORCIDL: <https://orcid.org/0000-0001-9831-6510>

В.О. КАТРИЧ¹, д. ф.-м. наук, проф.

e-mail: vkatrich@karazin.ua ORCIDL: <https://orcid.org/0000-0001-5429-6124>

О.В. ГРИБОВСЬКИЙ², д. ф.-м. наук, проф.

e-mail: grib@rian.kharkov.ua ORCIDL: <https://orcid.org/0000-0002-7289-4950>

М.В. НЕСТЕРЕНКО¹, д. ф.-м. наук, пров. наук, співроб.

e-mail: mikhail.v.nesterenko@gmail.com ORCIDL: <https://orcid.org/0000-0002-1297-9119>

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

²Радіоастрономічний інститут Національної Академії Наук України, вул. Мистецтв, 4, м. Харків, 61002, Україна.

АНТЕННА РЕШІТКА НА ОСНОВІ РОЗІМКНУТИХ КІЛЬЦЕВИХ ВИПРОМІНЮВАЧІВ

Актуальність. Створення антенних решіток для систем зв'язку є актуальними задачами у галузях безпілотної авіації, зокрема, для систем передачі відеосигналу. Також актуальність роботи обумовлена потребою використання саме направлених або однопроменевих антен для систем пеленгації і радіолокації.

Мета роботи. Теоретична та експериментальна перевірка можливості застосування, як поодиноких патч-антен, так і антенних решіток на їх основі, для систем передачі відеосигналу у діапазоні 5.8 ГГц. Оптимізація геометричних параметрів випромінювача, при яких коефіцієнт підсилення буде максимальним. Вирішення задачі ділення НВЧ потужності для живлення елементів антенної решітки.

Матеріали та методи. У роботі представлено теоретичні результати моделювання частотних і просторово-енергетичних характеристик поодинокого випромінювача і серії антенних решіток на його основі. Проведено порівняльний аналіз експериментальних і теоретичних досліджень характеристик узгодження для поодинокого випромінювача. Моделювання та оптимізація параметрів антен проведено за допомогою комерційного пакету Ansoft HFSS.

Результати. Проведено дослідження патч-антени у формі розімкнутого кільця. Отримано серію конструкцій антенних решіток з лінійною та круговою поляризацією 5.8 ГГц для застосування у системах передачі відеосигналу, наприклад, для реалізації режиму керування безпілотними апаратами від першої особи (FPV). Для живлення антенної решітки застосовано дільник потужності на основі чвертьхвильових трансформаторів. Показано, що коефіцієнт підсилення поодинокі патч-антени може перевищувати 10 дБ. Антенна решітка з 4 елементів, які знаходяться у вузлах прямокутної сітки, може мати коефіцієнт підсилення понад 16 дБ.

Висновки. Запропонований тип антен адаптовано для систем зв'язку, зокрема, передачі відеосигналу на частоті 5.8 ГГц. Разом із задовільними просторово-енергетичними характеристиками, запропоновані технічні рішення є простими і придатними для серійного виробництва.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: патч-антена, антенна решітка, мікросмужковий дільник потужності, діаграма спрямованості.

Як цитувати: Антоненко ЄО, Антоненко ЮВ, Штода ДО, Грибовський ОВ, Катрич ВО, Нестеренко МВ. Антенна решітка на основі розімкнутих кільцевих випромінювачів. Вісник Харківського національного університету імені В. Н. Каразіна. Серія «Радіофізика та електроніка». 2022;37:98-105.

<https://doi.org/10.26565/2311-0872-2022-37-08>

In cites: Antonenko Ye., Antonenko Y., Shtoda D, Gribovsky A., Katrych V., Nesterenko M. Antenna array based on open ring radiators. Visnyk of V.N. Karazin Kharkiv National University, series "Radio Physics and Electronics". 2022;37:98-105. (In Ukrainian). <https://doi.org/10.26565/2311-0872-2022-37-08>

ВСТУП

Термін «мікросмужкова патч-антена» з'являється у літературі починаючи з 1952 року [1]. З тих пір відомо безліч варіацій таких антен. Поодинокі патч антени стали елементами антенних решіток [2-4] та елементарними комітками метаматеріалів [5-8]. Таким чином, в залежності від типу елементів, способу їх розташування і живлення створюються різноманітні високочастотні пристрої: антенні решітки, відбивні решітки [9-12], перетворювачі поляризації [13-15], просторові фільтри, тощо.

Низька собівартість, компактність (низькопрофільна планарна структура), простота серійного виробництва і налаштування робить даний клас антен економічно доцільним для використання у складі телекомунікаційного обладнання.

Переважна більшість поодиноких мікросмужкових патч випромінювачів мають коефіцієнт підсилення 5 - 7 дБ [16-18], у рідких випадках коефіцієнт підсилення може досягати 9 дБ [19-20].

