

ISSN 2311-0872

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ



ВІСНИК

**ХАРКІВСЬКОГО
НАЦІОНАЛЬНОГО УНІВЕРСИТЕТУ
ІМЕНІ В. Н. КАРАЗІНА**

Серія "РАДІОФІЗИКА ТА ЕЛЕКТРОНІКА"

Випуск 28

Харків 2018

ISSN 2311-0872

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ

ВІСНИК
ХАРКІВСЬКОГО НАЦІОНАЛЬНОГО
УНІВЕРСИТЕТУ
імені В.Н. КАРАЗІНА

Серія “ РАДІОФІЗИКА ТА ЕЛЕКТРОНІКА ”

Випуск 28

Започаткована 1971 р.

Харків 2018

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

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

Видання є фаховим у галузі фіз.-мат. наук (Наказ МОН України №1328 від 21.12.2015 р.).

Затверджено до друку рішенням Вченої ради Харківського національного університету імені В.Н. Каразіна (протокол №10 від 29.10.2018 р.).

Редакційна колегія

*Відповідальний редактор –Шульга С.М., д.ф.-м. н., проф.
Заступник відповідального редактора – Цимбал А.М., к.ф.-м. н., доц.*

Аркуша Ю.В., д. ф.-м. н., проф., ХНУ імені В.Н. Каразіна, Україна
Блаунштейн Н., проф., університет Бен-Гуріона, Ізраїль
Горобець М.М., д. ф.-м. н., проф., ХНУ імені В.Н. Каразіна, Україна
Дюбко С.П., д. ф.-м. н., проф., ХНУ імені В.Н. Каразіна, Україна
Катрич В.О., д. ф.-м. н., проф., ХНУ імені В.Н. Каразіна, Україна
Колчигін М.М., д. ф.-м. н., проф., ХНУ імені В.Н. Каразіна, Україна
Литвиненко Л.М., акад. НАНУ, РІ НАНУ, Україна
Потапов О.О., д. ф.-м. н., проф., ІРЕ РАН, Росія
Фролов В.Л., проф., НІРФІ, Росія
Шматько О.О., д. ф.-м. н., проф., ХНУ імені В.Н. Каразіна, Україна
Шульга В.М., акад. НАНУ, РІ НАНУ, Україна
Чорногор Л.Ф., д. ф.-м. н., проф., ХНУ імені В.Н. Каразіна, Україна
Яковенко В.М., акад. НАНУ, ІРЕ НАНУ, Україна

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: A.Tsymbal@karazin.ua
www-radiovestnik.univer.kharkov.ua

Статті пройшли внутрішнє та зовнішнє рецензування

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

© Харківський національний університет
імені В.Н. Каразіна, оформлення, 2018

УДК 528.8+90.03

АЛГОРИТМ ПОСЛЕСТАРТОВОЙ РАДИОМЕТРИЧЕСКОЙ КАЛИБРОВКИ ОПТИЧЕСКОЙ ПОЛЕЗНОЙ НАГРУЗКИ КОСМИЧЕСКИХ АППАРАТОВ

Л.М. Атрошенко³, Г.А. Борщева¹, Н.Н. Горобец², А.Л. Костриков⁴,
О.В. Луць¹, Е.Д. Ярмольчук¹

¹Государственное предприятие "Конструкторское бюро "Южное" им.М.К.Янгеля", Криворожская,3, Днепр,
E-mail: aparel@meta.ua

²Харьковский Национальный университет имени В.Н.Каразина, Свободы,4, Харьков
E-mail: nikolay.n.gorobets@karazin.ua

³Научно – производственное предприятие «ЛЕС - ИНФОРМ», Серповая,11, Харьков
E-mail: lmatroshenko@gmail.com

⁴Национальный научный центр «Институт метрологии»
E-mail: alex_kost@ukr.net

Поступила в редакцию 21 мая 2018 г.

Разработан универсальный алгоритм, позволяющий провести послестартовую радиометрическую калибровку оптической полезной нагрузки космического аппарата с использованием измерений энергетической яркости излучения Солнца, падающего на тестовый объект и отраженного от него. Исключена необходимость учета параметров атмосферы и бокового подсвета, что позволяет оценивать изменение характеристик оптического сенсора космического аппарата при эксплуатации и формировать выходную продукцию высокого качества для продуктивного решения тематических задач.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: ДЗЗ, калибровка, космический аппарат, радиометрическая калибровка, алгоритм.

Розроблено універсальний алгоритм, що дозволяє провести післястартове радіометричне калібрування оптичного корисного навантаження космічного апарату з використанням вимірювань енергетичної яскравості випромінювання Сонця, що падає на тестовий об'єкт і відбитого від нього. Виключена необхідність врахування параметрів атмосфери і бічного підсвічування, що дозволяє оцінювати зміну характеристик оптичного сенсора космічного апарату при експлуатації і формувати вихідну продукцію високої якості для продуктивного рішення тематичних завдань.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: Дистанційне зондування Землі, калібрування, космічний апарат, радіометричне калібрування, алгоритм.

The universal algorithm has been developed that allows for post-start radiometric calibration of the optical payload of a spacecraft using measurements of the energy brightness of the solar radiation incident on the test object and reflected from it. The necessity to take into account the parameters of the atmosphere and the side illumination is excluded, which makes it possible to evaluate the change in the characteristics of the optical sensor of a spacecraft during operation and to form output products of high quality for a productive solution of thematic problems.

KEY WORDS: Earth remote sensing, calibration, spacecraft, radiometric calibration, algorithm

ВВЕДЕНИЕ

Конечной целью космической многоспектральной съемки поверхности Земли является получение значений коэффициентов отражения (альbedo) наземных объектов в определенных спектральных диапазонах электромагнитного излучения. Практически значимое решение тематических задач потребителей невозможно без знания истинных значений альbedo. Получение их достигается абсолютной радиометрической калибровкой оптической полезной нагрузки (ОПН) космических аппаратов (КА), разработке методов которой в силу большой научной, практической и экономической востребованности посвящена обширная литература.

Значения альbedo могут быть получены путем использования следующих величин:

1. Соотношения выходных сигналов (кодов пикселей) бортовой ОПН КА и спектральной яркости объектов, приходящей на входную апертуру ОПН, полученного в результате наземных испытаний при изготовлении или предстартовой подготовке КА (предстартовой калибровочной характеристики).

2. Физических параметров условий проведения съемки (освещенности и параметров среды распространения излучения).

3. Калибровочной характеристики, полученной в результате проведения послестартовой калибровки ОПН КА.

На практике первый путь оказывается недостаточно эффективным вследствие того, что при транспортировке и запуске КАОПН подвергается воздействиям, влияние которых сложно учесть. В течение же срока эксплуатации КА, как правило, характеристики ОПН претерпевают временной дрейф, т.е. могут существенно изменяться.

Второй путь решения проблемы, подходы к которому искало множество исследователей, сопряжен с построением и последующим использованием разнообразных моделей атмосферы, что лишает полученные результаты универсальности применения.

С учетом изложенного, поставленную задачу наиболее рационально решать путем получения калибровочных характеристик ОПН в результате послестартовых измерений. Калибровочная характеристика - это соотношение (функциональная зависимость) кодов пикселей на выходе ОПН КА от энергетической яркости (плотности мощности) излучения на входной апертуре ОПН. При летных испытаниях и в течение срока эксплуатации КА должно проводиться измерение достигнутых значений калибровочной характеристики путем проведения послестартовой квалификационной и эксплуатационной радиометрической (т.н. «внешней») калибровки.

Принципиальным отличием внешней калибровки от наземной, предстартовой, является удаленность объекта калибровки от исследователя и вариантность условий ее проведения. Поэтому для проведения ее необходимо провести съемку тестовых наземных объектов с различными значениями альбедо, измерить интенсивность падающего и отраженного излучения при съемке, рассчитать энергетическую яркость на входной апертуре ОПН и сопоставить результаты расчетов со значениями кодов яркости на выходе ОПН КА. Ключевым вопросом в данном контексте является необходимость разработки и использования непротиворечивого и универсального алгоритма расчета энергетической яркости излучения, приходящей к входной апертуре ОПН. Разработке такого алгоритма и посвящена настоящая работа.

ОТПРАВНЫЕ ДАННЫЕ

Постановка задачи. Разработать математическую модель (алгоритм) расчета части энергетической яркости излучения тестового объекта, приходящей к входной апертуре ОПН КА, с целью получения фактического значения текущей калибровочной характеристики ОПН.

Исходные положения и допущения:

- источником излучения является Солнце;
- для измерения энергетической яркости излучения, приходящего от Солнца к тестовому объекту и отраженного от него, используются приборы, измеряющие энергетическую яркость излучения в диапазоне, соответствующем спектральному диапазону соответствующего канала ОПН; при этом при измерении приходящего излучения прибор помещают осью чувствительности в направлении Солнца;
- размеры тестового объекта и высота установки измерительных приборов над ним выбираются из условия исключения влияния бокового подсвета на измеренную величину энергетической яркости отраженного излучения.

Для выполнения этого условия для измерения энергетической яркости, отраженной от тестового объекта, прибор помещают вблизи центра ТО на подвесе. Ось пиранометра располагается перпендикулярно к плоскости тестового объекта, т.е. в направлении надира. Высота подвеса должна обеспечивать максимальную степень перекрытия тестовым объектом поля зрения пиранометра. В частности, для проведения калибровки сканера МСУ, входящего в состав отечественного космического аппарата "Січ-2-1" (с проекцией шага чувствительного элемента на поверхность Земли $\sim 7,8$ м при съемке ТО в надир), обеспечивается расположение прибора над тестовым объектом площадью $30\text{ м} \times 30\text{ м}$ при измерении энергетической яркости, отраженной от ТО, не выше 1,2 м (см. рис. 1).

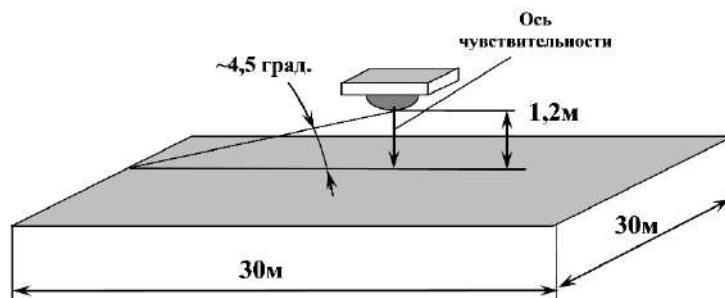


Рис.1. Пример положения пиранометра над тестовым объектом

- распространение света в атмосфере подчиняется закону Бугера – Ламберта – Бера;
 - эффективные характеристики поглощения излучения атмосферой на пути прохождения лучей от Солнца к тестовому объекту и от тестового объекта к КА идентичны [1].

Используемые константы:

E_0 - солнечная постоянная (энергетическая яркость излучения Солнца на расстоянии одной астрономической единицы) [2];

a - длина большой полуоси Земли;

b - коэффициент, учитывающий полярное сжатие Земли.

Исходные данные:

DD - дата съемки;

h - высота орбиты;

α - угол места Солнца;

A - энергетическая яркость излучения, пришедшего от Солнца к тестовому объекту, в калибруемом диапазоне длин волн;

C - энергетическая яркость излучения, отраженного тестовым объектом в калибруемом диапазоне длин волн;

ϕ_1, γ_1 - координаты (широта и долгота) тестового объекта;

ϕ_2, γ_2 - координаты (широта и долгота) КА при съемке тестового объекта;

$\lambda_{\min}, \lambda_{\max}$ - значения границ длин волн калибруемого спектрального диапазона;

D - эффективный диаметр входной апертуры;

f_f - фокусное расстояние объектива ОПН;

n - количество чувствительных элементов фотоприемной структуры;

$\kappa_{об}$ - коэффициент прозрачности объектива ОПН;

Δx - размер чувствительного элемента вдоль фотоприемной структуры;

Δy - размер чувствительного элемента поперек фотоприемной структуры;

S_f - площадь фокальной плоскости;

S_{ap} - площадь входной апертуры;

δ - множитель для определения расстояния от Солнца до тестового объекта во время съемки (определяется в зависимости от координат снимаемых объектов и даты съемки DD на сайте НАСА для Космической программы "HORIZONS"[3];

$W(\lambda)$ - функция распределения энергетической яркости Солнца, приходящейся на диапазон длин волн от 0 до λ в оптическом диапазоне [2].

$KП$ - код пикселя;

KX_m - отношение кода пикселя к энергетической яркости на входной апертуре ОПН в m -том эксперименте.

АЛГОРИТМ ПОСЛЕТАРТОВОЙ РАДИОМЕТРИЧЕСКОЙ КАЛИБРОВКИ ОПН КА

Энергетическая яркость Солнца в калибруемом диапазоне длин волн, приходящая от Солнца к верхней границе атмосферы, равна

$$W_{sc} = E \cdot [W(\lambda_{\max}) - W(\lambda_{\min})], \quad (1)$$

где $E = E_0 \cdot \frac{1}{\delta^2}$ - энергетическая яркость Солнца на верхней границе атмосферы во время съемки тестового объекта с заданными координатами и с учетом расстояния до Солнца, а $W(\lambda_{\min})$ и $W(\lambda_{\max})$ - доли энергетической яркости Солнца, приходящиеся на диапазон длин волн от 0 до границ калибруемого диапазона.

Для последующих расчетов необходимо использовать следующие величины:
 эксцентриситет эллипсоида Земли, равный

$$e = \sqrt{b - (2 - b)}, \quad (2)$$

радиус эллипсоида Земли на средней широте между координатами тестового объекта и КА, рассчитываемый как

$$R_1 = \frac{a}{\sqrt{1 - e^2 \cdot (\sin(\frac{\phi_1 + \phi_2}{2}))^2}}. \quad (3)$$

Из (2) и (3) получаем расстояние по ортодромии между тестовым объектом и подспутниковой точкой КА:

$$L = R_1 \cdot \arctg\left(\frac{\sqrt{(\cos(\phi_2) \cdot \sin(\gamma_2 - \gamma_1))^2 + (\cos(\phi_1) \cdot \sin(\phi_2) - \sin(\phi_1) \cdot \cos(\phi_2) \cdot \cos(\gamma_2 - \gamma_1))^2}}{\sin(\phi_1) \cdot \sin(\phi_2) + \cos(\phi_1) \cdot \cos(\phi_2) \cdot \cos(\gamma_2 - \gamma_1)}\right). \quad (4)$$

С учетом (3) и (4) вычислим угол места КА во время съемки тестового объекта:

$$\beta = \arctg\left(\frac{(h + R_1) \cdot \cos\left(\frac{L}{R_1}\right) - R_1}{(h + R_1) \cdot \sin\left(\frac{L}{R_1}\right)}\right). \quad (5)$$

Тогда относительная масса атмосферы будет равна:

$$m = \cos \sec(\beta). \quad (6)$$

Относительная оптическая толщина атмосферы согласно закону Бугера - Ламберта - Бера равна:

$$\tau = -\ln\left(\frac{A}{W_{sc}}\right) \cdot \sin(\alpha). \quad (7)$$

Получив таким образом все необходимые данные, приступим к расчетам энергетических яркостей излучения в калибруемом диапазоне длин волн. Схема распространения солнечного излучения представлена на рис.2.

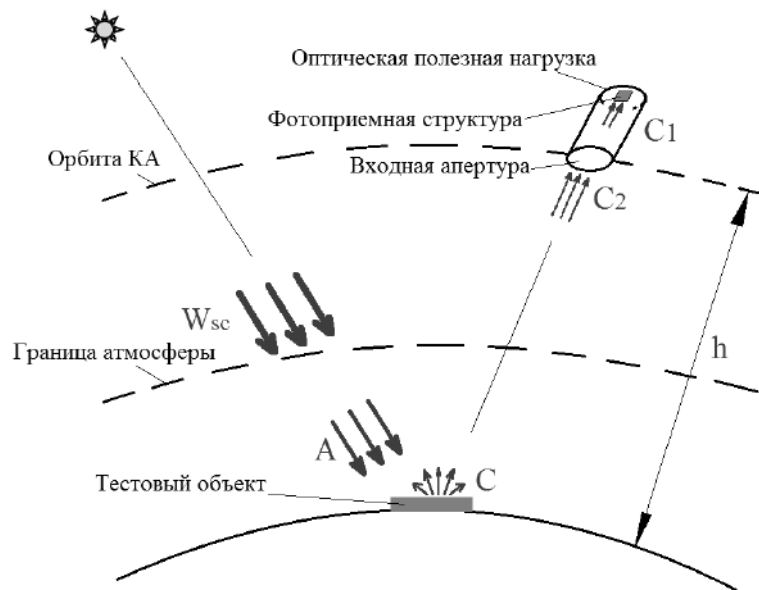


Рис.2. Схема распространения солнечного излучения

Энергетическая яркость излучения в калибруемом диапазоне длин волн, пришедшая от тестового объекта к чувствительному элементу фотоприемной структуры ОПН КА в приближении закона Бугера - Ламберта - Бера равна

$$C_1 = C \cdot \kappa_{ob} \cdot \frac{D^2}{4 f_f^2} \cdot \exp(-\tau \cdot m), \quad (8)$$

или, с учетом (1, 6, 7, 8):

$$C_1 = C \cdot \kappa_{ob} \cdot \frac{D^2}{4 \cdot f_f^2} \cdot \exp\left(\frac{\sin(\alpha)}{\sin(\beta)} \cdot \ln\left(\frac{A}{W_{sc}}\right)\right). \quad (9)$$

Мощность излучения, падающая на фокальную плоскость ОПН КА, равна [4]:

$$P_f = C_1 \cdot S_f = C_1 \cdot \frac{\pi \cdot \Delta x \cdot \Delta y \cdot n^2}{4}.$$

Мощность излучения, падающая на входную апертуру ОПН КА, соответственно:

$$P_{ap} = \frac{P_f}{\kappa_{ob}} = \frac{C_1 \cdot \pi \cdot \Delta x \cdot \Delta y \cdot n^2}{4 \cdot \kappa_{ob}}. \quad (10)$$

Из (10) энергетическая яркость излучения в калибруемом диапазоне длин волн, пришедшая от тестового объекта к входной апертуре ОПН КА и соответствующая значению кода пикселя, отображающего снятый объект, будет равна:

$$C_2 = \frac{P_{ap}}{S_{ap}} = \frac{C_1 \cdot \Delta x \cdot \Delta y \cdot n^2}{\kappa_{ob} \cdot D^2}. \quad (11)$$

В предположении линейности калибровочной характеристики ОПН угол ее наклона может быть рассчитан, как:

$$KX_m = \frac{KP}{C_2}.$$

Как видно из (1) – (11), в алгоритме не используются данные о характеристиках атмосферы в момент съемки и альbedo снимаемого объекта. Влияние обратного рассеяния солнечного излучения атмосферой не учитывается вследствие его относительной малости. Влияние бокового подсвета, как было сказано, исключается путем соответствующего расположения измерительной аппаратуры на тестовых объектах и рационального выбора геометрических характеристик объектов. Таким образом, подход приобретает универсальность и удобен для результативного практического применения.

ВЫВОДЫ

Разработан алгоритм, позволяющий рассчитать долю энергетической яркости излучения тестового объекта, пришедшую к входной апертуре ОПН в калибруемом спектральном диапазоне, соответствующую значению кода пикселя, отображающего снятый объект и, как следствие, - значение точки текущей калибровочной характеристики ОПН.

После проведения многократных синхронных со съемкой измерений при различных значениях углов места КА и Солнца с помощью разработанного алгоритма может быть с заданной неопределенностью получена фактическая зависимость кода на выходе ОПН от энергетической яркости излучения, пришедшей от тестового объекта к входной апертуре ОПН (эксплуатационная калибровочная характеристика полезной нагрузки). Это позволит оценивать изменение характеристик ОПН КА при эксплуатации и на основании результатов калибровки формировать выходную продукцию высокого качества, с помощью которой потребитель сможет с высокой точностью определять альbedo снятых объектов и решать тематические задачи.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Матвеев Л.Т. Курс общей метеорологии. – Ленинград : Гидрометеиздат. 1984. – 751 с.
2. Solar constant and zero air mass solar spectral irradiance tables. STD.ASTM E490 REV A-ENGL 2000.
3. ВЕБ-интерфейс Космической программы "HORIZONS", ssd.jpl.nasa.gov/horizons.cgi.
4. Джакония В.Е. Телевидение: Учебник для вузов / В.Е. Джакония, А.А. Гоголь, Я.В. Друзин. – Москва : Горячая линия – Телеком, 2002. - 640 с.

УДК 621.574.4

РАДИОФИЗИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ РЕШЕНИЯ ЗАДАЧ НЕРАЗРУШАЮЩЕГО КОНТРОЛЯ И ДИСТАНЦИОННОГО ЗОНДИРОВАНИЯ В ЧАСТОТНОЙ ОБЛАСТИ

Д.О. Батраков

*Харьковский национальный университет имени В.Н. Каразина,
факультет радиофизики, биомедицинской электроники и компьютерных систем.
пл. Свободы 4, Харьков, 61077, Украина*

E-mail: rff_bat5@yahoo.com

Поступила в редакцию 10 мая 2018 г.

Обзор посвящен современному состоянию проблемы решения обратных задач рассеяния в частотной области. Проведенный анализ методов и различных подходов к решению обратных задач рассеяния позволил глубже понять основы физико-математических моделей и алгоритмов обработки регистрируемых наборов экспериментальных данных. С точки зрения развития вычислительных методов проведенные численные эксперименты показали высокую эффективность предложенных методов и алгоритмов и позволили предложить пути дальнейшего совершенствования не только математического аппарата и соответствующих методов и алгоритмов, но и пути дальнейшего развития и совершенствования средств зондирования. Это в первую очередь относится к требованиям, предъявляемым к антеннам и, как результат – к форме и параметрам зондирующих импульсов. В таком случае полученные результаты призваны обеспечить решение важных практических задач, и будут способствовать дальнейшему развитию теоретических основ обработки и интерпретации наблюдаемых данных в случае зондирования сложных с электродинамической точки зрения систем.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: обратная задача, томография, сверхширокополосные сигналы, зондирование.

Огляд присвячений сучасному стану проблеми розв'язання обернених задач розсіювання в частотній області. Проведений аналіз методів і різних підходів до вирішення обернених задач розсіювання дозволив глибше зрозуміти основи фізико-математичних моделей і алгоритмів обробки реєстрованих наборів експериментальних даних. З точки зору розвитку обчислювальних методів проведені чисельні експерименти показали високу ефективність запропонованих методів і алгоритмів і дозволили запропонувати шляхи подальшого вдосконалення не тільки математичного апарату і відповідних методів і алгоритмів, але і шляхи подальшого розвитку і вдосконалення засобів зондування. Це в першу чергу стосується вимог, що пред'являються до антен і, як результат – до форми і параметрів зондуючих імпульсів. В такому випадку отримані результати покликані забезпечити вирішення важливих практичних завдань, і будуть сприяти подальшому розвитку теоретичних основ обробки та інтерпретації спостережуваних даних в разі зондування складних з електродинамічної точки зору систем.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: обернена задача, томографія, надширокосмугові сигнали, зондування.

The review is devoted to the current state of solving inverse scattering problems in the frequency domain. The analysis of methods and various approaches to solving inverse scattering problems allowed us to more deeply understand the fundamentals of physical and mathematical models and algorithms of processing recorded experimental data sets. From the point of view of the computational methods development, the conducted numerical experiments showed the high efficiency of the proposed methods and algorithms and made it possible to suggest ways of further improvement not only of the mathematical apparatus and corresponding methods and algorithms but also ways of further development and improvement of sensing tools. This primarily relates to the requirements for antennas and, as a result, to the form and parameters of the sensing pulses. In this case, the obtained results are designed to ensure the solution of important practical problems and will contribute to the further development of the theoretical foundations of processing and interpreting the observed data in the case of electro-dynamically complex structures sensing.

KEY WORDS: inverse problem, tomography, ultra-wideband signals, sounding.

ВВЕДЕНИЕ

Существует несколько подходов к классификации задач математической физики и соответствующих прикладных технических задач. Со времени появления термина обратные задачи, введенного в [1], эта область математической физики значительно расширилась. Первоначально введение этого термина основывалось на причинно-следственных связях между воздействием и результатом. Затем, по мере развития, как математических методов, так и технических средств (включая возможности ЭВМ) появились новые направления, включающие не только чисто математические задачи, но и важные прикладные технологии в самых разных областях: медицина (компьютерная томография,

УЗИ [2-7]), геофизика (разведка полезных ископаемых [8-10]), океанография (поиск косяков рыб [11-13]), инженерные науки (неразрушающий контроль [14-16]) и др. В соответствии со спецификой этих направлений можно провести и классификацию соответствующих задач. Однако с точки зрения математической физики и практических приложений наиболее общим представляется разделение задач на прямые задачи, обратные задачи и задачи оптимального синтеза.

К **прямым задачам** относят определение реакции объекта (системы) на внешнее возмущение при условии, что параметры объекта (уравнения, описывающие поведение системы) и возмущения известны. Иными словами, в данном случае осуществляется поиск (определение) следствия, т.е. реакции системы при известной причине. Чаще всего предметом изучения является эволюция системы при условии, что известны законы – модели поведения этой системы и предполагаются заданными параметры возмущения.

Обратные задачи порождает ситуация, когда известна реакция объекта на воздействие и необходимо восстановить какие-либо характеристики самого объекта (системы). Иными словами, в данном случае задача сводится к «обращению» первичной причинно-следственной связи – поиску причин по регистрируемым результатам (следствиям). В качестве математической формы «причины» могут выступать неизвестные распределения коэффициентов дифференциальных уравнений, правая часть или краевые условия. Использование непосредственно измеренной реакции на возмущение эффективно лишь в простейших случаях линейных или алгебраических задач (пример – задача определения коэффициентов многочлена по его известным корням – формулы Виета). Это связано с тем, что в реальных задачах между элементами системы существуют сложные нелинейные связи и получение результата с помощью прямых вычислений, если и возможно, то лишь для некоторых частных случаев. С другой стороны, наиболее общие и универсальные подходы требуют значительных вычислительных ресурсов. Такие методы опираются на перебор огромного числа вариантов с целью минимизации отличий реально зарегистрированных данных от некоторых расчетных. Т.е. предполагается, что имеется алгоритм и программа для решения эквивалентной задачи при произвольных значениях параметров. В таком случае цель состоит в последовательном решении прямой задачи для различных параметров и поиске такой совокупности параметров, для которой отличия между наборами модельных и зарегистрированных данных являются минимальными. По сути это самый трудоемкий в смысле расхода машинных ресурсов подход, но он при этом и самый надежный. Важный вопрос – критерии и способы реализации прекращения вычислений. Для построения вычислительного алгоритма часто используют определенным образом «сконструированные» функционалы. Из них наиболее известен функционал, предложенный А.Н. Тихоновым [17-20]. Особенности такого функционала будут подробнее рассмотрены ниже. Сейчас же отметим, что в определенных случаях с помощью построения такого функционала удается свести решение многомерной задачи большой размерности к задаче существенно меньшей размерности. Это удается благодаря использованию процедуры аппроксимации неизвестного распределения, что в конечном итоге позволяет свести задачу к решению интегрального уравнения Фредгольма с вырожденным ядром [21-25].

Наконец, третий класс – задачи **оптимального синтеза** [26, 27]. Несмотря на внешнее подобие математических формулировок с обратными задачами, они имеют и существенные отличия. Эти отличия проистекают в первую очередь из того факта, что в обратных задачах отсутствуют (по крайней мере в явном виде) взаимно противоречивые требования и необходимо лишь найти верное решение, которое в природе гарантированно существует. В задачах оптимального синтеза, как правило, фигурируют взаимно противоречивые требования, например: масса устройства должна быть как можно меньше, а запас энергии как можно больше, источники энергии должны быть недорогими и в то же время надежными в эксплуатации и т.д. Иногда такие задачи относят к разделу теории оптимального управления, имея в виду прогнозирование и регулирование процессов, связанных с различными сторонами производственной и хозяйственной деятельности [26]. Такая классификация опирается на общность целевых функций (минимизация функционалов с ограничениями) и математического аппарата (вариационное исчисление, методы решения дифференциальных уравнений, матричные методы).

Следует подчеркнуть, что возможны и иные критерии объединения задач, например, по формируемым целям или практическим результатам. Данные области естествознания с появлением ПЭВМ получили дополнительное развитие, что выражается в значительном росте числа публикаций и различных результатов. Естественно, с накоплением значительных объемов новой информации возникают проблемы ее осмысления и ориентировки в различных нюансах, связанных с практической реализацией результатов. Очевидно, что охватить в рамках одного короткого обзора всю совокупность результатов из разных областей, полученных большим количеством ученых, не представляется возможным. Поэтому *цель* настоящей работы более узкая – краткий сравнительный анализ основных результатов в области обратных задач рассеяния в частотной области, связанных с проблемами неразрушающего контроля и дистанционного зондирования.

ФОРМУЛИРОВКА ИСХОДНОЙ ЗАДАЧИ.

Во многих случаях при поиске решения сложной задачи ключевую роль играет априорная информация. Это может быть информация о каких-либо свойствах или параметрах искомой функции или ограничениях на множество решений. Рассматриваемый класс обратных задач не является исключением. В случае неразрушающего контроля на производстве имеется начальное приближение, в качестве которого естественно выбрать проектные характеристики. Затем задача может быть сведена к повышению эффективности процесса перебора вариантов для минимизации некоторого функционала (его часто называют сглаживающим). Это подход имеет много общего с идеями вычисления невязки или среднеквадратичного отклонения. Под термином невязка обычно понимают ошибку (погрешность) вычислений. Это может быть максимум нормы разности между левой и правой частями рассматриваемого уравнения или другая подобная величина, характеризующая в зависимости от вида нормы максимальную либо усредненную погрешность. Под термином среднеквадратичное отклонение (S) в теории вероятностей и в статистике понимают степень (характеристику) рассеивания значений случайной величины относительно её математического ожидания.

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

где: x_j , $\bar{x}$, N – значения случайной величины в j -ом эксперименте, среднее арифметическое генеральной совокупности (выборки), N – объем генеральной совокупности (выборки).

Основополагающая идея метода регуляризации состоит в формировании так называемого сглаживающего функционала [18-20]. Как легко заметить, величина S в (1) может принимать нулевое значение только в одном случае – если нет отклонений от среднего. Во всех остальных случаях S будет положительной величиной. Это дает возможность автоматизировать процесс контроля наличия отклонений или погрешностей. Далее в качестве такого сглаживающего функционала $F[\eta]$ применительно к задачам электромагнитного зондирования можно записать выражение [21-23]:

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

где: $S^{(j)}(\mathbf{r}_n) = U^{(j)}(\mathbf{r}_n) - U_{in}^{(j)}(\mathbf{r}_n)$, $U^{(j)}(\mathbf{r}_n)$, $U_{in}^{(j)}(\mathbf{r}_n)$ – наборы экспериментально зарегистрированных и полученных в результате численного моделирования значения измеряемого (его часто называют информативным) параметра величин, $L^{(j)}(\mathbf{r}_n, \mathbf{r}')$ – ядро интегрального оператора борновского приближения [21, 24], w_j , $w(\mathbf{r})$, α – неотрицательные весовые коэффициенты и весовая функция соответственно, α – параметр регуляризации, $\eta(\mathbf{r}') \equiv \varepsilon(\mathbf{r}') - \varepsilon_{aux}(\mathbf{r}')$ – искомая поправка к некоторому начальному приближению $\varepsilon_{aux}(\mathbf{r}')$ для параметра, подлежащего определению (для рассматриваемых задач это диэлектрическая проницаемость). Функционал (2) может принимать нулевые значения только при условии, что начальное приближение $\varepsilon_{aux}(\mathbf{r}')$ совпадает с распределением диэлектрической проницаемости исследуемой структуры, т. е. $\varepsilon(\mathbf{r}') = \varepsilon_{aux}(\mathbf{r}')$. В таком случае простой перебор всех возможных значений начального приближения должен, пусть и в результате длительных расчетов, дать правильное значение. Однако, в процессе измерений неизбежно присутствуют погрешности. Кроме того, если речь идет о восстановлении непрерывной величины (функции), то она определяется, вообще говоря, бесконечным набором чисел (значений в точках оси абсцисс). Провести измерения при всех значениях измеряемого параметра даже в одномерной задаче невозможно, измерение же при конечном числе экспериментов приводит к потере данных. Поэтому часто обратные задачи называют задачами с существенно неполными данными. Тем самым подчеркивается тот факт, что через конечное число точек можно провести бесконечное множество кривых (не полиномов!). Это означает, что в случае задачи восстановления непрерывной функции необходимо, вообще говоря, иметь аналогичный объем информации о регистрируемых данных. В некоторых случаях неявно используется дополнительная априорная информация и может возникнуть иллюзия универсального метода. Поэтому перед практическим использованием методов решения обратных задач необходимо проведение тщательного анализа их возможностей и ограничений.

Также необходимо рассмотреть общие вопросы, связанные с информативным параметром. Наиболее широко в этой роли ранее использовалась частота. Т.е. регистрировались частотные

зависимости, например, коэффициентов отражения или прохождения от исследуемого объекта. Ключевую роль при этом играла нелинейная связь между измеряемыми величинами и частотой. Преимущественное использование частотных зависимостей также было связано с возможностями доступных технических средств измерения и обработки данных. Общая постановка задачи и окно интерфейса одной из программ, реализующих схему Ньютона-Канторовича [22, 30], показаны на рис. 1. В качестве альтернативы частоте было предложено использовать поляризационное состояние зондирующих и отраженных волн, расстояние до точечного источника в двумерных (иногда называемых плоскими) задачах либо совокупности этих параметров [22, 23, 25].

Еще один подход к решению обратных задач в частотной области опирается на привлечение методов теории оптимального управления и, в частности, принципа максимума Понтрягина. В рамках такого подхода для получения восстановления электромагнитных свойств плоскостной среды она облучается известным электромагнитным полем (рис. 1). Затем измеряется набор значений какой-либо из характеристик рассеянного поля, которую, как и ранее будем называть информативным параметром. (см. рис. 1).

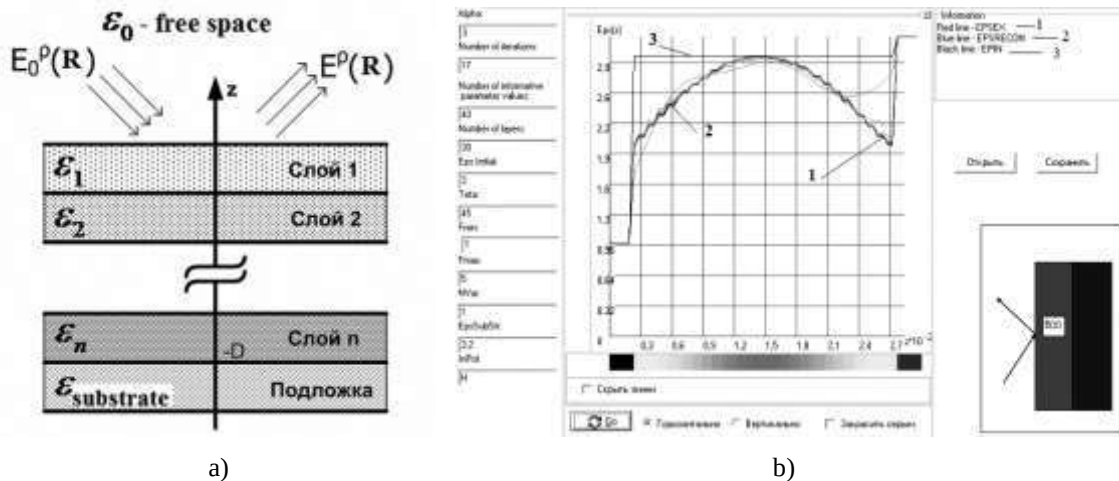


Рис. 1. Схема эксперимента по дистанционному зондированию плоскостной неоднородной структуры, лежащей на однородной подложке (а) и окно интерфейса программы (б).

Предполагается, что источники монохроматического ($\sim \exp(-i\omega t)$) поля расположены в свободной части пространства на конечном или бесконечном расстоянии от верхней границы. Они порождают зондирующую электромагнитную волну. Ее комплексная амплитуда – $\mathbf{E}_0(\mathbf{r})$. Далее, такая волна в результате взаимодействия с веществом слоя порождает поле внутри него и внешнее рассеянное поле $\mathbf{E}(\mathbf{r})$. В самой общей постановке в качестве регистрируемой характеристики может быть выбрана величина $u = M[\mathbf{E}(\mathbf{r})]$, где M – некоторый линейный либо нелинейный функционал, действующий по переменной $\mathbf{r}$. Если M – линейный функционал, то u будет комплексной величиной. Как пример можно привести значение проекции вектора $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ в точке наблюдения $\mathbf{r}_n$ на вектор $\mathbf{p}$, который характеризует поляризацию приемной антенны:

$$u = M[\mathbf{E}(\mathbf{r})] = \vec{p} \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}_n), \quad (3)$$

либо функционал более общего вида

$$u = \int_{S_{\perp}} \mathbf{l}(\mathbf{r}) \mathbf{E}(\mathbf{r}) dS_{\perp}, \quad (4)$$

где вектор-функция $\mathbf{l}(\mathbf{r})$ определяется характеристиками приемной антенны, $S_{\perp}$ – апертура антенны.

Схема решения опирается, как и в случае схемы Ньютона-Канторовича, на введение в рассмотрение вспомогательного объекта, занимающего ту же область пространства, что и исследуемая структура и обладающего в определенном смысле близкими параметрами. Если, как и в рамках рассмотренной выше схемы Ньютона-Канторовича, ввести в рассмотрение поправку к искомому профилю $\eta(\mathbf{r})$, то решение прямой задачи в рамках так называемого борновского приближения будет описываться уравнением:

$$\mathbf{E}(z) \approx \mathbf{E}_{aux}(z) + \int_{-D}^0 G_e(z, z') \mathbf{E}_{aux}(z') \eta(z') dz', \quad (5)$$

которое связывает функцию Грина G_e вспомогательной задачи и поле внутри вспомогательной структуры $\mathbf{E}_{aux}(z')$ с измеряемой величиной $\mathbf{E}(z)$. Существенная особенность такой формулировки задачи состоит в том, что решением является функция $\eta(\mathbf{r}) = 0$. Именно это позволяет привлечь всю мощь аппарата регуляризации, поскольку дает возможность построить вычислительные алгоритмы, «отбирающие» из всех возможных (в силу неполноты исходных данных) решений такие, которые наименее уклоняются от нуля. В этой части обе постановки задачи – схема Ньютона-Канторовича и принцип максимума Понтрягина, – совпадают. Подчеркнем, что второе слагаемое в (2) – как раз и отвечает за выбор из нескольких возможных вариантов решений функции, наименее уклоняющейся от нуля. Если же добавить к такому функционалу аналогичное слагаемое, но с производной $\eta'(\mathbf{r})$ от искомой функции, то алгоритм будет искать еще и наиболее гладкое из возможных решений. Отличия между двумя схемами начинаются с того, что при использовании принципа максимума Понтрягина регистрируемой (измеряемой) величиной служит модуль комплексной величины. Тогда, с учетом дополнительных очевидных обозначений задачу можно сформулировать относительно функции (поправки к пробному профилю) $\eta(z)$ как функции, доставляющей минимум функционалу:

$$\Phi[\eta(z)] = \sum_{k=1}^N \left(\left| g_k + \int_{-D}^0 L_k(z) \eta(z) dz \right|^2 - a_k^2 \right)^2 \quad (6)$$

Поэтому введем обозначения

$$\begin{aligned} d_k &= \operatorname{Re} g_k; & e_k &= \operatorname{Im} g_k; & a_k &= |h_k|; \\ \eta_1(z) &= \operatorname{Re} \eta(z); & \eta_2(z) &= \operatorname{Im} \eta(z); \\ L_k^1(z) &= \operatorname{Re} L_k(z); & L_k^2(z) &= \operatorname{Im} L_k(z) \end{aligned} \quad (7)$$

Переписав (6) в новых обозначениях, получим функционал, который нужно минимизировать, в виде

$$\begin{aligned} \Phi[\eta(z)] = \sum_{k=1}^N \left\{ \left(d_k + \int_{-D}^0 [L_k^1(z) \eta_1(z) - L_k^2(z) \eta_2(z)] dz \right)^2 + \right. \\ \left. + \left(e_k + \int_{-D}^0 [L_k^1(z) \eta_2(z) + L_k^2(z) \eta_1(z)] dz \right)^2 - a_k^2 \right\}^2. \end{aligned} \quad (8)$$

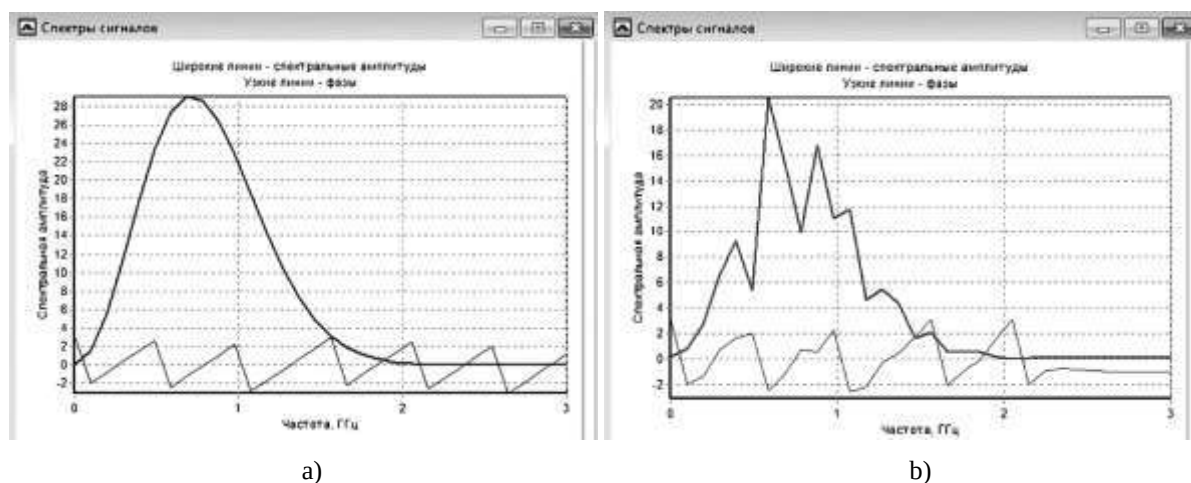
Далее можно использовать подход, предложенный в [31, 32] и развитый в [33] для преобразования задачи минимизации функционала в задачу поиска максимума специальным образом сконструированной функции Гамильтона. В итоге задача сводится к реализации пошагового итерационного алгоритма восстановления характеристик неоднородной среды, детально рассмотренного в [30, 33, 34].

Еще одно направление в постановке и решении обратных задач появилось относительно недавно после того, как широкое распространение получили радары подповерхностного зондирования (георадары). Физическую основу применения таких приборов для неразрушающего контроля и дистанционного зондирования составляют сверхширокополосные (СШП) сигналы и соответствующие методы регистрации и обработки таких импульсов [35]. При этом наряду с классическим подходом, базирующемся на использовании основного уравнения радиолокации, связывающего толщину слоя h , с задержкой сигнала Δt и диэлектрической проницаемостью материала ε (c – скорость света в свободном пространстве):

$$h = \frac{c}{2\sqrt{\varepsilon}} \Delta t \quad (9)$$

также были предложены подходы, предполагающие привлечение методов спектральной обработки СШП сигналов [36]. Конечной целью работ в этом направлении является создание вычислительных алгоритмов

обработки СШП импульсных сигналов для решения комбинированных задач, состоящих в определении толщины слоев и непрерывного распределения какого-либо физического параметра. В качестве примера можно привести такую практически важную задачу, как контроль текущего состояния конструкций дорожных одежд нежесткого типа. С математической точки зрения обратная задача в такой постановке заключается в необходимости определения толщины верхних слоев покрытия (материал: 1 – асфальтобетон мелкозернистый, 2 – асфальтобетон крупнозернистый, 3 – щебень) и распределения влаги в подложке (4 – песок) и основании (5 – грунт основания). В таком случае необходимо определить четыре числа – значения толщины верхних слоев и непрерывную функцию, описывающую распределение влаги в нижних слоях. Для оценки содержания влаги можно использовать значение диэлектрической проницаемости при условии предварительной калибровки. Суть калибровки заключается в проведении измерений и установлении связей между диэлектрической проницаемостью грунтов определенного типа и содержанием влаги в них [37]. В таком случае появляется возможность решения важных прикладных задач мониторинга текущего состояния автомобильных дорог [38]. С точки зрения физико-математического аппарата суть предложенного в [36] подхода заключается в применении классической временной обработки для определения толщины однородных верхних слоев и спектрального разложения к отраженным сигналам для дальнейшего использования схемы Ньютона-Канторовича в частотной области и восстановления непрерывного профиля распределения диэлектрической проницаемости слоев основания и подложки. Для первичной обработки импульсных сигналов с целью получения спектральных зависимостей может быть использована программа «GeoVizy» [36]. Окно интерфейса программы показано на рис. 2.



а – падающий модельный импульс, б – сигнал, отраженный от плоскостлой среды.

Рис. 2. Окно интерфейса программы «GeoVizy» при отображении результатов спектральной обработки импульсных сигналов.

Далее предполагается выделение парциальных сигналов, соответствующих отражению от нижних слоев конструкции и применение к ним алгоритма обработки данных в частотной области на основе схемы Ньютона-Канторовича [22], о которой говорилось выше.