У даній роботі розглянуто патч антени з випромінювачем у формі розімкнутого плоского металевого кільця, що знаходиться над плоским металевим екраном. Дана форма випромінювача детально описана у публікаціях [21, 22] в яких за допомогою несиметричного збудження розімкнутого кільцевого випромінювача авторам вдалося отримати поляризацію близьку до кругової. Також слід зауважити, що коефіцієнт підсилення антен не перевищує 11 дБ, що, ймовірно, можна вважати практичною межею коефіцієнта підсилення даного класу антен. Проведений аналіз літератури показує, що у конструкціях поодиноких патч антен, які мають коефіцієнт підсилення більше 10 дБ, в якості діелектрика використовується вільний простір (повітря). За відсутності діелектрика, розмір антени для обраної робочої частоти 5.8 ГГц є цілком прийнятними з практичної точки зору. В роботі представлені результати досліджень низки антенних решіток з випромінювачами вищезазначеного типу.

Загальний вигляд моделей антенних решіток з 2x2 елементів і фото експериментального зразка антени представлені на Рис. 1. Експериментальні зразки виготовлено з тонколистової міді. Підведення енергії до розімкнутого кільця здійснюється через отвір в екрані. На тильній стороні екрану розташовано коаксіальний роз'єм типу SMA, зовнішній контакт роз'єму припаяно безпосередньо до екрану.

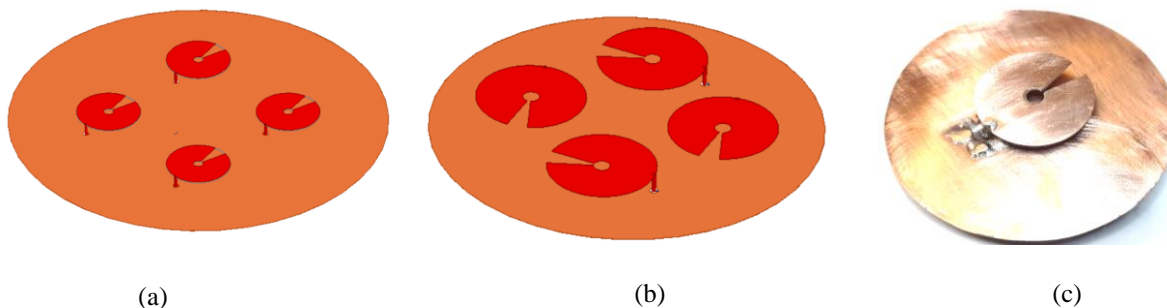


Рис. 1 Аксонометричні зображення антенних решіток з лінійною (а) та круговою (б) поляризацією, фото експериментального зразка антени поодинокого випромінювача (с).

Fig. 1. Axonometric images of antenna arrays with linear (a) and circular (b) polarization, photo of an experimental sample of a single radiator antenna (c).

Випромінювач являє собою плоске розімкнуте металеве кільце, яке розташовано над поверхнею круглого металевого екрану. З практичних міркувань, для мінімізації зворотного випромінювання, діаметр екрану обирається кратним робочий довжині хвилі $D = \lambda n$. Таким чином досягається часткова компенсація струмів, наведених на зворотній стороні екрану.

Геометрія випромінювача та розподіл струму по ньому для першої моди коливань представлена на Рис. 2. Для резонансної частоти 5.8 ГГц розімкнуте кільце знаходиться на відстані від екрану $h = 4.5 \text{ mm}$ (Рис. 2б), має зовнішній радіус $r_1 = 13.3 \text{ mm}$, внутрішній радіус $r_2 = 2 \text{ mm}$, сектор, що розмикає кільце $\alpha = 22^\circ$. Діаметр металевого екрану для поодинокого випромінювача складає $D = 52 \text{ mm}$. Точка живлення знаходиться на відстані r_1 від центру симетрії. Вибір такого положення точки живлення обумовлений тим, що при розташуванні точки живлення на відстані r_1 від центру, розміри випромінювача є мінімальними. Таким чином, ми отримуємо синфазне збудження двох половин розімкнутого кільця, що підтверджується епюрою розподілу поверхневого струму (Рис. 2с).

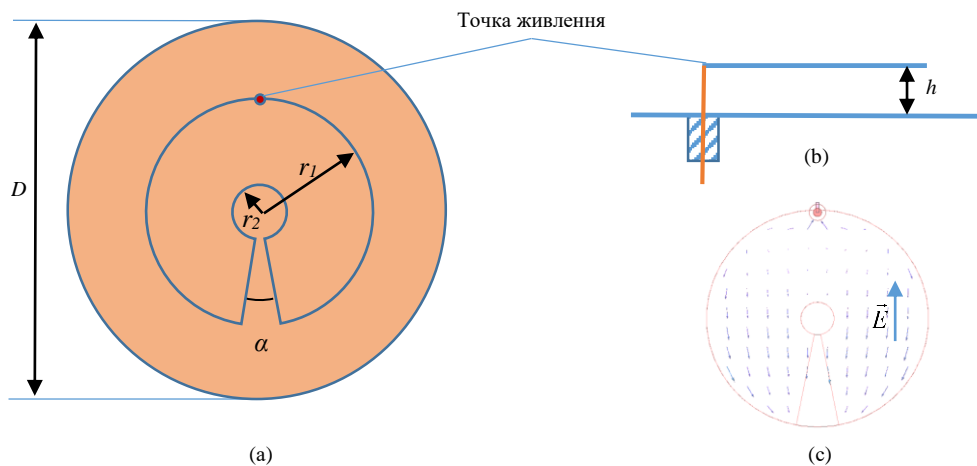


Рис. 2 Геометрія активного елемента (а, б) і розподілення струму по ньому для першої моди коливань (с).
Fig. 2. The geometry of the active element (a, b) and the distribution of the current for the first oscillation mode (c).

Напрямок струму визначає орієнтацію вектору електричного поля \vec{E} , а отже і поляризацію. При симетричному розташуванні точки живлення поляризація поодинокого випромінювача є близькою до лінійної. Таким чином, маємо 2 окремих однакових випромінювача, які знаходяться на відстані один від одного менше половини довжини робочої хвилі. Це збільшує коефіцієнт направленої дії антени без появи дифракційних пелюсток діаграми спрямованості.

МОДЕЛЮВАННЯ ТА ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНІ РЕЗУЛЬТАТИ

Усі моделювання антен, що розглядаються в даній роботі, проведено в комерційному пакеті Ansoft HFSS. Першочергово було проведено моделювання й оптимізацію поодинокого випромінювача. Враховуючи конструкцію і геометрію задачі (Рис. 1-2), маємо 5 геометричних параметрів для оптимізації: D, h, r_1, r_2, α . Після оптимізації геометричних параметрів виготовлено експериментальний зразок і проведено його налаштування регулюванням відстані h між екраном і випромінювачем. Результати порівняння моделювання і експериментальних досліджень представлено на Рис. 3а. Можливість варіювання параметром h дозволила досягти майже ідеального узгодження з фідером. Вимірювання параметрів узгодження проведено за допомогою двопортового векторного аналізатора електричних кіл Rohde&Schwarz ZNB40. На практиці, рівень коефіцієнта відбиття S_{11} вдалося отримати на рівні -42 дБ, що краще за результат моделювання.

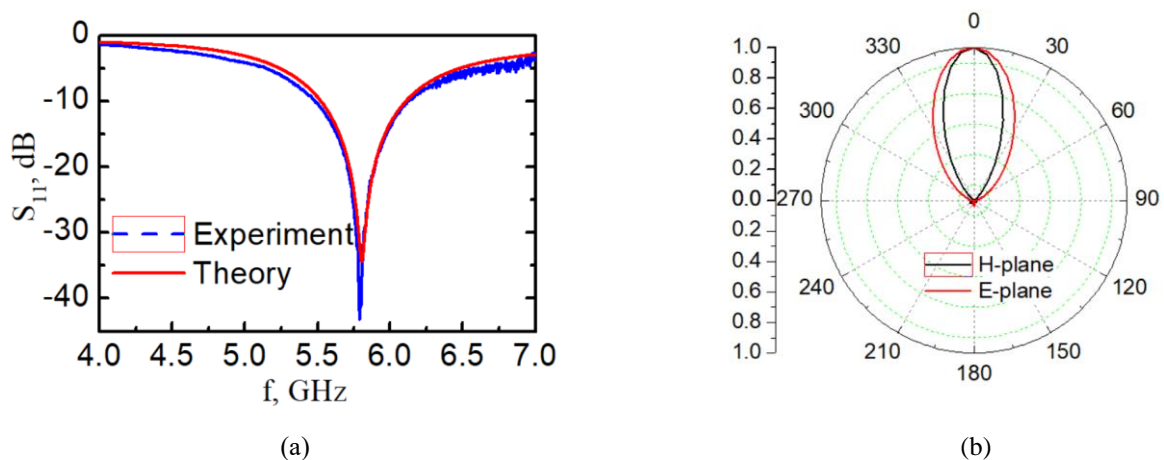


Рис. 3. Частотна залежність коефіцієнта відбиття S_{11} поодинокого випромінювача (а) і нормовані діаграми спрямованості поодинокого випромінювача у Е- та Н-площинах (б).
Fig. 3. Return loss of a single radiator (a) and normalized directivity diagrams of a single radiator in E- and H-planes (b).
Діаграма спрямованості поодинокого випромінювача приведена на Рис. 3б. Розрахункове значення

коефіцієнта підсилення поодинокого випромінювача складає $G = 10.59 \text{ дБ}$. Результати тестування дають дещо нижчий коефіцієнт підсилення, який складає $G = 10.2 \text{ дБ}$. Ширина діаграм спрямованості поодинокого випромінювача в Е-площині становить близько 40° , ширина діаграми спрямованості в Н-площині складає близько 30° .