ВЫВОДЫ

Таким образом, проведенный анализ методов и различных подходов к решению обратных задач рассеяния позволит глубже понять основы физико-математических моделей и алгоритмов обработки регистрируемых наборов данных. Понимание достоинств и ограничений методов, опирающихся на различные информативные параметры и сути физических процессов, связанных с использованием, например, поляризационного состояния зондирующего и отраженного импульсных сигналов легли в основу патентов Украины [39 – 41]. С вычислительной точки зрения проведенные численные эксперименты показали высокую эффективность предложенных методов и алгоритмов и позволили предложить пути дальнейшего совершенствования не только математического аппарата и соответствующих методов и алгоритмов, но и пути дальнейшего развития и совершенствования средств зондирования. Это, в первую очередь, относится к требованиям, предъявляемым к антеннам и, как результат, к форме и параметрам зондирующих импульсов. В таком случае полученные результаты помогут обеспечить решение важных практических задач и будут способствовать дальнейшему

развитию теоретических основ обработки и интерпретации наблюдаемых данных в случае зондирования сложных с электродинамической точки зрения структур.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Лаврентьев М.М. Многомерные обратные задачи для дифференциальных уравнений. / М.М. Лаврентьев, В.Г. Васильев., В.Г. Романов / Новосибирск, 1969. 66 с.
2. Tah-Hsiung Chu Wide-band microwave diffraction tomography under Born approximation / Tah-Hsiung Chu Ken -Yu Lee /IEEE Trans. on Antennas & Propagat.-1989.- Vol. AP-37. -No 4. -P.515-519.
3. Арсенин В.Я. Задачи вычислительной диагностики в медицине. В кн.: Некорректные задачи естествознания.-М.: Изд-во МГУ, 1987.- с.171-184.
4. Наттерер Ф. Математические аспекты компьютерной томографии.- М.: Мир, 1990.-288с.
5. Huang Lin Thermoacoustic tomography: A novel method for early breast tumor detection. / Huang Lin, Qi Weizhi, Xu Jinyu, Zhao Yuan, Chi Zihui, Wu Dan, Rong Jian, and Lai Dakun / X Acoust. Imaging Sens. 2015; N1, PP. 36–47. DOI 10.1515/phto-2015-0004
6. Hassan Akhouayri Quantitative Thermoacoustic Tomography with microwaves sources ./ Hassan Akhouayri, Maïtine Bergounioux, Anabela Da Silva, Peter Elbau, Amélie Litman, et al.. / Journal of Inverse and Illposed Problems, De Gruyter, 2016. P.1-21. <https://hal.archives-ouvertes.fr/hal-01267412/document>.
7. Miaad Aliroteh Microwave-induced Thermoacoustic tomography for subcutaneous vascular imaging. / Miaad Aliroteh ; Hao Nan ; Amin Arbabian./ Ultrasonics Symposium (IUS), Tours, France, 2016 IEEE International, 18-21 Sept. 2016, P. 1-4, DOI: 10.1109/ULTSYM.2016.7728643.
8. Ваньян Л.Л. Электромагнитные зондирования. — М. : Науч. мир, 1997. — 218 с.— ISBN 5-89176-018-5.
9. Хмелевский В.К. Электроразведка.-М.:Изд-во МГУ, 1984. -422с.
10. Дмитриев В.И. Обратные задачи электромагнитных методов геофизики.- / В.И. Дмитриев / В кн.: Некорректные задачи естествознания.-М.: Изд-во МГУ, 1987.- с.54-76.
11. Яковлев В.А. Прямые и обратные задачи в гидрооптике. / В.А. Яковлев / - СПб. РГГМУ, 2004. - 127 с.
12. Hee Jung Shin Ultrawideband Noise Radar Tomography: Principles, Simulation, and Experimental Validation / Hee Jung Shin, Ram M. Narayanan, Mark A. Asmuth, and Muralidhar Rangaswamy. / International Journal of Microwave Science and Technology, vol. 2016, Article ID 5787895, 21 pages, 2016. doi:10.1155/2016/5787895
13. Aleshin V. "Photometry of optical fields of upper layers of sea waters" / V.Aleshin, E.A.Tsvetkov, V.N.Ryabova, // Proc. SPIE, Ocean Optics XII, 1994, v.2558, p.682-684
14. Nondestructive Testing Methods and New Applications Edited by Mohammed Omar Published by InTech Janeza Trdine 9, 51000 Rijeka, Croatia, 2012, 264 P.
15. Yeh, P. L. Imaging of internal cracks in concrete structures using the surface rendering technique. / Yeh, P. L. & Liu, P. L.. / NDT & E International, Vol.42, No.3, 2009, pp. 181-187
16. Zhu, J. Y. Imaging concrete structures using air-coupled impactecho. // J. Y. Zhu & J. S. Popovics / ASCE Journal of Engineering Mechanics, Vol.133, No.6, 2007, pp. 628-640
17. Тихонов А.Н. Об устойчивости обратных задач / А.Н. Тихонов // Докл. АН СССР. 1943. Т. 39, № 5. С. 195-198.
18. Тихонов А.Н. Методы решения некорректных задач. / А. Н. Тихонов, В. Я. Арсенин // М., 1986. 287 с.
19. Тихонов А.Н. О решении некорректно поставленных задач и методе регуляризации / А.Н. Тихонов // Докл. АН СССР, 1963. Т. 151, № 3. С. 501-504.
20. Тихонов А.Н. Математические задачи компьютерной томографии. / А.Н.Тихонов, В.Я. Арсенин, А.А. Тимонов // М., 1987. 160 с.
21. Batrakov D.O. Solution of a General Inverse Scattering Problem Using the Distorted Born Approximation and Iterative Technique / D.O. Batrakov, N.P. Zhuck // Inverse Problems. – Feb., 1994. - vol.10, № 1. - P.39-54.
22. Zhuck N.P. Inverse scattering problem in the polarization parameters domain for isotropic layered media: solution via Newton-Kantorovich iterative technique / N.P Zhuck and D. O. Batrakov //Journal of Electromagnetic Waves and Applications, 1994, Vol. 8, No. 6, PP.759-779.
23. Батраков Д.О. Итерационное решение обратной задачи зондирования неоднородных сред в области значений поляризационных параметров. / Д.О. Батраков, Н.П. Жук// Радиотехника и электроника. - Москва. – 1993. - Т.38, №6. - С.1106-1114.
24. Батраков Д.О. Интерпретация данных зондирования слоистых структур на основе решения обратной задачи рассеяния электромагнитных волн. / Д.О. Батраков, Н.В. Будко, Н.П. Жук // Журнал технической физики. – 1994. - Т.64, № 1. - С. 152-161.

25. Батраков Д.О. Качество и эффективность обработки информации при радиоволновом контроле слоистонеоднородных диэлектриков многочастотным методом. / Д.О. Батраков // Дефектоскопия РАН. – 1998. - №8. - С.68-76.
26. Фельдбаум А.А. О синтезе оптимальных систем с помощью фазового пространства / А.А. Фельдбаум / Автоматика и телемеханика. 1955. -Т. 16. - №2.- С. 129-149.
27. Коробов В.И. Решение задачи синтеза с помощью функции управляемости / В.И. Коробов / Докл. АН СССР. 1979. - Т. 248. - №5. -С. 1051-1055.
28. Громов Ю.Ю. Специальные разделы теории управления. Оптимальное управление динамическими системами: учеб. пособие / Ю.Ю. Громов, Н.А. Земской, А.В. Лагутин, О.Г. Иванова, В.М. Тютюнник. – 2-е изд., стереотип. – Тамбов: Изд-во Тамб. гос. техн. ун-та, 2007. – 108 с. – ISBN 978-5-8265-0627-1.
29. Корн Г. Справочник по математике для научных работников и инженеров./ Г. Корн, Т. Корн / М.: Наука, 1974.— 832 с..
30. Батраков Д.О. Радиофизические модели дистанционного зондирования и диагностики. /Д.О. Батраков / Lambert Academic Publishing, Düsseldorf, Germany, 2017, 309 P. ISBN: 978-620-2-09485-6
31. Понтрягин Л. С. Математическая теория оптимальных процессов /Л. С. Понтрягин, В. Г. Болтянский, Р. В. Гамкрелидзе, Е. Ф. Мищенко // М.: Наука, изд. 4-е, 1983г., 392 стр.
32. Моисеев Н. Н. Численные методы в теории оптимальных систем. / Н. Н. Моисеев // – М.: Наука, 1971г., 424 стр.
33. Батраков Д. О. Об одном алгоритме решения обратной задачи рассеяния, основанном на использовании принципа максимума Понтрягина. / Батраков Д. О., Тарасов М. М. // – Депонировано в ГНТБ Украины 16.01.95г., 16 стр.
34. Batrakov D.O. Algorithm of solving inverse scattering problems using the Pontryagin maximum principle. / D.O. Batrakov, M.M. Tarasov // Radiotekhnika i Elektronika, 1999, V.44, №2, PP.137-142.
35. Pochanin G. P. Advances in Short Range Distance and Permittivity Ground Penetrating Radar Measurements for Road Surface Surveying, in: Advanced Ultrawideband Radar: Signals, Targets and Applications. / G. P. Pochanin, S. A. Masalov, V. P. Ruban, P. V. Kholod, D. O. Batrakov, A. G. Batrakova, S. N. Urdzik, O. G. Pochanin. //CRC Press - Taylor & Francis Group, London, 2016. 20-65. ISBN 9781466586574.
36. Батраков Д.О. Спектральный анализ импульсных электромагнитных полей в дистанционном зондировании и биомедицине / Д.О. Батраков, М.С. Антюфеева, А.В. Антюфеев // Вісник Харківського національного університету імені В.Н.Каразіна. – Х. : ХНУ, 2016. – вип. 25. – С. 21-25. – (Серія: «Радіофізика та електроніка»)
37. Батракова А.Г. Определение плотности и влажности грунтов земляного полотна методами георадиолокации / А.Г. Батракова, Д.О. Батраков // Дороги і мости: зб. наук. статей – К. : ДержНДІ ім. М. П. Шульгіна – 2006. – Вип. 5. – С. 15–35.
38. Методика комплексного моніторингу автомобільних доріг методами підповерхневого зондування : М 02071168-725:2013 – [Чинний від 2014-01- 01]. – К. : Державна служба автомобільних доріг України (Укравтодор), 2013. – 52 с. – (Методика).
39. Пат. 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.; заявник та патентотримувач Батраков Д.О., Урдзік С.М., Почанін Г.П., Батракова А. Г. – a201511191; заявл. 13.11.2015; опубл. 27.03.2017, Бюл. № 6/2017
40. Пат. 121495 Україна, (51) МПК E01C 23/00, G01R 29/08 (2006.01) Калібрування та видалення паразитних відбиттів при неруйнівному контролі верхнього шару асфальтобетону за допомогою георадара / Батраков Д.О., Батракова А. Г.; заявник та патентотримувач Харківський національний автомобільно-дорожній університет; Харківський національний університет ім. В. Н. Каразіна; Батраков Д.О., Батракова А. Г. – u201705479; 02.06.2017; опубл. 11.12.2017, Бюл. № 23/2017
41. Пат. 121483 Україна, (51) МПК E01C 23/00, G01R 29/08 (2006.01) Спосіб виявлення та визначення напрямку у тому числі і підповерхневих тріщин в асфальтобетонному покритті / Батраков Д.О., Батракова А. Г., Почанін Г.П., Орленко О.А.; заявник та патентотримувач Харківський національний автомобільно-дорожній університет; Харківський національний університет ім. В.Н. Каразіна; Батраков Д.О., Батракова А. Г., Почанін Г.П., Орленко О.А. – u201705440; заявл. 02.06.2017; опубл. 11.12.2017, Бюл. № 23/2017

УДК 621.574.4

СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ДВУХ АЛГОРИТМОВ ТОЛЩИНОМЕТРИИ ПЛОСКОСЛОИСТЫХ СРЕД С ПОМОЩЬЮ ИМПУЛЬСНЫХ ГЕОРАДАРОВ

Д.О. Батраков¹, У Диюн¹, К.С. Белошенко¹, М.С. Антюфеева¹,
А.Г. Батракова²

¹ Харьковський національний університет імені В. Н. Каразіна, факультет радіофізики, біомедицинської електроніки та комп'ютерних систем
пл. Свободи 4, Харків, 61022, Україна
E-mail: rff_bat5@yahoo.com

² Харьковський національний автомобільно-дорожній університет.
ул. Ярослава Мудрого 25, Харків, 61001, Україна
Поступила в редакцію 10 мая 2018 г.

Проведен сравнительный анализ двух методов обработки сверхширокополосных сигналов импульсных георадаров в процессе мониторинга текущего состояния нежестких дорожных одежд. Подтверждена высокая эффективность обследований автомобильных дорог с помощью георадарных комплексов, установленных на автомобиле-лаборатории. Применение георадаров обеспечивает низкую себестоимость мониторинга за счет с одной стороны возможности получения первичных данных при движении автомобиля-лаборатории со скоростью транспортного потока, а с другой стороны – за счет исключения таких дорогостоящих операций контроля как отбор кернов и вырубки покрытия. Также установлены преимущества применения преобразования Гильберта и интегрального преобразования для обеспечения надежного и удобного разделения парциальных импульсов в сложных сигналах, отраженных от плоскостойких сред с близко расположенными внутренними границами (тонкими слоями). Указаны практические критерии пределов применения визуальной обработки сигналов и практические рекомендации по дальнейшему усовершенствованию алгоритмов интерпретации массивов георадарных данных.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: толщинометрия, георадары, подповерхностное зондирование, импульсные сигналы

Проведено порівняльний аналіз двох методів обробки надширокосмугових сигналів імпульсних георадарів в процесі моніторингу поточного стану нежорстких дорожніх одягів. Підтверджено високу ефективність обстежень автомобільних доріг за допомогою георадарних комплексів, встановлених на автомобілі-лабораторії. Застосування георадарів забезпечує низьку собівартість моніторингу за рахунок з одного боку можливості отримання первинних даних при русі автомобіля-лабораторії зі швидкістю транспортного потоку, а з іншого боку - за рахунок виключення таких дорогих операцій контролю як відбір кернів і вирубки покриття. Також встановлено переваги застосування перетворення Гільберта і інтегрального перетворення для забезпечення надійного і зручного розділення парціальних імпульсів в складних сигналах, відбитих від плоскошаруватих середовищ з близько розташованими внутрішніми границями (тонкими шарами). Вказані практичні критерії меж застосування візуальної обробки сигналів і практичні рекомендації щодо подальшого удосконалення алгоритмів інтерпретації масивів георадарних даних.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: товщинометрія, георадари, підповерхнєве зондування, імпульсні сигнали

A comparative analysis of two methods for processing ultra-wideband signals of pulsed ground penetrating radar during monitoring the current condition of non-rigid pavements was provided. The high efficiency of inspections of highways with the help of GPR systems installed on the automobile laboratory was confirmed. The use of georadars ensures low monitoring cost due to the possibility of obtaining primary data while car-laboratory moves at a speed of traffic flow, and on the other hand, by eliminating such costly control operations as core sampling and cutting of the pavement. The advantages of using the Hilbert transform and integral transform to ensure reliable and convenient separation of partial pulses in complex signals reflected from plane-layered media with closely spaced internal boundaries (thin layers) are also established. The practical criteria for the limits of the application of visual signal processing and practical recommendations for the further improvement of algorithms for the interpretation of GPR data arrays are indicated.

KEY WORDS: thickness measurement, GPR, subsurface sounding, impulse signals

ВВЕДЕНИЕ

Развитие таких эффективных средств дистанционного зондирования, как импульсные георадары, привлекает внимание многих исследователей к решению задач разработки новых и повышения эффективности существующих методов обработки первичной информации и интерпретации получаемых данных [1-6]. Изначально такие задачи сводились к определению пространственного распределения неизвестных коэффициентов (например, диэлектрической проницаемости) в известных уравнениях (краевых задачах) по наборам регистрируемых в дальней зоне решений (полей) [1, 2]. Это наиболее общая постановка задачи, поскольку допускает восстановление свойств не только дискретных (кусочно-

непрерывных), но и непрерывных профилей (распределений). С математической точки зрения такие задачи, вообще говоря, принадлежат классу так называемых некорректных задач, что вызвано неполнотой исходных данных и, как следствие, неустойчивостью решений и невозможностью получить единственное решение. Однако в одном важном частном случае – кусочно-постоянного распределения диэлектрической проницаемости при условии, что потерями можно пренебречь (с физической точки зрения – это плоскостойкая среда с конечным числом слоев конечной толщины на полубесконечной подложке) задача упрощается и может быть поставлена в математически корректной формулировке [4]. Подчеркнем, что в такой постановке речь идет о задаче существенно меньшей размерности – требуется определить $2N+1$ чисел: значений толщины и диэлектрической проницаемости N слоев и еще одно число – значение диэлектрической проницаемости полубесконечной подложки. Кроме того, использование так называемых видеоимпульсов (импульсов без несущей) позволяет применить алгоритм пошагового восстановления толщины и диэлектрической проницаемости слоев, начиная с наружной границы. Такой алгоритм подробно изложен в [7-9]. Суть алгоритма состоит в первичной калибровке – определении сигнала прямого прохождения и отражения от листа металла (для использования затем в качестве зондирующего сигнала). Далее осуществляется пошаговый процесс определения значений диэлектрической проницаемости и толщины слоев, начиная от наружной границы среды. Для относительно небольшого числа слоев (3-5), толщина которых соизмерима с пространственным размером импульса и при возможности пренебречь поглощением такой подход позволяет получить, и притом единственное, решение задачи толщинометрии. Еще одной актуальной прикладной задачей является поиск внутренних неоднородностей в плоскостойких средах. Модели неоднородностей могут соответствовать как дефектам (подповерхностные трещины, расслоение – нарушение контакта между слоями, полости), так и различным коммуникациям или инженерным конструкциям (кабели, трубы, дренаж) [5, 6, 10].

Для решения задач этого класса предложено большое число различных методов и алгоритмов обработки информации. Они основаны на базовой модели и нескольких фундаментальных формулах, которые, по сути, являются формулами Френеля, записанными в той или иной форме. Однако с точки зрения практической реализации (с точки зрения конечного пользователя, например, дорожного инженера) возникает естественный вопрос об эффективности, точности и достоверности соответствующих методов и алгоритмов обработки информации. Понятно, что простого и однозначного ответа на такой вопрос не существует ввиду значительного разнообразия как самих методов, так и технических средств, и исследуемых конструкций. Это значит, что возможен лишь сравнительный анализ основных подходов с целью выбора наиболее адекватного метода обработки информации в соответствии со спецификой конкретной задачи и имеющимися техническими средствами. Поэтому **целью** настоящей работы является проведение такого анализа в отношении двух методов, предложенных первоначально в работах [5] и [8, 9].

РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ ТОЛЩИНОМЕТРИИ И ДЕФЕКТОСКОПИИ НА ОСНОВЕ АНАЛИЗА АМПЛИТУД И ЗАДЕРЖЕК

В данном разделе рассмотрим подход к решению задачи контроля текущего состояния покрытий автомобильных дорог, предложенный в работе [5]. Авторы используют систему из двух георадаров с так называемой воздушной связью (air-coupled) с центральными частотами 1 и 2 ГГц и четырех георадаров с так называемыми «заземленными» (ground-coupled) антеннами с центральной частотой 300 МГц. Первые две антенны использовались для определения толщины верхних слоев покрытия асфальтобетона и поиска дефектов в них. В современных условиях при измерениях георадарами на автомобильных дорогах необходимо учитывать электромагнитный фон (out-of-band environment noise) и наличие так называемого сигнала прямого прохождения. Последний представляет собой часть мощности зондирующего сигнала, которая проникла на вход приемной антенны. С точки зрения радиолокации проблема заключается в невозможности разделения сигнала прямого прохождения и сигнала, отраженного от наружной границы зондируемой среды, поскольку время прохождения сигнала между излучающей апертурой антенны и внешней поверхностью среды (в двух направлениях) соизмеримо с длительностью импульса. В таком случае понятно, что часть излучаемого сигнала будет накладываться на приходящий в антенну отраженный сигнал. По этой же причине использование одной приемопередающей антенны приводит к необходимости переключения антенны в режим приема до окончания излучаемого импульса. Задачу учета сигнала прямого прохождения, как правило во всех случаях [5, 8, 9], решают стандартным методом – записывают сигнал, полученный при ориентации антенн в свободное пространство (рис. 1) и затем вычитают его из всех остальных сигналов. Кроме того, при необходимости можно провести удаление постоянной составляющей тока, не несущей никакой полезной информации. Стандартная процедура такой операции состоит в вычислении среднего значения сигнала по всему окну развертки и последующего вычитания полученного значения из всех сигналов. С точки зрения оператора

это приводит к смещению горизонтальной средней линии сигнала к нулевому уровню. Иными словами, после такой операции среднее значение сигналов должно быть равным нулю, что соответствует физической сути процесса зондирования. С математической точки зрения эта процедура описывается формулой:

$$U_m = U_{reg,m} - \frac{1}{N_{max}} \sum_{n=1}^{N_{max}} u_n, \quad m = 1, 2, \dots, N_{max}. \quad (1)$$

где: U_m , $U_{reg,m}$, u_n , N_{max} – результирующее значение уровня сигнала в отсчете с номером m , зарегистрированное значение уровня сигнала в отсчете с номером m , текущие значения в точках отсчетов при регистрации сигналов и максимальное число отсчетов за время развертки соответственно.



Рис. 1. Георадар «TRF-1» во время регистрации сигнала прямого прохождения (а) и записи сигнала, отраженного от листа металла (b).

Следующий шаг – регистрация зондирующего сигнала. Поскольку для проведения корректной обработки нужно именно распределение сигнала, который бы попал в приемный тракт от передающей антенны, то наиболее распространенным способом регистрации такого сигнала является запись сигнала, отраженного от листа металла, при условии, что антенный блок находится на том же расстоянии от листа, что и наружная поверхность исследуемой среды при дальнейшем зондировании. Эту операцию иногда называют калибровкой [5], несмотря на то, что в некоторых случаях такое название может привести к недоразумениям. Следующие две распространенные операции – фильтрация и коррекция амплитуд. Фильтрация может представлять как стандартную процедуру оконной фильтрации, так и более специализированные и сложные методы коррекции свойств (характеристик) сигналов. Коррекция – как правило, специфическое изменение амплитуды сигнала. В [5] авторы под термином коррекция подразумевают изменение амплитуды для компенсации эффекта отклонения реальной формы фронта импульса от плоской и другие эффекты, связанные с отличием значений амплитуды сигналов от теоретических моделей. В качестве функции, описывающей изменение энергии зондирующей электромагнитной волны в [5] предложено использовать амплитудную функцию следующего вида:

$$A(R) = G(R)A_0 \exp(-\alpha R) \quad (2)$$

где: A_0 , α , $G(R)$ – начальная амплитуда сигнала в апертуре антенны, множитель, отвечающий за ослабление сигнала и функция, описывающая ослабление амплитуды при распространении сигнала. В качестве такого множителя авторы в [5] принимают функцию вида:

$$G(R) = \frac{1}{R} \quad (3)$$

и предлагают по сути домножать измеренные в процессе эксперимента значения амплитуды сигналов на величину $1/G(R)$. Затем авторы применяют так называемый метод локализации границы слоя (*Layer Localization Method*), основанный на обработке нескольких подобных сигналов и последующем выделении отметки о границе. Это возможно благодаря высокой частоте повторения зондирующих импульсов, что приводит в конечном итоге к наличию нескольких идентичных сигналов, отраженных от

одного участка поверхности. Далее эти сигналы используются для повышения надежности работы алгоритма определения места расположения сигналов от внутренних границ на временной оси. На следующем шаге производится обработка зарегистрированных сигналов на основе формул Френеля для коэффициентов отражения и прохождения плоской волны через границу раздела слоев плоскостойкой среды. Для расчетов амплитуд поля на внутренних границах авторы используют итоговую формулу следующего вида:

$$A_n = A_m \frac{\sqrt{\varepsilon_{r,n}} - \sqrt{\varepsilon_{r,n+1}}}{\sqrt{\varepsilon_{r,n}} + \sqrt{\varepsilon_{r,n+1}}} \cdot \left[\prod_{i=0}^{n-1} (1 - \gamma_i^2) \right] \quad (4)$$

где A_m – амплитуда падающего сигнала. Таким образом для диэлектрической проницаемости слоя с номером n следует соотношение:

$$\varepsilon_{r,n} = \varepsilon_{r,n-1} \left(\frac{1 - \left(\frac{A_0}{A_m} \right)^2 - \sum_{i=1}^{n-2} \gamma_i \frac{A_0}{A_m} - \frac{A_{n-1}}{A_m}}{1 - \left(\frac{A_0}{A_m} \right)^2 - \sum_{i=1}^{n-2} \gamma_i \frac{A_0}{A_m} + \frac{A_{n-1}}{A_m}} \right)^2, \quad \forall n = 2, \dots, N. \quad (5)$$

После определения диэлектрической проницаемости среды за соответствующей границей можно вычислить толщину слоя за ней. Для этого используется стандартное уравнение радиолокации, которое в данном случае удобно записать в виде:

$$d_n = \frac{v \cdot \Delta t_n}{2} = \frac{c \cdot \Delta t_n}{2 \cdot \sqrt{\varepsilon_n}}, \quad (6)$$

где: c , Δt_n , ε_n , d_n – скорость света в свободном пространстве, задержка, т.е. время прохождения сигнала от наружной границы к внутренней и обратно, диэлектрическая проницаемость материала слоя с номером n , и значение толщины этого слоя.

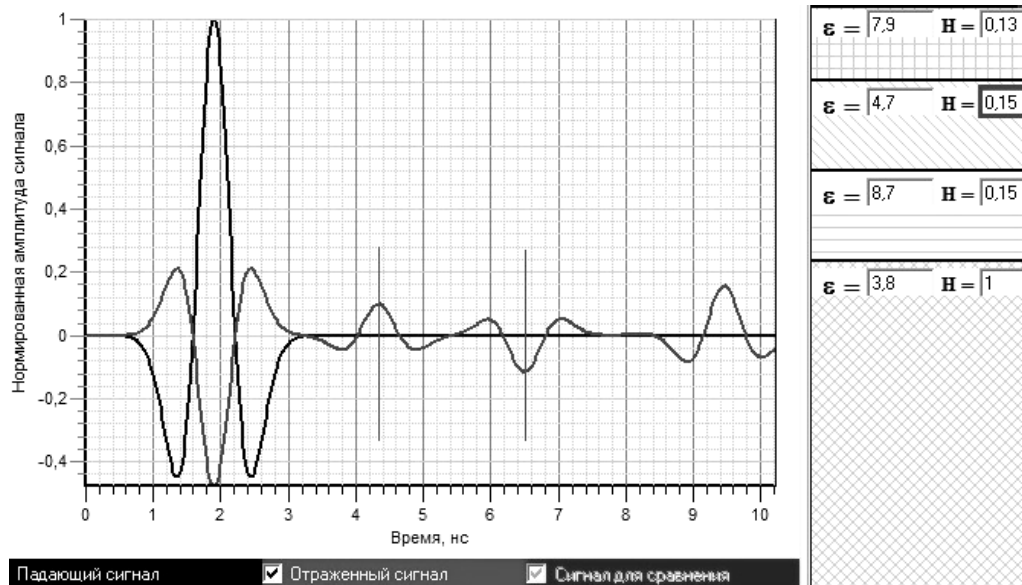
Однако использованные антенные блоки не позволяют исключить влияние переменных источников посторонних сигналов, например, сигналов операторов сотовой связи. Трудность заключается именно в изменяющемся характере этих сигналов. Поэтому если даже вычесть такой сигнал в процессе калибровки, то затем его изменение уже не будет учтено корректно, что может привести к серьезным ошибкам в результатах интерпретации полученных данных. Поэтому на кафедре теоретической радиофизики ХНУ имени В.Н. Каразина был изготовлен георадар «TRF-1» со специализированным антенным блоком (рис.1). В следующем разделе кратко рассмотрены его основные особенности.

ПРИМЕНЕНИЕ СПЕЦИАЛИЗИРОВАННОГО АНТЕННОГО БЛОКА ГЕОРАДАРА «TRF-1» ДЛЯ КОНТРОЛЯ ТЕКУЩЕГО СОСТОЯНИЯ АВТОМОБИЛЬНЫХ ДОРОГ

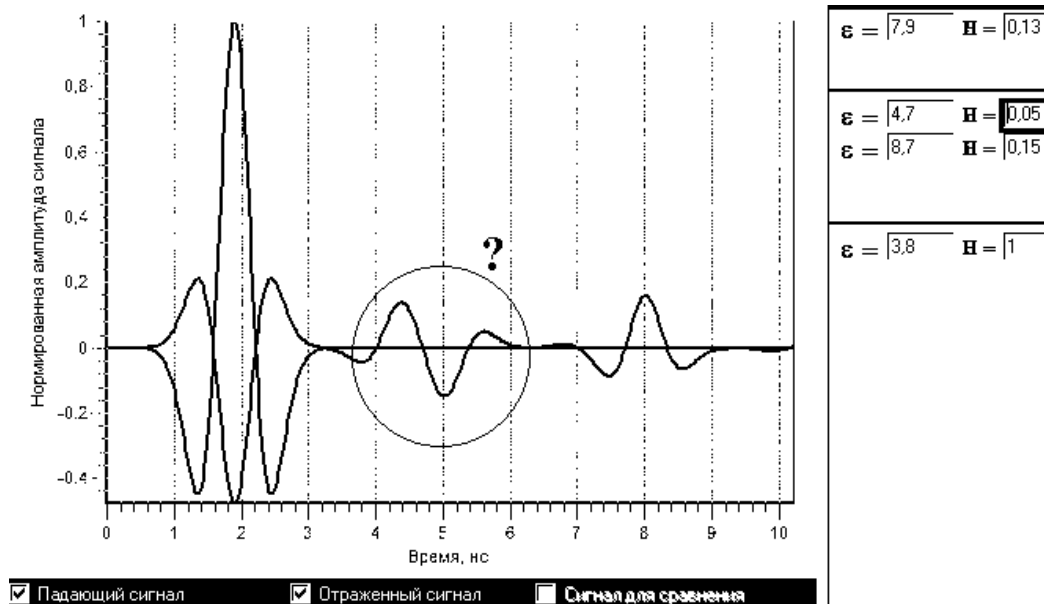
Детальное обсуждение основных физических принципов, положенных в основу работы антенного блока георадара «TRF-1», приведено в [7]. Поэтому теперь мы лишь кратко остановимся на основных отличиях и преимуществах такой системы. Антенный блок георадара «TRF-1» состоит из одной передающей и двух приемных дипольных антенн типа бабочка. Основная особенность такой конструкции в том, что приемные антенны расположены симметрично по отношению к передающей антенне и подключены таким образом, чтобы обеспечить автоматическое вычитание мощного сигнала прямого прохождения от передающей антенны. Кроме того, наличие двух антенн, включенных «навстречу» друг другу, обеспечивает и автоматическое вычитание сигналов, пришедших из направлений, близких к плоскости симметрии антенны. Иными словами, при зондировании дорожных покрытий сигналы, приходящие от источников, расположенных поблизости и на небольшой высоте от поверхности земли, также будут автоматически вычитаться из полезных сигналов, которые приходят в направлении нормали к плоскости антенн. Еще одна особенность состоит в привлечении для обработки данных двух дополнительных преобразований – преобразования Гильберта и специального интегрального преобразования [12]. Возможности обработки сигналов с привлечением преобразования Гильберта изложены в работе [11], а особенности второго интегрального преобразования – в [12]. Эти преобразования играют полезную роль в ситуациях, когда результирующий импульсный сигнал представляет собой суперпозицию нескольких сигналов, отраженных от среды из электрически тонких слоев. В таком случае сигнал будет иметь несколько локальных экстремумов. Результаты моделирования и обработки сигналов показаны на рис. 2, 3. Введем в рассмотрение параметр «электрическая толщина

слоя» L_e и параметр «пространственный размер импульса» D_l , связанные с геометрической толщиной слоя d , его диэлектрической постоянной ϵ и длительностью импульса T_l соотношениями:

$$L_e = d \cdot \sqrt{\epsilon}; \quad D_l = c T_l \cdot \sqrt{\epsilon} . \quad (7)$$



а)



б)

Рис. 2. Результаты моделирования отражения импульсных сигналов от «электрически толстых» слоев (а) и при наличии одного «электрически тонкого» слоя (б).

При условии, что электрическая толщина слоев больше, чем пространственный размер импульса, на временном разрезе отраженного сигнала наблюдаются отдельные отметки от сигналов, отраженных от разных внутренних неоднородностей (границ) – рис. 2 а. Эти отметки можно легко различить и идентифицировать. Для удобства справа отображены значения толщины (H) и диэлектрической постоянной ϵ слоев. Всего в конструкции три слоя на полубесконечной подложке. Однако ситуация существенно изменяется, когда электрическая толщина хотя бы одного слоя становится меньше пространственного размера импульса. В таком случае на экране происходит взаимное перекрытие различных импульсов, и картина выглядит, как на рис. 2 б.

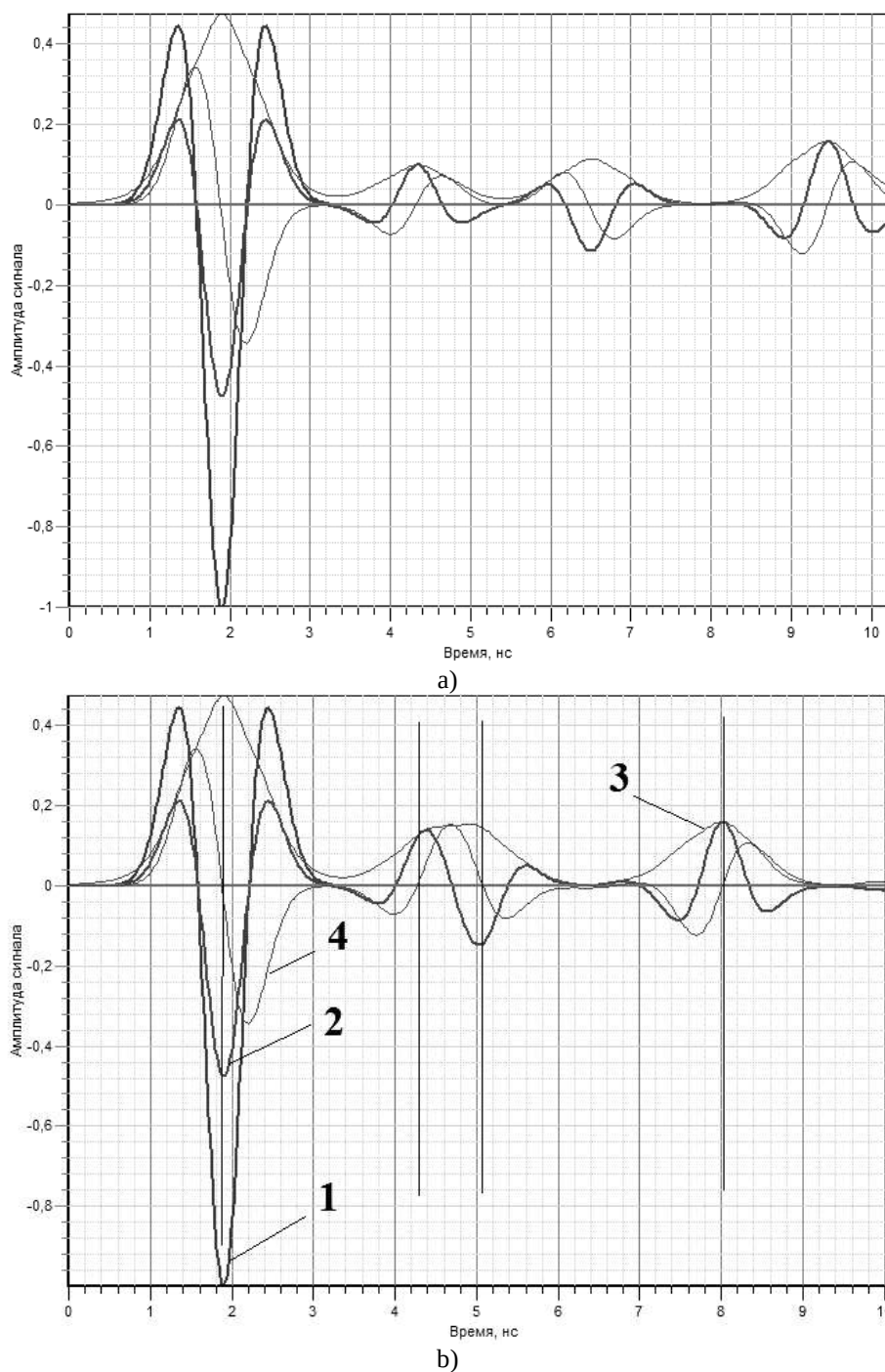


Рис. 3. Зондирующий импульс (1) и отраженный сигнал (2), а также результаты применения к отраженному сигналу преобразования Гильберта (3) и интегрального преобразования (4) для структуры с «электрически толстыми» слоями (а) и «электрически тонкими слоями» (b).

Очевидно, что даже визуальный анализ оператором такого распределения является существенно более сложной задачей, не говоря уже о получении количественных оценок. В то же время, обработка сигналов с применением преобразования Гильберта позволяет легко определить положение максимумов однополярной кривой 3 на рис. 2 а. Однако, как видно на рис. 3 b, при наличии электрически тонкого слоя (второй слой в конструкции толщиной 5 см. и с $\varepsilon = 4.7$ (рис. 2 b) на графике имеются два близко расположенных максимума, идентификация которых теперь затруднена. В таком случае помогает применение интегрального преобразования, суть которого, в отличие от предложенного в [12], где применяется двукратное интегрирование, заключается в однократном интегрировании отраженного сигнала по времени [9]. Смысл такой обработки состоит в вычислении интеграла с переменным верхним

пределом от функции $f(t)$ распределения импульсного сигнала по времени:

$$F(t_i) - F(t_0) = \int_{t_0}^{t_i} f(t) dt = h \times \sum_{n=1}^{N-1} \frac{(f(t_i) + f(t_{i+1})))}{2}, \quad (8)$$

где целочисленная величина N – количество разбиений интервала интегрирования, а h – шаг интегрирования – вычисляется по формуле:

$$h = \frac{t_i - t_0}{N}. \quad (9)$$

Результирующие данные операций интегрирования получались также в виде массива $F(t)$, причем для каждого последующего элемента массива интеграл методом трапеций вычислялся с увеличенным значением верхнего предела, нижний предел оставался равным нулю. В итоге на рис. 3 б слева от главного максимума на отметке 1.85 нс четко видно три отметки пересечения кривой 4 с осью абсцисс (эти отметки на 4.15, 5.05 и 8.01 нс.). Наличие таких объективных результатов обработки позволяет реализовать процесс обработки данных неразрушающего контроля дорожных покрытий автоматически в режиме реального времени. Авторы надеются в ближайшем будущем опубликовать соответствующие результаты. Более детально с уже имеющимися результатами в данном направлении заинтересованный читатель может ознакомиться в работах [13-18].

ВЫВОДЫ

Проведенный сравнительный анализ двух методов обработки сверхширокополосных сигналов импульсных георадаров в процессе мониторинга текущего состояния нежестких дорожных одежд показал:

- высокую эффективность обследований автомобильных дорог общего пользования с помощью георадарных комплексов, установленных на автомобиле-лаборатории;
- низкую себестоимость мониторинга за счет, с одной стороны, возможности получения первичных данных при движении автомобиля-лаборатории со скоростью транспортного потока, а с другой стороны – за счет исключения таких дорогостоящих операций контроля как отбор кернов и вырубки покрытия;
- возможность построения алгоритмов интерпретации данных в режиме реального времени и включения получаемых результатов в базы данных, для обслуживания современных геоинформационных технологий.

Также установлены преимущества применения преобразования Гильберта и специального интегрального преобразования для обеспечения надежного и удобного разделения парциальных импульсов в сложных сигналах, отраженных от плоскостойких сред с близко расположенными внутренними границами (тонкими слоями). Указаны практические критерии пределов применения визуальной обработки сигналов и практические рекомендации по дальнейшему усовершенствованию алгоритмов интерпретации массивов георадарных данных.

При обработке и численном моделировании использованы модули «Моделирование распространения сигнала» и «Анализ сигналов» программы «GeoVizu», разработанной на кафедре теоретической радиофизики Харьковского Национального университета имени В.Н. Каразина факультета радиофизики биомедицинской электроники и компьютерных систем.

http://www.univer.kharkov.ua/ru/departments/radiophysics/radiophysics_about

Собственный сайт : <http://rbecs.karazin.ua/>

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Batrakov D.O., Zhuck N.P. Solution of a General Inverse Scattering Problem Using the Distorted Born Approximation and Iterative Technique. Inverse Problems. - Feb., 1994. - vol.10, № 1. - P.39-54.
2. Батраков Д.О. Качество и эффективность обработки информации при радиоволновом контроле слоистонеоднородных диэлектриков многочастотным методом. Дефектоскопия РАН. – 1998. – N8. – С.68-76.
3. Loizos A. Accuracy of pavement thicknesses estimation using different ground penetrating radar analysis approaches./ Loizos A.; Plati C. / NDT E Int. 2007, 40, 147–157.
4. Oliveira D.B. A well posed inverse problem for automatic pavement parameter estimation based on GPR data. / Oliveira D.B.; Vieira D.A.G.; Lisboa A.C.; Goulart F./ NDT E Int. **2014**, 65, 22–27.
5. Dong Z. Rapid Detection Methods for Asphalt Pavement Thicknesses and Defects by a Vehicle-Mounted Ground Penetrating Radar (GPR) System. / Dong Z.; Ye S.; Gao Y.; Fang G.; Zhang X.; Xue Z.; Zhang T. /

- Sensors 2016, 16(12), 2067; <https://doi.org/10.3390/s16122067>. <http://www.mdpi.com/1424-8220/16/12/2067>
6. Solla M. Approach to identify cracking in asphalt pavement using GPR and infrared thermographic methods: Preliminary findings. / Solla, M.; Lagüela, S.; González-Jorge, H.; Arias, P./ NDT E Int. 2014, 62, 55–65.
 7. Pochanin, G. P.; Masalov, S. A.; Ruban, V. P.; Kholod, P. V.; Batrakov, D. O.; Batrakova, A. G.; Urdzik, S. N.; Pochanin, O. G., Advances in Short Range Distance and Permittivity Ground Penetrating Radar Measurements for Road Surface Surveying, in: Advanced Ultrawideband Radar: Signals, Targets and Applications. CRC Press - Taylor & Francis Group, London, 2016. 20-65. ISBN 9781466586574.
 8. Батраков Д.О. Определение толщин слоев дорожной одежды методом георадиолокационного зондирования / Д.О. Батраков, А.Г. Батракова, Д.В. Головин, О.В. Кравченко, Г.П. Почанин // Физические Основы Приборостроения, 2014, Том 3, №2, с. 46-57.
 9. Батраков Д.О. Обработка импульсных сигналов при толщинометрии биологических тканей и неразрушающем контроле / Д.О. Батраков // Вісник Харківського національного університету імені В.Н.Каразіна. – Х. : ХНУ, 2016. – вип. 25. – С. 48-52. – (Серія: «Радіофізика та електроніка»)
 10. Pérez-Gracia V. GPR evaluation of the damage found in the reinforced concrete base of a block of flats: A case study. / Pérez-Gracia, V.; García, F.G.; Abad, I.R./ NDT E Int. 2008, 41, 341–353.
 11. Batrakov D.O. Hilbert transform application to the impulse signal processing / D.O. Batrakov, A.G. Batrakova, D.V. Golovin, A.A. Simachev // «UWBUSIS'2010» : 5th International Conference on Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals, 6-10 September, 2010, Sevastopol, Ukraine : Proceedings. – Sevastopol, 2010. – P. 113–115.
 12. Astanin L. Yu. The structural features of ultrawideband signals / L. Yu. Astanin, M. V. Kipke, V. V. Kostyleva // Proceedings of UWBUSIS'2008 – Sevastopol, Ukraine. – 2008. – 15-19 September, P. 180-182.
 13. Ground penetrating radar, theory and applications / [Jol Harry M. (Editor)]. – Amsterdam : Elsevier B.V., 2009. – 508 p.
 14. Saarenketo T. Road evaluation with ground penetrating radar / T. Saarenketo, T. Scullion // Journal of Applied Geophysics. – 2000. – Vol. 43. – P. 119–138.
 15. Владов М.Л. Введение в георадиолокацию : учеб. пособие [для студ. высш. уч. завед.] / Владов М.Л., Старовойтов А.В. – М. : МГУ, 2004. – 153 с.
 16. Батраков Д.О. Сравнительный анализ итерационного и генетического алгоритмов решения обратных задач рассеяния / Д.О. Батраков, Д.В. Головин, О.Д. Батраков // Вестник ХНУ - радиофизика и электроника, 2013, № 1067, вып. 22, с. 82-85.
 17. Batrakov D.O. GPR data processing for evaluation of the subsurface cracks in road pavements / Dmitry O. Batrakov; Mariya S. Antyufeyeva; Alexandr V. Antyufeyev; Angelika G. Batrakova // 2017 9th International Workshop on Advanced Ground Penetrating Radar (IWAGPR), Year: 2017, Pages: 1 – 6, Edinbourg, Scotland, IEEE Conference Publications DOI: [10.1109/IWAGPR.2017.7996072](https://doi.org/10.1109/IWAGPR.2017.7996072)
 18. Пат. 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.; заявник та патентотримувач Батраков Д.О., Урдзік С.М., Почанін Г.П., Батракова А. Г. – а201511191; заявл. 13.11.2015; опубл. 27.03.2017, Бюл. № 6/2017 <http://base.ukrpatent.org/searchINV/search.php?action=search>

УДК 537.86

РОЗПІЗНАВАННЯ ОБ'ЄКТІВ ПІД ПОВЕРХНЕЮ ЗЕМЛІ ПРИ НАДШИРОКОСМУГОВІЙ РАДІОІНТРОСКОПІЇ ЗА ДОПОМОГОЮ ШТУЧНИХ НЕЙРОННИХ МЕРЕЖ

О. М. Думін¹, В. А. Плахтій¹, О. А. Прищенко¹, Д. В. Ширококорд²

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

E-mail: dumin@karazin.ua

²Запорізький національний технічний університет, 69063, м. Запоріжжя, вул. Жуковського, 64

E-mail: hoveringphoenix@gmail.com

Надійшла до редакції 22 травня 2018 р.

Задача розпізнавання об'єктів під землею вирішується шляхом застосування штучних нейронних мереж, що аналізують характеристики відбитого імпульсного електромагнітного поля. Поверхня землі, що приховує ідеальнопровідний об'єкт, опромінюється надширокосмуговою плоскою хвилею із часовою формою у вигляді функції Гауса. Часові залежності відбитого поля над поверхнею землі отримуються шляхом використання методу кінцевих різниць у часовому просторі. В якості вхідних даних для багатосарової штучної нейронної мережі використовуються нормовані амплітуди електричної компоненти поля у визначених точках спостереження, розраховані із постійним часовим кроком. Як приклад об'єкта для дослідження розглядається металева труба під поверхнею ґрунту, що розташована на різних глибинах.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: імпульсна електромагнітна хвиля, розпізнавання об'єктів, підповерхневий радар, надширокосмугова радіолокація, штучна нейронна мережа

The problem of underground object recognition is solved by the use of artificial neural network that analyses the characteristics of reflected impulse electromagnetic field. The surface of ground which hides a perfectly conducted object is irradiated by ultrawideband plane wave with Gaussian time form. The time dependences of reflected field above the ground surface are received by means of finite difference time domain method. The normalized amplitudes of electric component of field in definite points of observation calculated for constant time step are used as input data for multilayer artificial neural network. Metal tube under the ground surface buried at different depths is considered as an example of the object for investigation.