Після налагодження і тестування поодинокого випромінювача проведено моделювання чотириелементної антенної решітки з лінійною поляризацією. Особливої уваги заслуговує спосіб живлення елементів антенної решітки. Живлення елементів здійснюється синфазно з однаковою амплітудою. Для решітки 2×2 елементів доцільно використовувати мікросмушковий хрестоподібний дільник потужності на 4 (Рис. 4а), який розташовується на тильній стороні екрануючого диска.

У моделі мікросмушкового дільника матеріал підложки відсутній, відповідно $\varepsilon = 1$. З точки живлення сигнал подається на чвертьхвильові трансформатори з хвильовим опором $Z = \sqrt{n}Z_0$ кожний, де n - кількість портів, $Z_0 = 50 - j0 \text{ Ом}$. Для частоти 5.8 ГГц довжина мікросмушкового трансформатора складає $l = 12.5 \text{ мм}$. Ширина смужки чвертьхвильового трансформатора складає $w = 3.4 \text{ мм}$, ширина мікросмушкової лінії з опором Z_0 складає $w_0 = 9.4 \text{ мм}$ при відстані до екрана $t = 2 \text{ мм}$. Для перевірки ефективності використання такого мікросмушкового дільника потужності та оцінки втрат НВЧ енергії також проведено моделювання, при якому окремий елемент антенної решітки живиться від окремого порту. Отримано ідентичні значення коефіцієнту підсилення антени на рівні 16 дБ . При порівнянні діаграм спрямованості двох моделей антенних решіток у випадку живлення елементів через мікросмушковий дільник спостерігається збільшення зворотного випромінювання приблизно на 2 дБ , що цілком очікувано.

В процесі оптимізації антенної решітки, з метою отримання максимального коефіцієнта підсилення, встановлено, що для періоду решітки $p \approx 0.5\lambda$ спостерігається значний взаємний вплив між елементами. Коефіцієнт підсилення в такому випадку становить, приблизно, $G \approx 14 \text{ дБ}$. При збільшенні періоду решітки до значення $p = \lambda$ і більше спостерігається зростання дифракційних максимумів і зменшення амплітуди головного пелюстка діаграми спрямованості. Для даної антенної решітки з лінійною поляризацією оптимальний період решітки, при якому отримано максимальний коефіцієнт підсилення, складає $p \approx 0.89\lambda$. У цьому випадку коефіцієнт підсилення складає $G = 16.3 \text{ дБ}$. На практиці досягнуто значення коефіцієнту підсилення $G = 16.1 \text{ дБ}$. Діаграма спрямованості чотириелементної антенної решітки з лінійною поляризацією представлена на Рис. 4б.

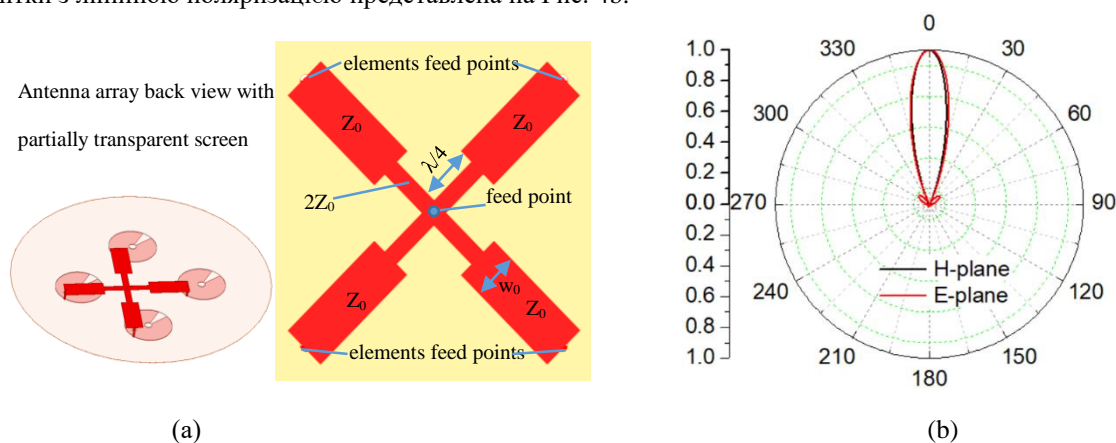


Рис. 4. Загальний вигляд та схема дільника потужності (а), нормовані діаграми спрямованості антенної решітки у Е- та Н-площинах (б).

Fig. 4. General appearance and geometry of the power divider (a), normalized directivity diagrams of the antenna array in E- and H-planes (b).

Як видно з діаграми спрямованості антенної решітки, на відміну від діаграми спрямованості поодинокого елемента, у Е-площині спостерігаються дифракційні максимуми у напрямку $\pm 50^\circ$. Рівень дифракційних пелюсток складає, приблизно, -10 дБ .

Розглянемо чотирьохелементну лінійну антенну решітку (Рис. 5а). Період антенної решітки становить $p \approx 0.86\lambda$. Діаграма спрямованості цієї антенної решітки внаслідок лінійного розташування елементів має

значне звуження в Е-площині (Рис. 5b). Антенні решітки з дископодібною діаграмою спрямованості використовуються для радарів в транспортних засобах, метеорологічних радарів в авіації, пеленгаторів та в інших системах безпеки. Перспективним напрямком застосування антенних решіток з дископодібною діаграмою спрямованості є суднові радіолокаційні станції. Коефіцієнт підсилення чотириелементної антенної решітки дорівнює 16.5 дБ . Ширина діаграм спрямованості антенної решітки з 1×4 елементів в площині Е становить близько 13° , ширина діаграми спрямованості в площині Н становить близько 32° .

Під час моделювання встановлено, що форма екрана у вигляді дисків, що перетинаються, дозволяє знизити рівень зворотного випромінювання порівняно з прямокутним екраном.

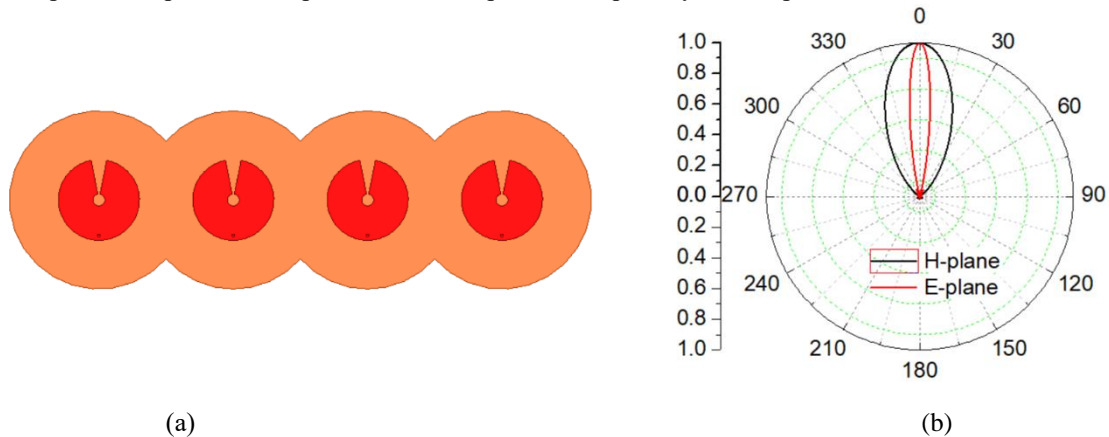


Рис. 5. Загальний вигляд лінійної антенної решітки (а), нормовані діаграми спрямованості антенної решітки у Е- та Н-площинах (б).

Fig. 5. General appearance of the linear antenna array (a), normalized directivity diagrams of the antenna array in E- and H-planes (b).

Основним застосуванням вищевказаних антен є системи передачі відеосигналу в аматорському діапазоні 5.8 ГГц , а також системи пеленгації джерел випромінювання в цьому діапазоні.

Представлені вище антенні решітки мають лінійну поляризацію. Для збільшення завадостійкості і підвищення надійності зв'язку між рухомими об'єктами частіше використовують круговий тип поляризації. В антенних решітках для отримання випромінювання з круговою поляризацією використовується два підходи: перший – необхідно, щоб поодинокий елемент решітки мав випромінювання з круговою поляризацією, другий підхід дозволяє використовувати випромінювачі з лінійною поляризацією, відносний поворот вектору поляризації половини з яких складає 90° при різності фаз живлячого сигналу $\pi/2$ радіан. Саме другий підхід застосовано для отримання антенної решітки з круговою поляризацією (Рис. 6). Як видно з Рис. 6а, дві групи елементів мають взаємну орієнтацію випромінювачів 90° . Виконання умови збудження груп з різністю фаз $\pi/2$ радіан досягається подовженням шляху підводу енергії до елементів однієї з груп. Топологія дільника потужності для формування кругополяризованого випромінювання приведено на Рис. 6б. Підхід до проектування дільника потужності описано вище (Рис.4а) з різницею додавання мікросмужкових ліній затримки, які забезпечують обертання фази на $-\pi/2$ радіан.