KEY WORDS: impulse electromagnetic wave, object recognition, ground penetrating radar, ultrawideband radiolocation, artificial neural network

Задача распознавания объектов под землей решается путем применения искусственных нейронных сетей, которые анализируют характеристики отраженного импульсного электромагнитного поля. Поверхность земли, которая скрывает идеальнопроводящий объект, облучается сверхширокополосной плоской волной с временной зависимостью в виде функции Гаусса. Временные зависимости отраженного поля над поверхностью земли получают путем использования метода конечных разностей во временной области. В качестве входных данных для многослойной искусственной нейронной сети используются нормированные амплитуды электрической компоненты поля в определенных точках наблюдения, рассчитанные с постоянным временным шагом. В качестве примера объекта для исследования рассматривается металлическая труба под поверхностью грунта, расположенная на разных глубинах.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: импульсная электромагнитная волна, распознавание объектов, подповерхностный радар, сверхширокополосная радиолокация, искусственная нейронная сеть

ВСТУП

Виявлення та розпізнавання об'єктів, локалізованих у складних середовищах, таких як ґрунти різних видів, є актуальними задачами для цілого ряду практичних застосувань [1]. Використання надширокосмугових радіолокаторів є перспективним через великі втрати в середовищі розповсюдження електромагнітної хвилі [2]. Завдяки дуже широкому діапазону частот робочого діапазону [3], такі радары забезпечують значно більшу роздільну здатність та глибину проникнення в середовище із втратами у порівнянні з традиційним радаром [4]. Ідея імпульсного радара, який випромінює електромагнітну хвилю без певної несучої частоти, була запропонована Куком 60 років тому [6], але низка складних наукових та технічних проблем стримувала розвиток цього напрямку [7].

З'ясування положення об'єкту та його розпізнавання потребує застосування складних математичних методів для компенсації браку вхідних даних та численних завад. Тому необхідно використовувати більш зручні та швидкі методи розпізнавання, наприклад, підхід, побудований на принципах обробки інформації, реалізованої в корі головного мозку тварин [8]. Розуміння загального механізму дії нейронів головного мозку [9] дозволило побудувати штучні нейронні мережі, які мають майже необмежені можливості в апроксимації багатовимірних функцій [10]. Базуючись на цій їхній властивості, нами

раніше вони були використані для аналізу діелектричних параметрів шаруватих середовищ, що є моделлю поверхні людського тіла [11]. Штучні нейронні мережі показали стійкість розпізнавання параметрів за наявності шуму значного рівня та помилок вимірювання. Основна ідея їхнього використання полягала у винаході власного оптимального методу розпізнавання об'єктів під час тренувань безпосередньо з часових залежностей полів замість перетворення Фур'є або інших методів попередньої обробки вхідної інформації.

Метою даної роботи є розпізнавання підповерхневого об'єкту та з'ясування глибини його розташування шляхом аналізу часових залежностей відбитих полів у 15 точках над поверхнею землі.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧІ

Джерелом вхідних сигналів є амплітуди електричної складової електромагнітного поля, відбитого від поверхні землі та підземних об'єктів. Опромінення здійснюється плоскою електромагнітною хвилею з тривалістю гаусового імпульсу 0,6 нс. Відбите поле вимірюється над землею на висоті 250 мм в точках, просторовий крок між якими становить 100 мм. Є три моделі діелектричних характеристик опромінюваного об'єкту: однорідна речовина з діелектричною проникністю $\epsilon = 9$ і провідністю $\sigma = 0,005$ См/м; така ж за характеристиками речовина, в якій вирита траншея глибиною і шириною 600 мм, і яка заповнена речовиною з діелектричною проникністю $\epsilon = 12$ або $\epsilon = 6$ з такими ж втратами $\sigma = 0,005$ См/м. Прихованим об'єктом є ідеальнопровідна труба радіусом 25 або 100 мм, що занурена на глибини від 175 мм до 425 мм. Труба орієнтована перпендикулярно до напрямку переміщення зонда і паралельно до стінок траншеї. Кожен зонд передає сигнал до нейронної мережі, що має 500 значень амплітуди електричного поля, які отримані з часовим кроком 30 пс. Отже, вхідний шар нейронної мережі повинен містити 7500 елементів. Всі нейрони мають поширену на практиці сигмоїдальну функцію збудження. Розв'язання задачі складається з двох етапів: чисельного моделювання електродинамічної задачі в часовому просторі та навчання штучної нейронної мережі для розпізнавання глибини розташування об'єкту.

РОЗВ'ЯЗОК ЗАДАЧІ

Задача розсіювання плоскої імпульсної електромагнітної хвилі розв'язується безпосередньо в часовому просторі за допомогою числового методу кінцевих різниць у часовому просторі (FDTD) [12]. Типова часова форма нормованої амплітуди електричної компоненти відбитого від земної поверхні поля представлена на рис. 1 для випадку, коли опромінюється ділянка ґрунту з траншеєю посередині, на певній глибині якої знаходиться труба.

На цьому рисунку перший найбільший максимум відповідає хвилі, що падає, наступний, протилежного знаку – відбитий від поверхні землі хвилі. Значення останнього екстремуму змінюється відповідно до того, чи від звичайного ґрунту відбивається хвиля (на краях), чи від речовини, що заповнює траншею (в центральних точках). Наступні невеликі зміни амплітуди пояснюються перевідбиттям від стінок траншеї, а більш помітні – від труби, заглибленої на 175 мм. Легко побачити, що електричні параметри середовища та об'єкти, які в ньому заховані, дуже слабо впливають на часову форму відбитого поля, що ускладнює задачу розпізнавання об'єктів.

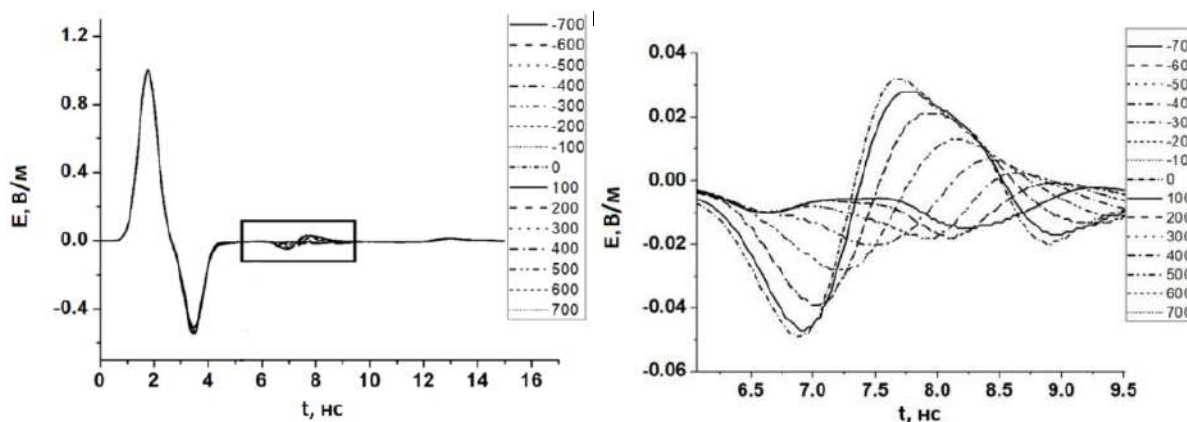


Рис. 1. Нормована часова залежність амплітуди електричного поля над ґрунтом в різних точках уздовж осі OX, розрахована для випадку ґрунту з діелектричною проникністю $\epsilon = 9$ та провідністю $\sigma = 0,005$ См/м та з траншеєю, заповненою речовиною з діелектричною проникністю $\epsilon = 12$ і провідністю $\sigma = 0,005$ См/м, посередині якої на глибині 175 мм розташована труба з радіусом 25 мм.

ЧИСЛОВЕ МОДЕЛЮВАННЯ

Результати моделювання представлені на рис. 2, де нормовані амплітуди електричного поля показані у різних точках у просторі вздовж осі ОХ (від -700 до 700 мм) та для різних моментів часу (від 0 до 15 нс). Орієнтація часової осі вниз вибрана для наглядного представлення впливу розташування підземних об'єктів на амплітуди відбитого поля без урахування уповільнення електромагнітного поля в діелектричних середовищах. Всі матеріали, окрім ідеально провідної труби мають питому провідність $\sigma = 0,005$ См/м. Однорідне середовище за замовчуванням має діелектричну проникність $\epsilon = 9$, матеріал, що заповнює траншею – $\epsilon = 6$ (в, г). Труба радіусу 100 мм знаходиться на глибині 300 мм (б, г).

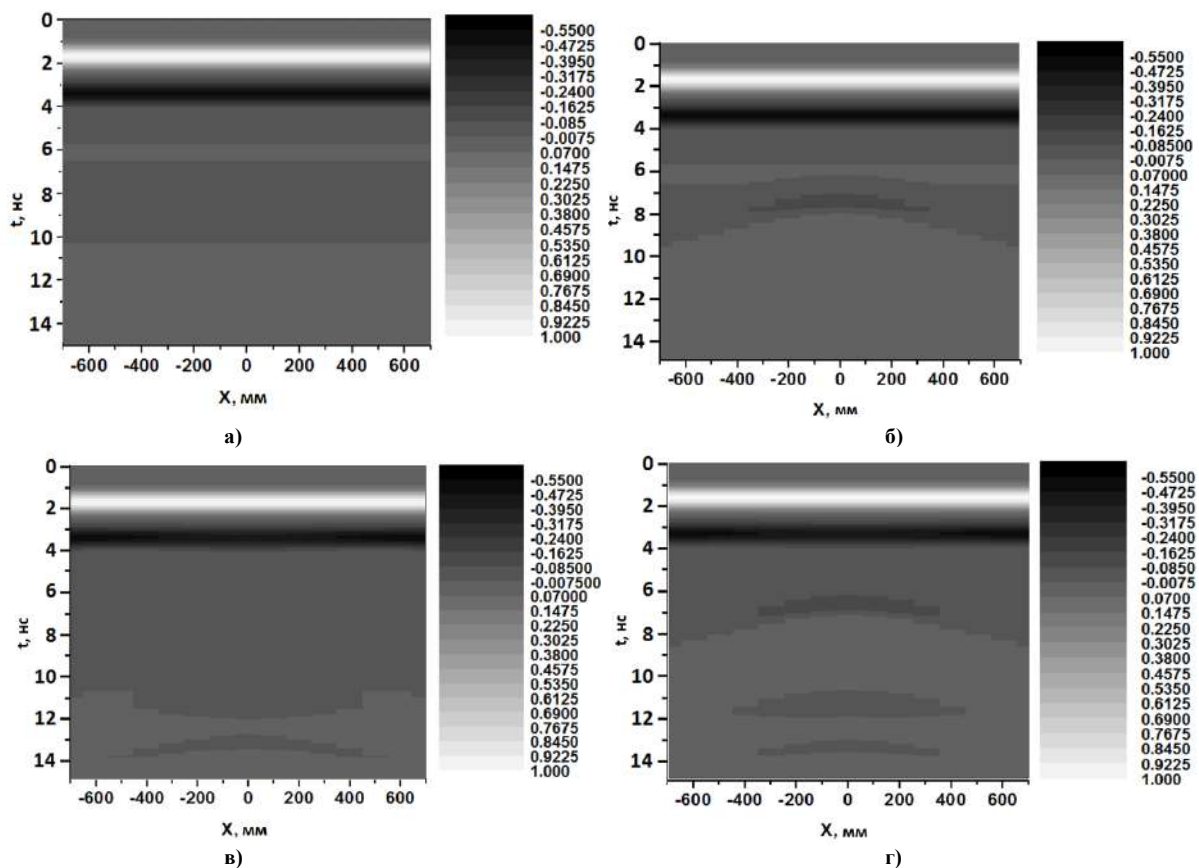


Рис. 2. Часова залежність нормованих амплітуд електричного поля в різних точках вздовж осі ОХ, розрахована для випадку однорідної речовини з діелектричною проникністю $\epsilon = 9$ та провідністю $\sigma = 0,005$ С/м (а), з тією ж речовиною та металевою трубою з радіусом 100 мм, зануреною на глибину 300 мм (б), з траншеєю, заповненою речовиною з діелектричною проникністю $\epsilon = 6$ і такою ж питомою провідністю $\sigma = 0,005$ С/м (в) і для тих же речовин, що й в останньому випадку, але з металевою трубою, заглибленою на 300 мм (г).

Віддзеркалення хвилі від металевої труби породжує типову гіперболоподібну форму сигналу, обумовлену часовою затримкою в досягненні точки спостереження, зміщеної від нормалі до відбиваючого об'єкта [2]. Цікаво відзначити, що вплив траншеї, наповненої речовиною з меншою діелектричною проникністю (в, г), нагадує поведінку імпульсного поля в прямокутному хвилеводі [13]. Причиною цього є перехід на стінках від середовища з меншим ϵ до середовища з більшим ϵ , подібний до граничного випадку у хвилеводі, коли середовище з меншим ϵ замінюється на ідеальний провідник, що може бути аналогом нескінченно великого ϵ . Але коли траншея заповнена середовищем із більшим $\epsilon = 12$, характер залежностей суттєво змінюється, як це показано на рис. 3. Тут видно, що траншея ефективніше поглинає імпульсне електромагнітне поле (рис. 2а, 2в, 3а).

Кожен з шести просторово-часових розподілів, зображених на рис. 2 і 3, утворює навчальний набір даних для штучних нейронних мереж (ШНМ) із стандартною сигмоїдальною функцією збудження [10]. Початковою метою тренувань було отримання нульового рівня вихідного сигналу для випадків, коли труба відсутня (рис. 2а, 2в, 3а), та рівня одиниці для випадків, коли труба присутня (рис. 2б, 2г, 3б). Кінцевий результат навчання перевірявся на трьох тестових наборах даних, коли труба була присутня, але зміщена на 20 мм в різні сторони від стандартного положення 300 мм. Ці випадки можна трактувати як отримання даних із похибкою 20% у розташуванні труби або похибці у часі отримання сигналу величиною 66 пс, тобто більше ніж двох точок для вибраного часового кроку. Структури багатосарових

нейронних мереж (кількість шарів та число нейронів у кожному шарі) та результати їхньої перевірки на тестових даних представлені в таблиці. Видно, що мережі №1 та №2 з двома та трьома прихованими шарами показують найгірший результат розпізнавання. Це можна пояснити недостатньою кількістю нейронів у другому шарі. Найкраще розпізнає прихований об'єкт мережа № 4, що пояснюється найбільшою інформаційною ємністю цієї ШНМ та збалансованістю кількості нейронів у її шарах.

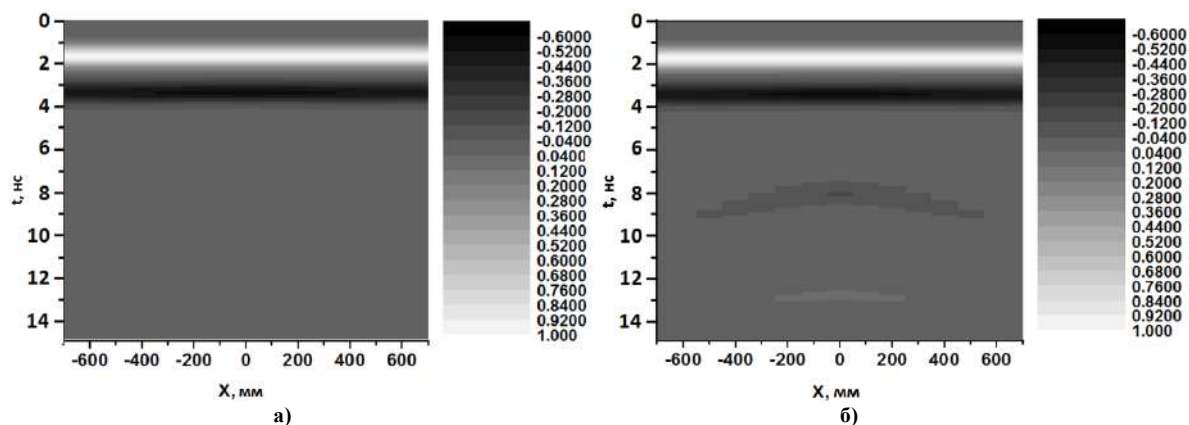


Рис. 3. Часова залежність нормованих амплітуд електричного поля в різних точках вздовж осі ОХ, розрахована для випадку однорідної речовини з діелектричною проникністю $\epsilon = 9$ та провідністю $\sigma = 0,005$ С/м з траншеєю, заповненою речовиною з діелектричною проникністю $\epsilon = 12$ і такою ж питомою провідністю $\sigma = 0,005$ С/м (а) та для тих же речовин, але з металевою трубою з радіусом 100 мм, заглибленою на 300 мм (б).

Таблиця. Структура штучних нейронних мереж та результати їхньої перевірки на тестових наборах даних

Номер ШНМ	Характеристики ШНМ			
	Структура, число нейронів у шарі	Вихідні сигнали		
		Набір 1	Набір 2	Набір 3
1	7500-100-50-25-1	0,9943	1,2001	1,3316
2.	7500-100-50-1	0,9809	0,9569	0,9493
3.	7500-200-100-50-1	1,0085	1,0227	0,9471
4.	7500-200-150-10-1	1,0065	1,0068	1,0099

З метою визначення глибини розташування об'єкта під землею проведений числовий розрахунок імпульсного електромагнітного поля для попередньої моделі матеріальних середовищ (грунт з діелектричною проникністю $\epsilon = 9$ та провідністю $\sigma = 0,005$ С/м, з траншеєю, заповненою речовиною з діелектричною проникністю $\epsilon = 12$ і провідністю $\sigma = 0,005$ С/м), але труба має вчетверо менший радіус – 25 мм. Враховуючи попередній досвід, для кращого навчання була використана нейронна мережа зі збільшеною кількістю нейронів у прихованих шарах (1000-200-100), а кількість вихідних нейронів співпадає з кількістю можливих глибин, де ми очікуємо трубу, – 11. У нашому випадку це відповідає точності визначення глибини у 25 мм, з мінімальною глибиною 175 мм та максимальною 425 мм. Згідно з представленими на рис. 4а вихідними сигналами ШНМ для глибин $z = -100$ мм, -300 мм та випадку, коли труба відсутня, можна підтвердити, що тренування для останніх двох значень є достатньо успішним – глибина $z = -300$ мм визначається чітким одиничним сигналом на відповідному виході, а відсутність труби розпізнається нульовими рівнями на усіх виходах. Що стосується випадку $z = -100$ мм, на який ШНМ не була тренувана, як на достатньо малу, вихідні значення тут хаотичні, що може трактуватись як недолік, але він не є принциповим. В якості тестових даних для перевірки ШНМ були надані сигнали, які відповідають глибинам $z = -260$, -310 та -410 мм, на яких ШНМ не тренувалась. Як видно з рис. 4б, максимумами вихідних сигналів для всіх цих випадків вказують на глибину, найближчу до реальної, що є бажаним результатом.

Буде цікавим проаналізувати значення вагових коефіцієнтів між шарами найкращої ШНМ № 4 з таблиці. Саме вони, згідно існуючої теорії штучних нейронних мереж, є носіями інформації та алгоритмів обробки вхідних даних. На рис 5 осі вказують на номери зв'язаних між собою нейронів, а яскравість відповідних точок відображає значення вагових коефіцієнтів між ними для з'єднання третього і четвертого шарів (а), другого і третього шарів (б) та першого і другого шарів (в) при навчанні на розпізнавання труби, та першого і другого шарів (г) для визначення глибини розташування труби ШНМ

структури 7500-1000-200-100-11. Видно, що величини коефіцієнтів розподілені достатньо хаотично для останніх з'єднань, але на рис. 5в має місце періодичність, яка свідчить, що алгоритм обробки даних з кожного з 15 зондів є однаковим. Варто відмітити, що цей алгоритм був винайдений у процесі тренування мережі автоматично, без участі людини, незалежно для кожного із 15 вхідних сигналів. Але для задачі визначення глибини ті ж самі коефіцієнти мають досить хаотичні значення (рис. 5г), що свідчить про те, більш складна задача потребувала більш ретельного аналізу даних та індивідуального алгоритму обробки сигналів від кожного з 15 датчиків.

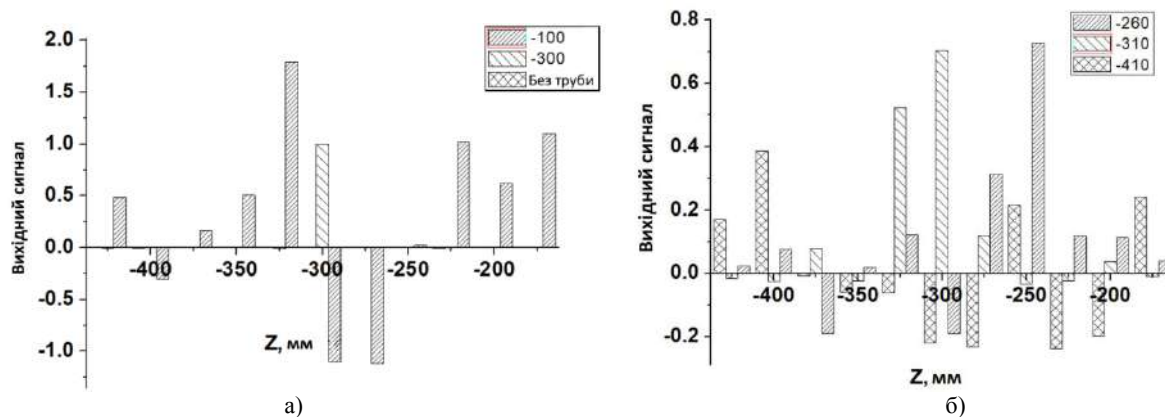


Рис. 4. Вихідні сигнали ШНМ структури 7500-1000-200-100-11 при аналізі відбитих імпульсних хвиль від труби на глибині $z = -100$, -300 мм та за відсутності труби (а) та для тестових випадків, що відповідають проміжним значенням глибин $z = -260$, -310 та -410 мм (б).

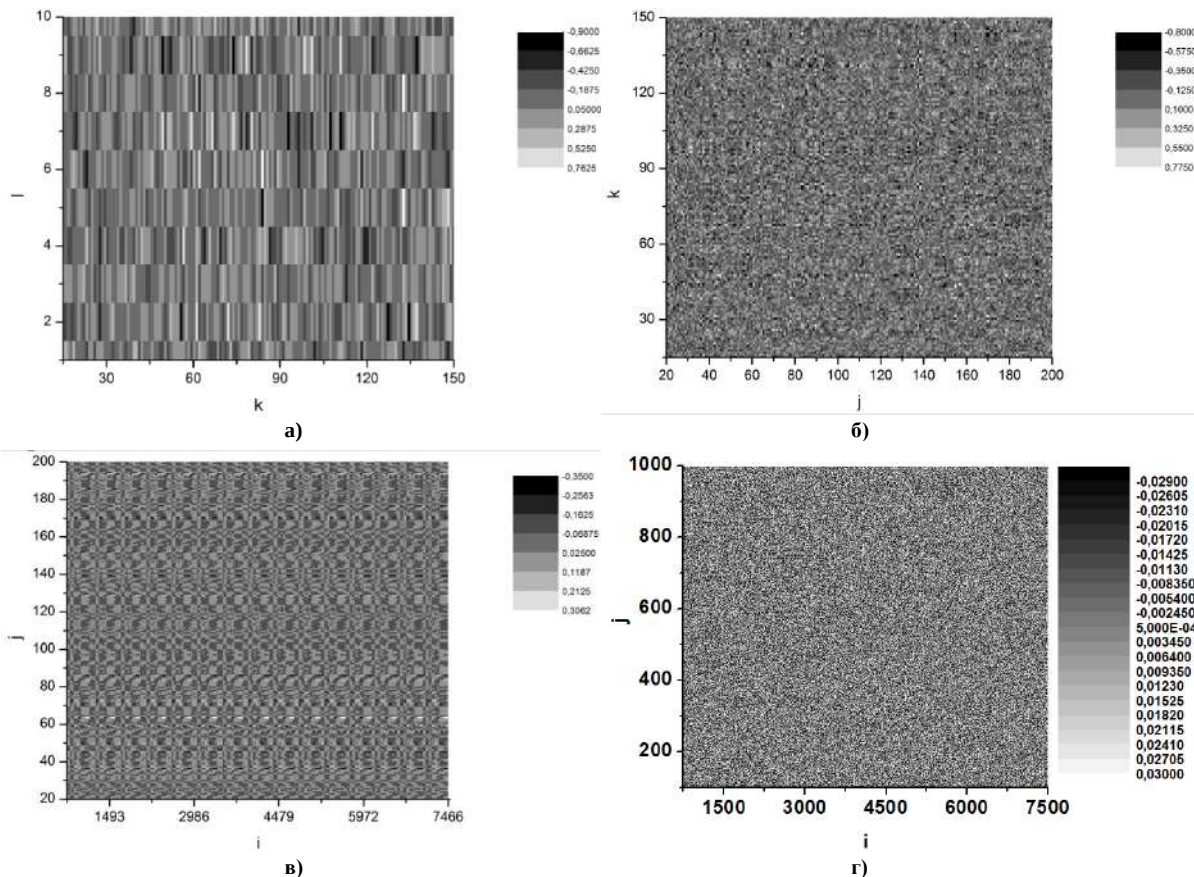


Рис. 5. Значення вагових коефіцієнтів між k і l нейронами третього і четвертого шарів відповідно (а), між j та k нейронами другого та третього шарів (б), i та j нейронів першого та другого шарів (в) для задачі виявлення труби (таблиця, №4), i та j нейронів першого та другого шарів (г) для задачі визначення глибини розташування труби.

ВИСНОВКИ

Задача виявлення глибини розташування металевого об'єкту під земною поверхнею глибокою штучною нейронною мережею, що аналізує відбите імпульсне електромагнітне поле, є більш складною, ніж задача встановлення його присутності. Про це свідчить той факт, що алгоритм обробки сигналів, що приходять від різних точок по відношенню до об'єкту, змінюється від точки до точки. Числове моделювання показало задовільну якість визначення глибини об'єкта у вигляді металевої труби та задовільні апроксимуючі властивості нейронної мережі по відношенню до проміжних випадків розташування труби, які використовувались у її тестуванні. Поява помилок у вхідних даних і низький контраст не перешкоджають створенню успішних методів розпізнавання координат об'єктів за допомогою ШНМ. Складність задачі потребує збільшення інформаційної ємності ШНМ, яка ефективно підвищується за рахунок зростання кількості нейронів у прихованих шарах.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Turk A. S., Hocaoglu K. A., Vertiy A. A. Subsurface Sensing, Hoboken: Wiley, 2011.
2. Taylor J. D. Ultrawideband radar: applications and design, Boca Raton, London, New York: CRC Press, 2012.
3. Harmuth H. F., Boules R. N., Hussain M. G. M. Electromagnetic signals: reflection, focusing, distortion, and their practical applications. New York: Kluwer Academic, Plenum Publishers, 1999.
4. Immoreev I., Samkov S., Teh-Ho Tao, Short-Distance Ultra-Wideband Radars // IEEE Aerospace and Electronic Systems Magazine, Vol. 20, No. 6, 2005, P. 9–14.
5. Daniels D. J. Ground penetrating radar, 2nd ed., London: IEEE, 2004.
6. Cook J. C. Proposed monocyple-pulse very high frequency radar for airborne ice and snow measurement // Trans. AIEE Commun. Electron., No. 79, 1960, P. 588–594.
7. Pochanin G., Masalov S., Pochanina I., Capineri L., Falorni P., Bechtel T. Modern Trends in Development and Application of the UWB Radar Systems // Proc. 8th International Conference on Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals, Odessa, Ukraine, pp. 7–11, 5-11 September 2016,
8. Hubel D. H., Wiesel T. N. Receptive fields, binocular interaction, and functional architecture in the cat's visual cortex // Journal of Physiology, London, 1962, vol. 160, P. 106–154.
9. Hebb D. Organization of behaviour, New York, J. Wiley, 1949.
10. Хайкин С. Нейронные сети: полный курс, 2-е изд., испр. : Пер. с англ. – М. : ООО «И.Д. Вильямс», 2006. – 1104с.
11. Широкоград Д.В., Думин А.Н., Думина О.А., Катрич В.А. Анализ импульсных полей, отраженных от слоистой среды с потерями, с помощью искусственной нейронной сети // Вісник Харківського національного університету імені В.Н. Каразіна. Радіофізика та електроніка. – 2009. – Вип. 15. – №883. – С.35–40.
12. Taflov A., Hagness S. Computational Electrodynamics: The Finite-Difference Time-Domain Method, 3rd ed., Boston, London: Artech House, 2005.
13. Катрич В.А., Думин А.Н. Излучение нестационарных полей из открытого конца прямоугольного волновода // Изв. ВУЗов. Радиоэлектроника. – 2003. – Т.46, №11. – С.34–42.

УДК 537.87

ІМПУЛЬСНЕ ВИПРОМІНЮВАННЯ АНТЕНИ З КРУГОВОЮ АПЕРТУРОЮ В БЛИЖНІЙ ЗОНІ

О.М. Думін, Р.Д. Ахмедов, Д.В. Черкасов

Харківський національний університет імені В. Н. Каразіна, 61022, м. Харків, м. Свободи, 4
E-mail: dumin@karazin.ua

Надійшла до редакції 04 червня 2018 р.

Методами у часовому просторі в ближній зоні досліджено поле круглої апертури із рівномірним розподілом струму. Довільна часова залежність джерела була врахована шляхом використання перехідної функції даного випромінювача та числового розрахунку інтегралу Дюамеля. Розглянута часова залежність струму у вигляді функції Гауса та її першої похідної як наближення до форми реальних сигналів, що використовуються на практиці. Побудовано та проаналізовано розподіл густини енергії імпульсного електромагнітного поля в зоні Френеля.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: імпульсне поле, кругла апертура, електромагнітний снаряд, інтеграл Дюамеля, зона Френеля, розподіл густини енергії

The field of circular aperture of uniformly distributed current is investigated by a time domain technique in near zone. Arbitrary time dependence of the given source was taken into account by numerical evaluation of Duhamel integral on transient response of the emitter. Gaussian's function and its first order derivative were considered as time dependence of the current to approach the model of the shape of real signals. Distribution of energy density of impulse electromagnetic field in Fresnel zone was build and analyzed.

KEY WORDS: impulse field, circular aperture, electromagnetic missile, Duhamel's integral, Fresnel zone, energy density distribution

Методами во временной области исследовано поле круглой апертуры с равномерным распределением тока. Произвольная временная зависимость источника была учтена путем использования переходной функции данного излучателя и численного расчета интеграла Дюамеля. Рассмотрена временная зависимость тока в виде функции Гаусса и ее первой производной как приближение к форме реальных сигналов, которые используются на практике. Построено и проанализировано распределение плотности энергии импульсного электромагнитного поля в зоне Френеля.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: импульсное поле, круглая апертура, электромагнитный снаряд, интеграл Дюамеля, зона Френеля, распределение плотности энергии

ВСТУП

Зона формування імпульсного випромінювання характеризується чутливістю форми імпульсу до зміни просторових координат точки спостереження, що було показано на прикладі нестационарного випромінювання антени з круговою апертурою [1]. Загальновідомо, що форма імпульсу залишається сталою при його розповсюдженні у вільному просторі у визначеному напрямку на достатньому віддаленні від джерела випромінювання [2, 3], що також впливає з асимптотичної поведінки перехідної функції антени з круговою апертурою на нескінченній відстані від джерела [4].

В роботі приводиться аналіз розподілів енергій в ближньому електромагнітному полі для різних відстаней від джерела, а також для різних параметрів збуджуючого імпульсу, таких як співвідношення розміру апертури до тривалості збудження та форми збуджуючого імпульсу. Матеріали, що наведені в роботі, є актуальними для сучасних імпульсних радарних та телекомунікаційних систем [5].

Розглянуто рівномірний розподіл нестационарного однонапрявленого електричного струму на круглій апертурі. Таке джерело вперше було згадано і досліджено у частотному просторі 30 років тому [6], а згодом отримано і експериментально [7]. Для нього отримано в часовому просторі вираз для перехідної функції в елементарних функціях для всіх точок простору [4]. В даній роботі в якості часової залежності збуджуючого імпульсу розглядається функція Гауса та її похідні як перше наближення до реальних, з практичної точки зору, задач. Так як розглянута задача є лінійною, випромінені поля при довільній часовій залежності струму отримуються з використанням принципу суперпозиції.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧІ

Рівномірно розподілений однонаправлений електричний струм з піковою амплітудою A_0 на круговій апертурі з радіусом R випромінює імпульси з часовою залежністю $f(ct)$ та з просторовою

тривалістю σ_0 , де c – швидкість світла в вакуумі. Припускається, що апертура збуджується одночасно по всій поверхні, а отже

$$\vec{j}_0 = \vec{x}_0 A_0 f(ct) \delta(z) (H(\rho) - H(\rho - R)), \quad (1)$$

де орт декартової системи координат $\vec{x}_0$ задає напрям електричного струму. В електричному струмі (1) дельта-функція від поздовжньої координати $\delta(z)$ показує, що джерело є нескінченно тонким, а різниця функцій Хевісайда від радіальної координати $H(\rho) - H(\rho - R)$ описує його круглу форму з радіусом R та центром на початку системи координат. Як було продемонстровано в [7], такий розподіл можна створити на практиці.

Для спрощення постановки задачі, розглянемо розповсюдження електромагнітних імпульсів у вільному просторі, тобто використаємо перехідну функцію $\vec{E}_{tr}$ з [8], де матеріальні параметри середовища $\epsilon = \mu = 1$. За допомогою інтегралу Дюамеля

$$\vec{E} = \int_0^{ct-z} f'(t) \vec{E}_{tr}(t - \tau) d\tau \quad (2)$$

Можна провести згортку часової залежності струму джерела $f(ct)$ з перехідною функцією $\vec{E}_{tr}$ та отримати поле від джерела з відповідною часовою залежністю (1), де штрих позначає похідну за часом.

Знайдемо просторовий розподіл енергії електричного поля в зоні Френеля, інтегруючи випромінений сигнал за часом для фіксованої просторової координати точки спостереження.

ФОРМА ІМПУЛЬСІВ В БЛИЖНІЙ ЗОНІ ВИПРОМІНЮВАННЯ

Розглянемо похідну від гаусівської кривої в якості часової залежності струму джерела випромінювання (1). Скористаємось формулою для похідної від функції Гауса порядку n та застосуємо її до гаусіани, що параметризовано тривалістю імпульсу τ_0 [9]

$$f^{(n)}(t) = \left(\frac{\tau_0}{3e}\right)^n \frac{\Gamma\left(\frac{n}{2} + 1\right)}{\Gamma(n + 1)} \frac{d^n}{dt^n} \exp\left(-\left(\frac{t - \tau_0/2}{\tau_0/(3e)}\right)^2\right), \quad (3)$$

де e – число Ейлера, $\Gamma(x + 1) = x!$ – гамма функція. Вираз (3) особливо зручний в рекурентному виді для числового аналізу через наявність похідної в інтегралі Дюамеля (2).

Відомо, що форма імпульсного сигналу при розповсюдженні в однорідному стаціонарному середовищі на віддаленні від джерела відповідає похідній від часової залежності збуджуючого імпульсу [2]. Тобто, при збудженні струму (1) з часовою залежністю $f'(t)$ отримаємо часову залежність для поля у дальній зоні $f''(t)$. Однак, для ближнього поля ця залежність не виконується через вплив полів, що розповсюджуються від крайніх точок джерела складної форми, такої як плаский диск.

При розв'язанні задачі випромінювання плаского диску методами частотної області було отримано вираз для границі дальньої зони $4R^2/\sigma_0$ [10]. Розглянемо випадок коли $R = 1$ м та $\sigma_0 = 1$ м, тоді відповідно до визначення границі дальньої зони маємо, що при $z = 2$ м та $\rho < 2$ м спостерігаємо зону Френеля. Для оцінки впливу ефектів ближньої зони на форму часової залежності імпульсного поля розглянемо біполярну функцію для збуджуючого імпульсу у вигляді першої похідної від гаусіани (3) $f'(t)$, що породжує часову форму напруженості поля у дальній зоні у вигляді другої похідної (рис. 1).

Як видно з рис. 1, сигнали, що спостерігаються на осі кругової апертури, тобто при $\rho = 0$, близькі по формі до $f''(t)$. При віддаленні від вісі Oz спостерігається відхилення від форми $f''(t)$, причому різне на різних азимутальних кутах спостереження. Помічаємо, що при достатньому відхиленні від прожекторної зони отримуємо сигнал, що відповідає дальній зоні зовсім іншого збудження, а саме $f(t)$ замість $f'(t)$. Схоже явище спостерігається також для інших часових залежностей сигналів струму збудження, і може бути пояснено домінуванням квазістатичних складових поля поблизу джерела, що спостерігається, наприклад, для поля диполя Герца [11].

РОЗПОДІЛ ЕНЕРГІЇ ЕЛЕКТРИЧНОГО ПОЛЯ

Коефіцієнт напрямленої дії (КНД) для ближнього поля – величина не стала по відношенню до відстані між точкою спостереження та джерелом [12]. Розглянемо розподіл густини енергії електричного поля в зоні Френеля, як альтернативу до КНД, яку визначено формулою

$$W(x, y, z) = \frac{1}{2W_0} \int_0^\infty \langle \vec{E} \cdot \vec{E} \rangle dt, \quad (4)$$

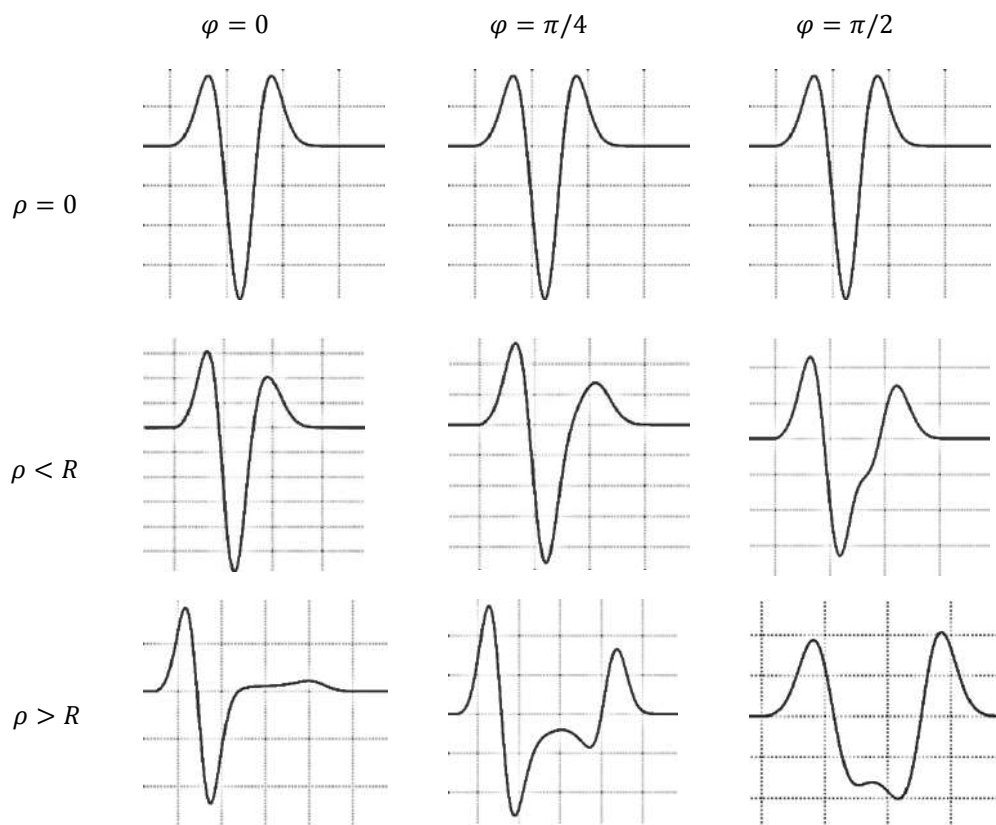


Рис. 1. Часові форми амплітуд полів від джерела (1) з часовою залежністю $f'(t)$ для ближньої зони спостереження

де W_0 – нормувальний коефіцієнт, а $\vec{E}$ – вектор інтенсивності електричного поля, що збуджено струмом (1) з часовою залежністю (3) при $n = 0$ та $\sigma\tau_0 = 1$ м. Побудова значень $W(x, y)$ при фіксованій відстані до джерела дає змогу оцінити густину розподілу енергії на площині для фіксованої z , а числовий аналіз розподілів енергій дасть змогу визначити, яка кількість від всієї випроміненої енергії потрапляє до прожекторної зони випромінювача на певній відстані від джерела (рис. 2).

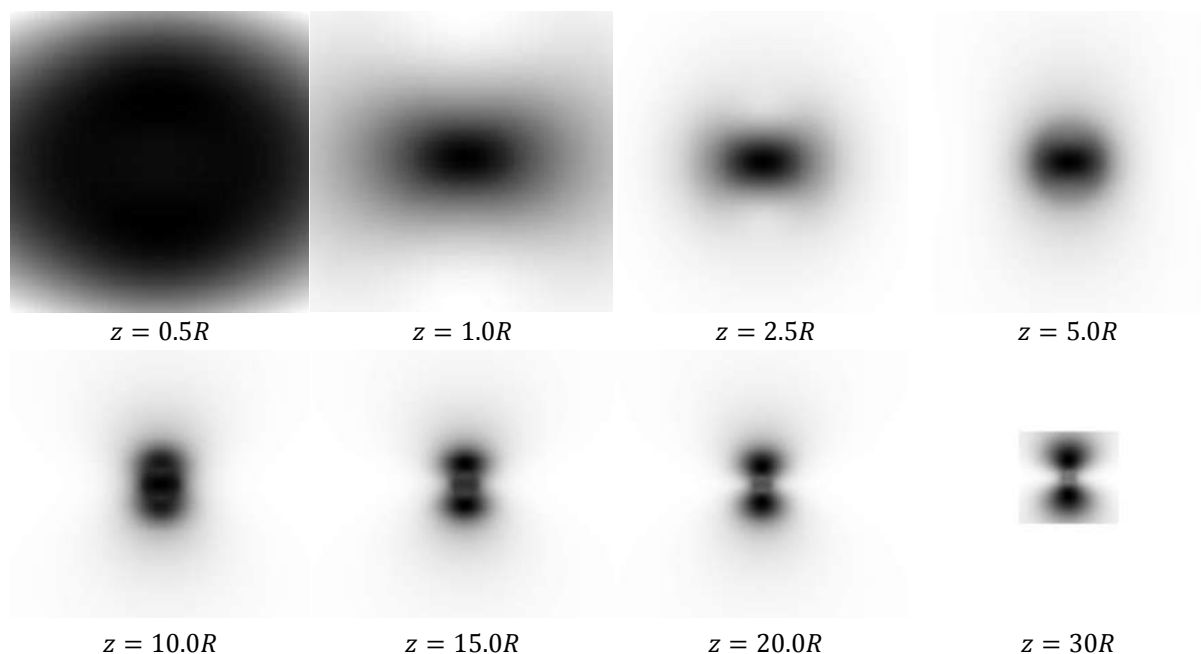


Рис. 2. Поперечний розподіл енергії імпульсного електричного поля на різних відстанях від джерела випромінювання (1) з часовою залежністю (3) при $n = 0$ та $\sigma\tau_0 = 1$ м при фіксованому кутовому розмірі області спостереження

Розмір сторін квадрату на рис. 2 дорівнює його подвоєній відстані від джерела z . Точки з більшою інтенсивністю мають темніший колір. Нормування на максимальне значення енергії індивідуальне для кожного із розподілів. Для зрізів, де $z < 5R$, розподіл енергії має форму еліпса, витягнутого поперек напрямку струму (1), а при більших відстанях зона концентрації енергії приймає гантелеподібну форму. Як видно з рисунку, близько 70% енергії локалізовано в прожекторній зоні при $z = R/2$, далі цей показник поступово зменшується до значення в 10% для дальньої зони, а кожне з плечей гантелі радіусом $2R$ ($z > 10R$) отримує по 40% всієї випроміненої енергії.

ВИСНОВКИ

Форми біполярних імпульсних сигналів у ближній зоні випромінювання трансформуються в дальній зоні у часову форму першої похідної від часової залежності функції джерела. Для задач класифікації імпульсних сигналів за формою важливо враховувати, що їхня форма змінюється поблизу джерела по різному в залежності від напрямку спостереження і тривалості.

На великих відстанях від джерела кутовий розподіл енергії поля при імпульсному збудженні стає незмінним, на відміну від кутового розподілу енергії «електромагнітного снаряду» [4].

Запропонований підхід може застосовуватись для побудови оптимальної часової залежності поля в заданій точці, шляхом зміни параметру ефективної тривалості імпульсу та врахування зони випромінювання, для забезпечення найкращих умов передачі інформації та розпізнавання об'єктів.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Думін О. М., Ахмедов Р. Д. Міжмодове перетворення нестационарного електромагнітного поля в нелінійному необмеженому середовищі // Вісник Харківського національного університету імені В.Н. Каразіна. Радіофізика та електроніка. – 2017. – Вип. 26. – С.42–46.
2. Харкевич А. А. Нестационарные явления в волноводах // Государственное издательство физико-технической литературы, Москва – 1950.
3. Хармут Х. Несинусоидальные волны в радиолокации и радиосвязи. – М.: Радио и связь, 1985. – 376 с.
4. Думін О. М., Ахмедов Р. Д. Випромінювання та розповсюдження електромагнітного снаряду в нелінійному середовищі // Вісник Харківського національного університету імені В.Н. Каразіна. Радіофізика та електроніка. – 2017. – Вип. 27. – С.37–42.
5. Pochanin G., Masalov S., Pochanina I., Capineri L., Falorni P., Bechtel T. Modern Trends in Development and Application of the UWB Radar Systems // Proc. 8th International Conference on Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals (UWBUSIS-2016). – Odessa (Ukraine, September 5-11). – 2016. – P. 7–11.
6. Wu T. Electromagnetic missiles // Journal of Applied Physics, 57:2370–2373 – 1985
7. Wu T., King R., Shen H. Spherical lens as a launcher of electromagnetic missiles // Journal of Applied Physics, 62, 4036–4040p. – 1987
8. Dumin O., Akhmedov R., Katrich V., Dumina O. Transient radiation of circle with uniform current distribution. In 2017 IEEE First Ukraine Conference on Electrical and Computer Engineering (UKRCON), May 29-June 2 2017, page 5, Kyiv, Ukraine, 2017.
9. Taylor J. Ultrawideband Radar: Applications and Design CRC Press 2012. ISBN 9781420089868
10. Содин Л. Г. Импульсное излучение антенны (электромагнитный снаряд) // Радиофизика и электроника. – N5, V. 37. – 1991. – P. 1783–1787.
11. Вольвач Я.С., Думин А.Н., Думина О.А. Энергия нестационарного поля, излученного диполем Герца // Вісник Харківського національного університету імені В.Н. Каразіна. Радіофізика та електроніка. – 2010. – Вип. 17. – №942. – С.43–48.
12. Schantz H. The art and Science of ultrawideband antennas // Art Hose London Inc. – 2005

УДК 537.811, 537.621

ГЕНЕРАТОР КОЛИВАНЬ НА НЕЛІНІЙНІЙ МАГНІТНІЙ НАНОСТРУКТУРІ

Я. С. Вольвач¹, О. М. Думін², В. А. Плахтій², О. А. Прищенко²

¹Material Science & Engineering Department, University of California, San Diego (UCSD), 9500 Gilman Drive,
La Jolla, CA 92093-0418, USA
E-mail: ivolvach@eng.ucsd.edu

²Харківський національний університет імені В.Н. Каразіна, 61022, м. Харків, м. Свободи, 4
E-mail: dumin@karazin.ua

Надійшла до редакції 14 травня 2018 р.