Результати моделювання характеристик спрямованості антенної решітки з круговою поляризацією представлено на Рис. 6с.

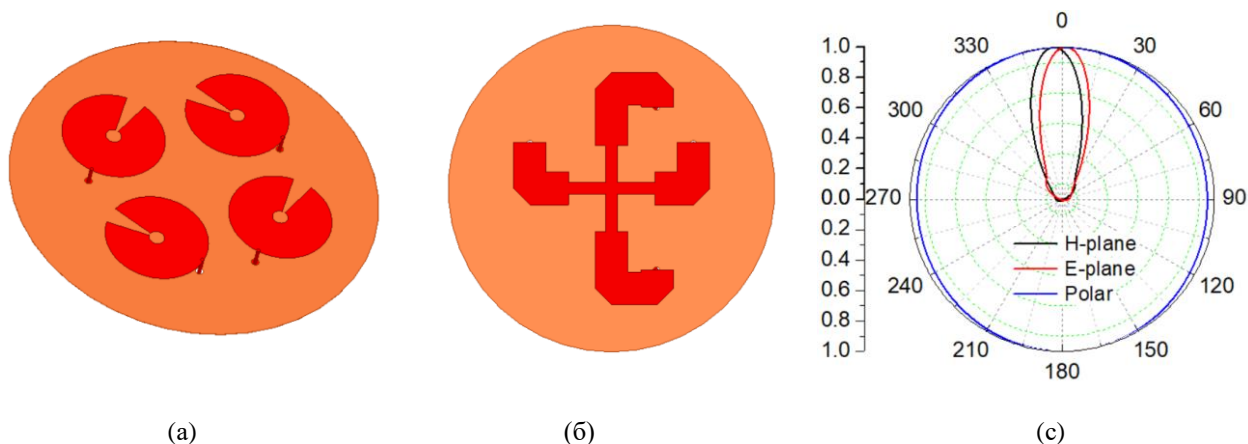


Рис. 6. Загальний вигляд антенної решітки з круговою поляризацією (а), топологія дільника потужності (б), нормовані діаграми спрямованості антенної решітки у E - та H -площинах і поляризаційна характеристика (с).
 Fig. 6. General appearance of the antenna array with circular polarization (a), topology of the power divider (b), normalized directivity diagrams of the antenna array in E - and H -planes and polarization characteristics (c).

Коефіцієнт підсилення антенної решітки з круговою поляризацією становить $G = 12.8 \text{ дБ}$, що приблизно на 3 дБ менше аналогічної (за кількістю елементів і способом розташування їх у вузлах прямокутної сітки) антенної решітки з лінійною поляризацією. На практиці досягнуто значення коефіцієнту підсилення $G = 12 \text{ дБ}$. Діаграми спрямованості у E - і H -площинах та поляризаційна характеристика чотириелементної антенної решітки з круговою поляризацією представлено на Рис. 6с. Як видно з графіка, спостерігається відхилення головного променя від нормалі в E - і H -площинах. Причиною відхилення є неідеальне виконання умов збудження внаслідок порушення балансу амплітуд. Частина енергії розсіюється на ділянках мікросмушкових ліній, що забезпечують необхідний зсув фази. Поляризаційна характеристика має форму еліпса, коефіцієнт еліптичності складає $K = 0.95$. Ширина головних променів діаграм спрямованості антенної решітки E - і H -площинах становить близько 30° .

Недоліками даного класу антенних решіток є вузький частотний діапазон і необхідність організації механічного способу просторового сканування. Перевагами цих антенних решіток є простота і надійність конструкції. Для масивів з малою кількістю елементів доцільно використовувати прості дільники потужності, які побудовані за принципом, описаним вище.

ВИСНОВКИ

Таким чином, проведено дослідження антенних решіток з лінійною і круговою поляризацією на основі випромінюючих елементів у формі плоского розімкнутого кільця. Проведено оптимізацію геометричних параметрів поодинокого елемента і антенних решіток на його основі. Для живлення антенної решітки застосовано дільник потужності на основі чвертьхвильових трансформаторів. Розподілення потужності відбувається ефективно, з незначним збільшенням рівня зворотного випромінювання (не більше 2 дБ). Представлені антени розраховано на діапазон з центральною частотою 5.8 ГГц для застосування у системах передачі відеосигналу, наприклад, для реалізації режиму FPV для радіокерованих дронів. Конструкції антен досліджено за допомогою засобів автоматичного проектування та експериментально. Показано, що коефіцієнт підсилення поодинокі патч-антени може перевищувати 10 дБ . Чотириелементна антенна решітка лінійної поляризації може мати коефіцієнт підсилення понад 16 дБ , а чотириелементна антенна решітка кругової поляризації має коефіцієнт підсилення понад 12 дБ .

Разом із задовільними просторово-енергетичними характеристиками запропоновані технічні рішення є простими і придатними для серійного виробництва. Відмова від застосування діелектриків спрощує технологію і збільшує рентабельність в умовах серійного виробництва.

КОНФЛІКТ ІНТЕРЕСІВ

Автори повідомляють про відсутність конфлікту інтересів.

REFERENCES

1. Grieg D, Engelmann H. Microstrip-A New Transmission Technique for the Klilomegacycle Range. Proceedings of the IRE. 1952 Dec;40(12):1644–50. <https://doi.org/10.1109/JRPROC.1952.274144>
2. Deschamps, GA. Microstrip Patch Antenna. Third USAF symposium on Antennas; 1953.
3. Midasala V, Siddaiah P. Microstrip Patch Antenna Array Design to Improve Better Gains. Procedia Computer Science. 2016;85:401–9. <https://doi.org/10.1016/j.procs.2016.05.181>
4. Rao KP, Vani RM, Hunagund PV. Planar Microstrip Patch Antenna Array with Gain Enhancement. Procedia Computer Science. 2018;143:48–57. <https://doi.org/10.1016/j.procs.2018.10.350>
5. Antonenko YN, Antonenko YA, Gribovsky AV. Experimental Studies of the Fabry-Perot Resonator with Mirrors Perforated by Coaxial-Sector Holes. 2019 Sep 1; <https://doi.org/10.1109/DIPED.2019.8882613>
6. Rajak N, Chatteraj N, Mark R. Metamaterial cell inspired high gain multiband antenna for wireless applications. AEU - International Journal of Electronics and Communications [Internet]. 2019 Sep 1 [cited 2022 May 28];109:23–30. Available from: <https://www.sciencedirect.com/science/article/abs/pii/S1434841119313949>
<https://doi.org/10.1016/j.aeue.2019.07.003>
7. Bakhtiari A. Investigation of Enhanced Gain Miniaturized Patch Antenna Using Near Zero Index Metamaterial Structure Characteristics. IETE Journal of Research. 2019 Jul 25;1–8. <https://doi.org/10.1080/03772063.2019.1644973>
8. Singh AK, Abegaonkar MP, Koul SK. Miniaturized multiband microstrip patch antenna using metamaterial loading for wireless application. Progress In Electromagnetics Research C. 2018;83:71–82. <http://dx.doi.org/10.2528/PIERC18012905>
9. Phua YN, Eng Hock Lim, Chung BK. Design of a single-layer broadband reflectarray using circular microstrip patch loaded with two unequal slots. 2020 Sep 1;124:153341–1. <https://doi.org/10.1016/j.aeue.2020.153341>
10. Xue F, Wang H, Wang Y, Zhang L. Broadband and high efficiency single-layer reflectarray using circular ring attached two sets of phase-delay lines. Progress In Electromagnetics Research M. 2018;66:193–202. <http://dx.doi.org/10.2528/PIERM18010916>
11. Liu Y, Wang H, Xue F, Dong X. A new single-layer reflectarray using circular patch with semicircular ring slots. Progress In Electromagnetics Research Letters. 2017;66:105–11. <http://dx.doi.org/10.2528/PIERL17011806>
12. Guo WL, Wang GM, Liu K, Zhuang Y, Ge Q. Design of Single-Layered Ultrawideband High-Efficiency Circularly Polarized Reflectarray. 2018 Jun 12;17(8):1386–90. <https://doi.org/10.1109/LAWP.2018.2846663>
13. Dong Hyun Yang, Lin H, and Xiaojun Huang. Dual broadband metamaterial polarization converter in microwave regime. Progress in Electromagnetics Research Letters. 2016 Jan 1;61:71–6. <http://dx.doi.org/10.2528/PIERL16033004>
14. Patel K, Joshi M. Wideband Radar Cross Section Reduction of Microstrip Patch Antenna using Polarization Converter Metasurface. Defence Science Journal. 2022 Aug 26;72(4):568–80. <https://doi.org/10.14429/dsj.72.17818>
15. Liu Y, Yang H, Huang XJ, Yu Z, Li S, Yang Y. A metamaterial polarization converter with half reflection and half transmission simultaneously. 2021 Feb 1;389:127101–1. <https://doi.org/10.1016/j.physleta.2020.127101>
16. Al Ahmad M, Kabeer S, Sanad AA, Olule LJA. Compact single-varactor diode frequency-reconfigurable microstrip patch antenna. IET Microwaves, Antennas & Propagation. 2021 Mar 25;15(9):1100–7. <https://doi.org/10.1049/mia2.12117>
17. Shao Z, Zhang Y. A Single-Layer Miniaturized Patch Antenna Based on Coupled Microstrips. IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters. 2021 May;20(5):823–7. <https://doi.org/10.1109/LAWP.2021.3064908>
18. Wang Z, Liu J, Long Y. A Simple Wide-Bandwidth and High-Gain Microstrip Patch Antenna With Both Sides Shorted. IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters. 2019 Jun;18(6):1144–8. <https://doi.org/10.1109/LAWP.2019.2911045>
19. Anantha B, Gosula RSR. Compact Single Feed Dual Band Microstrip Patch Antenna with Adjustable Dual Circular Polarization. IETE Journal of Research. 2019 Apr 9;1–9. <https://doi.org/10.1080/03772063.2019.1598293>
20. Zoukalne K, Chaibo A, Khayal MY. Design of Microstrip Patch Antenna Array for 5G Resonate at 3.6GHz. Current Journal of Applied Science and Technology. 2020 Nov 17;164–70. <http://dx.doi.org/10.9734/cjast/2020/v39i3431046>
21. Chen QQ, Li JY, Yang GW, Ding YX. SINGLE-FED HIGH-GAIN CIRCULARLY POLARIZED MICROSTRIP ANTENNA. Progress In Electromagnetics Research M. 2019;83:151–9. <http://dx.doi.org/10.2528/PIERM19052002>
22. Yi Y, Jian-Ying L, Kun W, Rui X, Guang-wei Y. Circularly polarised cut ring microstrip antenna. 2015 Feb 1;51(3):199–200. <https://doi.org/10.1049/el.2014.3729>