Досліджуються магнітні явища у багатошарових нелінійних магнітних наноструктурах, що можуть стати основою для принципово нових електронних приладів спинтроники, які можуть прийти на заміну існуючим напівпровідниковим структурам. Описаний процес поєднання системи рівнянь Максвелла та рівняння Ландау-Ліфшица-Гільберта з метою побудови ітеративної схеми їхнього числового розв'язання у часовому просторі у квазістатичному наближенні. Наведені результати чисельного моделювання часової залежності струму генератора на основі нелінійної магнітної наноструктури. Досліджується залежність частоти генерації від параметрів зовнішніх полів та електричного кола генератора.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: часовий простір, рівняння Ландау-Ліфшица-Гільберта, нелінійна магнітна наноструктура, квазістатичне наближення, параметричний генератор

Исследуются магнитные явления в многослойных нелинейных магнитных наноструктурах, которые могут стать основой для принципиально новых электронных приборов спинтроники, что могут прийти на замену существующим полупроводниковым структурам. Описан процесс объединения системы уравнений Максвелла и уравнения Ландау-Лифшица-Гильберта с целью построения итеративной схемы их численного решения во временной области в квазистатическом приближении. Приведены результаты численного моделирования временной зависимости тока генератора на основе нелинейной магнитной наноструктуры. Исследуется зависимость частоты генерации от параметров внешних полей и электрической цепи генератора.
КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: временная область, уравнение Ландау-Лифшица-Гильберта, нелинейная магнитная наноструктура, квазистатическое приближение, параметрический генератор

The magnetic phenomena in multilayer magnetic nanostructures that can be the basis of principally new spintronic electron devices are investigated. The devices can replace the existent semiconductor structures. The uniting of Maxwell equation set and Landau-Lifshitz-Gilbert equation for the construction of iterative scheme of its numerical solving in time domain in quasistatic approximation is described. The results of numerical simulation of a time dependence of current of the generator on the basis of nonlinear magnetic nanostructure are presented. The dependence of generation frequency on parameters of external fields and generator electrical circuit is researched.
KEY WORDS: time domain, Landau-Lifshitz-Gilbert equation, nonlinear magnetic nanostructure, quasistatic approximation, parametric generator

ВСТУП

Перспективними приладами, що можуть прийти на заміну традиційним напівпровідниковим пристроям, вважаються прилади спинтроники, принцип роботи яких полягає в ефекті збереження орієнтації спіну електрона при його проходженні через тонкі шари магнітних та немагнітних матеріалів. Так звані мікромагнітні пристрої, такі як генератори спин-обертального моменту та структури тунельного магнітоопору є важливими компонентами, вельми перспективними у низці практичних застосувань, в тому числі магнітного запису інформації, магнітної пам'яті з довільним доступом, магнітних датчиків, мікрохвильових генераторів та бездротового зв'язку [1-4]. Зокрема, компактність, швидкість перебудови частоти і хороша сумісність зі стандартним технологічним процесом «метал-оксид-напівпровідник» робить їх ідеальними для майбутніх мобільних енергоефективних пристроїв [5-6]. Вони можуть докорінно змінити функціонування усієї інформаційної сфери людства завдяки кардинальному збільшенню швидкодії підсилювальних та керувальних елементів. У провідних лабораторіях світу проводиться активна дослідницька робота щодо отримання стабільних характеристик цих пристроїв.

У багатьох випадках теоретичні розрахунки зосереджені на отриманні їхніх окремих характеристик, а не на побудові автоматичної системи для багатопараметричної оптимізації структури [6 - 10]. В цих роботах для створення пристрою проводиться перевірка усіх комбінацій геометричних і матеріальних параметрів для моделювання. Проте, такий підхід може призвести до потреби у дуже великому часі обчислень. Різноманітні методи оптимізації можуть дозволити більш ефективно розрахувати конструкції пристроїв [11-15].

Для розв'язання цих задач створені так звані швидкі мікромагнітні симулятори, які використовують методи скінченних різниць [16-20] та скінченних елементів [21-24] для дискретизації простору. Ці симулятори бувають з відкритим кодом або є комерційними пакетами [16-25]. В деяких з них для прискорення розрахунків використовується розпаралелювання обчислень [22, 26, 27]. Їхня продуктивність може бути додатково підвищена шляхом використання обчислювальних архітектур із масивами паралельних графічних процесорів (GPU) [17-19, 23, 24, 28-30]. У порівнянні з цими підходами в цій роботі пропонується аналітичне спрощення задачі, завдяки якому створений розрахунковий пакет буде мати більшу ефективність.

Для дослідження динаміки при переносі спіну в магнітних наноструктурах розв'язується диференціальне рівняння Ландау-Ліфшиця-Гільберта з урахуванням моменту передачі спіну. Ця самоузгоджена задача є досить складною. Формулювання зв'язаних рівнянь Ландау-Ліфшиця-Гільберта (LLGE) та магнітоквазістатичних рівнянь Максвелла представлено у [11]. Це формулювання є точним, окрім нехтування струмом зміщення, тобто воно подане у магнітоквазістатичному наближенні і може застосовуватись для опису широкого діапазону магнітних та електромагнітних явищ [12]. Наведений підхід базується на двох паралельних симуляторах: один для нелінійного рівняння LLGE, а інший - для рівнянь Максвелла. Ці симулятори зв'язані розрахунком магнітного поля, яке проводиться в процесі розв'язання цих двох рівнянь [13]. Розв'язання рівняння LLGE здійснюється за допомогою неявної схеми інтегрування за часом, а рівнянь Максвелла – через розв'язання інтегрального рівняння у часовій області [14].

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧІ

Основне рівняння, що описує мікромагнітні явища – це рівняння Ландау-Ліфшиця-Гільберта [31]

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = -\frac{\gamma}{1+a^2} \vec{M} \times \vec{H}_{eff} - \frac{\gamma\alpha}{(1+a^2)M_s} \vec{M} \times \vec{M} \times \vec{H}_{eff}, \quad (1)$$

де γ – гіромагнітне відношення електрона, α – феноменологічна константа затухання, M_s – намагніченість насичення та $\vec{H}_{eff} = \vec{H}_{an} + \vec{H}_{ex} + \vec{H}$ – діюче магнітне поле, що складається із поля анізотропії $\vec{H}_{an}$, обмінного поля $\vec{H}_{ex}$ і магнітного поля $\vec{H}$. Поле анізотропії структури та поле обміну є магнітними полями, які вносять один і той же крутний момент (локально в параметричному просторі $\vec{M}$, так що виведення цих полів передбачає процедуру лінеаризації [31]) як кристалічної анізотропії та обмінних взаємодій, які мають квантово-механічний характер. Таким чином, вони не є розв'язками рівнянь Максвелла, тоді як поле $\vec{H}$ – є.

Оскільки рівняння Максвелла також включають намагніченість $\vec{M}$ разом з LLGE, вони утворюють гібридний набір зв'язаних диференціальних рівнянь у частинних похідних, які повинні бути розв'язані спільно. Повний комплект рівнянь Максвелла є

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}; \quad (2)$$

$$\nabla \times \vec{H} = -\frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + \vec{J}; \quad (3)$$

$$\nabla \cdot \vec{D} = \rho; \quad (4)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0, \quad (5)$$

де зв'язок з LLGE в (1) реалізується через матеріальні співвідношення $\vec{B} = \mu_0(\vec{H} + \vec{M})$.

МАГНІТОКВАЗІСТАТИЧНІ РІВНЯННЯ МАКСВЕЛЛА

Магнітоквазістатичне наближення, також відоме як наближення вихрових струмів, ґрунтується на нехтуванні струмом зміщення $\partial \vec{D} / \partial t$ в (3). Можна показати, що це доцільне наближення, коли розмір системи значно перевищує максимальну довжину електромагнітної хвилі [32, 33]. Мале значення струму зміщення означає, що густина заряду ρ в (4) дорівнює нулю в межах провідних областей. Дійсно, в провідниках густина струму задається як $\vec{J} = \sigma \vec{E}$, де σ – питома провідність. Тоді, (3) можна записати як

$$\nabla \times \vec{H} = \sigma \vec{E}. \quad (6)$$

Взявши дивергенцію від цього рівняння, отримуємо

$$\nabla \cdot \vec{D} = \rho = 0, \quad (7)$$

де застосовано відношення $\vec{D} = \epsilon \vec{E}$. У припущенні, що вільна густина заряду ρ поза провідними областями дорівнює нулю, випливає, що рівняння (7) виконується скрізь.

Таким чином, магнітоквазістатичні рівняння Максвелла можуть бути записані через $\vec{H}$ та $\vec{E}$ як

$$\nabla \times \vec{E} = -\mu_0 \frac{\partial}{\partial t} (\vec{H} + \vec{M}); \quad (8)$$

$$\nabla \times \vec{H} = \vec{J}; \quad (9)$$

$$\nabla \cdot \vec{E} = 0; \quad (10)$$

$$\nabla \cdot (\vec{H} + \vec{M}) = 0, \quad (11)$$

де використано матеріальне співвідношення $\vec{B} = \mu_0 (\vec{H} + \vec{M})$. Застосовуючи операцію ротор до (9), пам'ятаючи, що $\vec{J} = \sigma \vec{E}$, і замінюючи $\nabla \times \vec{E}$ у (8), одержуємо рівняння дифузії

$$\frac{\partial \vec{H}}{\partial t} = \frac{1}{\sigma \mu_0} \nabla^2 \vec{H} - \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} + \frac{1}{\sigma \mu_0} \nabla \nabla \cdot \vec{M}, \quad (12)$$

відносно напруженості магнітного поля. Для вихрового струму отримуємо аналогічне рівняння. Коли реакція на намагніченість у магнітному полі лінійна, тобто $\vec{B} = \mu \vec{H}$, (12) перетворюється в

$$\frac{\partial \vec{H}}{\partial t} = \frac{1}{\sigma \mu} \nabla^2 \vec{H}. \quad (13)$$

Тут дифузійна динаміка пов'язана з константою дифузії $\sigma \mu$, яка визначає глибину скін-шару та час дифузії.

Перш ніж розпочати розв'язання (8) – (11) для моделювання мікромагнітних явищ, слід зазначити, за яких умов членом $\partial \vec{B} / \partial t$, правою частиною в (8) можна знехтувати, обґрунтовуючи магнітостатичне наближення в алгоритмах мікромагнітних симуляторів. Можна показати, що статичні рівняння Максвелла є виправданим наближенням, якщо

$$\frac{\tau_m}{\tau} \ll 1. \quad (14)$$

Тут τ є характеристичним часом динаміки системи, а τ_m – постійна часу магнітної дифузії, що задається як

$$\tau_m = \sigma \mu L^2, \quad (15)$$

де μ – магнітна проникність (або певна міра магнітної проникності для нелінійних задач), а L – розмір системи. Альтернативно, вводячи характеристичну частоту $f = 1/\tau$, ця умова може бути сформульована в термінах глибини скін-шару δ :

$$\delta = \sqrt{\frac{1}{\pi f \mu \sigma}} \gg L, \quad (16)$$

тобто статичне наближення до рівнянь Максвелла може застосовуватись, коли глибина скін-шару в провідниках значно більша, ніж їхній розмір. У магнітостатичному наближенні магнітне поле скрізь у просторі в будь-який момент часу може бути розраховане з розподілів намагніченості та густини струму, причому передбачається, що воно буде поширюватись миттєво.

Існує багато проблем при застосуванні статичного наближення, коли в задачі розглядається випадок швидкого намагнічування та містяться провідники з розміром більше ніж кілька сотень нанометрів. Навіть при малих значеннях провідності, вихрові струми можуть суттєво вплинути на динаміку намагнічування, тому важливо врахувати обмеження цього магнітоквазістатичного наближення. Наприклад, для системи розміром $L = 2$ мкм, провідністю $\sigma = 1 \times 10^6$ См / м, відносною магнітною проникністю $\mu_r = 20$, умова статичної апроксимації виконується, як видно з (16), для частоти 3 ГГц.

ПОЄДНАННЯ РІВНЯНЬ ЛАНДАУ-ЛІФШИЦА-ГІЛБЕРТА ТА РІВНЯНЬ МАКСВЕЛА

Рівняння Ландау-Ліфшица-Гілберта (1) розв'язується шляхом інтегрування за часом, використовуючи контрольований за величиною помилки змінний крок та неявну схему на основі формул зворотного диференціювання (BDF) [34]. Його можна записати у формі

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = f \left(t, \vec{M}, \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} \right), \quad (17)$$

де f позначає праву частину (1) і розглядається як нелінійна функція намагніченості. Слід зазначити, що $\partial \vec{M} / \partial t$ виступає як аргумент функції f через те, що хоча вона не з'являється явним чином у правій частині (1), з (8) видно, що магнітне поле, яке є частиною $\vec{H}_{\text{eff}}$, залежить від $\partial \vec{M} / \partial t$.

Чисельний розв'язок (17) включає просторову та часову дискретизацію. Просторова дискретизація базується на використанні кінцево-елементних лінійних базисних функцій на тетраедричній сітці, що

дозволяє забезпечити велику гнучкість при моделюванні складних структур. Дискретизація за часом через BDF дає таке наближення для похідної від часу вектора намагнічування $\vec{M}$ у час t_{n+1} :

$$\frac{\partial \vec{M}(t_{n+1})}{\partial t} = \sum_{i=0}^r \alpha_i \vec{M}_{n+1-i}, \quad (18)$$

де r – це порядок BDF, а α_i – коефіцієнти, які залежать від значень у попередні проміжки часу. Тут $\vec{M}_{n+1-i}$ позначає чисельний розв'язок для $\vec{M}$, отриманий в момент часу t_{n+1-i} у вершинах тетраедричної сітки. Отримане рівняння має вигляд

$$\vec{M}_{n+1} = f\left(t_{n+1}, \vec{M}_{n+1}, \sum_{i=0}^r \frac{\alpha_i}{\alpha_0} \vec{M}_{n+1-i}\right) - \sum_{i=1}^r \alpha_i \vec{M}_{n+1-i}. \quad (19)$$

Це рівняння дає стан намагнічування на останньому етапі моделювання. Останній стан намагнічування $\vec{M}_{n+1-i}$ також з'являється у правій частині, тому це рівняння є нелінійним. Розв'язок (19) вимагає нелінійних ітерацій (за Ньютоном). Ітерації починаються з розрахунку $\vec{M}_{n+1}^{(0)}$ на основі явної схеми еволюції у часі, і цей розв'язок послідовно коригується:

$$\vec{M}_{n+1}^{(j+1)} = \vec{M}_{n+1}^{(j)} + \delta \vec{M}_{n+1}^{(j)}, \quad (20)$$

де $\vec{M}_{n+1}^{(j+1)}$ – виправлені розв'язки, а $\delta \vec{M}_{n+1}^{(j)}$ – корекції, що отримуються шляхом розв'язання лінійної

системи $\frac{\partial g}{\partial \vec{M}_{n+1}} \delta \vec{M} = -g\left(t_{n+1}, \vec{M}_{n+1}^{(j)}, \frac{\partial \vec{M}(t_{n+1})^{(j)}}{\partial t}\right)$, де $\frac{\partial g}{\partial \vec{M}_{n+1}}$ – матриця Якобі,

$$g\left(t, \vec{M}, \frac{\partial \vec{M}}{\partial t}\right) = \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} - f\left(t, \vec{M}, \frac{\partial \vec{M}}{\partial t}\right) = 0. \quad (21)$$

Для розв'язання (19) за допомогою (20) - (21) нам потрібно оцінити магнітне поле $\vec{H}_{n+1}$ на кожній нелінійній ітерації на останньому кроці t_{n+1} . Наш підхід полягає в тому, щоб обчислити це магнітне поле чисельно, що еквівалентно неявному розв'язанню рівнянь Максвелла. Це реалізовано у вигляді симулятора, який можна розглядати як чорну скриньку, що в якості входних параметрів бере намагніченість $\vec{M}_{n+1}^{(j+1)}$ та її відповідну похідну за часом $\sum_{i=1}^r \alpha_i \vec{M}_{n+1-i}$ (18) і видає магнітний поле $\vec{H}_{n+1}^{(j+1)}$ для використання в (19) - (21). Ця чорна скринька враховує всі можливі електромагнітні взаємодії в межах описаного вище наближення. Наприклад, це може бути простий симулятор статичного поля, як це реалізовано в більшості мікромагнітних симуляторів. Це також може бути повномасштабним електромагнітним симулятором, що спроможний врахувати можливі електромагнітні нелінійності, наприклад, нелінійність провідності. Цей магнітоквазістатичний симулятор на основі інтегральних рівнянь буде описаний далі.

РОЗВ'ЯЗАННЯ РІВНЯНЬ МАКСВЕЛЛА

Необхідно вирішити питання про значення намагніченості $\vec{M}$, яке вважали відомим та отриманим з рівняння LLGE. Кілька різних методів можуть бути використані для розв'язування магнітоквазістатичних рівнянь Максвелла: FEM [35], гібридних FEM, таких як [36], або, як запропоновано тут, метод інтегральних рівнянь. Останній має перевагу в тому, що потрібно лише дискретизувати провідні та магнітні області.

У запропонованому методі інтегрального рівняння магнітоквазістатичні рівняння Максвелла розв'язуються шляхом розкладання електричного та магнітного полів на дві частини

$$\vec{E} = \vec{E}_M + \vec{E}_J \quad (22)$$

і

$$\vec{H} = \vec{H}_M + \vec{H}_J, \quad (23)$$

де електричні та магнітні поля $\vec{E}_M$ та $\vec{H}_M$ задовольняють магнітоквазістатичні рівняння Максвелла з намагніченістю $\vec{M}$ як джерело

$$\nabla \times \vec{E}_M = -\mu_0 \frac{\partial}{\partial t} (\vec{H}_M + \vec{M}); \quad (24)$$

$$\nabla \times \vec{H}_M = 0; \quad (25)$$

$$\nabla \cdot \vec{E}_M = 0; \quad (26)$$

$$\nabla(\vec{H}_M + \vec{M}) = 0. \quad (27)$$

$\vec{E}_J$ та $\vec{H}_J$ задовольняють магнітоквазістатичним рівнянням Максвелла з джерелом у вигляді густини струму $\vec{J}$

$$\nabla \times \vec{E}_J = -\mu_0 \frac{\partial \vec{H}_J}{\partial t}; \quad (28)$$

$$\nabla \times \vec{H}_J = \vec{J}; \quad (29)$$

$$\nabla \cdot \vec{E}_J = 0; \quad (30)$$

$$\nabla \cdot \vec{H}_J = 0. \quad (31)$$

Легко помітити, що поля $\vec{E}$ та $\vec{H}$ задовольняють магнітоквазістатичним рівнянням Максвелла (8) – (11).

Оскільки ротор $\vec{H}_M$ дорівнює нулю, $\vec{H}_M$ можна записати у вигляді скалярного магнітного потенціалу

$$\vec{H}_M = -\nabla \Phi_M. \quad (32)$$

Підставивши це в (27), отримаємо

$$\nabla^2 \Phi_M = \nabla \cdot \vec{M}, \quad (33)$$

і розв'язком для Φ_M є

$$\Phi_M = -\frac{1}{4\pi} \int_V \frac{\nabla' \cdot \vec{M}(\vec{x}')}{|\vec{x} - \vec{x}'|} d\vec{x}' + \frac{1}{4\pi} \int_S \frac{\hat{n} \cdot \vec{M}(\vec{x}')}{|\vec{x} - \vec{x}'|} d\vec{x}', \quad (34)$$

де перший інтеграл – інтеграл по об'єму всього простору, позначений V , а другий інтеграл – поверхневий інтеграл над межею S магнітних областей, що виникають внаслідок розриву $\vec{M}$ [37]. Слід зазначити, що $\vec{H}_M$ насправді є магнітостатичним полем, яке можна отримати, розв'язавши статичні рівняння Максвелла. Тема обчислення магнітостатичного поля добре висвітлена у [38]. У статичному наближенні поле $\vec{E}_M$ буде дорівнювати нулю. Проте тут $\vec{E}_M$ розраховується з урахуванням того, що $\nabla \cdot \vec{E}_M = 0$, і це дозволяє записати $\vec{E}_M$ в термінах електричного векторного потенціалу

$$\vec{E}_M = -\nabla \times \vec{F}. \quad (35)$$

Використання (32) та (35) для заміни $\vec{H}_M$ і $\vec{E}_M$ в (24) дає

$$\nabla \times \nabla \times \vec{F} = \mu_0 \frac{\partial}{\partial t} (-\nabla \Phi_M + \vec{M}), \quad (36)$$

що можна переписати як

$$\nabla \left(\nabla \cdot \vec{F} + \mu_0 \frac{\partial \Phi_M}{\partial t} \right) - \nabla^2 \vec{F} = \mu_0 \frac{\partial \vec{M}}{\partial t}. \quad (37)$$

Зробивши калібровку Лоренца

$$\nabla \cdot \vec{F} + \mu_0 \frac{\partial \Phi_M}{\partial t} = 0, \quad (38)$$

одержимо

$$\nabla^2 \vec{F} = -\mu_0 \frac{\partial \vec{M}}{\partial t}. \quad (39)$$

Тоді розв'язок для $\vec{E}_M$ отримує вигляд

$$\vec{E}_M = -\frac{\mu_0}{4\pi} \nabla \times \int_V \frac{\frac{\partial}{\partial t} \vec{M}(\vec{x}')}{|\vec{x} - \vec{x}'|} d\vec{x}' = L_{EM} \left(\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} \right), \quad (40)$$

де лінійний оператор L_{EM} визначається як поєднання операцій ротора та інтеграла по об'єму.

Зважаючи на те, що $\nabla \cdot \vec{H}_J = 0$, магнітне поле можна представити у вигляді магнітного векторного потенціалу

$$\vec{H}_J = \nabla \times \vec{A}. \quad (41)$$

Підставляючи це в (29), маємо

$$\nabla(\nabla \cdot \vec{A}) - \nabla^2 \vec{A} = \vec{J}. \quad (42)$$

Вибравши калібровку $\nabla \cdot \vec{A} = 0$, перепишемо (42) таким чином:

$$\nabla^2 \vec{A} = -\vec{J}, \quad (43)$$

розв'язком якого є

$$\vec{A} = \frac{1}{4\pi} \int_V \frac{\vec{J}(\vec{x}')}{|\vec{x} - \vec{x}'|} d\vec{x}'. \quad (44)$$

Електричне поле $\vec{E}_J$ отримується шляхом підстановки (41) в (28), що дає

$$\nabla \times \left(\vec{E}_J + \mu_0 \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \right) = 0. \quad (45)$$

Оскільки ротор величини у дужках дорівнює нулю, його можна виразити як градієнт електричного скалярного потенціалу Φ_J , так що

$$\vec{E}_J = -\mu_0 \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} - \nabla \Phi_J. \quad (46)$$

Використовуючи (46) для заміни $\vec{E}_J$ в (30) і пам'ятаючи, що в результаті того, що $\nabla \cdot \vec{A} = 0$, маємо

$$\nabla^2 \Phi_J = 0. \quad (47)$$

Це рівняння може бути розв'язаним в межах провідників, якщо передбачено відповідну граничну умову. Така гранична умова отримується з вимоги, щоб нормальна складова густини струму $\vec{J}$ на поверхні провідників була нульовою, тобто $\hat{n} \cdot \vec{J} = 0$. Оскільки в середині провідників $\vec{J} = \sigma \vec{E}$, то це еквівалентно до

$$\hat{n} \cdot \vec{E} = \hat{n} \cdot (\vec{E}_M + \vec{E}_J) = 0 \quad (48)$$

або, використовуючи (46),

$$\frac{\partial \Phi_J}{\partial n} = \hat{n} \cdot \left(\vec{E}_M - \mu_0 \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \right). \quad (49)$$

Це гранична умова Неймана для (47), яка розв'язується за допомогою FEM всередині кожного індивідуального провідного об'єму. Хоча розв'язок Φ_J для цієї задачі визначається лише до постійної, це не породжує проблем, оскільки це є градієнт Φ_J , який входить у вираз для $\vec{E}_J$ в (46).

На цьому етапі слід зазначити, що густина струму $\vec{J}$ включає в себе обидва джерела струму: заданий струм $\vec{J}_i$ та індукований вихровий струм $\vec{J}_{eddy}$. Корисно розкласти електричне поле $\vec{E}_J$ на три частини

$$\vec{E}_J = \vec{E}_{J,i} + \vec{E}_{J,eddy} + \vec{E}_{J,M}, \quad (50)$$

де, посилаючись на (46),

$$\vec{E}_{J,i} = -\mu_0 \frac{\partial \vec{A}_i}{\partial t} - \nabla \Phi_{J,i} = L_{E_i} \left(\frac{\partial \vec{J}_i}{\partial t} \right); \quad (51)$$

$$\vec{E}_{J,eddy} = -\mu_0 \frac{\partial \vec{A}_{eddy}}{\partial t} - \nabla \Phi_{J,eddy} = L_{E_j} \left(\frac{\partial \vec{J}_{eddy}}{\partial t} \right); \quad (52)$$

$$\vec{E}_{J,M} = -\nabla \Phi_{J,M} = L_{E_{J,M}} \left(\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} \right) \quad (53)$$

з $\vec{A}_i$ та $\vec{A}_{eddy}$, що відповідають магнітному векторному потенціалу (44) з $\vec{J} = \vec{J}_i$ і $\vec{J} = \vec{J}_{eddy}$ відповідно, та з $\Phi_{J,i}$, $\Phi_{J,eddy}$ та $\Phi_{J,M}$, що задовольняють (47) з відповідними граничними умовами

$$\frac{\partial \Phi_{J,i}}{\partial n} = -\hat{n} \cdot \mu_0 \frac{\partial \vec{A}_i}{\partial t}; \quad (54)$$

$$\frac{\partial \Phi_{J,eddy}}{\partial n} = -\hat{n} \cdot \mu_0 \frac{\partial \vec{A}_{eddy}}{\partial t}; \quad (55)$$

$$\frac{\partial \Phi_{J,M}}{\partial n} = -\hat{n} \cdot \vec{E}_M, \quad (56)$$

такими, що $\Phi_J = \Phi_{J,i} + \Phi_{J,eddy} + \Phi_{J,M}$ задовольняє (49).

У (51) - (53) компоненти $\vec{E}_J$ були записані у вигляді лінійних операторів, які вводяться для зручності та підкреслюють той факт, що компоненти $\vec{E}_J$ обчислюються за допомогою лінійних операцій відносно часових похідних $\vec{J}_i$, $\vec{J}_{eddy}$ і $\vec{M}$.

Знайшовши вирази для компонент електричного поля $\vec{E}_M$ та $\vec{E}_J$, інтегральне рівняння формулюємо для $\vec{J}_{eddy}$, використовуючи закон Ома $\vec{J} = \sigma \vec{E}$, який містить багато компонент

$$\vec{J}_i + \vec{J}_{eddy} = \sigma(\vec{E}_M + \vec{E}_{J,i} + \vec{E}_{J,eddy} + \vec{E}_{J,M}), \quad (57)$$

або, з точки зору лінійних операторів,

$$\vec{J}_i + \vec{J}_{eddy} = \sigma \left[L_{E_M} \left(\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} \right) + L_{E_M} \left(\frac{\partial \vec{J}_i}{\partial t} \right) + L_{E_M} \left(\frac{\partial \vec{J}_{eddy}}{\partial t} \right) + L_{E_{M,J}} \left(\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} \right) \right]. \quad (58)$$

Використовуючи BDF для дискретизації похідної від часу $\vec{J}_{eddy}$, як це було зроблено для $\vec{M}$ в (18), оцінюючи (58) в момент часу t_{n+1} та групуючи $\vec{J}_{eddy,n+1}$, члени з лівої сторони дають матричне рівняння

$$\vec{J}_{eddy,n+1} - L_{E_J}(\alpha_0 \vec{J}_{eddy,n+1}) = -\vec{J}_i + \sigma \left[L_{E_M} \left(\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} \right) + L_{E_J} \left(\frac{\partial \vec{J}_i}{\partial t} \right) + L_{E_J} \left(\sum_{i=1}^r \alpha_0 \vec{J}_{eddy,n+1-i} \right) + L_{E_{M,J}} \left(\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} \right) \right]. \quad (59)$$

Використання FEM з лінійними базисними функціями для просторової дискретизації породжує лінійну систему рівнянь виду

$$A \vec{J}_{eddy,n+1} = b, \quad (60)$$

де A – це матриця, що помножує вектор невідомих $\vec{J}_{eddy,n+1}$, а b – права частина (59), яка включає в себе відомі величини. Зокрема, наближення BDF для похідної від часу $\vec{M}$, заданої у (18), включає в себе значення намагніченості на попередніх етапах часу, а також поточне наближення за Ньютоном для $\vec{M}_{n+1}^{(j)}$ в (20). Лінійна система (60) розв'язується на кожній ньютонівській ітерації нелінійного симулятора LLGE. Оскільки матриця A – це оператор, визначений через інтеграл по об'єму в поєднанні з розв'язком гармонічної задачі, його коефіцієнти явно не відомі, і ми спираємося на ітеративні методи, такі як узагальнений метод мінімізації залишку GMRES [39]. Об'ємні інтеграли в (34), (40) та (44) можуть оцінюватися за допомогою прискореного адаптивного інтегрального методу, реалізованого в графічному процесорі (GPU) [40].

РЕЗУЛЬТАТИ ЧИСЛОВОГО МОДЕЛЮВАННЯ

В якості прикладу роботи нелінійної магнітної наноструктури розглянемо схему генератора [41] (рис. 1), який подібний до стандартного генератора релаксаційного типу [42], але містить нелінійну магнітну наноструктуру в якості нелінійного двополюсника R_{SV} та збуджується коротким імпульсом V_S гаусової форми із тривалістю 1 нс, $R_1 = 1000$ Ом, $C_1 = 0,1$ пФ. Параметри нелінійної магнітної наноструктури: радіус диску 60 нм, товщина магнітного шару 5 нм, намагніченість насичення 7×10^5 А/м, крок за часом – 10^{-15} с. Результати числового моделювання роботи генератора, що описується схемою на рис. 1, наведені на рис. 2.

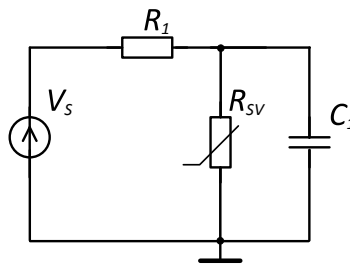


Рис. 1. Принципова схема генератора на нелінійній магнітній наноструктурі R_{SV} , що збуджується короткими імпульсами наносекундної тривалості V_S

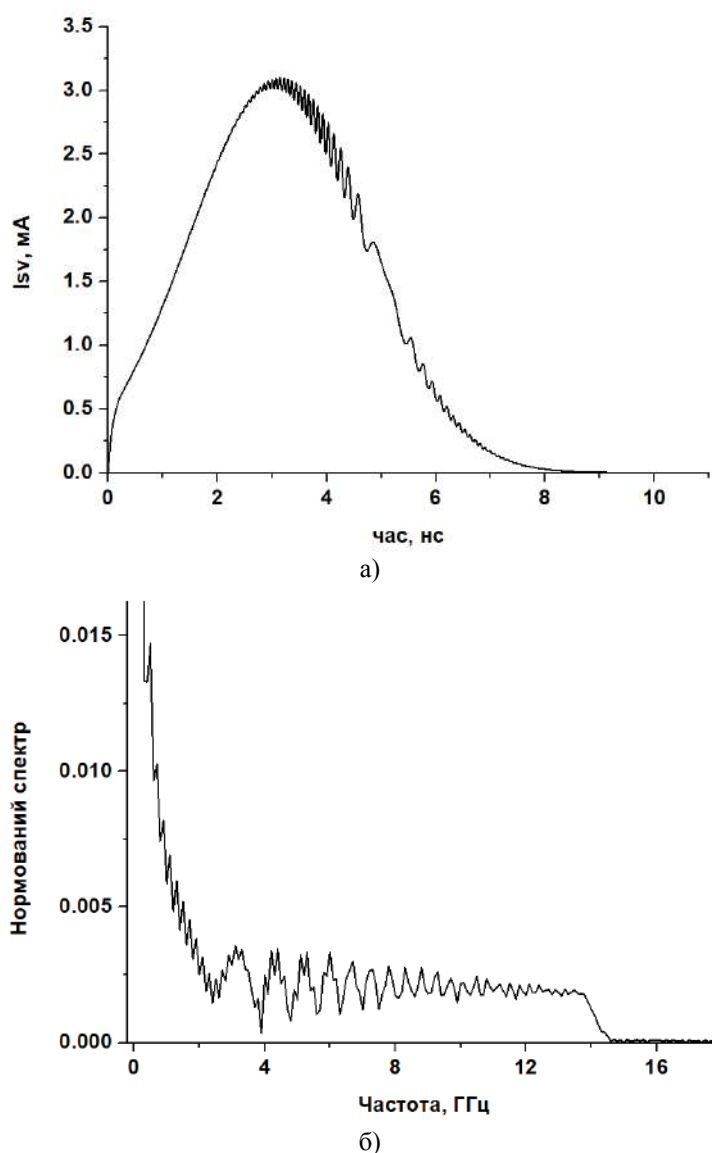


Рис. 2. Часова залежність струму через нелінійну магнітну наноструктуру (а) та її нормований частотний спектр (б)

З рис. 2 видно, що струм через нелінійну магнітну наноструктуру містить, головним чином, збуджуючий наноструктуру імпульс, який промодульований високочастотними коливаннями. Періоди цих коливань змінюються з певним кроком, величина якого добре проілюстрована на графіку нормованого спектру, на якому, для зручності, низькочастотну складову, що превалює і досягає нульової частоти, було обрізано як таку, що нас не цікавить. Наявність нульової частоти в спектрі природна через те, що інтеграл від часової залежності амплітуди струму не дорівнює нулю. Але найбільш практично цінним результатом є поява саме високочастотних коливань у спектрі, природа яких напряму не пов'язана із параметрами зовнішнього електричного кола генератора, а пояснюється складними процесами у нелінійному елементі. Подальша оптимізація параметрів збудження і підмагнічування наноструктури буде спрямована на отримання ще більш високих частот у спектрі струму та збільшення їхньої потужності.

ВИСНОВКИ

Запропонований підхід синергетичної взаємодії програмно відокремлених симуляторів для розрахунку рівняння Ландау-Ліфшиця-Гільберта та рівнянь Максвелла як моделі для вивчення нелінійних магнітних наноструктур показав свою ефективність. Проведене врахування вихрових струмів у шаруватому середовищі у квазістатичному наближенні дозволило спростити числову реалізацію цього підходу. Числовий розрахунок процесів у зовнішньому електричному колі генератора та в наноструктурі

продемонстрував появу високочастотних складових у вихідному струмі, яка пояснюється складною взаємодією струмів, що протікають, та мікромагнітних явищ.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Zhu X. and Zhu J.-G. Bias-Field-Free microwave oscillator driven by perpendicularly polarized spin current // IEEE Transactions on Magnetics. – Oct. 2007. – V.42, N10. – P.2670–2672.
2. Zhu J.-G., Zhu X., Tang Y. Microwave assisted magnetic recording // IEEE Transactions on Magnetics. – Jan. 2008. – V.42, N1. – P.125–131.
3. Zhu J.-G. and Zhu X. Spin transfer induced noise in CPP read heads. // IEEE Transactions on Magnetics. – Jan. 2004. – V.40, N1. – P.182–188.
4. Choi H. S. et al. Spin-nano-oscillator-based wireless communication // Scientific Reports. – June 2014. – V.4. – P.5486.
5. Zeng Z., Finocchio G., and Jiang H. Spin transfer nano-oscillators // Nanoscale. – Oct. 2013. – V.5, N.6. – P.2219–2231.
6. Slonczewski J. C. Current-driven excitation of magnetic multilayers // J. Magn. Magn. Mater. – June 1996. – V.159, N.1–2. – P. L1–L7.
7. Berger L. Emission of spin waves by a magnetic multilayer traversed by a current // Phys. Rev. B. – Oct. 1996. – V.54, N.13. – P.9353–9358.
8. Myers E. B., Ralph D. C., Katine J. A., Louie R. N. and Buhrman R. A. Current-induced switching of domains in magnetic multilayer devices // Science. – Aug. 1999. – V.285, N.5429. – P.867–870.
9. Katine J. A., Albert F. J., Buhrman R. A., Myers E. B. and Ralph D. C. Current-driven magnetization reversal and spin-wave excitations in Co/Cu/Co pillars // Phys. Rev. Lett. – Apr. 2000. – V.84, N.14. – P.3149–3152.
10. Thiaville A., Nakatani Y., Miltat J. and Suzuki Y. Micromagnetic understanding of current-driven domain wall motion in patterned nanowires // Europhys. Lett. – March 2005. – V.69, N.6. – P.990–996.
11. Couture S., Chang R., Volvach I., Goncharov A. and Lomakin V. Coupled finite-element micromagnetic-integral equation electromagnetic simulator for modeling magnetization-eddy currents dynamics // IEEE Transactions on Magnetics. – December 2017. – V.53, N.12.
12. Volvach I., Kuteifan M., Lubarda M.V. and Lomakin V. Circuit-Integrated Micromagnetic Modeling of MRAM Devices // 62-nd Annual Conference on Magnetism and Magnetic Materials. – Pittsburgh, Pennsylvania. – November 6-10, 2017. – P.658.
13. Kuteifan M., Volvach I. and Lomakin V. Forward Flux Sampling Method with Spin Transfer Torque for the Calculation of Thermal Relaxation Times of Free Layers // 62-nd Annual Conference on Magnetism and Magnetic Materials. – Pittsburgh, Pennsylvania. – November 6-10, 2017. – P.659.
14. Volvach I., Kuteifan M., Marko V. Lubarda and Lomakin V. Circuit-Integrated Micromagnetic Modeling of MRAM Devices // Special joint poster session on MRAM, IEEE 63-rd International Electron Devices Meeting IEDM. – San Francisco, California. – December 4–7, 2016.
15. Volvach I., Kuteifan M., Lubarda M. V. and Lomakin V. Integrating FastMag with NGSPICE Framework // Research Review & Advisory Council Meeting (CMRR). – San Diego, California. – May 18-19, 2017. – P.19.
16. Donahue M. J. and Porter D. G. OOMMF user's guide // Nat.Inst. Standards Technol. – Gaithersburg, MD, USA, Sep. 1999. – Interagency Rep.NISTIR 6376.
17. Fu S., Cui W., Hu M., Chang R., Donahue M. J. and Lomakin V. Finite-Difference Micromagnetic Solvers With the Object-Oriented Micromagnetic Framework on Graphics Processing Units // in IEEE Transactions on Magnetics. – April 2016. – V.52, N.4, P.1–9.
18. Vansteenkiste A. and Wiele B. V. MuMax: a new high performance micromagnetic simulation tool // J. Magn. Magn. Mater. – Nov. 2011. – V.323, N.21. – P.2585–2591.
19. Lopez-Diaz L., Aurelio D., Torres L., Martinez E., Hernandez-Lopez M. A., Gomez J., Alejos O., Carpentieri M., Finocchio G. and Consolo G. Micromagnetic simulations using Graphics Processing Units // J. Phys. D: Appl. Phys. – July 2012. – V.45, N.32. – P.323001.
20. Recio G. and Estebanez C. Micromagnetic modeling on magnetization dynamics with lossy magnetic material in thin film heads by FDTD calculations // Appl. Comput. Electrom. – Sept. 2012. – V.27, N.9. – P.717–725.
21. Fischbacher T., Franchin M., Bordignon G. and Fangohr H. A systematic approach to multiphysics extensions of finite-element-based micromagnetic simulations: Nmag // IEEE Trans. Magn. – June 2007. – V.43, N.6. – P.2896–2898.

22. Scholz W., Fidler J., Schrefl T., Suess D., Dittrich R., Forster H., Tsiantos V. Scalable parallel micromagnetic solvers for magnetic nanostructures // *Comp. Mater. Sci.* – Oct. 2003. – V.28, N.2. – P.366–383.
23. Kakay A., Westphal E. and Hertel R. Speedup of FEM micromagnetic simulations with Graphical Processing Units // *IEEE Trans. Magn.* – June 2010. – V.46, N.6. – P.2303–2306.
24. Chang R., Li S., Lubarda M. V., Livshitz B. and Lomakin V. FastMag: Fast micromagnetic simulator for complex magnetic structures (invited) // *Journal of Applied Physics.* – 2011 – V.109. – 07D358.
25. Scheinfein M. R. LLG Micromagnetics Simulator. – 2008 – [Online]. Available: <http://llgmicro.home.mindspring.com>
26. Takano K., Salhi E.-A., Sakai M., and Dovek M. Write head analysis by using a parallel micromagnetic FEM // *IEEE Trans. Magn.* – Oct. 2005. – V.41. – P.2911–2913.
27. Donahue M. Parallelizing a micromagnetic program for use on multiprocessor shared memory computers // *IEEE Trans. Magn.* – Oct. 2009. – V.45, N.10. – P.3923–3925.
28. Fu S., Cui W., Hu M., Chang R., Donahue M. J. and Lomakin V. Finite difference micromagnetic solvers with object oriented micromagnetic framework (OOMMF) on Graphics Processing Units // *IEEE Trans. Magn.* – 2016.
29. Chang R., Escobar M. A., Li S., Lubarda M. V. and Lomakin V. Accurate evaluation of exchange fields in finite element micromagnetic solvers // *Journal of Applied Physics.* – 2012. – V.111. – 07D129.
30. Escobar M. A., Lubarda M. V., Li S., Chang R., Livshitz B. and Lomakin V. Advanced micromagnetic analysis of write head dynamics using Fastmag // *IEEE Trans. Magn.* – May 2012. – V.48, N.5, P.1731–1737.
31. Brown W. F. *Micromagnetics.* – New York, NY, USA: Interscience. – 1963.
32. Haus H. A. and Melcher J. R. *Electromagnetic Fields and Energy.* – Englewood Cliffs, NJ, USA: Prentice-Hall. – 1989.
33. Knoepfel H. E. *Magnetic Fields.* – Hoboken, NJ, USA: Wiley. – 2000.
34. Brown P. N., Byrne G. D. and Hindmarsh A. C. VODE: A variable coefficient ODE solver // *SIAM J. Sci. Stat. Comput.* – 1989. – V.10, N.5, P.1038–1051.
35. Jin J.-M. *The Finite Element Method Electromagnetics.* – Hoboken, NJ, USA: Wiley. – 2014.
36. Bossavit A. and Verite J.-C. A mixed FEM-BIEM method to solve 3-D eddy-current problems // *IEEE Trans. Magn.* – Mar. 1982. – V.MAG–18, N.2, P.431–435.
37. Jackson J. D. *Classical Electrodynamics.* – Hoboken, NJ, USA: Wiley. – 1999.
38. Fredkin D. R. and Koehler T. R. Hybrid method for computing demagnetizing fields // *IEEE Trans. Magn.* – Mar. 1990. – V.26, N.2, P.415–417.
39. Saad Y. *Iterative Methods for Sparse Linear Systems.* – Philadelphia, PA, USA: SIAM. – 2003.
40. Bleszynski E., Bleszynski M. and Jaroszewicz T. AIM: Adaptive integral method for solving large-scale electromagnetic scattering and radiation problems // *Radio Sci.* – Sep. 1996. – V.31, N.5, P.1225–1251.
41. Volvach I., Lubarda M.V. and Lomakin V. SPICE modeling coupled with LLG equation // *Conference on Material Science and Engineering.* – University of California, San Diego, San Diego, CA.
42. Чеботарев В.И., Думин А.Н., Холодов В.И. Генераторы электрических колебаний. Учебно-методическое пособие по основам радиоэлектроники для самостоятельной работы студентов физических специальностей / Харьков: ХНУ имени В.Н. Каразина, 2007, 84 с. 7

ФАЦЕТНА МОДЕЛЬ ОБ'ЄКТУ СКЛАДНОЇ ФОРМИ ДЛЯ РОЗРАХУНКУ ЕЛЕКТРОМАГНІТНОГО РОЗСІЯННЯ

В.С. Хричов, М.М. Легенький

Харківський національний університет імені В. Н. Каразіна, факультет РБЕКС.

м. Свободи 4, Харків, 61022, Україна

E-mail: vladkhrychov@ukr.net, mlegenkiy@karazin.ua

Надійшла до редакції 25 квітня 2018 р.

У статті розглядається проблема моделювання розсіювання електромагнітних полів на об'єктах складної форми з використанням і без використання радіопоглинаючих матеріалів. На основі наближення геометричної та фізичної оптики запропоновано комп'ютерну програму. При цьому враховуються поле, що розсіяне гладкою частиною об'єкта, його ребрами, а також перевідбиття між різними частинами об'єкта й між об'єктом і підстильною поверхнею. Запропонована програма дозволяє ефективно розраховувати поле, що розсіяне об'єктами складної форми з різними поглинаючими покриттями, без необхідності перероблення геометричної моделі досліджуваного об'єкта. Результати моделювання розсіювання електромагнітних хвиль на елементарних радіолокаційних цілях досить точно узгоджуються з уже відомими теоретичними даними щодо розсіяного на цих об'єктах поля.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: ЕПР, РПМ, електромагнітне розсіяння, об'єкт складної форми, факетна модель.

В статье рассматривается проблема моделирования рассеяния электромагнитных полей на объектах сложной формы с использованием и без использования радиопоглощающих материалов. На основе приближения геометрической и физической оптики предложена компьютерная программа. При этом учитываются поле, рассеянное гладкой частью объекта, его ребрами, а также переотражения между различными частями объекта и между объектом и подстилающей поверхностью. Предложенная программа позволяет эффективно рассчитывать поле, рассеянное объектами сложной формы с различными поглощающими покрытиями, без необходимости переработки геометрической модели исследуемого объекта. Результаты моделирования рассеяния электромагнитных волн на элементарных радиолокационных целях достаточно точно согласуются с уже известными теоретическими данными о рассеянном на этих объектах поле.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: ЭПР, РПМ, электромагнитное рассеяние, объект сложной формы, факетная модель

The problem of modeling the electromagnetic field scattering on complex shape objects with and without applying radio absorbing coatings is considered. Based on geometrical and physical optics approximations a computer program is proposed. It takes into account the field scattered by smooth part of the object, its edges and reflections between different parts of the object and between the object and an underlying surface. The proposed program allows us efficiently calculate the field scattered by the complex shape objects equipped with different absorbing coatings without reprocessing the geometric model of the investigated object. The results of the simulation of the electromagnetic waves scattering on elementary radar targets are very close to known theoretical data about scattered fields for these objects.

KEYWORDS: RCS, RAM, electromagnetic scattering, complex shape object, facet model.

ВСТУП

Аналіз радіолокаційної помітності об'єктів складної форми дуже важливий у цивільній та військовій галузі. На основі такого аналізу може відбуватись контроль помітності об'єкту, що корисний для створення літальних чи наземних апаратів, снарядів тощо. Цей аналіз може проводитись як для вже створених виробів шляхом експериментальних досліджень, так і на етапі створення дослідних зразків методами феноменологічного моделювання, чи на етапі конструювання об'єктів, застосовуючи підходи математичного моделювання. При цьому проводиться розрахунок такої характеристики об'єкту, як ефективна поверхня розсіювання (ЕПР). Сучасний рівень розвитку обчислювальної техніки дозволяє розв'язувати методами моделювання велику кількість задач, в тому числі і задачі розрахунку радіолокаційної помітності доволі складних об'єктів. При цьому розробники мають можливість вже на етапі створення конструкторської документації виробу вибирати різні варіанти конструкцій виробів та приймати оптимальні рішення, виходячи з необхідних параметрів об'єкту, який розробляється, та вимог до його радіолокаційної помітності [1].

ФАЦЕТНА МОДЕЛЬ ДЛЯ РОЗРАХНКУ ЕПР

Для моделювання розсіяння електромагнітного поля на об'єктах складної форми часто використовують факетну модель [1-4]. Згідно з цією моделлю, будь-який об'єкт складної форми можна

представити сукупністю окремих елементів. Кожен з таких елементів може бути деталлю складного об'єкта, елементом фоновому сюжету і т.д. Сукупність окремих елементів, що мають певну просторову конфігурацію та певний набір електрофізичних властивостей, в теорії радіолокації має назву радіолокаційної сцени. Відповідно до даного визначення в єдиній структурі даних геометричної моделі радіолокаційної сцени кожному її елементу присвоюється свій індекс, що характеризує даний об'єкт як унікальний елемент радіолокаційної сцени. Унікальний індекс елемента сцени визначає властивий тільки цьому елементу набір заданих електродинамічних параметрів. У свою чергу, кожен елемент сцени складається зі скінченного числа базових геометричних примітивів, званих локальними елементами сцени [1].

Кількість фацетів може обмежуватись лише потужністю комп'ютера та вимогами до часу моделювання. Найбільш зручним для розрахунків розсіяння є моделювання поверхні тіла набором плоских трикутників, розміри яких можуть задаватись дослідником при формуванні сітки [3]. В рамках такої структури даних цифрової геометричної моделі створюються 3 основні геометричні примітиви: «Точка», «Трикутник» і «Ребро».

Точка характеризується радіус-вектором:

$$\vec{r}_i = (x_i, y_i, z_i) \quad (1)$$

Трикутник описується трьома точками

$$p_n = \{\vec{r}_{n1}, \vec{r}_{n2}, \vec{r}_{n3}\}. \quad (2)$$

Ребро – це сторона трикутника, яка входить до двох фацетів. При цьому розрізняють два типи ребер. Перший тип – це реальні кромки, утворені в результаті дійсного зламу гладкої поверхні об'єкту. Інший тип ребер є результатом накладення плоскої трикутної сітки на гладку поверхню об'єкта й утворення так званих "уявних" зламів. Такі ребра називаються "уявними" ("віртуальними") і при проведенні розрахунків вони не повинні враховуватись. В наш час існують програми, що дозволяють значно спростити та стандартизувати процес створення цифрової моделі. Серед таких програм: ProEngineer, Catia, 3DStudio [3].

РОЗРАХУНОК РОЗСІЯНОГО ПОЛЯ ОБ'ЄКТОМ

Результуюче дифракційне поле розсіювання радіолокаційної сцени в цілому визначається шляхом когерентного підсумовування локальних полів розсіювання окремих елементів (трикутників і ребер), що є видимі для радіолокаційної станції (РЛС) і належать до різних елементів сцени. Відповідно до даної методики результуюче поле розсіювання сцени представляється у вигляді когерентної суми п'яти компонент, для різних способів їх розрахунку [4]:

$$\vec{E}_r = \vec{E}_s + \vec{E}_e + \vec{E}_b + \vec{E}_{r-g} + \vec{E}_{b-g}, \quad (3)$$

де $\vec{E}_s$ - повне поле, розсіяне гладкою частиною об'єкта; $\vec{E}_e$ - повне поле, розсіяне гострими ребрами моделі; $\vec{E}_b$ - повне поле, розсіяне фоновими утворюванням, $\vec{E}_{r-g}$ - повне поле розсіяння, обумовлене взаємним перевідбиттям хвиль між окремими елементами складних об'єктів; $\vec{E}_{b-g}$ - повне поле розсіяння, обумовлене взаємним перевідбиттям хвиль між елементами складних об'єктів та елементами фонових утворювань [4-6].

Розроблена програма враховує перші чотири компоненти (3), які обчислюються лише для тих фацетів, що видимі з заданого ракурсу РЛС.

Пропонується наступний алгоритм вибору видимих фацетів:

1. Отримати одиничний вектор падіння хвилі на об'єкт $\vec{r}_i$ із положення РЛС відносно об'єкту.
2. Розрахувати кути між $\vec{r}_i$ та нормалі до фацетів:

$$\beta_n = -\arccos(\vec{N}_n, \vec{r}_i). \quad (4)$$

3. Для фацетів, у яких $0 \leq \beta_n \leq \pi$, перевірити чи перетинає промінь, що проведено з центру фацету у напрямку $-\vec{r}_i$, інший фацет. Наявність перетину вказує на те, що цей фацет знаходиться в тіні об'єкту і не повинен враховуватись при розрахунку розсіяного поля. Якщо перетину немає, то даний фацет додається в список видимих фацетів з заданого ракурсу радару.

Для прискорення виконання третього пункту алгоритму по визначенню видимих фацетів пропонується використовувати КД-дерево («kd-tree») [6]. Відповідно до цієї структури даних, простір розбивається на ділянки (бокси), які в свою чергу можуть бути розбиті на менші ділянки. Використання КД-дерева дозволяє пришвидшити пошук перетинів променів з фацетами, тому що при такому підході немає необхідності перевіряти на перетинання з променем усі фацети, із яких складається модель. Нехай є «бoks», який характеризується набором мінімальних та максимальних координат по кожній із осей

$(x_{\min}, x_{\max}, y_{\min}, y_{\max}, z_{\min}, z_{\max})$, та промінь, який задано початковою точкою ($p = (p_x, p_y, p_z)$) і напрямком ($\vec{l} = (l_x, l_y, l_z)$). Виконуємо наступні розрахунки:

$$\begin{aligned} lo_0 &= \frac{(x_{\min} - p_x)}{l_x}; hi_0 = \frac{(x_{\max} - p_x)}{l_x}; \\ t_{\min} &= \min(lo_0, hi_0); t_{\max} = \max(lo_0, hi_0); \\ lo_1 &= \frac{(y_{\min} - p_y)}{l_y}; hi_1 = \frac{(y_{\max} - p_y)}{l_y}; \\ t_{\min} &= \max(t_{\min}, \min(lo_1, hi_1)); t_{\max} = \min(t_{\max}, \max(lo_1, hi_1)); \\ lo_2 &= \frac{(z_{\min} - p_z)}{l_z}; hi_2 = \frac{(z_{\max} - p_z)}{l_z}; \\ t_{\min} &= \max(t_{\min}, \min(lo_2, hi_2)); t_{\max} = \min(t_{\max}, \max(lo_2, hi_2)). \end{aligned} \quad (5)$$

Промінь перетинає бокс, якщо $t_{\min} \leq t_{\max}$ і $t_{\max} \geq 0$.

Щоб перевірити чи перетинає промінь заданий трикутник, використовується барицентричний тест, згідно з яким точка перетину променя з площиною, в якій лежить трикутник, записується в барицентричних координатах трикутника:

$$\begin{aligned} \vec{E}_1 &= l_y - l_x; \vec{E}_2 = l_z - l_x; \vec{T} = p_x - l_x; \\ \vec{P} &= (\vec{l} \times \vec{E}_2); \vec{Q} = (\vec{T}, \vec{E}_1); d = (\vec{P}, \vec{E}_1); \\ t &= \frac{(\vec{Q}, \vec{E}_2)}{d}; u = \frac{(\vec{P}, \vec{T})}{d}; v = \frac{(\vec{Q}, \vec{l})}{d}. \end{aligned} \quad (6)$$

Промінь перетинає трикутник, якщо $(u+v) \leq 1$, $u \geq 0, v \geq 0, t \geq 0$, причому точка перетину (c) визначається як:

$$c = (1-u-v)v_x + u \cdot v_y + v \cdot v_z. \quad (7)$$

В якості метода розрахунку поля розсіяння трикутного елемента, що належить гладкій частині складного об'єкта, використовується метод фізичної оптики, в основі якого лежать інтеграли Стреттона-Чжу [8]. Із застосуванням метода Гордона при розрахунку інтеграла фізичної оптики вираз для розсіяного поля плоского n -кутного елемента приймає наступний вигляд [9]:

$$\vec{E}_s(\vec{r}_s) = \frac{\dot{u}_m}{4\pi} \frac{\exp(ik(R_i + R_s))}{R_i R_s} \frac{\vec{T}}{|\vec{q}_\perp|^2} \sum_{i=1}^n \dot{D}_i, \quad (8)$$

$$\dot{D}_i = (\vec{q}_\perp^* (\vec{a}_{i+1} - \vec{a}_i)) \frac{\sin(\frac{k}{2}(\vec{q}_\perp (\vec{a}_{i+1} - \vec{a}_i)))}{\frac{k}{2}(\vec{q}_\perp (\vec{a}_{i+1} - \vec{a}_i))} \exp(-i\frac{k}{2}(\vec{q}_\perp (\vec{a}_{i+1} - \vec{a}_i))). \quad (9)$$

Тут $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ – хвильове число падаючого випромінювання; $\dot{u}_m$ – амплітуда зонduючого сигналу;

$\vec{a}_i = p_i - M$ – вектор, що проводиться із середньої точки трикутника в одну із його вершин, причому $\vec{a}_{n+1} = \vec{a}_1$; $\vec{q}_\perp = \{q_x, q_z\}$ – проекція вектора $\vec{q} = \vec{R}_s - \vec{R}_i$ на площини трикутника. $\vec{R}_{i,s} = R_{i,s} \cdot \vec{r}_{i,s}$, R_i, R_s – відстань від середньої точки трикутника до передаючої і приймальної систем. Для трикутних фацетів у формулах (8)-(9) слід покласти $n = 3$. Для дальньої зони можна записати $\vec{E}_s(\vec{r}_s) = \vec{E}_{s0}(\vec{r}_s) \exp(2ikR)/R^2$, де R – відстань від радару до центру об'єкта. Отже $R_i = R + \vec{M}\vec{r}_i$, $R_s = R - \vec{M}\vec{r}_s$, тоді $\vec{E}_{s0}$ може бути обчислено за формулою:

$$\vec{E}_{s0}(\vec{r}_s) = \frac{\dot{u}_m}{4\pi} \exp(ik(\vec{r}_i \vec{M} - \vec{r}_s \vec{M})) \frac{\vec{T}}{|\vec{q}_\perp|^2} \sum_{i=1}^n \dot{D}_i. \quad (10)$$

Вектор $\vec{T}$ в (10) може бути обчислений як:

$$\vec{T} = \vec{T}_v + \vec{T}_h, \quad (11)$$

$$\begin{aligned} \vec{T}_v &= (1 + F_v)(\vec{h}_i, \vec{z}_0) \vec{p} - (1 - F_v)(\vec{e}_i, \vec{y}_0)(\vec{y}_0, \vec{p})[\vec{r}_s \times \vec{z}_0], \\ \vec{T}_h &= (F_h - 1)(\vec{h}_i, \vec{y}_0)(\vec{y}_0, \vec{p}) \vec{z}_0 - (1 - F_h)(\vec{e}_i, \vec{z}_0)[\vec{p} \times \vec{r}_s], \end{aligned} \quad (12)$$

де $\vec{h}_i = [\vec{r}_i \times \vec{e}_i]$ - магнітний вектор падаючої плоскої хвилі. $\vec{e}_i$ - поляризація падаючої хвилі, $\vec{y}_0$ та $\vec{z}_0$ - орти локальної системи координат фацету, зображеної на рис. 1.

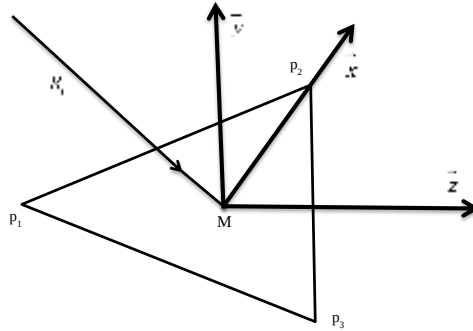


Рис. 1. Локальна система координат фацету

Формули (12) визначають вертикальну та горизонтальну поляризаційну складову електромагнітного поля на поверхні трикутника. При цьому F_v , F_h визначаються як геометрооптичні коефіцієнти відбиття. У випадку однорідного матеріалу вони є коефіцієнтами Френеля, що залежать від конкретних значень діелектричної та магнітної проникності матеріалу, та визначаються формулами (у випадку границі з повітрям):

$$F_v = \frac{\cos(\theta) - W \cos(\psi)}{\cos(\theta) + W \cos(\psi)}, F_h = \frac{W \cos(\theta) - \cos(\psi)}{W \cos(\theta) + \cos(\psi)}, \quad (13)$$

де $W = \sqrt{\mu/\varepsilon}$ імпеданс середовища. Для випадку, коли поверхня об'єкту є ідеальним провідником (Perfect Electric Conductor - PEC), $F_v = 1, F_h = -1$, θ кут падіння хвилі на фацет, ψ - кут заломлення, який визначається із закону Снеліуса:

$$n_1 \sin(\theta) = n_2 \sin(\psi), \quad (14)$$

де $n_i = \sqrt{\varepsilon_i \mu_i}$ показник заломлення середовища.

Розрахунок другої компоненти в формулі (3) виконується шляхом когерентного підсумування дифракційних полів розсіяння «реальних» ребер об'єкта, що є видимими для РЛС з даного ракурсу спостереження. Якщо ребра виникають внаслідок накладання плоскої трикутної сітки на гладку поверхню об'єкта, то вони називаються «уявними» і не повинні бути використані при розрахунку розсіяного поля. Потрібно враховувати лише ті ребра, які утворилися в результаті реального згину гладкої поверхні об'єкта, такі ребра називають «реальними». Для визначення «реальних» ребер пропонується наступний підхід:

1. Створити список усіх ребер та відсортувати список так, щоб кожний елемент списку мав інформацію про ребро, та до яких двох фацетів воно входить.

2. Отримати кут між двома фацетами, до яких входить ребро. Для цього можна розрахувати кут між нормальними фацетів:

$$\alpha = \arccos((\vec{N}_i, \vec{N}_k)), \quad (15)$$

де $(\vec{a}, \vec{b})$ - скалярний добуток двох векторів, $\vec{N}_i$ - вектор нормалі до i -го фацету.

4. Залишити лише ті ребра, які мають кут більше певного значення $\alpha > \alpha_b$ (типово це значення обирається $\alpha_b = \frac{\pi}{6}$).

Ребро вважається видимим («реальним»), якщо хоча б один з фацетів, що його утворюють, є видимий.

Для оцінки дифракційного поля розсіяння ребра використовується метод еквівалентних струмів, який полягає в розрахунку нерівномірної частини струму, що тече уздовж ребра [10]. У [11] отримано асимптотичний вираз для поля, що випромінюється нерівномірною частиною струму на клині. Шляхом інтегрування уздовж контуру ребра довжиною L отримано наступний вираз для розсіяного поля:

$$\vec{E}_e(\vec{r}_s) = \frac{-\dot{U}_m \vec{T} L \exp(ik(R_i + R_s)) \sin(\psi)}{2\pi \sin(\gamma_i) \sin(\gamma_s) R_i R_s} \frac{\sin(\psi)}{\psi} e^{-i\psi}, \quad \vec{T} = (\vec{e}_i, \vec{t}) [\vec{r}_s, [\vec{r}_s, \vec{t}]] F + (\vec{h}_i, \vec{t}) [\vec{r}_s, \vec{t}] G. \quad (16)$$

де: $\psi = 0.5kq_x$, $\vec{t} = (1, 0, 0)$ - одиничний вектор, що співпадає з ребром (рис. 2), $\gamma_i = \arccos(-\vec{r}_i \vec{t})$, $\gamma_s = \arccos(\vec{r}_s \vec{t})$ - кути між спрямовуючими векторами падаючої і відбитої хвиль і $\vec{t}$ відповідно.

Для дальньої зони об'єкту вираз (16) трансформується у $\vec{E}_e(\vec{r}_s) = \vec{E}_{e0}(\vec{r}_s) \frac{\exp(2ikR)}{R^2}$, де:

$$\vec{E}_{e0}(\vec{r}_s) = \frac{-\dot{u}_m \vec{T} L \exp(ik(\vec{r}_i \vec{M} - \vec{r}_s \vec{M}))}{2\pi \sin(\gamma_i) \sin(\gamma_s)} \frac{\sin(\psi)}{\psi} \exp(-i\psi), \quad (17)$$

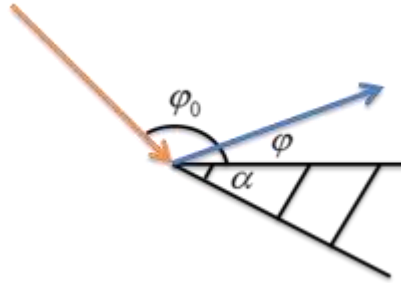


Рис.2. Ребро, утворене двома сусідніми фацетами кут між якими дорівнює α

F, G - коефіцієнти дифракції для електричної та магнітної компонент падаючого поля відповідно (див. [11]). Вони залежать від кута клину (α), кута падіння (φ_0) та кута спостереження (φ):

$$F = f^1 - f^1, \quad G = g^1 - g^0, \quad (18)$$

де:

$$f^1 = \frac{\sin \frac{\pi}{n}}{n} \left(\frac{1}{\cos \frac{\pi}{n} - \cos \frac{\varphi - \varphi_0}{n}} - \frac{1}{\cos \frac{\pi}{n} - \cos \frac{\varphi + \varphi_0}{n}} \right),$$

$$g^1 = \frac{\sin \frac{\pi}{n}}{n} \left(\frac{1}{\cos \frac{\pi}{n} - \cos \frac{\varphi - \varphi_0}{n}} + \frac{1}{\cos \frac{\pi}{n} - \cos \frac{\varphi + \varphi_0}{n}} \right), \quad (19)$$

$$n = \frac{\alpha}{\pi}.$$

f^0 та g^0 мають різний вигляд, коли одна чи обидві сторони клину є видимими для радару. Якщо лише одна сторона освітлена:

$$f^0 = \frac{\sin \varphi_0}{\cos \varphi + \cos \varphi_0}, \quad g^0 = -\frac{\sin \varphi}{\cos \varphi + \cos \varphi_0}, \quad (20)$$

Якщо обидві сторони освітлені:

$$f^0 = \frac{\sin \varphi_0}{\cos \varphi + \cos \varphi_0} + \frac{\sin(\alpha - \varphi_0)}{\cos(\alpha - \varphi) + \cos(\alpha - \varphi_0)},$$

$$g^0 = -\frac{\sin \varphi}{\cos \varphi + \cos \varphi_0} - \frac{\sin(\alpha - \varphi)}{\cos(\alpha - \varphi) + \cos(\alpha - \varphi_0)}. \quad (21)$$

Для кутів спостереження $\varphi = \pi - \varphi_0$ та $\varphi = 2\alpha - \pi - \varphi_0$ функції f^0, g^0, f^1, g^1 є нескінченними, але F і G залишаються скінченними. Згідно з формулами (18)-(21) маємо:

$$\begin{aligned}
 F &= \frac{\frac{1}{n} \sin \frac{\pi}{n}}{\cos \frac{\pi}{n} - \cos \frac{\varphi - \varphi_0}{n}} + 0.5 \operatorname{ctg} \varphi_0 + \frac{0.5}{n} \operatorname{ctg} \frac{\pi}{n}, \\
 G &= \frac{\frac{1}{n} \sin \frac{\pi}{n}}{\cos \frac{\pi}{n} - \cos \frac{\varphi - \varphi_0}{n}} + 0.5 \operatorname{ctg} \varphi_0 - \frac{0.5}{n} \operatorname{ctg} \frac{\pi}{n},
 \end{aligned}
 \quad (22)$$

якщо $\varphi = \pi - \varphi_0$ та $\varphi_0 < \alpha - \pi$;

$$\begin{aligned}
 F &= \frac{\frac{1}{n} \sin \frac{\pi}{n}}{\cos \frac{\pi}{n} - \cos \frac{\varphi - \varphi_0}{n}} + 0.5 \operatorname{ctg} \varphi_0 + \frac{0.5}{n} \operatorname{ctg} \frac{\pi}{n} - \frac{\sin(\alpha - \varphi_0)}{\cos(\alpha - \varphi) + \cos(\alpha - \varphi_0)}, \\
 G &= \frac{\frac{1}{n} \sin \frac{\pi}{n}}{\cos \frac{\pi}{n} - \cos \frac{\varphi - \varphi_0}{n}} + 0.5 \operatorname{ctg} \varphi_0 - \frac{0.5}{n} \operatorname{ctg} \frac{\pi}{n} + \frac{\sin(\alpha - \varphi)}{\cos(\alpha - \varphi) + \cos(\alpha - \varphi_0)},
 \end{aligned}
 \quad (23)$$

якщо $\varphi = \pi - \varphi_0$ та $\alpha - \pi < \varphi_0 < \pi$;

$$\begin{aligned}
 F &= -\frac{\frac{1}{n} \sin \frac{\pi}{n}}{\cos \frac{\pi}{n} - \cos \frac{\varphi - \varphi_0}{n}} + 0.5 \operatorname{ctg} \varphi_0 - \frac{0.5}{n} \operatorname{ctg} \frac{\pi}{n}, \\
 G &= \frac{\frac{1}{n} \sin \frac{\pi}{n}}{\cos \frac{\pi}{n} - \cos \frac{\varphi - \varphi_0}{n}} - 0.5 \operatorname{ctg} \varphi_0 - \frac{0.5}{n} \operatorname{ctg} \frac{\pi}{n},
 \end{aligned}
 \quad (24)$$

якщо $\varphi = \pi + \varphi_0$ та $\varphi_0 < \alpha - \pi$.

Кут $\varphi = \pi + \varphi_0$ при $\alpha - \pi < \varphi_0 < \pi$ відповідає куту всередині клину і тому не має фізичного сенсу. У напрямку дзеркального відбиття $\varphi = 2\alpha - \pi - \varphi_0$ при $\alpha - \pi < \varphi_0 < \pi$ функції F, G визначаються наступним чином:

$$\begin{aligned}
 F &= -\frac{\frac{1}{n} \sin \frac{\pi}{n}}{\cos \frac{\pi}{n} - \cos \frac{\varphi - \varphi_0}{n}} + 0.5 \operatorname{ctg}(\alpha - \varphi_0) + \frac{0.5}{n} \operatorname{ctg} \frac{\pi}{n} - \frac{\sin \varphi_0}{\cos \varphi + \cos \varphi_0}, \\
 G &= \frac{\frac{1}{n} \sin \frac{\pi}{n}}{\cos \frac{\pi}{n} - \cos \frac{\varphi - \varphi_0}{n}} - 0.5 \operatorname{ctg}(\alpha - \varphi_0) - \frac{0.5}{n} \operatorname{ctg} \frac{\pi}{n} + \frac{\sin \varphi}{\cos \varphi + \cos \varphi_0}.
 \end{aligned}
 \quad (25)$$

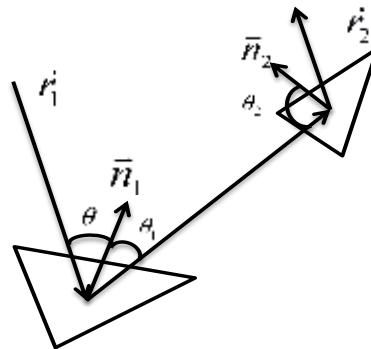


Рис. 3. Схема перевідбиття

Для врахування четвертої компоненти в формулі (3) розглянемо випадок, коли суттєвим є перевідбиття хвиль між різними частинами об'єкту. Схема перевідбиття, що використовується, зображена на рис. 3. При цьому ми вважаємо, що падаюча на перший фацет хвиля під кутом падіння θ_1 згідно з першим законом Снеліуса відбивається під тим же кутом та падає на інший фацет під кутом падіння θ_2 . Вважаємо, що початковою точкою є центр першого фацета, а промінь співпадає з напрямком відбиття. Потім проводимо пошук фацету в КД-дереві, використовуючи формули (5)-(7). Якщо відбитий промінь не перетинає інший фацет, то перевідбиття немає.

Поле, що розсіюється другим фацетом у напрямку спостереження, визначається по аналогії з (10), але з урахуванням набігу фази між двома фацетами та коефіцієнту $\frac{\cos(\theta_1)S_1}{\cos(\theta_2)S_2}$:

$$\vec{E}_{\text{smooth0}}(\vec{r}_s) = \frac{\dot{u}_m \exp\left(ik\left(\vec{r}_i \vec{M} + \vec{r}_s \vec{M} + R_{12}\right)\right)}{4\pi} \frac{\cos(\theta_1)S_1}{\cos(\theta_2)S_2} \frac{\vec{T}}{|\vec{q}_\perp|^2} \sum_{i=1}^3 \dot{D}_i, \quad (26)$$

$$\vec{E}_{\text{smooth}}(\vec{r}_s) = \vec{E}_{\text{smooth0}}(\vec{r}_s) \frac{\exp(2ikR)}{R^2}.$$

Зменшення радіолокаційної помітності є важливою задачею при створенні нових наземних чи літальних апаратів. Для цієї мети часто використовують радіопоглинаючі матеріали (РПМ) та радіопоглинаючі покриття (РПП) [6]. Для моделювання розсіюння електромагнітної хвилі на об'єкті з РПП необхідно модернізувати формули (10) і (13). Для об'єктів з багат шаровим покриттям коефіцієнти Френеля визначені у [12]:

$$F_v = \frac{Z_{in} / \cos(\theta') - Z_0 / \cos(\theta)}{Z_{in} / \cos(\theta') + Z_0 / \cos(\theta)}, \quad (27)$$

$$F_h = \frac{Z_0 \cos(\theta) - Z_{in} \cos(\theta')}{Z_0 \cos(\theta) + Z_{in} \cos(\theta')},$$

де Z_{in} - вхідний імпеданс багат шарового покриття, θ' - кут заломлення, що визначається згідно з (14). Вхідний імпеданс Z_{in} для довільного числа шарів (дивись рис. 4) можна визначити, використовуючи рекурентну формулу, отриману в [12]:

$$Z_{in}^n = \frac{Z_{in}^{n-1} - iZ_n \operatorname{tg}(k_{nz} d_n)}{Z_n - iZ_{in}^{n-1} \operatorname{tg}(k_{nz} d_n)} Z_n, \quad (28)$$

$$Z_{in}^1 = Z_1,$$

де $Z_n = \sqrt{\frac{\mu_n}{\varepsilon_n}}$ - імпеданс n -го шару, $k_{nz} = k \cos(\theta)$ - поздовжнє хвильове число, d_n - товщина n -го шару.

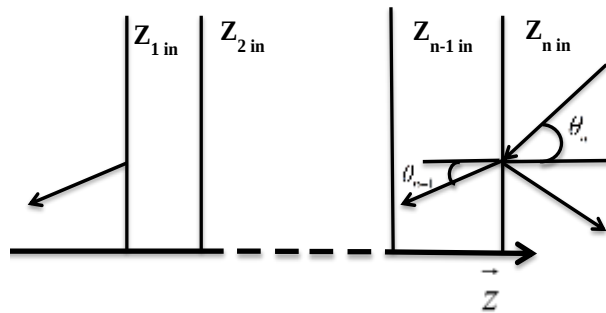


Рис. 4. Дифракція на багат шаровому покритті

РЕЗУЛЬТАТИ МОДЕЛЮВАННЯ

Для оцінки точності розрахунку кожної з компонент (3) були обрані наступні об'єкти:

- для оцінки поля гладкої поверхні – трикутна пластина, сфера;
- для оцінки поля ребер – циліндр;
- для оцінки перевідбиття – прямокутний відбивач.

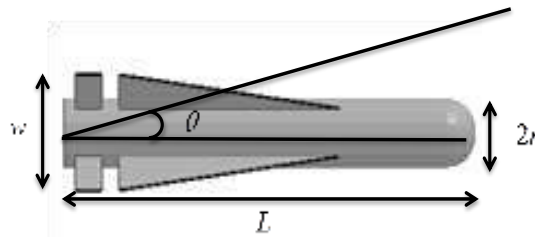


Рис. 5. Модель ракети AGM-65

Для перерахованих об'єктів помилка у розрахунку розсіяного поля не перевищувала 1%. Теоретичні данні були отримані з формул, наведених у [13].

Радіопоглинаючі матеріали були змодельовані на об'єкті складної форми. У якості такого об'єкту було вибрано модель ракети AGM-65, зображеної на рис.5, із розмірами: довжина $L = 2.5$ м, радіус $r = 304$ мм, розмах крила $w = 719$ мм.

Поверхня об'єкту була змодельована з використанням 1180 плоских трикутних фацетів. Матеріал моделі - РЕС. Розрахована ЕПР ракети при куті падіння 90° дорівнює 400 м^2 та ЕПР циліндру з такою ж довжиною $l = 2.2$ м дорівнює $\sigma = 2\pi a l^2 / \lambda = 455.9 \text{ м}^2$. Таким чином, ЕПР ракети досить схожа до ЕПР циліндру тієї ж довжини. Для тестування поглинаючих властивостей модель була оснащена багатошаровим покриттям. В якості такого покриття вибрано тришарове покриття з параметрами, наведеними у таблиці.

Таблиця. Параметри тришарового покриття

Прошарок	ε	μ	d
Зовнішній	1.6+1.1j	1.6+0.7j	0,5 мм
Середній	1.3+1.4j	1.6+1.8j	2.5 мм
Внутрішній	1.4+1.8j	1.3+1.8j	4 мм

На рис.6. показана розрахована діаграма зворотного розсіяння для моделі на довжині хвилі $\lambda = 10$ мм для горизонтальної поляризації з радіопоглинаючим покриттям та без нього. Теоретичне зниження ЕПР при використанні розглянутого покриття було розраховане для випадку, коли хвиля падає по нормалі з повітря на багатошарову (чотиришарову) систему з параметрами, вказаними у таблиці і металевим шаром. В цьому випадку отримано поглинання на $\Delta = 15.5$ дБ від м^2 .

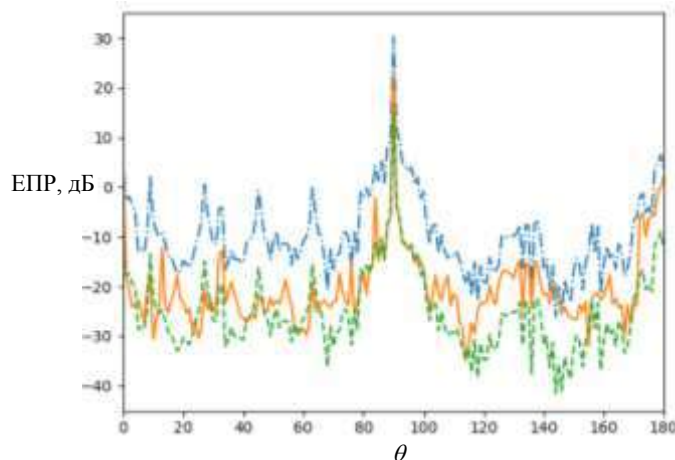


Рис. 6. Діаграма зворотного розсіяння в дБ від м^2 — — — без покриття $\sigma_0(\theta)$, — с тришаровим покриттям $\sigma(\theta)$, — — — теоретичне зниження ЕПР з використанням цього покриття $\sigma_0(\theta) - \Delta$

ВИСНОВКИ

Розроблено програму для розрахунку ЕПР об'єктів складної форми, яка враховує поля розсіяні гладкою частиною об'єкта, його ребрами та перевідбиття між частинами об'єкту. Також програма дозволяє врахувати внесок у розсіяне поле радіопоглинаючого покриття (одношарового чи багатошарового) з різними параметрами без переробки геометричної моделі.

Проведено порівняння результатів моделювання для елементарних розсіювачів (трикутна пластина, сфера та циліндр) з теоретичними даними щодо розсіювання поля на цих об'єктах. Помилка при розрахунку полів, що розсіяні на елементарних розсіювачах, не перевищувала 1%.

При розробці багатошарових поглинаючих покриттів часто проводиться експериментальна оцінка коефіцієнту відбиття від багатошарової структури при нормальному куті падіння. В цій роботі порівняно відбиття від об'єкту, оснащеного багатошаровим покриттям з тим, що було розраховано для випадку нормального кута падіння на ідеальну провідну пластину, оснащену тим же покриттям. Використання радіопоглинаючих покриттів дає значне зниження розсіяного поля як для нормального кута падіння, так і у випадку нанесення такого покриття на об'єкт складної форми.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Борзов А.Б. Методы цифрового моделирования радиолокационных характеристик сложных объектов на фоне природных и антропогенных образований/ А.Б.Борзов, А.В.Соколов, В.Б. Сучков // Журнал радиоэлектроники: электронный журнал. – 2000. - N3. - URL: <http://jre.cplire.ru/mac/mar00/3/text.html>.
2. Youssef N.N. Radar cross section of complex targets / N.N. Youssef // *Proceedings of the IEEE*. – 1989. - Volume: 77, Issue: 5. - pp. 722 – 734.
3. Львова Л.А. Радиолокационная заметность летательных аппаратов / Л.А. Львова. - Снежинск: Изд-во РФЯЦ - ВНИИТФ, 2003. — 232 с.
4. Масловский А.А. О снижении заметности радиолокационных целей, расположенных на подстилающей поверхности / А.А. Масловский, М.Н. Легенький // Вісник Харківського національного університету імені В. Н. Каразіна. Серія «Радіофізика та Електроніка». – 2014. – випуск 24 № 1115. – С.14-22
5. Legenkiy M. Evaluation of On-Ground Object Radar Detectability Reduction / M. Legenkiy, A. Butrym, M. Antyufeyeva // *Proceedings of the conference Mathematical Methods in Electromagnetic Theory*. - Dnipropetrovsk, 2014. - pp. 254-257.
6. Рассеяние электромагнитных волн воздушными и наземными радиолокационными объектами: монография. / О.И. Сухаревский, В.А. Василец, С.В. Кукобко и др. // Под ред. О.И. Сухаревского. – Х.: ХУПС, 2009. – 468 с.
7. Tao Y. B. Kd-tree based fast ray tracing for RCS prediction/ Y. B. Tao, H. Lin, H. J. Bao // *Progress Electromagn. Res. (PIER)*. – 2008. - vol. 81. - pp. 329 – 341.
8. Stretton J.A. *Electromagnetic Theory* / J.A. Stretton. - McGraw Mill, New York, 1941. – 541p.
9. Gordon W. B. Far-field approximations to the Kirchhoff-Helmholtz representations of scattered fields / W. B. Gordon // *Proceedings of the IEEE Transactions on Antennas and Propagation*. – 1975. - vol. AP-23. - pp. 590-592,
10. Analysis of Heuristic Uniform Theory of Diffraction Coefficients for Electromagnetic Scattering Prediction / D. Tami, C. G. Rego, D. Guevara, et al. // *International Journal of Antennas and Propagation*. -2018. - vol. 2018. - p.11.
11. Уфимцев П. Я. Теория дифракционных краевых волн в электродинамике / П. Я. Уфимцев. - М.: Бином. Лаборатория знаний. -2013. - 372 с.
12. Бреховских Л. М. Волны в слоистых средах. / Л. М Бреховских. - М.: Наука. – 1973. —344 с.
13. Кобак В.О. Радиолокационные отражатели / В.О. Кобак. - М.: «Сов. Радио», 1975. — 248с.

УДК.537.87

ТОНКОДРОТЯНИЙ ЕЛЕМЕНТ ЗВ'ЯЗКУ ЕЛЕКТРОДИНАМІЧНИХ ОБ'ЄМІВ

Н.К. Блинова, Л.П. Яцук, А.В. Селютин, А.О. Вусик

Харківський національний університет імені В. Н. Каразіна, факультет РБЭКС.

пл. Свободи 4, Харків, 61077, Україна

E-mail: Blinova@karazin.ua, yatsuk38@gmail.com

Надійшла до редакції 3 квітня 2018 р.

Одержано розв'язок електродинамічної задачі розсіяння на дротяному елементі зв'язку прямокутного хвилеводу з вільним напівпростором. Відрізок тонкого дроту через круглий отвір пронизує широкую стінку хвилеводу і проходить без контакту з нею у вільний напівпростір. Хвилевід збуджується основною хвилею. Розрахунки амплітудного розподілу струму вздовж ідеально провідного дроту проведено з урахуванням п'яти просторових гармонік. Отримано коефіцієнти відбиття, проходження та випромінювання. Проведено експериментальні дослідження енергетичних характеристик такого елементу зв'язку та порівняння їх з результатами розрахунку. Показано, що узгодження результатів розрахунку і експерименту забезпечено у межах 10%. Показано, що цей елемент зв'язку може передавати у суміжний простір до половини потужності хвилі, що падає, при коефіцієнті відбиття не вище 0,15.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: дротяний елемент зв'язку, прямокутний хвилевід, коефіцієнт відбиття, коефіцієнт проходження, коефіцієнт випромінювання

Получено решение электродинамической задачи рассеяния на проволочном элементе связи прямоугольного волновода со свободным полупространством. Отрезок тонкой проволоки через круглое отверстие пронизывает широкую стенку волновода и проходит без контакта с ней в свободное полупространство. Волновод возбуждается основной волной. Расчеты амплитудного распределения тока вдоль идеально проводящего провода проведен с учетом пяти пространственных гармоник. Получены коэффициенты отражения, прохождения и излучения. Проведены экспериментальные исследования энергетических характеристик такого элемента связи и сравнение их с результатами расчета. Показано, что согласование результатов расчета и эксперимента обеспечено в пределах 10%. Показано, что этот элемент связи может передавать в соседнее пространство до половины мощности падающей волны при коэффициенте отражения не выше 0,15.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: проволочный элемент связи, прямоугольный волновод, коэффициент отражения, коэффициент прохождения, коэффициент излучения

The solution of the electrodynamic problem of scattering on a wire element of connection a rectangular waveguide with free half-space is obtained. A piece of thin wire through a round hole pierces the wide wall of the waveguide and passes into a free half-space without a contact with waveguide. Waveguide is excited by its fundamental mode. The calculations of the amplitude distribution of the current along the ideally conducting wire were carried out taking into account five spatial harmonics. The coefficients of reflection, transmission and radiation are received. Experimental studies of the energy characteristics of such an element of link and their comparison with the results of the calculation are carried out. It was shown that the agreement between the calculation results and the experimental ones was provided within 10%. It was shown that this coupling element can transmit up to half of the incident wave power to the neighboring space with a reflection coefficient not higher than 0.15.

KEY WORDS: wire bonding element, rectangular waveguide, reflection coefficient, transmission coefficient, coefficient of radiation

ВСТУП

У техніці надвисоких частот значну роль мають елементи зв'язку суміжних електродинамічних об'ємів. Найчастіше це щілинні і дротяні елементи зв'язку. Найбільш детально вивчені щілинні випромінювачі та елементи зв'язку у хвилеводних стінках. Фундаментальна теорія щілинних випромінювачів розроблена в [1]. Дротяні елементи зв'язку, які збуджуються власними хвилями і переносять потужність у сусідні електродинамічні об'єми, експериментально представлені в [2] та частково описані математично [3-4]. Такі з'єднувачі можуть мати різні застосування. Як випромінювачі, вони мають однорідну діаграму спрямованості у площині, ортогональній осі дротини. В якості елементів

зв'язку вони можуть з'єднувати непаралельні хвильоводи з довільним кутом між ними без будь-яких ускладнень геометричної структури. Важливо знати параметри розсіяння такої неоднорідності у хвильоводі. Метою дослідження є отримання коефіцієнтів відбиття, проходження та випромінювання тонкодротяного елемента зв'язку, одна частина якого розташована у хвильоводі, а інша – у вільному просторі.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧІ

Розглянута система показана на рис. 1. Тонкий відрізок ідеально провідного дроту довжини L та радіусу ρ проходить через маленький круглий отвір у широкій стінці нескінченного прямокутного хвильоводу. Радіус проводу на малюнку не показаний. Відстань від осі проводу до вузької хвильовідної стінки є x_0 . Товщина стінки дорівнює t , частина дроту всередині хвильоводу дорівнює l_1 , а за її межами – l_2 . Так $L = l_1 + l_2 + t$. Вісь проводу зміщена від початку координат x, y, z на відстань z_0 . Хвильовод збуджується домінуючою хвилею H_{10} одиничної амплітуди. Хвиля поширюється вздовж позитивного напрямку осі Z . Необхідно знайти розподіл амплітуди струму вздовж ідеально провідного дроту з урахуванням кількох гармонік, знайти коефіцієнти відбиття і проходження хвилі від дротяної неоднорідності.

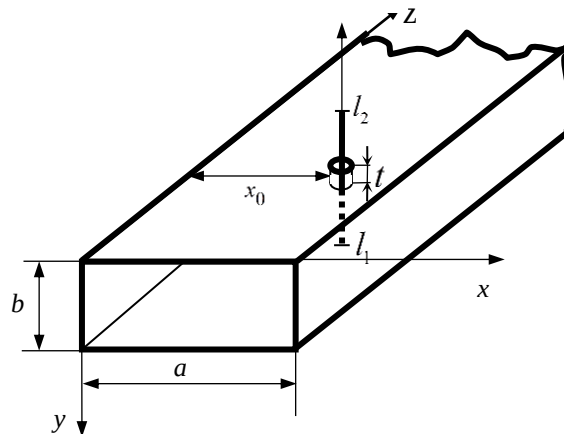


Рис.1. Геометрія системи

РОЗВ'ЯЗОК ЗАДАЧІ

Електричне поле $\vec{E}$ хвилі H_{10} наводить на поверхні дроту електричний струм з щільністю $\vec{j}^e$. Цей струм збуджує електромагнітне поле всередині і за межами хвильоводу (пізніше ми будемо використовувати індекси i і e для них). Амплітуди домінуючих хвиль, збуджених дротом, що розповсюджуються у напрямках $z < 0$ і $z > 0$, використовуються для пошуку коефіцієнтів відбиття та передачі.

У випадку одномодового режиму амплітуди $C^{(\pm 1)}$ домінуючих хвиль, що збуджуються всередині хвильоводу відрізком дроту, можуть бути знайдені згідно [1, 5]

$$C^{\pm 1} = 1/N_{||} \int_V \vec{j}^e \vec{E}^{\mp 1} dV \quad (1)$$

Тут знаки в індексах пов'язані з напрямком розповсюдження: «+» відповідає напрямку $z > 0$ і знак «-» – напрямку $z < 0$, $N_{||}$ – нормуючий коефіцієнт [2], $\vec{E}^{\pm 1}$ – вектор-функція, що описує електричне поле домінуючої власної хвилі з одиничною амплітудою.

Інтегрування в (1) виконується вздовж частини вібратора, розташованої всередині хвильоводу. Змінна інтегрування може бути представлена як $dV = S dl$, де S і dl є елементи поперечного перетину вібратора та його довжини. Для практики становить інтерес випадок, коли вібратор тонкий, тому можна вважати поле $\vec{E}^{\pm 1} = \text{const}$ в зоні перетину вібратора. Крім того, враховуємо лише один компонент

щільності струму ($\vec{j}^e = \vec{\eta}^0 j_\eta$). Те саме стосується і повного струму. Через це вираз (1) в системі координат, показаний на рис.1, може бути переписаний наступним чином [3].

$$C^{(\pm 1)} = 1/N_1 \int_0^{l_1} J(\eta) E_y^{(\mp 1)}(x_0, \eta) d\eta \quad (2)$$

Струм $J^e \eta$, наведений на вібраторі, невідомий. Ми наближаємо щільність $\vec{j}^e$ струму $J^e \eta$ набором власних функцій, що задовольняють однорідним граничним умовам Діріхле на кінцях інтервалу $0 \leftrightarrow L$.

$$\vec{j}^e(\eta) = \vec{y}^0 \sum_{q=1}^Q J_q \sin \frac{q\pi\eta}{L} \quad (3)$$

де J_q є невідомі амплітудні коефіцієнти.

Коефіцієнти J_q знаходимо з граничних умов на поверхні ідеально провідного дроту S .

$$E_y(\vec{j}^e) + E_y^0 \Big|_S = 0 \quad (4)$$

Тут $E_y(\vec{j}^e)$ – електричне поле, збуджене вібратором, E_y^0 це електричне поле вхідної хвилі, що збуджує вібратор. Поле E_y^0 на поверхні вібратора описується кусково- подібною функцією. У середині хвильоводу це є E_{y10} , проекція на вісь y вектора $\vec{E}$ хвилі H_{10} , на останній частини інтервалу функція E_y^0 дорівнює нулю:

$$E_y^0 = \begin{cases} E_{y10} & 0 \leq \eta \leq l_1 \\ 0 & l_1 \leq \eta \leq L \end{cases} \quad (5)$$

Рівняння (4) є функціональним. Перетворимо його в систему лінійних алгебраїчних рівнянь (СЛАР), використовуючи метод Гальоркіна:

$$\sum_{q=1}^Q J_q Z_{pq}^i + Z_{pq}^e = U_p, \quad (6)$$

де $p = 1, 2, 3, \dots, Q$.