Стаття надійшла до редакції: 3 листопада 2022 р.

Рекомендовано до друку: 2 грудня 2022 р.

ANTENNA ARRAY BASED ON OPEN RING RADIATORS

Ye.O. Antonenko¹, Y.V. Antonenko², D.O. Shtoda¹, V.O. Katrich¹, O.V. Gribovsky², M.V. Nesterenko¹

¹*V. N. Karazin Kharkiv National University, 4 Svobody sq., Kharkiv, 61022, Ukraine*

²*Institute of Radio Astronomy of the National Academy of Sciences of Ukraine, 4, Mystetstv St., Kharkiv 61002, Ukraine.*

Relevance. The creation of antenna arrays for communication systems is an urgent task in the unmanned aviation industries, in particular, for video signal transmission systems. Also, the relevance of the work is due to the need to use directional or single-beam antennas for direction finding and radar systems.

The purpose of the work. Theoretical and experimental verification of the possibility of using both single patch antennas and antenna arrays based on them for video signal transmission systems in the 5.8 GHz band. Optimization of the geometrical parameters of the radiator, at which the gain will be maximum. Solution of the problem of microwave power division for powering the antenna array elements.

Materials and methods. The paper presents theoretical results of modeling the frequency and spatial-energy characteristics of a single radiator and a series of antenna arrays based on it. A comparative analysis of experimental and theoretical studies of the matching characteristics for a single radiator is carried out. Modeling and optimization of antenna parameters was carried out using the Ansoft HFSS commercial package.

Results. A patch antenna in the form of an open ring was investigated. A series of designs of antenna arrays with linear and circular polarization of 5.8 GHz has been obtained for use in video signal transmission systems, for example, to implement the first-person view (FPV) control mode for unmanned vehicles. A power divider based on quarter-wave transformers is used to power the antenna array. It is shown that the gain of a single patch antenna can exceed 10 dB. An antenna array of 4 elements located in the nodes of a rectangular grid can have a gain of more than 16 dB.

Conclusion. The proposed type of antennas is adapted for communication systems, in particular, video signal transmission at 5.8 GHz. Along with satisfactory spatial and energy characteristics, the proposed technical solutions are simple and suitable for mass production.

KEYWORDS: *patch antenna, antenna array, microstrip-line power divider, directivity diagram.*

The article was received by the editors: 3 November 2022

The article is recommended for printing: 2 December 2022

Наукове видання

ВІСНИК ХАРКІВСЬКОГО НАЦІОНАЛЬНОГО УНІВЕРСИТЕТУ
імені В.Н. Каразіна

Серія
“Радіофізика та електроніка”

Випуск 37

Збірник наукових праць

Українською, та англійською мовами

Підписано до друку 27.12. 2022. Формат 60x84/8.

Папір офсетний. Друк цифровий.

Ум. друк. арк. 11,7. Обл.-вид. арк. 14,6. Наклад 50 пр. Зам.№ 25/2022.

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.