У виразі (6)

$$Z_{pq}^i = \frac{1}{4\pi i \omega \varepsilon_a} \int_{l_1}^0 \sin \frac{p\pi\eta}{L} \left(\frac{\partial^2}{\partial y^2} + k^2 \right) \int_{l_1}^0 \sin \frac{q\pi\eta'}{L} G_{yy}^i(\vec{r} / \vec{r}') dy' dy \quad (7)$$

$$Z_{pq}^e = \frac{1}{4\pi i \omega \varepsilon_a} \int_{-(t+l_2)}^{-(t+l_1)} \sin \frac{p\pi\eta}{L} \times \\ \times \left(\frac{\partial^2}{\partial y^2} + k^2 \right) \int_{-t}^{-(t+l_1)} \sin \frac{q\pi\eta'}{L} G_{yy}^e(\vec{r} / \vec{r}') dy' dy \quad (8)$$

$$U_p = - \int_{l_1}^0 \sin \frac{p\pi\eta}{L} E_y^{st} dy. \quad (9)$$

Тут Z_{pq}^i, Z_{pq}^e – відповідно внутрішні та зовнішні власні взаємні імпеданси, U_p – індукована електрорушійна сила, G_{yy}^i є y -компонентою електричної тензорної функції Гріна прямокутного хвильоводу для векторного потенціалу, G_{yy}^e є функція Гріна вільного півпростору з однорідною граничною умовою Неймана на нескінченній ідеально провідній площині. Після розв'язку СЛАР (6) визначимо коефіцієнт відбиття як

$$\dot{\Gamma}_1 = \sum_{q=1}^Q C_q^{-1} \quad (10)$$

і коефіцієнт передачі по хвильоводу як

$$\dot{\Gamma}_{12} = 1 + \sum_{q=1}^Q C_q^{+1} \quad (11)$$

Коефіцієнт випромінювання можна знайти з рівняння балансу потужності

$$|S_{\Sigma}|^2 = 1 - \left| \dot{\Gamma}_1 \right|^2 - \left| \dot{\Gamma}_{12} \right|^2 \quad (12)$$

РЕЗУЛЬТАТИ ЧИСЕЛЬНОГО АНАЛІЗУ ТА ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ДОСЛІДЖЕННЯ ЕНЕРГЕТИЧНИХ ПАРАМЕТРІВ ТОНКОДРОТЯНОГО ЕЛЕМЕНТА ЗВ'ЯЗКУ ЕЛЕКТРОДИНАМІЧНИХ ОБ'ЄМІВ

За допомогою програми, написаної для використання у середовищі Mathcad, було проведено розрахунки амплітудного розподілу струму вздовж ідеально провідного дроту з урахуванням п'яти просторових гармонік. На рис.2, показано амплітудний розподіл струму вздовж дроту з урахуванням однієї гармоніки (крива 1) та з урахуванням п'яти гармонік (крива 2). Видно, що розподіл струму вздовж дроту з урахуванням п'яти гармонік не є симетричним.

В діапазоні частот були проведені розрахункові та експериментальні дослідження енергетичних характеристик неоднорідності у вигляді відрізка провідника різного діаметра, при різному зануренні його в хвилевід. На рис. 3 представлені експериментальні та розрахункові залежності від довжини l_1 енергетичних параметрів відрізка провідника довжиною $L = 16$ мм, діаметром $d = 1$ мм. Розрахунки проведені на частоті $f = 9,375$ ГГц.

Експериментальні криві позначені маркерами, розрахункові - не мають маркерів. На рисунку 3 відображені коефіцієнти проходження $|S_{12}|^2$ відповідно: крива 1 - експеримент та крива 2 – розрахунок, коефіцієнти відбиття $|S_{11}|^2$ відповідно: крива 3 - експеримент і крива 4 – розрахунок, коефіцієнти випромінювання $|S_{\Sigma}|^2$ отримані з рівняння енергетичного балансу, відповідно крива 5- експеримент і крива 6 - розрахунок.

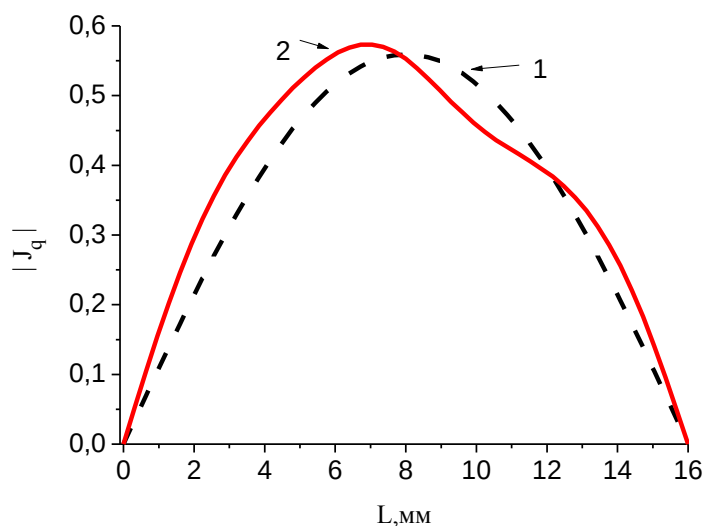


Рис. 2. Амплітудний розподіл струму вздовж ідеально провідного дроту з урахуванням просторових гармонік

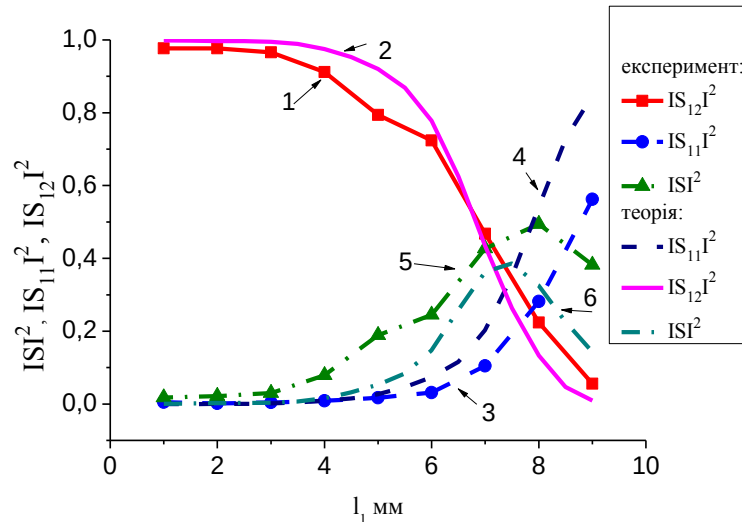


Рис. 3. Залежності енергетичних параметрів від l_1 на частоті 9,375 ГГц

Видно, що розрахунковий коефіцієнт відбиття вищий, ніж експериментальний при $l_1 > 5$ мм. Розрахунковий коефіцієнт випромінювання менший експериментальних значень при всіх значеннях $l_1 > 4$ мм.

Одна з причин різниці експериментальних і розрахункових кривих полягає в тому, що розрахунки проведені в припущенні нульового значення струму на кінці вібратора. Оскільки вібратор не надто тонкий, має місце затікання струму на торці. Через це струм на кінцях вібратора не дорівнює нулю. Можна уявити собі, що уявний вібратор, у якого струм на кінці дорівнює нулю, трохи довший реального, і струм на додатковій ділянці стає радіальним. Оцінити довжину цієї області і її внесок в загальне поле, створене вібратором поки не є можливим. Можна тільки знайти його емпірично.

Будемо виходити з того, що подовження вібратора не повинно перевищувати два радіусу вібратора (один знизу, другий зверху). При повній довжині вібратора $L = 16$ мм, $l_1 = 7$ мм і діаметрі $d = 1$ мм вибираємо довжину $\hat{L}$ віртуального вібратора, що дорівнює 17 мм, $\hat{l}_1 = 7,4$ мм. Не залишилася незмінною і товщина вібратора. Зменшення діаметра вібратора позитивно позначилося на узгодженні розрахункових і експериментальних результатів.

Можливо, допущення, прийняті для тонкодротяної моделі, виявляються недостатньо справедливими при діаметрі вібратора $d = 1$ мм. Одним з цих припущень може бути довільність вибору твірної, на якій формулюється гранична умова. Тому розрахункові дані, отримані для більш тонкого вібратора, точніше описують фізичні процеси в даній системі, і краще узгоджуються з експериментальними даними. Візьмемо для розрахунків $\hat{d} = 0,6$ мм. На рис.4 представлені криві залежностей енергетичних коефіцієнтів від l_1 за умови, що $L = \hat{L}$, $d = \hat{d}$.

Видно, що результати розрахунків краще корелюють з експериментальними кривими, ніж на рис.3. Аналогічна закономірність проявляється при підборі ефективних довжин вібраторів та їх діаметрів для розрахунку енергетичних характеристик вібраторів меншого і більшого діаметру ($d = 0,6$ мм та $d = 1,5$ мм). При цьому виявилось, що узгодження результатів розрахунку та експерименту знаходяться в межах 10%.

Далі на рис.5 представлені експериментальні та розрахункові залежності від частоти енергетичних характеристик вібратора: коефіцієнти проходження, коефіцієнти відбиття, коефіцієнти випромінювання у випадку $L = 16$ мм, $d = 1$ мм, $l_1 = 7$ мм криві 1, 3, 5-експеримент та $\hat{L} = 17$ мм, $\hat{l}_1 = 7,4$ мм, $\hat{d}_r = 0,6$ мм обраних для розрахунку відповідно криві 2, 4, 6.

Видно гарний збіг результатів розрахунку і експерименту. Різниця спостерігається лише для коефіцієнта проходження в високочастотній області при $f > 9,5$ ГГц, що пояснюється тим, що в

розрахунках не враховувався отвір, який в експерименті на високих частотах впливає на енергетичні коефіцієнти більш суттєво, ніж на низьких частотах.

Виявилось також, що цей елемент зв'язку може передавати у суміжний простір до половини потужності первинної хвилі, що збуджує хвильовід, при коефіцієнті відбиття не вище 0,15.

На рис. 6 представлені результати експерименту і розрахунку того ж варіанту, що раніше (рисунок 5), але розрахунок проведено одним з чисельних методів (комерційна програма).

Експериментальні результати нанесені маркерами, розрахункові - суцільними лініями. Видно, що розрахунок таким способом дає найгірший збіг з експериментом, ніж наші розрахунки.

Розрахункові дані, отримані одним з чисельних методів комерційних програм, розходяться з результатами експерименту більше, ніж наші, як в області низьких, так і в області високих частот.

Показано, що вібратор, що проходить через невеликий круглий отвір в широкій стінці хвильоводу, ефективно передає енергію електромагнітного поля в суміжний електродинамічний об'єм.

Коефіцієнт випромінювання по потужності близький до половини падаючої потужності при низькому коефіцієнті відбиття на частотах близьких до резонансної.

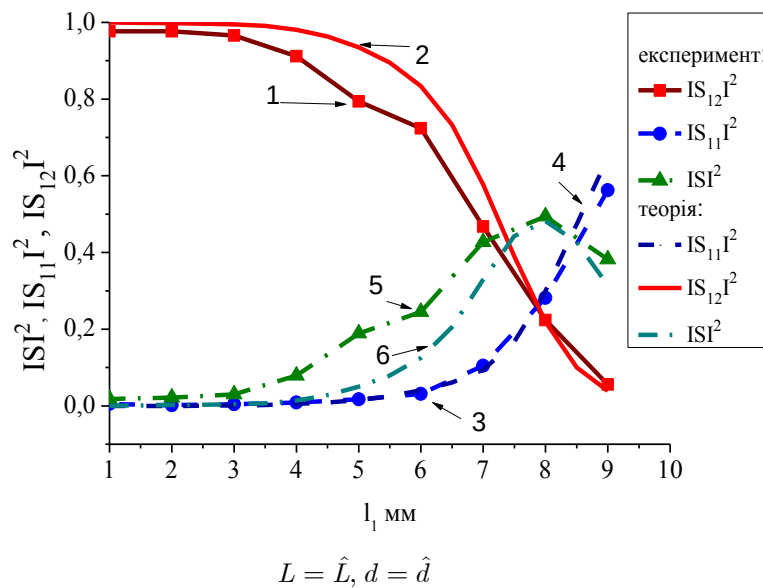


Рис. 4. Залежності енергетичних параметрів від l_1 на частоті 9,375 ГГц

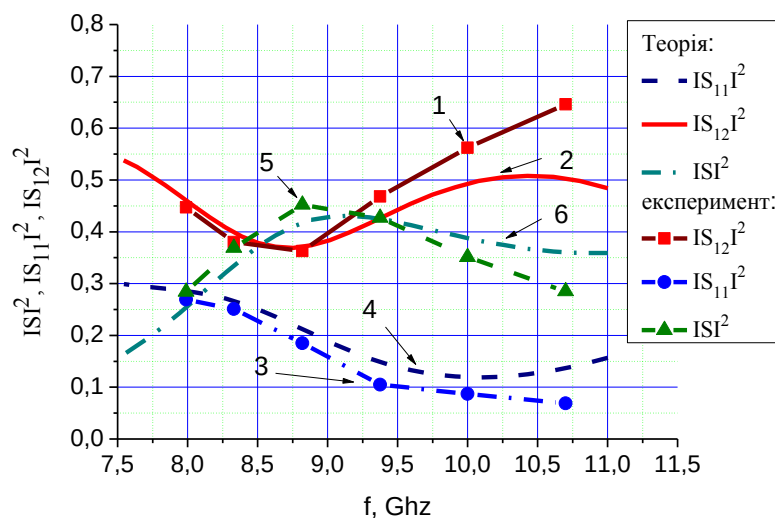
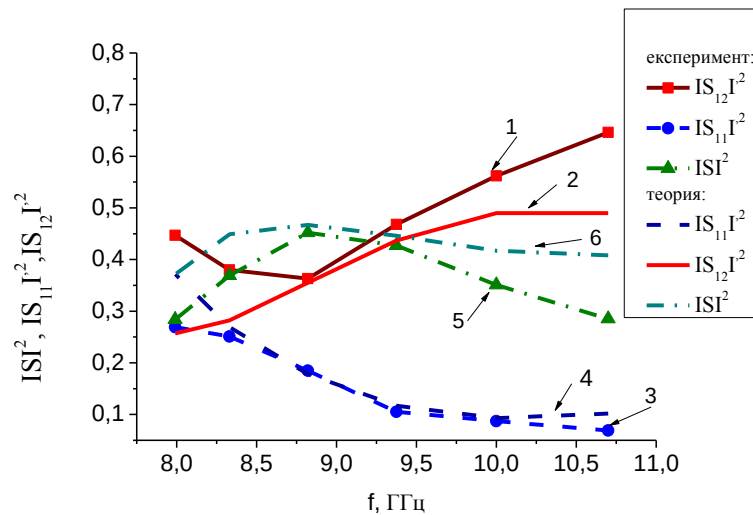


Рис. 5. Частотні залежності енергетичних параметрів при $d = 1$ мм, $l_1 = 7$ мм, $L = 16$ мм.



$$l_1 = 7 \text{ мм}, L = 16 \text{ мм}.$$

Рис. 6. Частотні залежності енергетичних параметрів при $d = 1$ мм.

ВИСНОВКИ

Таким чином, можна зробити висновок про те, що побудована математична модель зв'язку хвилеводу та вільного півпростору відрізком дроту через невеликий круглий отвір дозволяє розраховувати енергетичні параметри з урахуванням кількох базисних функцій. Емпіричні поправки для загальної довжини вібратора, його діаметра і частини довжини вібратора зануреної в хвилевід, забезпечують узгодження результатів розрахунку і експерименту в межах 10%. Виняток становить область високих частот, де проявляється вплив отвору через який проходить вібратор більше, ніж на низьких частотах.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Фельд Я.Н., Бененсон Л.С. Антенно-фидерные устройства, ч. 2. – М.: Изд-во ВВИА им. Жуковского Н.Е. – 1959. – 551с.
2. Blinova N. K., Yatsuk L. P., Sachko V. O. Energy characteristics of wire vibrator connecting a rectangular waveguide and the free half space through a small hole // 9-th International Kharkiv Symposium on Physics and Engineering of Microwaves, Millimeter and Submillimeter Waves (MSMW-2016), June 20-24. 2016. Proc. – Kharkiv, 2016.
3. Yatsuk L.P., Vusik A. A. Thin-wire coupling element of adjacent electrodynamic volumes // International Conference on Antenna Theory and Techniques, 16-20 September, 2013: Odessa, Ukraine 2013. – pp. 157-159.
4. Blinova N. K. On the Reliability of the Mathematical Model of Coupling the Waveguide and Free Half Space by a Wire Segment Through a Small Round Aperture / N. K. Blinova, L. P. Yatsuk, V. O. Sachko, A.V. Selutin // 8th International Conference on Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals Share this event (UWBUSIS 2016). Odessa, Ukrain, September 05-11. - 2016. : – Odessa, Ukraine, 2016. – P. 136-138.
5. Вайнштейн Л.А. Электромагнитные волны. –М.: Сов.радио, 1957. – 581с.

УДК 621.373.8:681.785

БОРТОВОЙ ЛАЗЕРНЫЙ ГАЗОАНАЛИЗАТОР ДЛЯ ОБНАРУЖЕНИЯ УТЕЧЕК МЕТАНА ИЗ ГАЗОПРОВОДОВ

В.П. Титарь, О.В. Шпаченко

Харьковский национальный университет имени В. Н. Каразина, факультет РБЭКС.

пл. Свободы 4, Харьков, 61077, Украина

E-mail: inhol@ukr.net

Поступила в редакцию 5 июня 2018 г.

Проведен анализ использования метода дифференциального поглощения для обнаружения фоновых концентраций метана. Предложен оптимальный способ реализации этого метода с использованием перестраиваемого He-Ne-лазера, излучающего на двух длинах волн (3.3922 и 3.3903 мкм). Разработана оптическая схема и конструкторская реализация бортового лазерного газоанализатора дифференциального поглощения. Создан действующий макет данного устройства и проведены его предварительные испытания, которые показали эффективность определения с его помощью концентраций метана в приземном слое атмосферы на уровне единиц ppm, что является необходимым и достаточным условием для обнаружения утечек газа из магистральных трубопроводов и газопроводов жилищно-коммунального хозяйства.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: дистанционный лазерный газоанализ, дифференциальное поглощение, He-Ne-лазер, метан

Проведено аналіз використання методу диференціального поглинання для виявлення фонових концентрацій метану. Запропоновано оптимальний спосіб реалізації цього методу з використанням перестроювального He-Ne-лазера, який випромінює на двох довжинах хвиль (3.3922 та 3.3903 мкм). Розроблено оптичну схему та конструкторську реалізацію бортового лазерного газоаналізатора диференційного поглинання. Створено діючий макет цього пристрою та проведено його попередні випробування, які показали ефективність визначення за допомогою цього пристрою концентрацій метану в приземному шарі атмосфери на рівні одиниць ppm, що є необхідною та достатньою умовою для детектування витоків газу із магістральних трубопроводів та газопроводів житлово-комунального господарства.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: дистанційний лазерний газоаналіз, диференційне поглинання, He-Ne-лазер, метан

An analysis of a differential absorption method for detecting background methane concentrations was carried out. An optimal method for implementing this approach based on a tunable He-Ne laser radiating at two wavelengths (3.3922 and 3.3903 μm) is proposed. An optical scheme and design of the on-board laser gas analyzer has been developed. The test results have confirmed the high efficiency of determining methane concentrations in the atmospheric surface layer at the level of several ppm, which sufficient for detecting gas leaks from main pipelines and pipelines of the housing and utilities sector.

KEY WORDS: remote laser gas analyser, differential absorption, He-Ne laser, methane

ВВЕДЕНИЕ

Дистанционные лазерные методы исследования атмосферы давно вышли за пределы исследовательских лабораторий и находят всё более широкое применение в народном хозяйстве. Стоящие на практике задачи диктуют выбор физических принципов и методов их конструкторской реализации в устройствах дистанционного лазерного зондирования. Ранее нами уже были разработаны несколько модификаций лидаров для экологического мониторинга приземного слоя атмосферы в условиях техногенных загрязнений окружающей среды [1-4]. Данная статья посвящена созданию мобильного лазерного газоанализатора для дистанционного определения малых концентраций метана с целью обнаружения утечек газа из газотранспортных систем.

Длительная эксплуатация газопроводных систем предъявляет повышенные требования безопасности к их техническому состоянию. Для безопасной эксплуатации газотранспортных систем необходимо регулярное патрулирование газопроводов с целью своевременного обнаружения утечек газа. Кроме того, периодический контроль и освидетельствование состояния газопроводов дают возможность продлевать ресурс их эксплуатации. На сегодняшний день диагностика является одним из основных инструментов обеспечения длительной и безаварийной эксплуатации газопроводов. При этом важной задачей при проведении обследования газопроводов является выбор методов исследования, позволяющих комплексно решать поставленные задачи.

Используемые в настоящее время методы контроля и поиска утечек транспортируемого газа, как визуальные, так и инструментальные, оказываются в большинстве случаев малоэффективными [5]. В этом случае представляется перспективным дистанционный метод обнаружения утечек природного газа посредством прибора, установленного на борту летательного аппарата. При этом к бортовому

газоанализатору предъявляется ряд требований: отсутствие помех в режиме транспортировки, экспрессность и производительность применяемой газоаналитической аппаратуры для возможности контроля магистралей большой протяженности. Чувствительность по газу должна быть на уровне долей естественного фона метана ($\sim 10^{-5}$ % об. = 0.1 ppm). Кроме того, необходима высокая селективность анализа, так как состав почвенных газов, являющихся буферной средой при обследовании магистральных газопроводов, сильно варьируется по кислороду (от 1 до 20% об.) и углекислому газу (от 0.03 до 30% об.), что искажает показания таких детекторов, как плазменно-ионизационные или полупроводниковые.

Наиболее полно предъявляемым требованиям могут отвечать методы лазерного (лидарного) зондирования атмосферы, основанные на взаимодействии лазерного излучения с молекулами исследуемых газов. Преимуществами лидарного газоанализа являются: высокая селективность, минимальное время отклика, возможность дистанционных измерений, низкая стоимость эксплуатации и обслуживания. Тем не менее, задача детектирования фоновых концентраций метана до настоящего времени не нашла достаточно простого решения, позволяющего сделать такие измерения массовыми. Известные лазерные газоанализаторы [6-8] сложны и в техническом, и в эксплуатационном отношении.

Целью данной работы являлось создание действующего макета компактного, с высокими техническими показателями лазерного бортового газоанализатора, пригодного для непрерывного обнаружения утечек метана из магистральных газопроводов и выявления дефектов их линейной части.

В ходе проделанной работы был разработан и создан действующий макет бортового лазерного газоанализатора (лидара).

Бортовой лазерный газоанализатор предназначен для оперативного дистанционного обнаружения в реальном масштабе времени утечек газа из линейной части магистральных газопроводов и газопроводов жилищно-коммунального хозяйства при воздушном патрулировании. Созданный лидар может входить в штатный состав оборудования вертолетов различных типов и, помимо контроля за состоянием газотранспортных систем, может также найти широкое применение в геологоразведке для поиска залежей углеводородов по наличию фоновой составляющей метана.

Принцип действия разработанного лидара основан на измерении интенсивности рассеянного в обратном направлении лазерного излучения, отраженного от поверхности контролируемого участка магистральных газопроводов. В качестве физического принципа работы лидара был выбран метод дифференциального поглощения инфракрасного излучения в газовой среде.

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ МЕТОДА ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ

Метод дифференциального поглощения основан на явлении резонансного поглощения лазерного излучения в пределах контура линии поглощения атмосферного газа. В основу метода заложено использование по крайней мере двух лазерных пучков на различных длинах волн, которые последовательно или одновременно посылаются вдоль одной и той же трассы в атмосфере. Первая длина волны расположена в центре линии поглощения, а вторая – на её крыле. При этом разница в используемых длинах волн должна быть небольшой (единицы нм), чтобы сечение аэрозольного рассеяния можно было считать одинаковым для обоих случаев. Тогда различие в интенсивности отражённых сигналов будет обусловлено в основном разницей в поглощении указанных длин волн зондирующего излучения молекулами исследуемого газа на атмосферной трассе.

Основная идея трассовых измерений методом дифференциального поглощения состоит в том, чтобы исключить из анализа долю сигнала, обусловленную рассеянием зондирующего излучения на неоднородностях среды и нерезонансным поглощением излучения [9,10]. Практически эта идея реализуется зондированием атмосферы излучением лазера, работающего в режиме последовательного переключения между двумя линиями излучения, на которых эффект резонансного поглощения загрязняющей примеси существенно различается. Тогда усредненная по трассе концентрация примеси $C(L)$ вычисляется по следующей формуле [10]:

$$C(L) = \frac{1}{2L\Delta\sigma(\Delta\nu, L)} \ln \left[\frac{P(\nu_1, L)P_0(\nu_0)}{P_0(\nu_1)P(\nu_0, L)} \right]. \quad (1)$$

Здесь

$$\overline{\Delta\sigma(\Delta\nu, L)} = \overline{\sigma(\nu_0, L)} - \overline{\sigma(\nu_1, L)}.$$

где $\overline{\sigma(\nu_0, L)}, \overline{\sigma(\nu_1, L)}$ – сечение резонансного поглощения на частотах ν_0 и ν_1 соответственно (черта означает усреднение вдоль трассы), L – длина трассы, $P_0(\nu_0), P_0(\nu_1)$ – излучаемая мощность лазера на частотах ν_0 и ν_1 соответственно, $P(\nu_0, L), P(\nu_1, L)$ – регистрируемая мощность лазерного излучения, прошедшего трассу, на частотах ν_0 и ν_1 соответственно.

Множитель 2 в знаменателе правой части (1) говорит о том, что эта формула написана для двухпроходной схемы зондирования, а множитель $\overline{\Delta\sigma(\Delta\nu, L)}$ описывает влияние всех примесей с учетом их неоднородного распределения вдоль трассы.

В методе дифференциального поглощения излучения предполагается, что для каждой примеси можно подобрать такую пару частот зондирующего излучения, на которых поглощение излучения существенно различается, а влияние других примесей незначительно (в принципе отсутствует). Для такой пары частот зондирующего излучения неизвестная нам величина $\overline{\Delta\sigma(\Delta\nu, L)} \approx \Delta\sigma$, где $\Delta\sigma$ – дифференциальное сечение поглощения примеси на этих частотах, может быть измерено в лабораторных условиях.

Несмотря на кажущееся усложнение расчета результатов измерений, это дает возможность (из-за довольно простого математического аппарата обработки результатов измерений) получить более полную информацию о состоянии атмосферы. В принципе, идеальным результатом является зондирование атмосферы на всех возможных линиях генерации лазера.

В случае зондирования атмосферы излучением лазера на различных линиях будем иметь:

$$U_{\text{det1}} = AP_1 \exp[-2L(\alpha_0 + \alpha_i)] , \quad (2)$$

$$U_{\text{opor1}} = BP_1 \quad (3)$$

и соответственно

$$U_{\text{det2}} = AP_2 \exp[-2L\alpha_0] , \quad (4)$$

$$U_{\text{opor2}} = BP_2 , \quad (5)$$

где $U_{\text{det1,2}}$ – сигнал, регистрируемый после прохождения трассы измерения, с соответственной длиной волны $U_{\text{opor1,2}}$ – сигнал в опорном канале с соответственной длиной волны, α_i – усредненный вдоль трассы коэффициент резонансного поглощения излучения конкретной примесью на частоте генерации ($\alpha_i = n_i \cdot \sigma_i$, где σ_i – сечение поглощения лазерного излучения данной молекулой примеси), α_0 – усредненный вдоль трассы коэффициент нерезонансного поглощения, A и B – коэффициенты, учитывающие аппаратные потери в измерительных трактах.

Имеется в виду, что:

$$\alpha_0(P_1) \cong \alpha_0(P_2) . \quad (6)$$

Введем безразмерные величины X и Y

$$X = \frac{U_{\text{det1}}}{U_{\text{opor1}}} = \frac{A}{B} \exp[-2L(\alpha_0 + \alpha_i)] , \quad (7)$$

$$Y = \frac{U_{\text{det2}}}{U_{\text{opor2}}} = \frac{A}{B} \exp[-2L\alpha_0] . \quad (8)$$

Их соотношение равно

$$Z = \frac{X}{Y} = \exp[-2L\alpha_i] . \quad (9)$$

Коэффициент поглощения данной примеси на трассе

$$\alpha_i = -\frac{1}{2L} \ln Z , \quad (10)$$

а усредненное по трассе количество молекул примеси в единице объема равно

$$n_i = -\frac{1}{2L\sigma_i} \ln Z . \quad (11)$$

Таким образом, определение средних значений концентраций загрязняющих веществ в период, когда проводится запись на линиях зондирующего лазера, сводится к простому расчету с использованием полученных из записей отношений амплитуд сигнала лазера с учетом его мощности излучения на этих линиях. При этом необходимо знать величину сечения поглощения σ_i на частотах излучения используемого He-Ne-лазера.

ОПТИМАЛЬНЫЙ ВЫБОР РАБОЧИХ ДЛИН ВОЛН ДЛЯ ДИСТАНЦИОННОГО ЛАЗЕРНОГО ДЕТЕКТИРОВАНИЯ ФОНОВЫХ КОНЦЕНТРАЦИЙ МЕТАНА МЕТОДОМ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ

С целью оптимального выбора пиков спектра поглощения метана нами был создан микрополигон для измерения спектров поглощения метана (CH_4) и метана в смеси с атмосферными газами. Основными элементами полигона является газовая камера (рис. 1) и спектроанализатор МДФ-4 (рис. 2).

Исследования проводились следующим образом. В газовой камере (рис. 1) откачивался воздух. Затем она наполнялась под давлением вначале чистым метаном, после чего добавлялся ряд газов, который присутствует в атмосфере городской среды – CO , N_2O , CO_2 , O_3 и др.

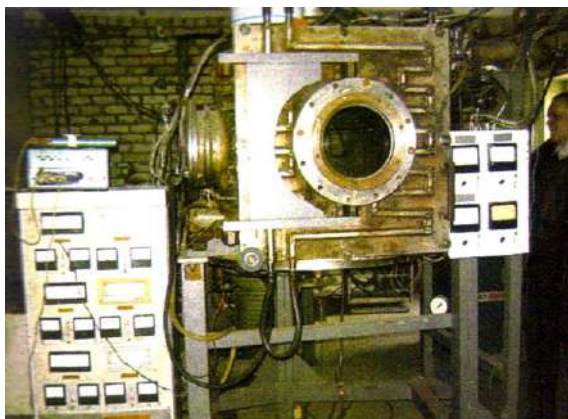


Рис. 1. Газовая камера для измерения спектров поглощения метана



Рис. 2. Спектроанализатор МДФ-4

На рис. 3 представлены спектры поглощения основных атмосферных газов в диапазоне 1 – 15 мкм. Метан имеет два хорошо выраженных пика поглощения в области 3,3 и 7,4 мкм. Наиболее интенсивным является пик на 3,3 мкм. Из сравнения со спектрами поглощения других атмосферных газов видно, что пик поглощения метана на 3,3 мкм не накладывается на спектры поглощения других газов. На рис. 4 представлен спектр поглощения метана с высоким разрешением. Из этого спектра видно, что линия поглощения расположена на 3,39 мкм.

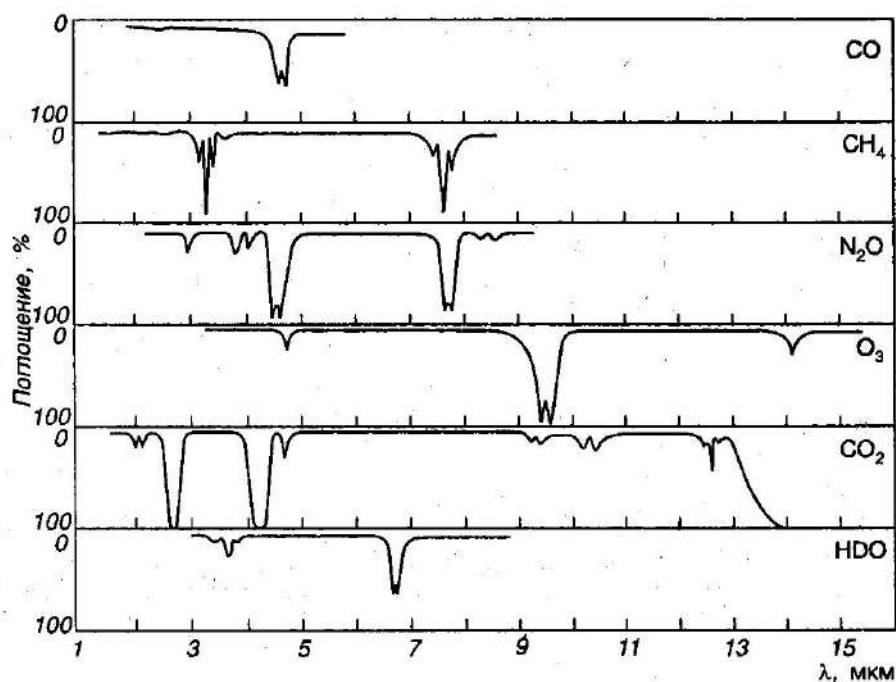


Рис. 3. Спектры поглощения основных атмосферных газов в диапазоне 1 – 15 мкм

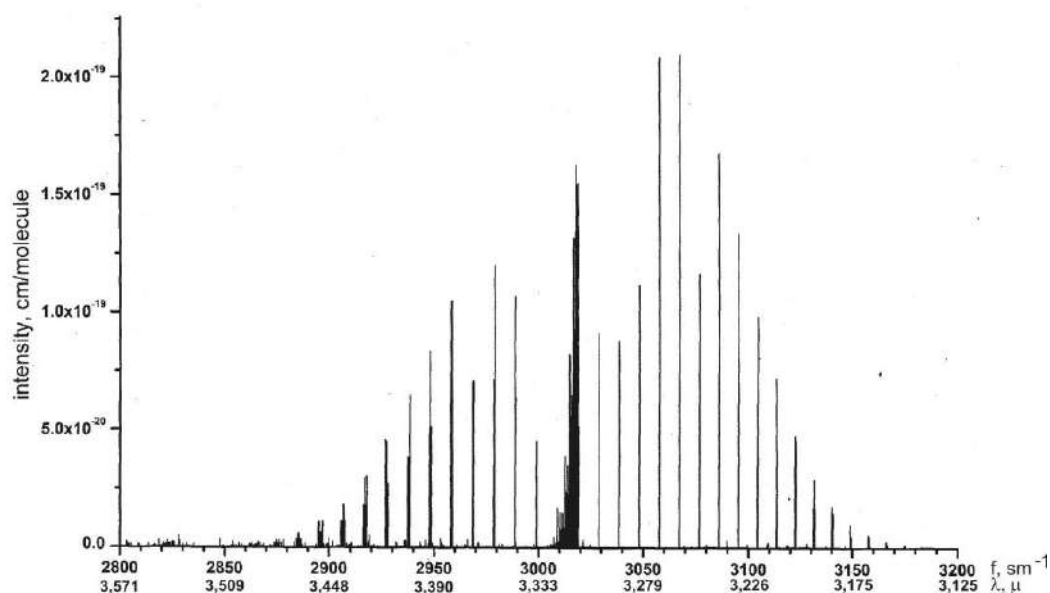


Рис. 4. Спектр поглощения метана с высоким разрешением

Для оптимального выбора рабочей длины волны необходимо также учитывать пропускание атмосферы и интенсивность солнечного излучения. Из представленного на рис. 5 спектра пропускания атмосферы видно, что длина волны 3,39 мкм, которая соответствует линии поглощения метана, попадает в окно прозрачности. В международной фотометрической системе положение окон прозрачности имеет стандартизацию, соответствующую длине волны ($\lambda \pm \Delta\lambda$). В соответствии с этой стандартизацией длина волны 3,39 мкм попадает в L-диапазон окна прозрачности с длинами волн $(3,6 \pm 0,45)$ мкм [11].

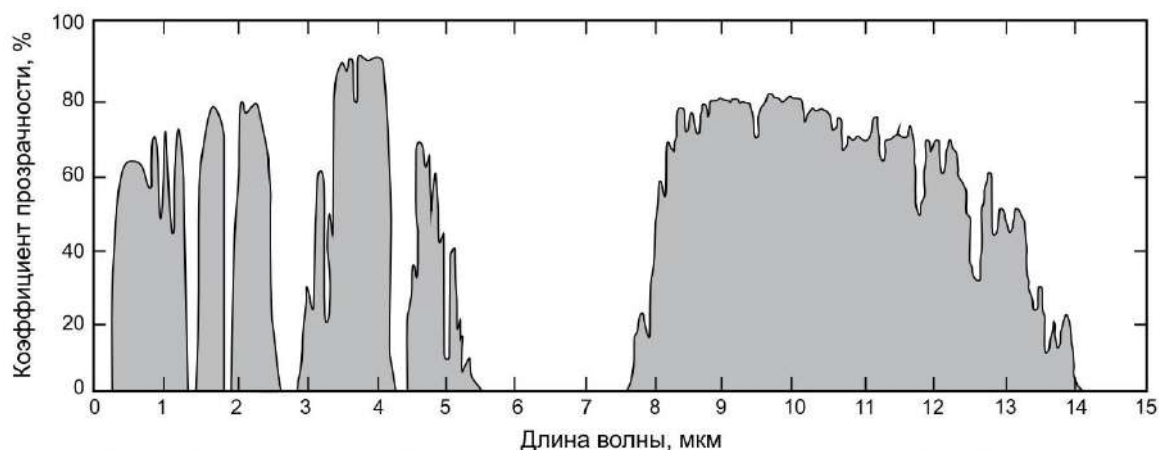


Рис. 5. Спектры пропускания атмосферы Земли [11]

На рис. 6 представлен спектр солнечного излучения, из которого видно, что интенсивность солнечного излучения в инфракрасном диапазоне на длинах волн $3,2 \text{ мкм} < \lambda < 4,5 \text{ мкм}$ практически равна нулю, и, следовательно, измерение спектров поглощения метана на этой длине волны можно проводить в дневное время.

Проведенные исследования показали, что спектр поглощения метана при наличии сопутствующих атмосферных газов практически не меняется, уменьшаются только интенсивности пиков поглощения, примерно на 10 - 20% в зависимости от концентрации примесных газов.

С учетом этих данных был разработан и создан макет бортового лазерного газоанализатора, работающего на перестраиваемом He-Ne-лазере, излучающем на длинах волн $\lambda = 3,3922$ и $3,3903$ мкм. Как видно из рис. 7, длина волны $\lambda = 3,392$ мкм попадает в полосу поглощения метана, а $\lambda = 3,3903$ находится за её пределами, что необходимо для использования метода дифференциального поглощения.

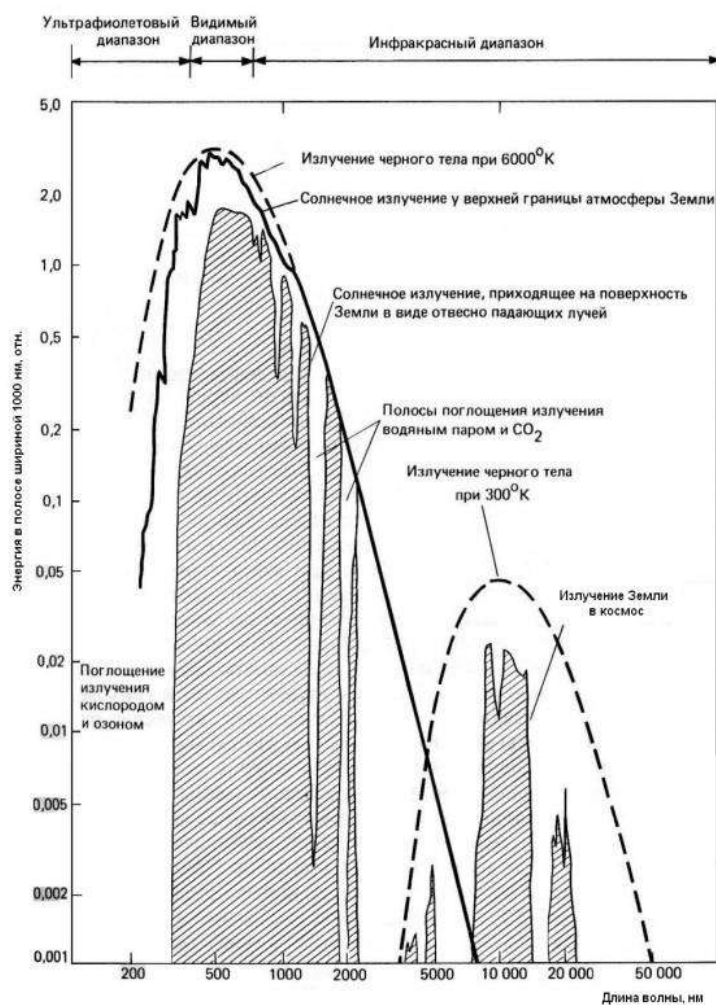


Рис. 6. Спектральное распределение энергии излучения Солнца на границе земной атмосферы, поверхности Земли и теплового излучения Земли [12]

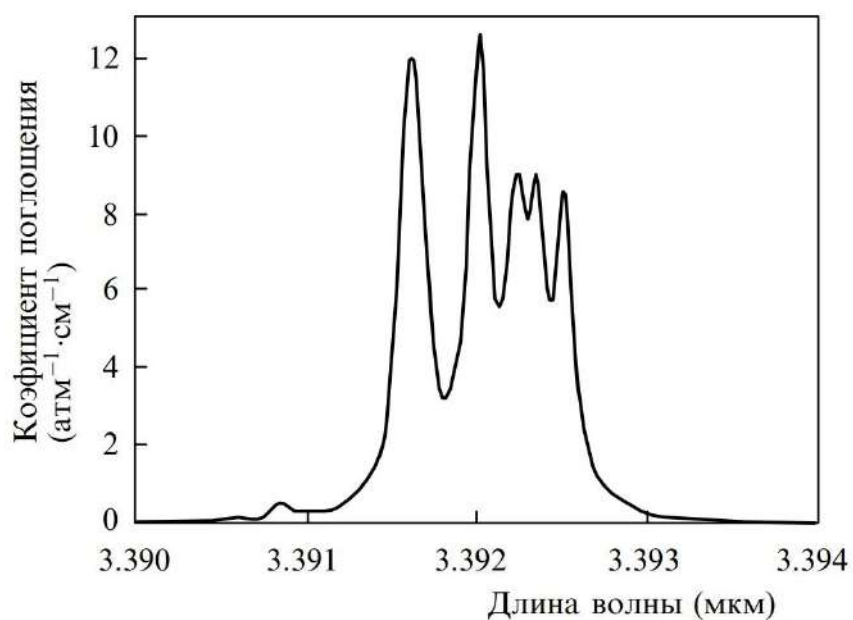


Рис. 7. Спектр поглощения метана в области генерации He-Ne-лазера [15]

В процессе лидарного зондирования атмосферы методом дифференциального поглощения измеряется ослабление излучения одной из наиболее сильных линий генерации He-Ne-лазера с длиной волны 3.3922 мкм (2947.9 см⁻¹), которая практически совпадает с центральной частотой линии F1(2) перехода P(7) полосы V3 поглощения метана [13,14]. Ширина спектра генерации лазера во много раз меньше отдельных линий поглощения основных атмосферных газов, поэтому такое совпадение обеспечивает высокую чувствительность и селективность при лидарном детектировании фоновых концентраций метана.

СТРУКТУРНАЯ СХЕМА И ПРИНЦИПЫ РАБОТЫ БОРТОВОГО ЛАЗЕРНОГО ГАЗОАНАЛИЗАТОРА ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ

Структурная схема приемо-передающей системы бортового лазерного газоанализатора и его общий вид представлены на рис. 8 и рис. 9 соответственно.

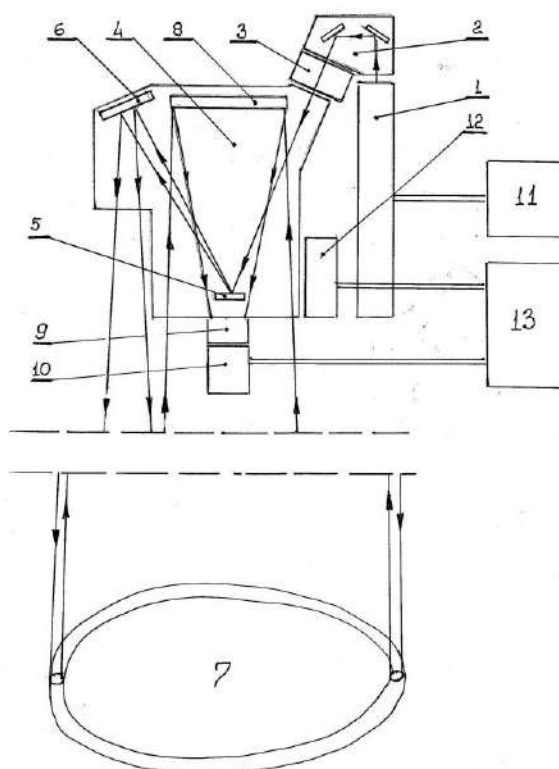


Рис. 8. Структурная схема приемо-передающей системы бортового лазерного газоанализатора

1- перестраиваемый He-Ne-лазер; 2 – системы поворотных диэлектрических зеркал; 3 – модулятор; 4 – телескопы для приема обратно рассеянного излучения; 5 – зеркало сканирующей системы; 6 – вспомогательное зеркало; 7 – участок сканируемой поверхности земли; 8 – фокусирующее зеркало; 9 – сканер; 10 – приемник излучения; 11 – блок питания лазера; 12 – видеокамера; 13 – компьютер.

Бортовой лазерный газоанализатор работает следующим образом. Излучение непрерывного He-Ne-лазера 1 на длинах волн $\lambda=3,3922$ и $3,3903$ мкм с помощью системы зеркал 2 направляется через модулятор 3 в телескоп 4 на зеркало сканирующей системы 5 и, отразившись от вспомогательного зеркала 6, через датчик угла поворота сканера уходит в атмосферу через окно.

Лазерный блок жестко закреплен на верхней плоскости телескопа с помощью специальных держателей. Корпус лазера выполнен из алюминиевого сплава. Его габаритные размеры: диаметр 64 мм, длина 780 мм. Внутренние поверхности покрыты светопоглощающей краской.

Механический модулятор 3 лазерного излучения представляет собой металлический диск с прецизионно расположенными отверстиями. Диск закреплен на оси двигателя. При вращении оси двигателя происходит модуляция лазерного луча, проходящего через отверстия в диске. Частота модуляции определяется скоростью вращения двигателя и количеством отверстий. Диапазон изменения частоты модуляции - от 0 до 5000 Гц.

Сканирующая система (см. фото на рис. 10) предназначена для развертки лазерного излучения в конус с углом сканирования ± 3 град и синхронного приема возвратного излучения от фокусирующего зеркала. Система состоит из плоского зеркала 5, на которое падает лазерный пучок и, отразившись,

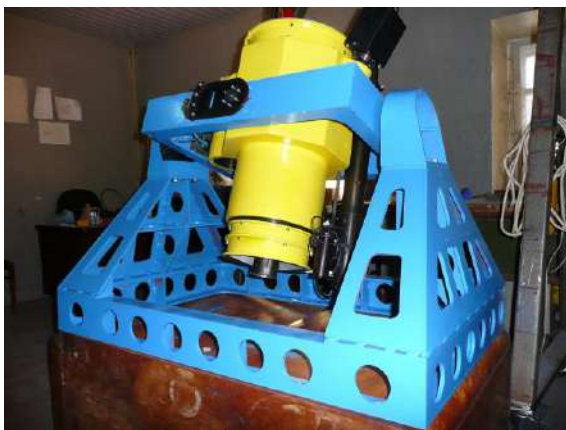


Рис. 9. Общий вид бортового газоанализатора



Рис. 10. Сканирующая система

создает при вращении световой конус. На периферии находится входная диафрагма для приема излучения. Через специальную перебрасывающую оптическую систему излучение передается от периферийной диафрагмы через полую ось вращения сканера 9 на приемник излучения 10.

Датчик угла поворота сканера представляет собой металлический диск с двумя секторами прецизионно расположенных между собой отверстий. Диск закреплен на оси сканера 10. Каждому сектору отверстий соответствует своя оптопара. Один оборот сканера соответствует четырем оборотам диска. Шаг датчика – 2,88 град., что соответствует 125-ти позициям на один оборот. Устройство управления двигателем сканера представляет собой электронную плату, задающую вращение сканирующего элемента со скоростью от 2 до 15 оборотов в секунду, что обеспечивает вращение зондирующего лазерного луча на исследуемой поверхности газопроводов с шагом сканирования до 0,8 м при скорости 100 км/ч.

Оптическая схема приемо-передающей системы представлена на рис. 11.

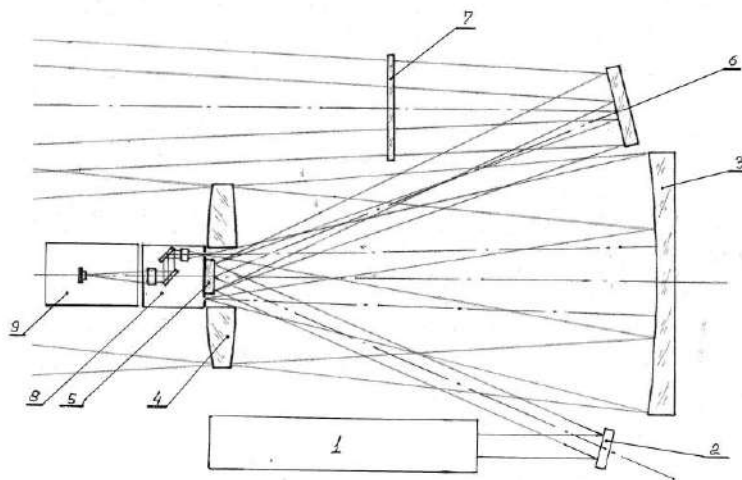


Рис. 11. Оптическая схема приемо-передающей системы

1 – лазер; 2, 6 – диэлектрические зеркала; 3 – фокусирующее зеркало; 4 – оптический корректор; 5 – сканирующее зеркало; 7 – выходное окно; 8 – система переброски изображения; 9 – блок фотоприемника.

Излучение лазера, рассеянное от поверхности газопроводов в обратном направлении, поступает в апертуру телескопа и через систему зеркал и демодулятора поступает на фотоприемный блок 10.

Телескоп представляет собой объектив типа Слефогта – Ригтора. Корпус телескопа выполнен из стали. Внутренняя поверхность покрыта светопоглощающей краской. К корпусу телескопа крепятся фланцы, на которых он крепится в раме стабилизирующей платформы. На задней части корпуса закреплено фокусирующее зеркало в оправе. На передней части корпуса закреплены оправы корректора

и сканера с приемником излучения. В верхней части укреплен лазер с поворотными зеркалами и модулятором, с противоположной стороны корпуса - узел вспомогательного зеркала для направления лазерного излучения в выходное окно.

Фотоприемный блок предназначен для регистрации рассеянного поверхностью газопровода лазерного излучения с последующей передачей информации в систему регистрации и обработки сигнала. В фотоприемном блоке используется детекторный модуль HamamatsuP4631, предназначенный для регистрации сигналов в инфракрасной области спектра с максимумом 3,390 мкм. Фотодетектор преобразует световые сигналы в электрические (аналоговые) и усиливает их. В фотоприемный блок также входит предварительный усилитель, синхронный детектор и термостабилизатор. Все эти элементы смонтированы в одном небольшом металлическом корпусе.

Фотоприемный блок жестко присоединен к сканеру в передней (приемной) части телескопа. Корпус фотоприемника изготовлен из алюминия. Его габаритные размеры: диаметр 90 мм, длина 200 мм.

Для питания лазера, фотодетектора, модулятора и сканера используются источники питания.

Из фотоприемного блока сигналы далее поступают в аналого-цифровой преобразователь (АЦП), установленный в слот компьютера. АЦП преобразует аналоговые сигналы в цифровую форму и передает их в память компьютера для сохранения и дальнейшей обработки.

Все элементы приемо-передающей системы (лазерный блок, телескоп, сканирующая система, фотоприемный блок и датчик угла поворота сканера), смонтированы в единый блок, установленный в раму стабилизирующей платформы. Стабилизирующая платформа необходима для постоянного удержания лазерного спектрометра в горизонтальном положении при внезапных движениях летательного аппарата. Стабилизация позволяет использовать только те географические данные (значения по осям x , y и z), которые требуются для вычисления алгоритма управления движением лазера. Управление движением лазера осуществляется при помощи поворотной головки, подвижность которой, однако, ограничена максимально возможным углом поворота.

Стабилизирующая платформа обеспечивает компенсацию углов поворота летательных аппаратов по двум осям в диапазоне ± 16 град со скоростью 30 град/сек.

Управление процессом измерений осуществляется в интерактивном режиме с помощью «Программы для контроля измерений», а для анализа данных используется «Программа обработки данных».

Система обеспечивает визуализацию положения сканирующего пятна и контроль наличия метана в диагностируемом пространстве. Наличие метана отображается на мониторе в виде графика зависимости концентрации метана от углового положения пятна. Система визуализации работает с частотой 12 Гц.

Были проведены испытания созданного действующего макета бортового лазерного газоанализатора в полевых условиях. Испытания проводились в Кременчугском районе на краю карьера Полтавского горно-обогатительного комбината на высоте около 120 м над уровнем земной поверхности в карьере. Испытания показали хорошую работоспособность и пригодность созданной системы для обнаружения малых концентраций метана (единицы ppm) на расстояниях в несколько сотен метров.

ВЫВОДЫ

Дистанционный лазерный метод определения фоновых концентраций метана является наиболее оптимальным способом оперативного обнаружения утечек газа из магистральных трубопроводов и газопроводов жилищно-коммунального хозяйства. Для реализации этого метода идеально подходит перестраиваемый He-Ne-лазер, одна из наиболее сильных линий генерации которого с длиной волны 3.3922 мкм (2947.9 см⁻¹) практически совпадает с центральной частотой линии F1(2) перехода P(7) полосы V3 поглощения метана. Использование при зондировании атмосферы второй длины волны 3,3903 мкм, которая находится за пределами указанной полосы поглощения, позволяет использовать метод дифференциального поглощения для определения концентрации метана в местах расположения газопроводов. Проведенные предварительные исследования и анализ имеющихся в литературе данных показали, что выбранные рабочие длины волн располагаются в окне прозрачности атмосферы, а также попадают в спектральную область, где интенсивность солнечного излучения практически равна нулю, что позволяет проводить измерения в дневное время. Полевые испытания созданного действующего макета бортового лазерного газоанализатора показали возможность обнаружения малых концентраций метана на расстояниях в несколько сотен метров, что делает его пригодным для обнаружения утечек газа из магистральных трубопроводов и газопроводов жилищно-коммунального хозяйства.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Титарь В.П., Шпаченко О.В. Голографический лидар для экологического мониторинга атмосферы // Вісник Харківського національного університету ім. В.Н.Каразіна, серія «Радіофізика та електроніка». – 2001. – № 513. – Вип. 1. – С 151-160.

2. Титарь В.П., Шпаченко О.В. Поляризационные голографические методы лидарного контроля за состоянием атмосферы // Электромагнитные явления. 2001. Т. 2. № 1(5). – С. 111-117.
3. Titar V.P., Shpachenko O.V., Yartsev V.I. Mobile holographic lidar // Proceeding of 8th International Conference on Laser and Fiber-Optical Networks Modeling (LFNM'2006), June 29 – July 1, 2006. – Kharkiv, 2006. – P. 187-190.
4. Титарь В.П., Шпаченко О.В., Ярцев В.И. Мобильный голографический лидар // Экология и здоровье человека. Охрана воздушного и водного бассейнов. Утилизация отходов. Сб. науч. статей 15-й Междунар. науч.-практ. конф., г.Щелкино, АР Крым, 4-8 июня 2007 г. – Харьков, 2007. – С. 254-258.
5. Чуприн В.Р., Гаськов Е.В., Майзель Д.И. Методы обнаружения утечек газа из магистральных трубопроводов // Известия вузов. Инвестиции. Строительство. Недвижимость. – 2012. – № 2 (3). – С. 123-127.
6. Патент № 51745 РФ, МПК G01N21/61 (2006/01) Локатор утечек газа «ЛУГ» / Плюснин И.И., Глуховцев А.А., Суханюк А.М., Демко А.И. – 2005128259/22, заявл. 09.09.2005, опубл. 27.02.2006, бюл. № 6/2006.
7. Патент № 107362 РФ, МПК G01N21/00 (2006.01) Лазерный локатор утечек газа / Табарин В.А. – 2011111839/28, заявл. 29.03.2011, опубл. 10.08.2011, бюл. № 22/2011.
8. Патент № 100268 РФ, МПК G01N21/00 (2006.01) Лазерный локатор для обнаружения газа / Салюков В.В., Глуховцев А.А., Конюхов Ю.А., Левченко А.В. – 2010136068. Заявл. 31.08.2010, опубл. 10.12.2010, бюл. № 34/2010.
9. Межерис Р. Лазерное дистанционное зондирование: Пер. с англ. – М.: Мир, 1987. – 550 с.
10. Хргиан А.Х. Физика атмосферного озона. – Л.: Гидрометеиздат, 1973. – 290 с.
11. Смур С., Кочанов Ю., Петрошенко М., Соломицкий Д. Инфракрасные датчики длинноволнового диапазона на квантовых ямах компании IRnova // Компоненты и технологии. – 2014. – № 1. – С. 152-157.
12. Муртазов А.К. Космические воздействия на геосистемы. Учебное пособие. – Рязань: 2014. – 270 с.
13. Айрапетян В.С. Расчётные и дистанционно измеренные спектры поглощения полосы метана и их анализ // Вестник НГУ. Серия: Физика. – 2009. – Т. 4. – Вып. 3 – С. 25-29.
14. Багаев С.Н., Чеботаев В.П. Лазерные стандарты частоты. // Успехи физических наук. – 1986. – Т. 148. – Вып. 1. – С. 143-178.
15. Васильев Б.И., Маннун У.М. ИК лидары дифференциального поглощения для экологического мониторинга окружающей среды // Квантовая электроника. – 2006. – Т. 36. – № 9. – С. 801-820.

УДК 621.382.2

ВАРИЗОННЫЕ InGaP-InPAs ДИОДЫ ГАННА

И. П.Стороженко¹, Ю. В. Аркуша²¹ Національний фармацевтичний університет, ул. Пушкінська, 53, Харків, 610027, Україна² Харківський національний університет імені В. Н. Каразіна, пл. Свободи, 4, Харків, 61022, Україна
prof.igor.storozhenko@gmail.com

Поступила в редакцию 30 мая 2018 г.

В статье представлены результаты числовых экспериментов по эффективной генерации электромагнитных колебаний в диапазоне от 18 до 80 ГГц с помощью варизонных $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{P-InP}_y\text{As}_{1-y}$ диодов Ганна. Приводятся зависимости эффективности генерации и выходной мощности от частоты для разных распределений GaP и InAs в $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{P-InP}_y\text{As}_{1-y}$ -диоде. Представлен анализ полученных результатов в сравнении с аналогичными $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As-GaAs-Ga}_{1-y}\text{In}_y\text{As}$ -диодами. Максимальная мощность $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{P-InP}_y\text{As}_{1-y}$ -диода составляет $11,3 \text{ кВт}\cdot\text{см}^{-2}$ на частоте 40 ГГц с эффективностью 10,2 % при $x = 0,6$ и $y = 0,6$. Для сравнения $\text{InP-InP}_{0,4}\text{As}_{0,6}$ -диод имеет мощность $9 \text{ кВт}\cdot\text{см}^{-2}$ на частоте 48 ГГц с эффективностью 5 %, $\text{In}_{0,5}\text{Ga}_{0,5}\text{P-InP}$ -диод – $7,6 \text{ кВт}\cdot\text{см}^{-2}$ на частоте 43 ГГц с эффективностью 9 % и InP -диод – $1,9 \text{ кВт}\cdot\text{см}^{-2}$ на частоте 69 ГГц и с эффективностью 1,3 %.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: диод Ганна, междолинный перенос электронов, варизонный полупроводник, выходная мощность, домен, эффективность генерации, температурная модель, терагерцовая электроника, InGaPAs

В статті представлені результати числових експериментів по ефективній генерації електромагнітних коливань в діапазоні від 18 до 80 ГГц за допомогою варизонних $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{P-InP}_y\text{As}_{1-y}$ діодів Ганна. Наводяться залежності ефективності генерації і вихідної потужності від частоти для різних розподілів GaP і InAs в $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{P-InP}_y\text{As}_{1-y}$ -діоді. Представлено аналіз отриманих результатів в порівнянні з аналогічними $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As/GaAs/Ga}_{1-y}\text{In}_y\text{As}$ -діодами. Максимальна потужність $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{P-InP}_y\text{As}_{1-y}$ -діода становить $11,3 \text{ кВт}\cdot\text{см}^{-2}$ на частоті 40 ГГц з ефективністю 10,2% при $x = 0,6$ та $y = 0,6$. Для порівняння $\text{InP-InP}_{0,4}\text{As}_{0,6}$ -діод має потужність $9 \text{ кВт}\cdot\text{см}^{-2}$ на частоті 48 ГГц з ефективністю 5%, $\text{In}_{0,5}\text{Ga}_{0,5}\text{P-InP}$ -діод – $7,6 \text{ кВт}\cdot\text{см}^{-2}$ на частоті 43 ГГц з ефективністю 9 % та InP -діод – $1,9 \text{ кВт}\cdot\text{см}^{-2}$ на частоті 69 ГГц з ефективністю 1,3 %.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: діод Ганна, міждолинний перенос електронів, варизонний напівпровідник, вихідна потужність, домен, ефективність генерації, температурна модель, терагерцова електроніка, InGaPAs

The paper presents the results of the numerical experiments on efficient generation of electromagnetic waves in the range from 18 to 80 GHz using graded $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{P-InP}_y\text{As}_{1-y}$ Gunn diodes. Our findings are the dependences generation efficiency and output power on frequency for different distributions of GaP and InAs in $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{P-InP}_y\text{As}_{1-y}$. We have compared obtained results with similar $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As-GaAs-Ga}_{1-y}\text{In}_y\text{As}$ -diodes. The maximal obtained power in $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{P-InP}_y\text{As}_{1-y}$ -diode is $11.3 \text{ kW}\cdot\text{cm}^{-2}$ at a frequency of 40 GHz with an efficiency of 10.2 % at $x = 0.6$ and $y = 0.6$. For comparison the $\text{InP-InP}_{0,4}\text{As}_{0,6}$ diode has $9 \text{ kW}\cdot\text{cm}^{-2}$ output power at a frequency of 48 GHz with an efficiency of 5 %; $\text{In}_{0,5}\text{Ga}_{0,5}\text{P-InP}$ diode has $7.6 \text{ kW}\cdot\text{cm}^{-2}$ output power at a frequency of 43 GHz with an efficiency of 9 % and InP diode has $1.9 \text{ kW}\cdot\text{cm}^{-2}$ output power at a frequency of 69 GHz with an efficiency of 1.3 %.

KEY WORDS: Gunn diode, intervalley electron transfer, graded semiconductor, output power, domain, generation efficiency, the temperature model, terahertz electronics, InGaPAs.

ВВЕДЕНИЕ

Несмотря на огромные достижения в технологии изготовления транзисторов ТГц-диапазона [1] остаются востребованными традиционные активные элементы мм- и субмм- диапазонов, такие как диоды Ганна, лавинно-пролетные диоды и резонансно-туннельные диоды.

Диоды Ганна по-прежнему находят широкое применение в качестве активных элементов для генерации и усиления в мм-диапазоне длин волн. Сочетание низкого уровня фазового шума с умеренной мощностью и относительно небольшой стоимостью делают их востребованными приборами. В основе работы диода Ганна лежит эффект междолинного переноса электронов (МПЭ). Рабочая частота приборов, работающих на этом эффекте, ограничена сверху целым рядом физических проблем. К ним относят конечность времени перехода электронов из одной долины зоны проводимости в другую, времени «разогрева» электронов у катодного контакта до энергии, необходимой для МПЭ, конечность дрейфовой скорости электронов в полупроводнике, увеличение емкости при уменьшении длины прибора и прочие. Для устранения негативного влияния некоторых из названных причин в настоящее время, в основном, используют планарные технологии [2] и варизонные полупроводники (иногда гетеропереход) в катодном контакте [3, 4]. В работах [3 – 11] показано, что диоды Ганна на основе варизонных полупроводников имеют более высокие значения эффективности генерации (КПД) и выходной мощности. Причиной такого повышения долгое время считалась инжекция горячих электронов через гетеропереход в активную область [4, 5, 9, 10]. Однако, как было показано в [7], энергия таких электронов в активной области диода быстро падает до энергии кристаллической решетки. Более правдоподобной причиной является локальное понижение энергетического зазора между

неэквивалентными долинами в области катодного контакта [11]. Оптимальная величина энергетического зазора между долинами в катодном контакте при температуре кристаллической решетки 300 К, составляет 0,1...0,3 эВ. Например, это соответствует $\text{Al}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}-\text{GaAs}$ -диоду при $x = 0,15 \div 0,3$. Наиболее используемыми варизонными соединениями для диодов Ганна на сегодняшний день являются $\text{AlGaAs}-\text{GaAs}$ [4, 5, 7, 9, 10] и $\text{GaAs}-\text{InGaAs}$ [2, 6]. Однако они, по-видимому, не являются оптимальными по следующим причинам. В некоторых тройных варизонных соединениях, таких как $\text{GaAs}-\text{InGaAs}$ и $\text{InP}-\text{InPAs}$, оптимума энергетического зазора добиться не удастся из-за нижней его границы в $\text{GaAs} - 0,36$ эВ и в $\text{InP} - 0,6$ эВ. Вызывает интерес случай, позволяющий уменьшать энергетический зазор между долинами вплоть до тепловой энергии электронов. Такую возможность дают, например AlGaAs , GaPAs и InGaP тройные полупроводники. С другой стороны, в диодах Ганна на основе $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}-\text{GaAs}$ при оптимальном содержании AlAs в катode 15...25 %, возможно, не достигнуто оптимальное верхнее значение энергетического зазора между долинами, так как оно ограничено сверху значением для GaAs . К этому следует добавить, что по целому ряду электрофизических свойств InGaAs и InPAs более предпочтительны, чем GaAs . Более сложные полупроводниковые соединения $\text{AlGaAs}-\text{GaAs}-\text{InGaAs}$ и InGaPAs позволяют преодолеть перечисленные выше ограничения. Числовые эксперименты с $\text{AlGaAs}-\text{GaAs}-\text{InGaAs}$ диодами Ганна частично подтвердили выдвинутую гипотезу. Было показано, что $\text{Al}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{As}-\text{GaAs}-\text{Ga}_{0,5}\text{In}_{0,5}\text{As}$ диод с длиной активной области 2,5 мкм имеет выходную мощность в три, а эффективность генерации – почти в два раза больше, чем соответствующие значения в аналогичных $\text{Al}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{As}-\text{GaAs}$ и $\text{GaAs}-\text{Ga}_{0,5}\text{In}_{0,5}\text{As}$ -диодах. Следует ожидать, что использование $\text{GaPAs}-\text{InGaAs}$ и $\text{InGaP}-\text{InPAs}$ в диодах Ганна приведет к аналогичному эффекту. Цель статьи – изучить особенности работы диодов Ганна на основе варизонного $\text{InGaP}-\text{InPAs}$, найти оптимальное распределение бинарных компонент и оценить выходные характеристики.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

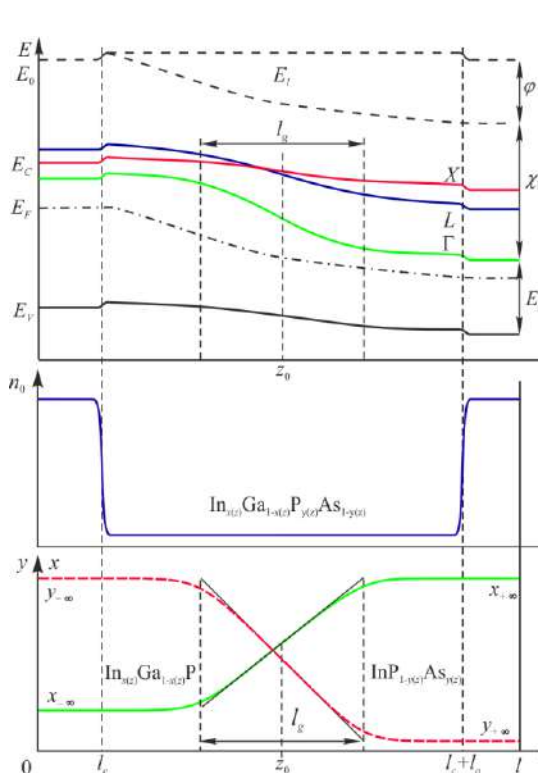


Рис. 1. Схемы зонной диаграммы, уровня легирования и распределения x и y компонент в $\text{In}_{x(z)}\text{Ga}_{1-x(z)}\text{P}-\text{InP}_{y(z)}\text{As}_{1-y(z)}$

Моделируется диод с профилем легирования n^+-n-n^+ на основе $\text{In}_{x(z)}\text{Ga}_{1-x(z)}\text{P}_{y(z)}\text{As}_{1-y(z)}$. Длина активной области равна 2,5 мкм, концентрация ионизированных доноров в ней 10^{16} см^{-3} . Длина катода и анода – 0,75 мкм. Концентрация ионизированных доноров в них составила $5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Схема зоны проводимости, распределения примесей и бинарных компонентов представлена на рис. 1. Уровни постоянного энергетического зазора между Γ -L и Γ -X долинами в $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{P}_y\text{As}_{1-y}$ представлены на рис. 2. Здесь энергетические минимумы i-долины в зависимости от x и y заданы поверхностью второго порядка:

$$E_{ixy} = E_{ix0}y + E_{ix0}(1-y) + \frac{0,3y(1-y)}{\sqrt{(E_{ix0} + E_{ix1})/2}}, \quad (1)$$

где $E_{ix0} = E_{i10}x + E_{i00}(1-x) + \frac{0,3x(1-x)}{\sqrt{(E_{i00} + E_{i10})/2}}$ и

$$E_{ix1} = E_{i01}x + E_{i11}(1-x) + \frac{0,3x(1-x)}{\sqrt{(E_{i01} + E_{i11})/2}}.$$

Энергетический зазор между Γ и X долинами – $\Delta_{\Gamma X}(x, y) = E_X(x, y) - E_{\Gamma}(x, y)$ и между Γ и L – $\Delta_{\Gamma L}(x, y) = E_L(x, y) - E_{\Gamma}(x, y)$.

В $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{P}$ при $x = 0 \div 0,38$ минимальной по энергии является X-долина, то есть при $x = 0,38$ $\Delta_{\Gamma X} = 0$. В этом случае МПЭ не приводит к

отрицательной дифференциальной проводимости в полупроводнике. Это определяет одну из границ $x = 0,39$ состава полупроводника. Вторую границу задает ионизация зона-зона в $\text{InP}_y\text{As}_{1-y}$. Эта ионизация является отрицательным явлением для приборов с МПЭ. Она становится значительной, если ширина запрещенной зоны равна или меньше минимального энергетического зазора между долинами $E_g = \Delta_{\Gamma L}$. В $\text{InP}_y\text{As}_{1-y}$ это происходит при $y = 0,51$. Поэтому в своих исследованиях мы ограничились областью треугольника ABC на рис 2. Здесь стрелками показаны возможные направления изменения состава

полупроводника от катода к аноду. То есть рассматриваются $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{P}-\text{InP}_y\text{As}_{1-y}$ -диоды. Содержание In- и P-компонент в $\text{In}_{x(z)}\text{Ga}_{1-x(z)}\text{P}_{y(z)}\text{As}_{1-y(z)}$ задаются однопотными S-зависимостями:

$$x(z) = (x_{-\infty} - x_{+\infty}) \left[1 + \exp\left(\frac{4(z-z_0)}{l_g}\right) \right]^{-1} + x_{+\infty} \text{ и } y(z) = (y_{-\infty} - y_{+\infty}) \left[1 + \exp\left(\frac{4(z-z_0)}{l_g}\right) \right]^{-1} + y_{+\infty}, \quad (2)$$

где $x_{-\infty}$ и $x_{+\infty}$ – содержание In-компоненты в катоде ($z \rightarrow -\infty$) и в аноде ($z \rightarrow +\infty$); $y_{-\infty}$ и $y_{+\infty}$ – содержание P-компоненты, соответственно в катоде ($z \rightarrow -\infty$) и в аноде ($z \rightarrow +\infty$); l_g – длина переходного (варизонного) слоя одинаковая для x- и y-компонент; z_0 – координата центра переходного слоя; z – координата. В данном исследовании $l_g = 2,5$ мкм – совпадает с длиной активной области диода, так как при этом следует ожидать наибольшую эффективность прибора [6], $z_0 = 2$ мкм – центр активной зоны, $0,39 \leq x_{-\infty} \leq 1$, $x_{+\infty} = 1$, $y_{-\infty} = 1$, $0,6 \leq y_{+\infty} \leq 1$.

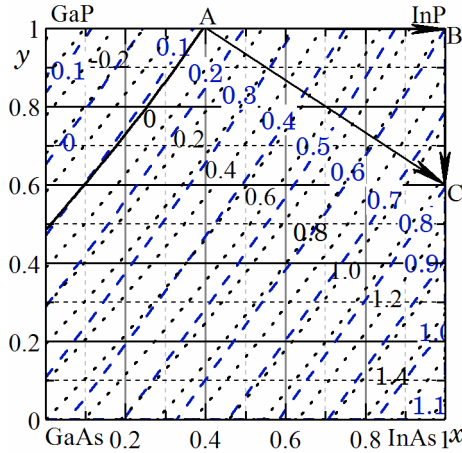


Рис. 2. Уровни постоянного энергетического зазора в $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{P}_y\text{As}_{1-y}$ между Г- и L-долинами $\Delta_{\Gamma L}$ (длинная пунктирная линия) и между Г- и X-долинами $\Delta_{\Gamma X}$ (короткая пунктирная линия). Непрерывной линией обозначено $\Delta_{\Gamma X} = 0$.

В исследовании ставится задача с помощью численных экспериментов получить оптимизированные по напряжению питания зависимости выходной мощности и эффективности генерации диодов от частоты для различных значений предельного содержания In- и P-компонент. Предельное содержание In- и P-компонент изменялось с шагом 0,1. Температура кристаллической решетки T_0 считалась неизменной, равной 300 К.

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ПРИБОРА

Исследования проводились с помощью трехуровневой модели МПЭ в варизонных полупроводниках, основанной на решении кинетического уравнения Больцмана в предположении о смещенном максвелловском

распределении электронов [11]. Модель представляет собой систему уравнений, состоящую из уравнений непрерывности (3), плотности тока (4) и баланса энергии для каждой из Г, L и X неэквивалентных долин зоны проводимости полупроводника (5), а также уравнения Пуассона (6):

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} = -\frac{1}{e} \frac{\partial J_i}{\partial z} - \frac{n_i}{\tau_{n,ij}} - \frac{n_i}{\tau_{n,ik}} + \frac{n_j}{\tau'_{n,ji}} + \frac{n_k}{\tau'_{n,ki}}; \quad (3)$$

$$J_i = n_i \mu_i \left(eE + \frac{\partial \chi_i}{\partial z} \right) + k_B \mu_i \left(\frac{3n_i T_i}{2m_i} \frac{\partial m_i}{\partial z} - \frac{\partial (n_i T_i)}{\partial z} \right); \quad (4)$$

$$\frac{3}{2} k_B \frac{\partial n_i T_i}{\partial t} = j_i E + \frac{J_i}{e} \frac{\partial \chi_i}{\partial z} - \frac{5}{2} k_B \frac{1}{e} \frac{\partial (J_i T_i)}{\partial z} - \frac{3}{2} k_B \left(\frac{n_j T_j}{\tau'_{E,ji}} + \frac{n_k T_k}{\tau'_{E,ki}} - \frac{n_i T_i}{\tau_{E,i}} \right); \quad (5)$$

$$\frac{\partial (\varepsilon E)}{\partial z} = 4\pi e (n_i + n_j + n_k - n_0), \quad (6)$$

где индексы i, j и k определяют три неэквивалентные долины. Уравнения (3) – (5) записаны для i -долины. Здесь n_i , μ_i , m_i , J_i , T_i соответственно концентрация, подвижность, эффективная масса, плотность тока и температура электронов в i -долине; $\tau_{n,ij}$, $\tau_{E,ij}$ – время релаксации концентрации и энергии электронов при междолинном переходе из i - в j -долину; $\tau_{E,i}$ – время релаксации энергии электронов в i -долине; χ_i – энергия, необходимая для перевода электронов с энергетического минимума i -й долины до локального уровня вакуума; E – напряженность электрического поля; n_0 – концентрация ионизированных доноров; ε – диэлектрическая проницаемость; e – модуль заряда электрона; k_B – постоянная Больцмана; t – время; z – координата. Средняя плотность тока в диоде определяется как сумма средних в трех долинах. Система уравнений (3) – (6) решается численным методом («встречная прогонка»). Моделируется ситуация, когда на диод прикладывается синусоидальное напряжение с постоянной составляющей, что соответствует помещению диода в одноконтурный резонатор. Входными данными являются прикладываемое к прибору напряжение U_0 , амплитуда U_1 и частота f его колебаний, параметры бинарных полупроводников. Выходные данные – динамические распределения концентрации электронов, их энергии, плотности тока, напряженности электрического поля, зависимость средней плотности тока протекающего в диоде от времени, мощность и эффективность генерации электрических колебаний. Выходные характеристики оптимизировались для разных частот по напряжению смещения и амплитуде первой гармоники.

РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ И ИХ АНАЛИЗ

Проанализируем физические процессы, протекающие в $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{P}-\text{InP}_y\text{As}_{1-y}$ -диодах для трех случаев: $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{P}-\text{InP}$ ($y = 1$), $\text{InP}-\text{InP}_y\text{As}_{1-y}$ ($x = 1$) и $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{P}-\text{InP}_{0,4}\text{As}_{0,6}$ -диод ($y = 0,4$).

InP-диод – классический диод Ганна с омическим n^+-n -катодом. Если к нему приложить напряжение выше порогового значения, то в нем возникают колебания тока, связанные с последовательным возникновением, дрейфом и рассасыванием аккумулирующих слоев. Кинетическая энергия электронов возле катодного контакта недостаточная для их рассеивания в боковые долины зоны проводимости. Необходимая для этого кинетическая энергия накапливается электронами благодаря их дрейфу в электрическом поле при преимущественном упругом рассеивании только ближе к середине активной области. Возникающие колебания тока в диоде отличаются незначительной амплитудой и высокой частотой. Частота колебаний тока в основном определяется средней скоростью дрейфа неустойчивости заряда и длиной области, где она распространяется. Соответственно выходная мощность и эффективность генерации малы при относительно высокой частоте генерации (рис. 3, кривая 1)

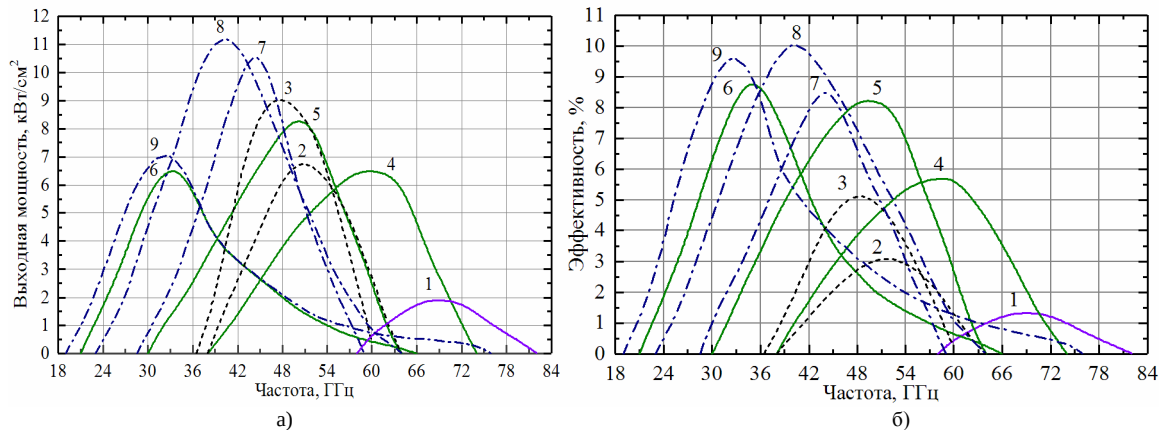


Рис. 3. Графики зависимости выходной мощности (а) и эффективности генерации (б) от частоты разных диодов: 1 – InP; 2 – InP–InP_{0,8}As_{0,2}; 3 – InP–InP_{0,6}As_{0,4}; 4 – In_{0,8}Ga_{0,2}P–InP; 5 – In_{0,6}Ga_{0,4}P–InP; 6 – In_{0,4}Ga_{0,6}P–InP; 7 – In_{0,8}Ga_{0,2}P–InP_{0,6}As_{0,4}; 8 – In_{0,6}Ga_{0,4}P–InP_{0,6}As_{0,4}; 9 – In_{0,4}Ga_{0,6}P–InP_{0,6}As_{0,4}

Если увеличить содержание Ga в катode при неизменном InP в аноде, то процессы, протекающие в диоде, изменятся. Для $x = 0,85 \dots 1,0$ в $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{P}-\text{InP}$ формой неустойчивости заряда, возникающей в диоде, остается аккумулирующий слой. Характерной особенностью такой неустойчивости является то, что ее передний фронт не обеднен носителями заряда. Скорость дрейфа слоев несколько выше, чем доменов. Повышение доли Ga в катode приводит к уменьшению вблизи катодного контакта энергетического зазора между Γ -долиной и боковыми L и X -долинами. Это в свою очередь является причиной локального увеличения заселенности боковых долин и понижения подвижности электронов. Область формирования неустойчивости заряда смещается от центра активной области к катоду. Длина «мертвой» зоны сокращается. Уменьшается постоянная составляющая протекающего в диоде тока, увеличивается амплитуда и падает частота колебаний тока. На выходных характеристиках это отражается на уменьшении частоты и увеличении выходной мощности и эффективности генерации (рис. 3, кривые 1, 4, 5 и рис. 4).

Для $x = 0,39 \dots 0,85$ $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{P}-\text{InP}$ формой неустойчивости заряда, возникающей в диоде, является домен. Здесь следует отметить, что при уменьшении x трансформация слоев в домены происходит постепенно. Так, при $x = 0,83 \dots 0,87$ у катода возникает обогащенный слой, но по мере продвижения к аноду он перестраивается в домен. Причем этот процесс зависит от приложенного напряжения. Поэтому, граничная $x = 0,85$ носит условный характер как величина, при которой в движущейся неустойчивости заряда передний фронт обеднен носителями заряда при любом рабочем напряжении.

При уменьшении x концентрация электронов в боковых долинах в катode увеличивается, что приводит к падению средней подвижности электронов. А неоднородность заполнения долин приводит к возникновению домена у катода даже без внешнего поля [11]. Скорость дрейфа домена при росте x -компоненты падает. Все это отражается на колебаниях тока в диоде. Частота и постоянная составляющая колебаний тока уменьшаются. Амплитуда колебаний тока имеет максимум при $x = 0,5$. Этому значению соответствует максимум мощности (рис. 4). Для $x = 0,39 \dots 0,5$ влияние неравномерного энергетического зазора между долинами становится очень сильным. Амплитуда колебаний тока резко сокращается. Диод начинает терять активные свойства. Мощность и частота падают при относительно постоянной эффективности генерации (рис. 3, кривая 6 и рис. 4). Однако при используемой в расчетах длине варизонного слоя, статичный домен в диоде не возникает.

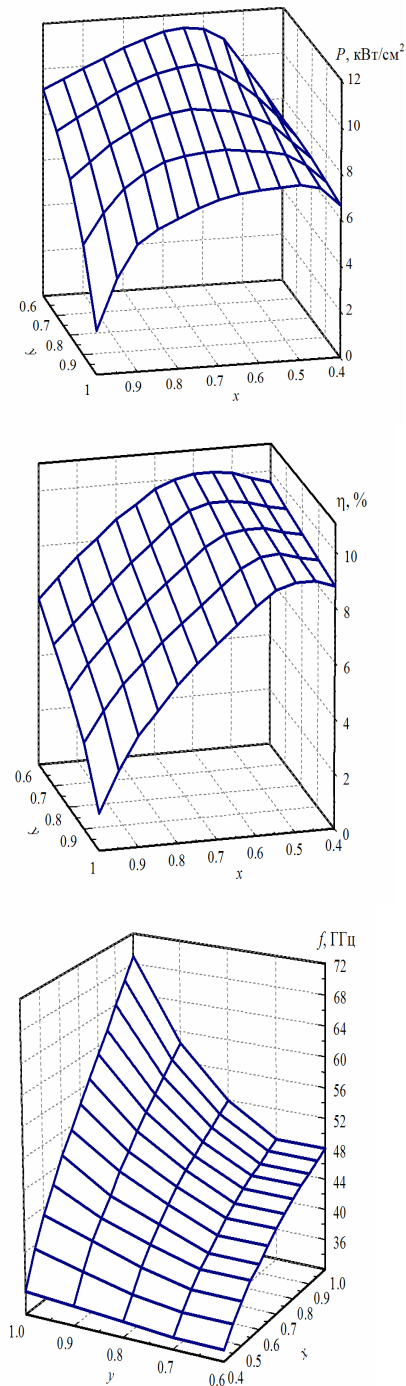


Рис. 4. Поверхности максимальных значений мощности P , эффективности η и оптимальной частоты f генерации $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{P-InP}_y\text{As}_{1-y}$ -диодов

Рассмотрим $\text{InP-InP}_y\text{As}_{1-y}$ -диод (рис. 3, кривые 1 – 3). В таком диоде минимальный энергетический зазор между долинами $\Delta_{\Gamma\Gamma}(z)$ – возрастающая функция координаты. Увеличение содержания InAs в аноде увеличивает значение градиента энергетического зазора, но не изменяет его минимальное значение в катode. Заселенность электронами боковых долин в катode пренебрежимо мала при любом значении y -компоненты. То есть, в катодном контакте локальное понижение подвижности носителей заряда неизменно и незначительно. Причиной колебаний тока в диоде является дрейф аккумулирующих слоев при любом содержании InAs . Вместе с тем мощность и эффективность генерации растут, а частота колебаний падает при увеличении содержания InAs в аноде.

Основной причиной повышения мощности является градиент энергетического зазора $\Delta_{\Gamma\Gamma}$ в активной области. Падение частоты генерации связано с уменьшением средней дрейфовой скорости электронов в $\text{InP}_y\text{As}_{1-y}$ при увеличении содержания InAs . Показано, что в $\text{InP}_{0,6}\text{As}_{0,4}$ диодах Ганна частота генерации колебаний тока меньше, чем в GaAs и InP -диодах. Оценки проведенные в нашем исследовании показывают, что частота собственных колебаний тока в $\text{InP-InP}_{0,6}\text{As}_{0,4}$ -диодов при любом напряжении питания на 2...4 ГГц больше, чем в $\text{InP}_{0,6}\text{As}_{0,4}$ -диодах.

$\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{P-InP}_{0,4}\text{As}_{0,6}$ -диод по процессам, протекающих в нем и выходным характеристикам (рис. 3, кривые 7 – 9), мало отличается от $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{P-InP}$ -диода (рис. 3, кривые 4 – 6). В $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{P-InP}_{0,4}\text{As}_{0,6}$ -диодах немного больше пиковые значения выходной мощности и эффективности, а соответствующие частоты генерации меньше, чем в $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{P-InP}$ -диодах. Максимум выходной мощности $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{P-InP}_{0,4}\text{As}_{0,6}$ -диодов возникает при $x = 0,5 \dots 0,7$ (рис. 4). Этому интервалу x -компоненты соответствует минимальный энергетический зазор в катode от 0,18 до 0,38 эВ.

В целом для $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{P-InP}_y\text{As}_{1-y}$ -диодов характерно сильное влияние на выходную мощность, эффективность и частоту генерации состава соединения $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{P}$ в катode и относительно слабое влияние соединения в аноде $\text{InP}_y\text{As}_{1-y}$ (рис. 4). Абсолютный максимум выходной мощности 11,3 кВт·см⁻² с КПД = 10,2 % на частоте 40 ГГц достигается в $\text{In}_{0,4}\text{Ga}_{0,6}\text{P-InP}_{0,4}\text{As}_{0,6}$ -диоде. Это практически совпадает с характеристиками $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As-GaAs-Ga}_{0,5}\text{In}_{0,5}\text{As}$ диодов при $x = 0,15 \dots 0,20$ ($\Delta_{\Gamma\Gamma} = 0,23 \dots 0,18$ эВ). $\text{Al}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{As-GaAs-Ga}_{0,5}\text{In}_{0,5}\text{As}$ -диод имеет на частоте $f = 41$ ГГц выходную мощность $P = 10,6$ кВт·см⁻² с эффективностью генерации $\eta = 11,3$ %.

В $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{P-InP}_y\text{As}_{1-y}$ -диодах при $x = 0,50 \dots 0,61$ верхняя граница частотного диапазона увеличивается (рис. 3, кривые 6, 9) благодаря сокращению области дрейфа домена. Этот эффект подробно описан в [11].

ВЫВОДЫ

Наше исследование показало возможность эффективной генерации электромагнитных волн с помощью диодов Ганна на основе варизонного соединения $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{P-InP}_y\text{As}_{1-y}$. Такой варизонный полупроводник ранее не исследовался как материал для приборов с МПЭ. В $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{P-InP}_y\text{As}_{1-y}$ -диодах при длинах активной и варизонной областей 2,5 мкм реализуется доменный режим неустойчивости тока в широком интервале значений x - и y -компонент. Наибольшее влияние на процессы, протекающие в диоде и его выходные характеристики, оказывает состав соединения в катode $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{P}$. Увеличение в

нем доли GaP от 0 до 30 % влечет за собой интенсивное падение частоты, увеличение выходной мощности и эффективности генерации. В интервале от 30 до 60 % влияние $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{P}$ -катода ослабевает. Значение компоненты $x = 0,5 \dots 0,7$ следует считать оптимальным по выходной мощности. Состав $\text{InP}_y\text{As}_{1-y}$ -анода меньше влияет на выходные характеристики, чем $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{P}$ -катод. Рост доли InAs в аноде увеличивает выходную мощность, эффективность и уменьшает частоту генерации при любом значении x -компоненты. Причем влияние $\text{InP}_y\text{As}_{1-y}$ ослабевает при росте x и для $x = 0,4 \dots 0,7$ почти отсутствует. Абсолютный максимум выходной мощности $11,3 \text{ кВт}\cdot\text{см}^{-2}$ с КПД = 10,2 % на частоте 40 ГГц достигается в $\text{In}_{0,4}\text{Ga}_{0,6}\text{P-InP}_{0,4}\text{As}_{0,6}$ -диоде. По мощности и эффективности генерации это более чем в пять раз больше, чем в InP-диоде ($P = 1,9 \text{ кВт}\cdot\text{см}^{-2}$, $f = 69 \text{ ГГц}$ и $\eta = 1,3 \%$). Для сравнения InP- $\text{InP}_{0,4}\text{As}_{0,6}$ -диод генерирует мощность $9 \text{ кВт}\cdot\text{см}^{-2}$ на частоте 48 ГГц с эффективностью 5 % и $\text{In}_{0,5}\text{Ga}_{0,5}\text{P-InP}$ -диод – $7,6 \text{ кВт}\cdot\text{см}^{-2}$ на частоте 43 ГГц с эффективностью 9 %.

$\text{In}_{0,4}\text{Ga}_{0,6}\text{P-InP}_{0,4}\text{As}_{0,6}$ -диод по физическим процессам, протекающим в нем и выходным характеристикам, почти совпадает с аналогичным $\text{Al}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{As-GaAs-Ga}_{0,5}\text{In}_{0,5}\text{As}$ диодом. Для обоих диодов характерно близкое значение минимального энергетического зазора между неэквивалентными долинами зоны проводимости в катode ($0,2 \dots 0,3 \text{ эВ}$ для $T_0 = 300 \text{ K}$). При повышении температуры кристаллической решетки T_0 следует ожидать рост оптимального значения энергетического зазора.

К недостаткам исследованного $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{P-InP}_y\text{As}_{1-y}$ -диода следует отнести уменьшение частоты генерации по сравнению с InP-диодами из-за низкой подвижности электронов в $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{P}$. Этот недостаток можно частично преодолеть, если сместить варизонную область к катоду и уменьшить ее длину. Другим способом увеличения частоты является генерация гармоник. Проверка данных предположений требует дополнительных исследований.

Наша гипотеза о перспективности $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{P-InP}_y\text{As}_{1-y}$ -диодов Ганна подтвердилась. Варьируя состав полупроводника в катode и аноде можно получить большое разнообразие диодов Ганна, отличающихся по выходным характеристикам, в том числе и диод с максимальной мощностью.

Результаты исследования могут быть использованы для технологических разработок новых СВЧ-приборов, таких как транзисторы, диоды Ганна, умножители частоты и генераторы шума.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Стороженко И. П., Майборода И. М., Бабенко В. П., Кайдаш М. В. Огляд досягнень в терагерцових комунікаційних системах // Збірник наукових праць Національної академії Національної гвардії України. – 2016, № 1. – С. 45 – 48.
2. Khalid A., Li C., Papageorgiou V. et al. $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ planar Gunn diodes operating at a fundamental frequency of 164 GHz // *IEEE Electron Device Letters*, – 2013. – 34, № 1. – P. 39 – 41.
3. Maricar M. I. Experimentally estimated dead space for GaAs and InP based planar Gunn diodes. / M. I. Maricar, A. Khalid et al // *Semiconductor Science and Technology*. – 2015. – 30, № 1. 012001.
4. Couch N. R. The use of linearly graded composition AlGaAs injectors for intervalley transfer in GaAs: theory and experiment / N.R.Couch, P.H.Beton J.Kelly, M.M.Kerr // *Solid State Electron.* – 1988. – 31, – № 3 – 4. – Chapter 6. – P. 613 – 616.
5. Forster A. Hot electron injector Gunn diode for advanced driver assistance systems / A. Forster, M. I. Lepsa, D. Freundt, J. Stock S. Montanari // *Applied Physics A: Materials Science & Processing*. – 2007. – 87. – P. 545-558.
6. Storozhenko I. P. Frequency Characteristics of diodes with intervalley electron transfer that based on variband $\text{In}_{x(z)}\text{Ga}_{1-x(z)}\text{As}$ with various cathode contacts // *Journal of Communications Technology and Electronics*. – 2007. – V. 52, №. 10. – P. 1253 – 1259.
7. Стороженко И.П., Аркуша Ю.В., Прохоров Э.Д. Энергетические и частотные характеристики GaAs диодов Ганна с $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ и $\text{GaP}_x\text{As}_{1-x}$ катодами // *Радиофизика и электроника*. – 2007. – Т. 12, № 3. – С. 579 – 583.
8. Стороженко И. П., Ярошенко А. Н., Аркуша Ю. В. Диоды Ганна на основе варизонных InBN и GaBN // *Радиофизика и электроника*. – 2014. – Т. 5 (19), № 2. – С. 77 – 81.
9. Harry M. A., Kelly M. J., Dunn G. M. et al. Carr The free-space oscillation of heterojunctions GaAs/AlGaAs Gunn diodes as a design guide // *Semicond. Sci. Techol.* – 1999. – Vol. 14. – P. 19-20.
10. Spomer H. Couch N. R. Advances in hot electron injector Gunn diodes // *GEC Journal of Reseach*. – 1989. – Vol. 7, № 1. – P. 34–35.
11. Стороженко И.П. Особенности возникновения и дрейфа волн объемного заряда в приборах с междолинным переносом электронов на основе варизонного $\text{GaP}_{x(z)}\text{As}_{1-x(z)}$ // *Радиофизика и электроника*. – 2007. – Т. 12, № 1. – С. 243 – 249.

УДК 621.396.96

РАСПОЗНАВАНИЕ МАЛОРАЗМЕРНЫХ НАЗЕМНЫХ ОБЪЕКТОВ МАТРИЧНОЙ РАДИОМЕТРИЧЕСКОЙ СИСТЕМОЙ МИЛЛИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА

Г. Г. Осиновый*Государственное предприятие «КБ «Южное», Днепр, Украина*

Поступила в редакцию 29 мая 2018 г.

Анализируется возможность распознавания малоразмерных наземных объектов пассивной матричной радиометрической системой миллиметрового диапазона. В процессе распознавания решаются две задачи: обнаружение объекта в заданной области пространства и, при условии его обнаружения системой, решается задача идентификации объекта, то есть отнесение объекта к тому или иному типу объектов с соответствующими характеристиками. Произведена оценка вероятности и дальности обнаружения наземных малоразмерных объектов как пассивной радиометрической системой, так и пассивно-активной системой, то есть радиометрической системой с подсветкой объекта на фоне земной поверхности независимым источником широкополосного шумового излучения. Произведена оценка дальности обнаружения наземных малоразмерных объектов, защищенных маскировочным покрытием, экранирующим излучение и переотражение объектом сигнала подсветки. Сделан вывод о том, что снижение уровня излучения объекта с помощью маскировочного покрытия на 10 дБ уменьшает дальность обнаружения объекта радиометрической системой не менее чем в три раза.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: летательный аппарат, объект навигации, радиометрическая система, миллиметровый диапазон

Аналізується можливість розпізнавання малорозмірних наземних об'єктів пасивною матричною радіометричною системою міліметрового діапазону. В процесі розпізнавання вирішуються дві задачі: виявлення об'єкта в заданій області простору і, при умові його виявлення системою, вирішується задача ідентифікації об'єкта, тобто віднесення об'єкта до того чи іншого типу об'єктів з відповідними характеристиками. Приведена оцінка ймовірності і дальності виявлення наземних малорозмірних об'єктів як пасивною радіометричною системою, так і пасивно-активною системою, тобто радіометричною системою з підсвічуванням об'єкта на фоні земної поверхні незалежним джерелом широкопосмугового шумового випромінювання. Приведена оцінка дальності виявлення наземних малорозмірних об'єктів, захищених маскувальним покриттям, яке екранує випромінювання і пере відбиття об'єктом сигналу підсвічування. Зроблений висновок, що зниження рівня випромінювання об'єкта за допомогою маскувального покриття на 10 дБ зменшує дальність виявлення об'єкта радіометричною системою не менш ніж у три рази.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: літальний апарат, об'єкт навігації, радіометрична система, міліметровий діапазон

The possibility of recognizing small-sized ground objects of the passive matrix radio-metric system of the millimeter range is analyzed. In the recognition process, two tasks are solved: the detection of an object in a given area of space and, if it is detected by the system, the problem of identifying an object is solved, that is, the assignment of an object to a particular type of objects with the corresponding characteristics. An assessment was made of the probability and range of detection of ground-based small-sized objects both by a passive radiometric system and by a passive-active system, that is, a radiometric system with object illumination against the background of the earth's surface by an independent source of broadband noise illumination. An assessment of the detection range of ground-based small-sized objects protected by a camouflage coating shielding the radiation and the object re-reflection of the backlight signal was made. It was concluded that a decrease in the level of radiation by an object using a masking coating of 10 dB reduces the detection range of an object by the radiometric system by no less than three times.

KEYWORDS: aircraft, navigation object, radiometric system, millimeter band

ВВЕДЕНИЕ

Рассматривается вопрос распознавания наземных объектов в процессе навигации летательных аппаратов (ЛА) по наземным объектам-ориентирам. Ориентирами навигации являются отдельно стоящие городские здания (группы зданий, окраины городов), мосты, переправы, автомобильные магистрали, специально создаваемые излучающие объекты-реперы. Ориентирами могут также служить подвижные объекты: колонны автотранспорта, отдельные излучающие подвижные объекты [1].

В процессе распознавания решается задача обнаружения объектов, то есть системой принимается решение о нахождении (либо отсутствии) объекта в заданной области пространства, и решается задача идентификации объекта, то есть принимается решение об отнесении объекта к определенному классу объектов, в том случае, если априори объект обнаружен.

В случае неподвижных наземных объектов, координаты которых известны с высокой точностью, нет необходимости решать задачу обнаружения, и решается только задача идентификации (грубой, точной).

Неопределенность решения задачи обнаружения подвижных объектов состоит в том, что объект может изменять местоположение, излучать радиосигналы, которые могут быть восприняты системами обнаружения как радиопомехи, на трассе распространения радиоволн возможно наличие неблагоприятной погодной обстановки, пылевых образований, дымов и т.д.

На неподвижных и подвижных наземных объектах могут быть использованы средства маскировки, которые обладая экранирующим свойством, ухудшают оптическую видимость объектов и снижают заметность объектов в радиодиапазоне.

Для навигации летательных аппаратов (самолетов, баллистических ракет, беспилотных летательных аппаратов) применяются инерциальные навигационные системы (ИНС) с использованием командных приборов (гироскопов, акселерометров). Приборы инерциальной навигации являются автономными, не подвержены внешним воздействиям (радиопомехам). Недостатком таких систем является то, что ИНС накапливают ошибки в определении пространственных координат и высоты в зависимости от дальности и времени полета [1]. Данные системы требуют периодической корректировки указанных ошибок.

В качестве корректирующих могут служить системы и средства активной и пассивной локации земной поверхности, работающие в видимом, инфракрасном и радио диапазонах волн, использующие в качестве информационного параметра вторичное отражение и излучение наземных объектов-ориентиров.

Корректирующие системы видимого и радио диапазонов как раз и решают задачи обнаружения и идентификации наземных объектов-ориентиров по переизлучению и вторичному отражению сигналов от объектов.

К корректирующим навигационным системам предъявляются требования по точности местоопределения летательного аппарата и наземного объекта-ориентира, всепогодности функционирования, быстродействию работы системы.

Точность определения координат ЛА зависит от размеров объекта и зоны обзора системы, от отношения сигнал/шум на входе приемника системы, а также от пространственной разрешающей способности и разрешения по информативному параметру визируемого объекта. Наилучшим пространственным разрешением обладают системы видимого и инфракрасного диапазонов электромагнитных волн.

Системы радиодиапазона проигрывают оптическим системам по разрешению, однако обладают повышенной всепогодностью функционирования, то есть работают в любое время суток (днем и ночью), в неблагоприятных погодных условиях (туман, облака, дожди), в пылевых образованиях и дымах. Наиболее пригодным диапазоном радиоволн, обеспечивающим сравнительно высокое пространственное разрешение наземных объектов при малых габаритах бортовой аппаратуры ЛА, является миллиметровый диапазон (ММД) волн. Наиболее освоенными промышленностью являются поддиапазоны миллиметрового диапазона с длинами волн $\lambda=8,6\text{ мм}$ и $\lambda=3,2\text{ мм}$, которые являются «окнами прозрачности» атмосферы, то есть обладают наименьшим ослаблением в «чистой» безоблачной атмосфере.

Перспективным для применения в системах навигации ЛА по наземным объектам-ориентирам является применение, наряду с системами активной радиолокации, пассивных радиометрических систем (РМС) ММД. Пассивные РМС обладают таким преимуществом перед активными радиолокационными системами, как скрытность функционирования, вследствие работы только «на прием» сигнала [2–4].

Недостатком пассивных систем является ограниченный энергетический потенциал систем, так как РМ системы принимают естественное излучение (переотражение) от наземных объектов и не используют зондирующее излучение в сторону визируемого объекта. В связи с этим РМС должны обладать повышенной чувствительностью.

В настоящее время появились технологические возможности создания РМ приемников прямого усиления высокой чувствительности. Преимуществом данных приемников является их конструктивно удобное построение, то есть это приемники «карандашного» типа, из которых можно достаточно легко создать обойму, т.е. матрицу радиометров. Матричный РМ приемник, в качестве многоканального приемника-облучателя антенны (зеркальной, линзовой) позволяет реализовать матричную РМС формирования РМ изображений визируемых объектов, что существенно повышает быстродействие работы системы. Достоинством матричной системы является также то, что снижаются требования к эволюциям ЛА по углу крена. Указанные эволюции не приводят к потере наземного объекта из «поля зрения» системы [5].

В работах [2–5] приведен анализ возможности применения матричных РМС ММД для решения задач обнаружения, оценивается точность определения координат площадных и протяженных объектов матричными системами [5]. Матричные системы формируют двумерное изображение за малое время, сравнимое с временем накопления сигнала в одном его элементе. При этом реализуется максимальная чувствительность радиометрических приемников РМС.

В работах [6–9] показана возможность применения широкополосной шумовой подсветки для повышения информативности радиометрических изображений малоразмерных объектов, предпринята попытка оптимизации ширины спектра зондирующего шумового сигнала. В работе [8] показано, что пассивный РМ канал, хотя и является опорным, как более стабильный, однако его энергетики недостаточно для обнаружения малоразмерных объектов при малых углах визирования на дальностях, превышающих сотни метров. В этой связи применение активной шумовой подсветки расширяет возможности радиометрических систем по обнаружению малоразмерных объектов – целей [10].

В настоящее время в известной литературе мало внимания уделяется вопросу моделирования процесса обнаружения и идентификации наземных объектов для решения задач навигации РМС. Это в первую очередь касается малоразмерных (подвижных) объектов таких, как отдельные автомобили, колонны автотранспорта, бронетехники с высот порядка нескольких километров.

Оценить возможность создания и эффективность распознающих РМС ММД можно благодаря моделированию процесса обнаружения и идентификации малоразмерных наземных объектов, как это показано в статье [11], с учетом большого количества разнородных факторов, влияющих на работу РМС.

Целью работы является моделирование процесса обнаружения малоразмерных наземных объектов в процессе навигации летательных аппаратов благодаря применению матричных радиометрических систем миллиметрового диапазона.

ПОСТАНОВКА И РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ МОДЕЛИРОВАНИЯ

В качестве навигационного летательного аппарата, осуществляющего распознавание наземных объектов, рассматривается беспилотный летательный аппарат (БЛА).

В качестве ориентира навигации рассматривается групповой наземный объект, состоящий из отдельных малоразмерных элементов – колонна автомобилей.

Модель навигации ЛА по групповому наземному объекту должна учитывать следующие факторы:

1. Порядок построения, скорость передвижения группового объекта.
2. Траекторию движения ЛА по маршруту полета.
3. Характеристики применяемых систем навигации ЛА.

1. Порядок построения группового объекта (колонны автомобилей) предполагает:

- учет количества элементов объекта (количества отдельных автомобилей в группе);
- рассмотрение геометрии расположения группового объекта в процессе передвижения;
- оценка (ориентировочная) типов (видов) отдельных объектов в группе, оценка технических характеристик объектов;

- учет скорости передвижения элементов группового объекта в различных условиях обстановки.

2. Под траекторией движения БЛА подразумевается:

- старт беспилотного летательного аппарата;
- полет БЛА по сложной траектории при обнаружении и идентификации наземных объектов;
- посадка БЛА.

3. Оценка характеристик применяемых систем навигации ЛА осуществляется с целью определения требуемого набора систем навигации для высокоточного, всепогодного местоопределения ЛА.

Формализованное описание процесса навигации БЛА в случае обнаружения и идентификации элементов группового объекта представлено схемой на рис.1.

1. В качестве группового объекта рассматривается колонна автомобилей из определенного количества единиц, движущаяся по автострате. Колонна расположена в линию, общая протяженность колонны (500–1000)м. Скорость передвижения на марше $V \leq 60 \frac{\text{км}}{\text{ч}}$.

2. Определение местонахождения группового объекта осуществляется с помощью беспилотного летательного аппарата.

На малых высотах $H_1 = 200\text{м}$ БЛА осуществляет обнаружение и грубую идентификацию элементов группового объекта. Требование по пространственному разрешению $\Delta r_{\text{тр}} = 1,5\text{м}$ и $\Delta r_{\text{тр}} = 0,6\text{м}$, соответственно [12]. Затем БЛА снижается и на высоте $H_2 = 100\text{м}$ производится точная идентификация элементов объекта (требование по пространственному разрешению $\Delta r_{\text{тр}} = 0,3\text{м}$).

3. После идентификации группового объекта БЛА может быть поднят на высоту $H_3 = (500–1000)\text{м}$, откуда осуществляется сопровождение элементов группового объекта.

В качестве метода повышения дальности действия пассивных РМС навигации ММД рассмотрим изменение активной «подсветки» объектов шумовым либо детерминированным сигналом [5–9]. Известны однопозиционная, двухпозиционная и многопозиционная подсветка [5]. В случае однопозиционной подсветки источник подсветки располагается на одном носителе (БЛА) с информационным датчиком системы навигации. Однопозиционная подсветка является автономной, не требующей использования дополнительных носителей для источников подсветки.

Двухпозиционная подсветка является частным случаем многопозиционной подсветки. Она осуществляется с другого носителя – другого ЛА, может быть спущена («зависеть») на тормозных парашютах и т.д.

Преимуществами применения на БЛА подсветки широкополосным шумовым сигналом являются следующие положения [5]. Широкополосный шумовой сигнал представляет собой реализации ограниченного по спектру «белого шума», со случайными амплитудой и фазой, и по своей природе идентичен сигналу, принимаемому и обрабатываемому РМ приемником от визируемых объектов.

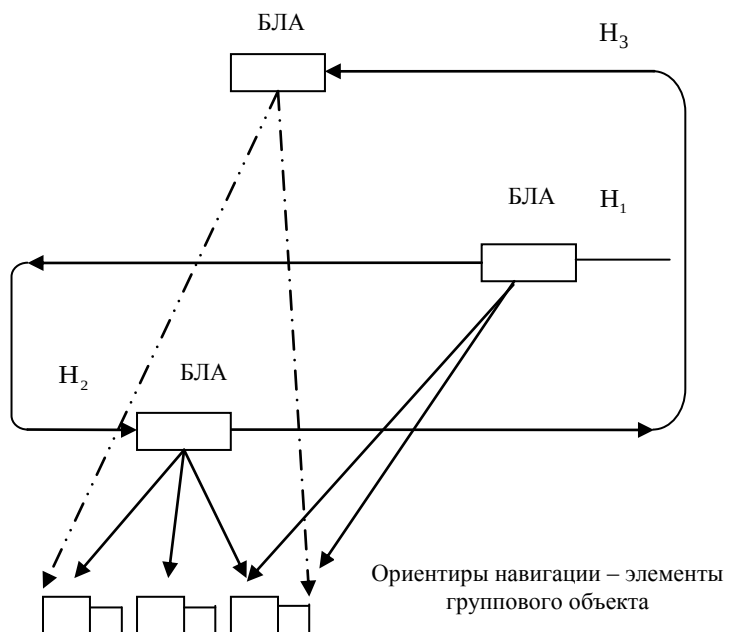


Рис. 1. Схема навигации ЛА по наземным объектам-ориентирам

Возможна также многопозиционная подсветка объектов с разных направлений, что позволяет создавать изотропное «шумовое» поле вокруг объекта и уменьшить интенсивность излучения отдельных источников подсветки.

Возможна подсветка элементов объекта узкополосным детерминированным сигналом [5]. При этом в приемнике информационного датчика системы навигации используется одна из гармоник сигнала подсветки, излучаемого с другого носителя, например, с другого БЛА. Так, объект облучается источником 3см диапазона, а РМ приемник РМС принимает отраженный от объекта сигнал на третьей гармонике в 8мм диапазоне.

Технические характеристики аппаратуры, располагаемой на БЛА:

- видеокамера с шириной зоны обзора порядка $L=1000$ м с высоты $H=(500-1000)$ м;
- фокусное расстояние может изменяться с высотой для обеспечения требуемой детальности получаемых изображений визируемого объекта;
- РМ информационный датчик 3мм диапазона волн – матричный датчик с решеткой (16 элементов), либо матрицей облучателей большой размерности $N_1 \times N_2 = 16 \times 16$ элементов, N_1, N_2 – количество строк и столбцов в матрице;
- бортовая антенна параболическая или линзовая большого диаметра $d=1$ м;
- ширина зоны обзора $L=(800-1000)$ м с высоты $H=1000$ м;
- линейный размер элемента пространственного разрешения на земной поверхности $\Delta r=0,8$ м с высоты $H=200$ м, $\Delta r=0,4$ м с высоты $H=100$ м [12];
- источник шумовой подсветки 3мм диапазона с рупорной антенной;
- возможно два режима подсветки объекта: в первом ширина диаграммы направленности рупорной антенны $\theta_{0,5}^0=15^0$, что соответствует полосе подсветки 260м, во втором $\theta_{0,5}^0=50^0$ обеспечивает подсветку одновременно всех элементов группового объекта на протяжении (800–1000)м, что соответствует геометрии расположения автоколонны на марше.

Результаты расчетов [5,10], проведенных по указанным исходным данным, позволяют сделать следующие выводы.

На основе анализа выражения для вероятности ложной тревоги получено соотношение для порога обнаружения малоразмерного объекта с помощью матричной РМС ММД [5,10], которое позволяет оценить вероятность правильного обнаружения объекта и предъявить требования к минимально необходимому уровню отношения сигнал-шум РМ канала. В работе [10] также получено аналитическое выражение для величины радиояростного контраста пары «объект – фон», в котором учтены вклад естественного излучения объекта и переотраженного излучения источника шумовой подсветки. Данное выражение позволяет оценить величину мощности шумовой подсветки, необходимой для обнаружения малоразмерного объекта с разных высот визирования. С высот менее 1000м, в благоприятных погодных условиях, малоразмерные объекты могут быть устойчиво обнаружены (с вероятностью не хуже $D \geq 0,9$) пассивными РМС ММД. При увеличении дальности визирования объектов до (1,5–2)км радиометрический контраст становится меньше минимально обнаруживаемого ($T \leq 5K$), что снижает вероятность обнаружения малоразмерных объектов.

Применение, так называемой двухпозиционной подсветки объекта (источник шумовой подсветки и приемник РМС на БЛА разнесены в пространстве), позволяет обеспечить требуемую (1,5–2)км дальность обнаружения малоразмерных объектов.

При этом требуемая мощность источника подсветки на БЛА в случае $\theta_{0,5}^0 = 15^\circ$ с высоты $H=1000$ м и антенной РМС диаметром $d=200$ мм составляет величину $P_t \leq 15$ Вт.

Мощность источника подсветки в случае $\theta_{0,5}^0 = 50^\circ$ с высоты $H=1000$ м (бортовая антенна на БЛА диаметром $d=200$ мм) составляет величину $P_t \leq 130$ Вт, что технически реализуемо.

В работах [5,10] произведена оценка дальности обнаружения наземных малоразмерных объектов, защищенных маскировочным покрытием, экранирующим излучение и переотражение объектом сигнала подсветки.

Результаты оценки дальности обнаружения позволили сделать вывод о том, что снижение уровня излучения объекта с помощью маскировочного покрытия на 10дБ уменьшает дальность обнаружения объекта радиометрической системой не менее чем в три раза. Этот вывод распространяется на оба случая: обнаружение малоразмерного наземного объекта пассивной РМС ММД, так и обнаружение пассивно-активной РМС с подсветкой широкополосным шумовым излучением.

ВЫВОДЫ

Таким образом, применение на ЛА пассивных РМС ММД с шумовой подсветкой позволяет осуществлять устойчивое обнаружение наземных, в том числе малоразмерных подвижных, объектов на дальности несколько километров. Автосопровождение объектов на малых высотах (менее 1000м) возможно в пассивном режиме матричными РМС ММД. При этом на высотах (200–100)м объекты становятся распределенными, а их РМ изображения многопиксельными, что позволяет осуществлять идентификацию объектов и классифицировать их по степени важности.

Так, РМС БЛА, обладая пространственным разрешением 4м на высоте $H=200$ м при размерах бортовой антенны $d=200$ мм, обеспечивает на изображении 6 пикселей, на высоте $H=100$ м обеспечивает 10 пикселей. Учитывая характерные особенности автомобиля (размеры, конфигурацию), изображение указанной размерности позволяет идентифицировать элементы группового объекта.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Разоренов Г. Н. Системы управления летательными аппаратами / Г. Н. Разоренов, Э. А. Бахрамов, Ю. Ф. Титов // - М.: Машиностроение, 2003. – 582 с.
2. Голдмис П. Ф. и др. Системы формирования изображений в фокальной плоскости в миллиметровом диапазоне длин волн // ТИИЭР, 1993. – Т. 41. – № 10. – С. 1–24.
3. Passive multichannel millimeter-waves imaging system / V. P. Gorishniak, A. G. Denisov, S. E. Kuzmin, V. N. Radzikhovsry, B. M. Shevchuk // The Fifth International Kharkov Symposium on Physics and Engineering of Microwaves, millimeter and Submillimeter Waves. Symposium Proceedings. – V.1. Kharkov, Ukraine, June 21-26, 2004. – P.202–204.
4. Многоэлементная приемная матричная система 8 мм диапазона для задач пассивного радиовидения / В. Б. Хайкин, А. А. Стороженко, М. К. Лебедев, В. Н. Радзиховский, С. Е. Кузьмин, С. В. Шлензин // Журнал радиоэлектроники, 2014. – № 2. – С.1–9.

5. Матричные радиометрические корреляционно-экстремальные системы навигации летательных аппаратов: монография / В. И. Антюфеев, В. Н. Быков, А. М. Гричанюк, Д. Д. Иванченко, Н. Н. Колчигин, В. А. Краюшкин, А. М. Сотников. – Х.: Щедрая усадьба плюс, 2014. – 372 с.
6. Мур Р., Уайт В., Роуз Дж. Панхроматический и полипанхроматический радиолокаторы // ТИИЭР, 1969. – № 57. – С. 590–593.
7. Seashore C. R., Milley J. E., Kearns B. A. MM-wave Radar and radiometric sensors for guidance systems // Microwave J., 1979. – V. 22, N 8. – P. 47–51.
8. Повышение информативности радиометрических изображений благодаря применению шумовой подсветки / В. Н. Быков, С. И. Ивашов, Ю. В. Овсянников и др. // Радиотехника, 1997. – Вып. 101. – С. 33–39.
9. Быков В. Н. Обнаружение малоразмерных объектов радиометрическими информационными системами миллиметрового диапазона с шумовой подсветкой / В. Н. Быков // Радіоелектронні і комп'ютерні системи. Науково-технічний журнал. – Харків: Національний аерокосмічний університет ім. М. Є. Жуковського «ХАІ». – Вип. 2(10), 2005. – С. 5–10.
10. Assessing the effectiveness of the protection of small ground objects from passive-active radiometric detection systems / V. N. Bykov, N. N. Kolchigin, G. G. Osinovy, T. D. Berezhnaya // Applied Radio Electronics, Scientific and Technical Journal, 2016. – Volume 15. – № 1. – P.P. 45 – 50.
11. Осинский Г. Г. Модель защиты малоразмерных наземных объектов от радиометрических пассивно-активных систем обнаружения / Г. Г. Осинский, В. Н. Быков // Харків: «Радіоелектронні і комп'ютерні системи», науково-технічний журнал, ХАІ, 2017. – № 1(81). – С.107–112.
12. L. Nardon. The Dilemma of Satellite Imagery Control / Military Technology. – Vol. 26. – Issue 7, 2002. – P. 37 – 45.

УДК 550.34:550.510.533

ПРОЯВЛЕНИЕ ГЛОБАЛЬНОЙ СЕЙСМИЧЕСКОЙ АКТИВНОСТИ В ВАРИАЦИЯХ ИНТЕНСИВНОСТИ ОНЧ-ИЗЛУЧЕНИЯ В СЕЙСМИЧЕСКИ СПОКОЙНОМ РЕГИОНЕ

И. Г. Захаров, О. Ф. Тырнов*Харьковский национальный университет имени В.Н. Каразина, пл. Свободы, 4, Харьков, Украина
e-mail: giz-zig@ukr.net*

Поступила в редакцию 3 мая 2018 г.

По ежедневным данным за 2007 – 2008 гг., полученным в сейсмически спокойном регионе (Харьковская обл., Украина, {49.7 °N; 36.2 °E}), рассмотрены вариации ОНЧ-излучения в приземной атмосфере в периоды резкой смены глобальной сейсмической активности. Установлено наличие эффектов глобальной сейсмической активности в вариациях ОНЧ-излучения в сейсмически спокойном регионе, в том числе накануне роста активности. Показано важную роль фоновой сейсмичности в этих процессах. Рассмотрены особенности явления в зависимости от магнитуды землетрясения и возможные физические механизмы явления. Важную роль в отклике ОНЧ-излучения на удаленные землетрясения может играть такое нелинейное явление как спонтанная электромагнитная эмиссия Земли, генерация и распространение которой осуществляется за счет непрерывной эманации глубинных флюидов.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: землетрясение, электромагнитное излучение ОНЧ диапазона, электромагнитные предвестники землетрясений.

За щоденними даними за 2007 – 2008 рр., отриманими у сейсмічно спокійному регіоні (Харківська обл., Україна, {49.7 °N; 36.2 °E}), розглянуто варіації ДНЧ-випромінювання в приземній атмосфері у періоди різкої зміни глобальної сейсмічної активності. Встановлено наявність ефектів глобальної сейсмічної активності у варіаціях ДНЧ-випромінювання у сейсмічно спокійному регіоні, в тому числі напередодні зростання активності. Показано важливу роль фонові сейсмічності у цих процесах. Розглянуті особливості явища залежно від магнітуди землетрусу та можливі фізичні механізми явища. Важливу роль у відгуку ДНЧ-випромінювання на віддалені землетруси може грати таке нелінійне явище як спонтанна електромагнітна емісія Землі, генерація і поширення якої у земних надрах здійснюється за рахунок безперервної еманції глибинних флюїдів.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: землетрус, електромагнітне випромінювання ОНЧ діапазону, електромагнітні провісники землетрусів.

Variations of VLF emission in the near-Earth atmosphere during periods of sharp change in global seismic activity are considered according to daily data for 2007-2008 in a seismically quiet area in Kharkiv province, Ukraine {49.7 °N; 36.2 °E}. Effects of global seismic activity in the variations of VLF emission in seismically quiet region, including before of activity increase, is established. The important role of background seismicity in these processes is shown. The features of VLF emission variation depending on the earthquake magnitude and possible physical mechanisms of the phenomenon are considered. An important role in the response of VLF emission to remote earthquakes can be played by such a nonlinear phenomenon as spontaneous electromagnetic emission of the Earth, the generation and propagation of which is due to the continuous emanation of deep fluids.

KEY WORDS: earthquake, VLF emission, electromagnetic precursors of earthquakes.

ВВЕДЕНИЕ

Землетрясения (ЗТ) являются одним из наиболее катастрофических явлений природы. Для предотвращения человеческих жертв важными является разработка надежного прогноза ЗТ. Основу такого прогноза составляет, как правило, анализ микросейсмических шумов в предполагаемой зоне подготовки ЗТ. Важными источниками информации о подготовке ЗТ являются также электромагнитные явления накануне ЗТ, прежде всего, ОНЧ-излучение, регистрируемое на земной поверхности, в шахте или на спутнике (см., например, [1-4]). Регистрируются как распространяющиеся сигналы этого диапазона природного (грозы) и искусственного (радиостанции) происхождения, так и литосферное излучение предположительно из гипоцентра ЗТ. Измерения $I_{ОНЧ}$ проводились на расстояниях десятки – сотни км от гипоцентра ЗТ, т.е. в пределах области, которую рассматривают как область проявления предвестников ЗТ [5], размеры которой примерно в 30 раз превышают размер самого очага ЗТ.

Показано (см, например, [4] и список литературы в ней) что накануне 70 – 80 % ЗТ с магнитудой $M > 6$ амплитуда и фаза ОНЧ- и НЧ-сигналов на трассах, проходящих вблизи зон подготовки ЗТ, испытывают значимые флуктуации вблизи моментов утреннего и вечернего солнечного терминатора на высотах нижней ионосферы. Аномалии интенсивности ОНЧ-излучения, $I_{ОНЧ}$, связанные с сейсмической активностью, обычно проявляются за несколько недель – несколько часов до события, как правило, в виде увеличения интенсивности регистрируемого сигнала в 1,5 – 4 раза в широком диапазоне частот ~ 5 – 150 кГц, в том числе за пределами максимальной амплитуды атмосфериков 7 – 12 кГц [1]. Землетрясение начинается либо на спаде (более сильные ЗТ), либо после окончания аномального увеличения $I_{ОНЧ}$ (более слабые ЗТ). Аномальное увеличение $I_{ОНЧ}$ начинается тем раньше, чем больше

магнитуда предстоящего ЗТ.

Серьезным подтверждением связи ОНЧ-излучения с напряженно-деформированным состоянием горных пород являются его регистрация в шахте на глубине 260 м, где приповерхностный сигнал на этих частотах полностью затухает [6]. Показано, (см., например, [7]), что доля литосферной составляющей в суммарном ОНЧ-излучении на границе "земля – воздух" достигает 20 %.

Как показывают исследования последних лет, сейсмическая активность имеет черты глобального непрерывного самоорганизующегося тектонического процесса с периодами накопления и релаксации тектонических напряжений [8-11], демонстрирующего многочисленные связи с процессами в атмосфере Земли и в геокосмосе. Следовательно, совокупность землетрясений, или глобальная сейсмическая активность (ГСА), рассматриваемые в пространстве и во времени с учетом взаимодействия между их очагами, может рассматриваться как вполне определенный глобальный физический процесс.

Можно допустить, что глобальный характер сейсмической активности может обусловить некоторые глобальные перестройки в литосфере, атмосфере, ионосфере и магнитосфере также глобального масштаба, в том числе в сейсмически спокойных регионах. Такая постановка задачи оправдана также тем, что, в свете современных представлений, Земля и ее оболочки образуют единую открытую нелинейную динамическую иерархическую систему, в которой взаимодействие возможно в том числе за счет энергетически слабых (триггерных) механизмов [12].

Цель работы – анализ вариаций ОНЧ-излучения на границе "земля-воздух" в сейсмически спокойном регионе и их возможной связи с глобальной сейсмической активностью.

ДАННЫЕ И МЕТОДЫ АНАЛИЗА

Измерения интенсивности $I_{ОНЧ}$ в диапазоне частот 2,5 – 50 кГц проводились с 01.04.2007 по 31.12.2008 с интервалом 1 мин в сейсмически спокойном регионе и вдали от источников промышленного шума в Харьковской обл. {49,7° N; 36,2° E}. ГСА оценивалась по максимальной за сутки магнитуде ЗТ (M_{max}) и числу ЗТ (N_{eq}) на земном шаре для нескольких интервалов магнитуд, начиная с $M = 4$. Данные о ЗТ взяты на сайте <https://earthquake.usgs.gov/earthquakes/search>.

Исследования проведены с использованием метода наложенных эпох с проверкой достоверности результатов расчетов по непараметрическому критерию Фридмана [13]. Результаты принимались к рассмотрению при уровне значимости $p < 0,1$. Для наглядности на графиках выборочно (для наиболее важных моментов времени) приведена также стандартная ошибка среднего σ .

Расчеты проведены для так называемых "изолированных" сейсмических событий, что исключало возможность наложения эффектов от двух близких возмущений. В качестве нулевых дат выбирались дни резкого увеличения M_{max} после продолжительного периода относительного сейсмического затишья, превышающего время проявления предвестников: $\Delta T [\text{годы}] = 10^{0,26M - 3,50}$ [5].

РЕЗУЛЬТАТЫ

Изменения максимальной магнитуды и числа ЗТ показаны на рис. 1. Видно, что исследуемые интервалы, кроме активного сейсмического периода после нулевой даты, охватывают спокойный период до нулевой даты и период менее существенного предшествующего усиления ГСА в интервале от –20 до –14 суток. Таким образом, расчеты охватывают интервал времени от одного сейсмически активного периода до следующего.

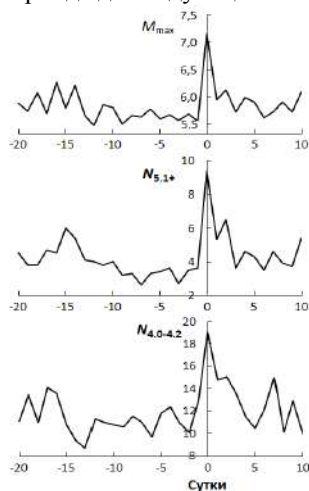


Рис. 1. Средние изменения максимальной магнитуды M_{max} и числа ЗТ N_{eq} с $M > 5,1$ и $4,0 \leq M \leq 4,2$ (сверху вниз) для 10 выбранных периодов резкого усиления ГСА.

Видно, что максимальная магнитуда и число ЗТ с $M > 4,2$ уменьшаются вплоть до нулевой даты, прерываясь резким увеличением указанных показателей. Число более слабых ЗТ незначительно увеличивается вплоть до главного толчка. Таким образом, изменения числа слабых ЗТ имеют особенности, которые будут рассмотрены ниже.

Кроме очевидного усиления ОНЧ-излучения при усилении ГСА (рис. 2), изменения этого показателя имеют некоторые дополнительные особенности. Прежде всего, это экстремум вблизи –10-х суток, который по времени хорошо согласуется с ожидаемым временем появления предвестников [5]. Далее будем называть его краткосрочным предвестником. Отметим также небольшой локальный максимум ОНЧ-излучения непосредственно перед началом активного сейсмического периода (от –3-х до –1-х суток), который можно назвать оперативным предвестником.

Несмотря на небольшую амплитуду, его реальность не вызывает сомнения, так как он зафиксирован перед всеми усилениями ГСА, при этом положение максимума закономерно смещается на более раннее время по мере увеличения максимальной магнитуды ЗТ. Положение краткосрочного предвестника также смещается на более раннее время при увеличении M_{max} , однако, эта тенденция недостаточно строгая, возможно, из-за наложения предвестников и эффектов после предыдущего усиления ГСА.

Как следует из большинства исследований, в том числе рассмотренного, сильные ЗТ происходят на спаде или после уменьшения интенсивности ОНЧ-излучения. Результаты, полученные в данной работе и в более ранних исследованиях, позволяют конкретизировать отмеченную закономерность. Ранее [3, 14] на ограниченном материале для Крымского сейсмического региона было получено, что интенсивность ОНЧ-излучения пропорциональна числу слабых ЗТ (в этом случае с магнитудами $M < 3,6$). По отношению ко всему объему потенциального сейсмического очага слабые ЗТ обеспечивают растрескивание относительно мелких блоков земной коры, при этом тектонические напряжения в сейсмическом регионе в целом продолжают увеличиваться. Напротив, более сильные ЗТ за счет образования магистральных разрывов приводят к снижению напряжений в сейсмическом регионе и, соответственно, к уменьшению интенсивности ОНЧ-излучения. Еще более точным соответствие между ЗТ и интенсивностью ОНЧ-излучения становится при использовании разности числа сильных и слабых ЗТ, что можно рассматривать как оценку остаточных напряжений (рис. 3).

Данные, приведенные на рис. 4, подтверждают эту закономерность: видно, что интенсивность ОНЧ-излучения вблизи нулевой даты для более слабых ЗТ значительна, тогда как для более сильных – невелика. Введем понятие "глобальный уровень тектонического напряжения" (ГУТН); мы пока оставим в стороне вопрос, носит это понятие вполне определенный физический смысл или является условным. Из полученных величин максимума ОНЧ-излучения вблизи нулевой даты (см. пример на рис. 4) и в предположении, что $I_{ОНЧ}$ пропорционально ГУТН, следует, что только ЗТ с магнитудой $M > 7,5$ приводят к снижению ГУТН и, соответственно, к ослаблению ГСА в последующие дни, тогда как после более слабых ЗТ могут последовать новые толчки, так как тектонические напряжения продолжают нарастать.

Таким образом, анализ слабых и сильных ЗТ дает более предметный взгляд на сейсмическую цикличность. В связи с этим обратим внимание на то, что полученные эффекты в ОНЧ-излучении скорее имеют характер не локального всплеска на некотором неизменном фоновом уровне, а скачка с последующим постепенным убыванием $I_{ОНЧ}$ до следующего активного периода (пилообразная кривая). Таким образом, влияние литосферы на электромагнитные сигналы на границе "земля-воздух" (и в целом на вышележащие слои) является непрерывным и носит циклический характер, обусловленный циклическим характером тектонических процессов [15].

Было бы интересно получить зависимость, аналогичную представленной на рис. 3, и для ГСА. Однако пока не ясно, в какой мере правомерно вводить единый критерий деления ЗТ на сильные и слабые в глобальном масштабе. Кроме того, слабые ЗТ являются также афтершоками, так что без разделения слабых ЗТ на предшествующие сильным ЗТ и следующие за ними такие оценки будут малоинформативными.

Тем не менее, для изолированных сейсмических событий имеет смысл рассмотреть поведение числа слабых ЗТ накануне усиления ГСА. Чтобы не касаться вопроса о выборе критерия разделения сильных и слабых ЗТ, рассмотрим ЗТ, которые в глобальном масштабе, несомненно, являются слабыми, а именно с $M = 4,0 - 4,2$ (рис. 5). Видно, что слабые ЗТ появляются тем раньше, чем более сильным оказывается последующий рост ГСА, т.е. число слабых ЗТ, как и уровень ОНЧ/СНЧ-излучений, подвержен общей тенденции изменения времени появления предвестников в зависимости от магнитуды ЗТ [5]. Таким образом, как слабые ЗТ, так и уровень ОНЧ/СНЧ-излучений, могут быть индикатором накопления тектонических напряжений, приводящих к крупному магистральному разрыву.

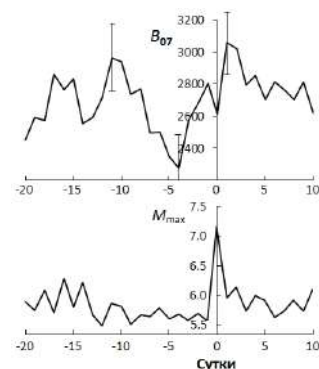


Рис. 2. Средние изменения модуля амплитуды ОНЧ-излучения в 07 LT при резкой смене ГСА.

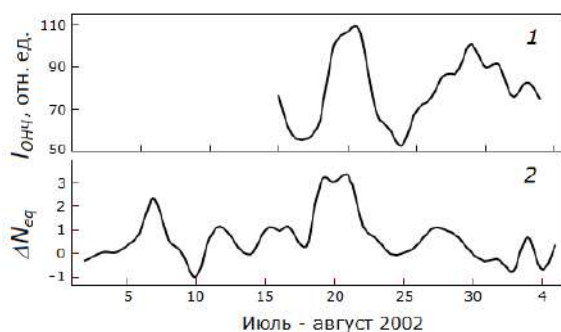


Рис. 3. Изменения интенсивности ОНЧ-излучения (1) и разности между числом слабых и сильных региональных ЗТ (2) по измерениям в Крымском сейсмическом регионе [Bogdanov et al., 2003].

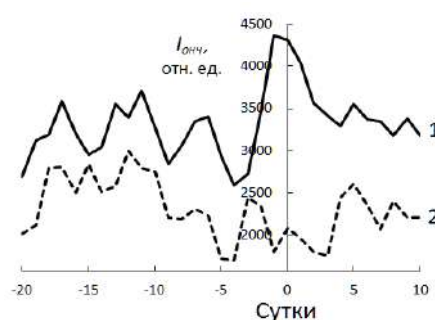


Рис. 4. Пример изменения интенсивности ОНЧ-излучения при разных значениях максимальной магнитуды ЗТ: 1 – $M_{\max} = 6,5$ (13.06.2007), 2 – $M_{\max} = 7,8$ (12.05.2008).

ОБСУЖДЕНИЕ

Во многих работах, в которых установлены определенные связи сейсмической активности (как правило, в некотором регионе) с явлениями в земной атмосфере или в ближнем космосе, часто предлагают методику прогноза ЗТ на основе установленных связей (см., например, [16]). В данном случае также показаны связи, которые мы считаем реальными и заслуживающими в дальнейшем физической интерпретации. В то же время, пока нет достаточных оснований для их использования в прогнозировании ЗТ, так как эти связи, как правило, проявляются только в среднем, тогда как для отдельных событий их индивидуальные особенности могут оказаться преобладающими. Принимая во внимание неустойчивость поведения нелинейных систем, проблема прогноза ЗТ представляется еще более сложной [11].

При прогнозе региональной сейсмической активности по наблюдениям в этом же регионе необходимо также учитывать, что часть обнаруженных эффектов будет обусловлена сейсмическими событиями глобального масштаба. Для разделения регионального и планетарного эффектов необходимо использовать одновременные наблюдения как в регионе, для которого предполагается составлять прогноз, так и в сейсмически спокойном регионе для контроля глобальных процессов. Ранее необходимость такого подхода была обоснована в работах [3, 14] на основе сравнения региональных и глобальных эффектов в вариациях ОНЧ-излучения. В работе [17] также предложено учитывать роль глобальных эффектов при прогнозе региональной сейсмической активности. Таким образом, очевидной становится задача создания глобальной системы прогнозирования сейсмической активности с единым центром обработки и анализа оперативно поступающей информации.

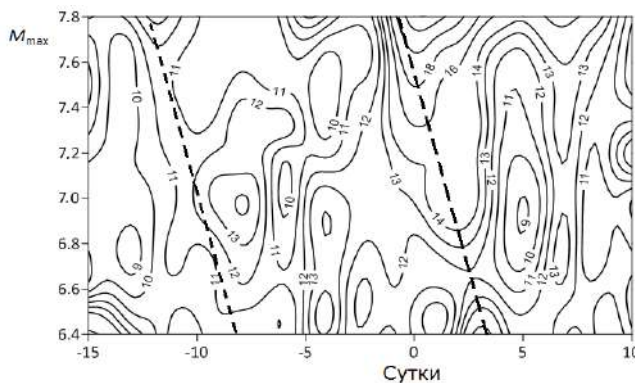


Рис. 5. Изменение числа слабых ЗТ ($4,0 \leq M \leq 4,2$) накануне усиления ГСА при разной максимальной магнитуде ЗТ.

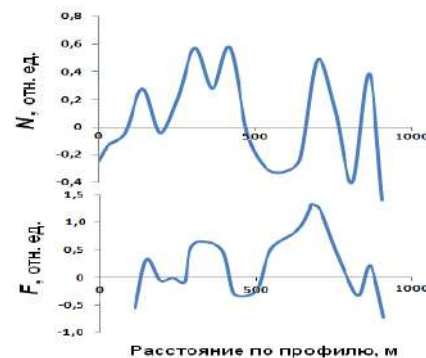


Рис. 6. Пример пространственных вариаций интенсивности СЭМЭЗ (график сверху) и значения интегрального геохимического параметра.

Рассмотрим кратко возможные физические механизмы явления. Хорошо известна (см., например, [4, 18]) роль выхода на поверхность радона и других газов в области подготовки и реализации землетрясения. Важной особенностью процесса глубинной дегазации является его неравномерность во времени и в пространстве. Основной поток глубинных восстановленных газов разгружается в рифтовых зонах срединно-океанических хребтов, однако, он существует повсеместно (в среднем 10^9 атомов через квадратный сантиметр за секунду [19-21]). Указанный процесс, в принципе, может обусловить как локальные изменения проводимости нижних слоев тропосферы, так и перестройку глобальной электрической цепи в планетарном масштабе [18].

Непрерывная эманация глубинных флюидов лежит в основе еще одного важного явления – спонтанной (по классификации Левшенко [23]) электромагнитной эмиссии Земли (СЭМЭЗ) (литосферная часть приземного ОНЧ-излучения). СЭМЭЗ – это составляющая постоянно существующего акустикосейсмоэлектромагнитного шума литосферы, который имеет диффузионную природу и образуется при просачивании глубинных флюидов через твердотельную компоненту земных недр; подобные нелинейные процессы происходят в открытой неравновесной среде, которой и является литосфера. Указанное нелинейное явление наблюдается в любой точке земного шара, но наиболее интенсивно оно проявляется в напряженно-деформированных областях, где образуется большое число локальных неоднородностей и дефектов горных пород, с которыми взаимодействует восходящий поток флюидов. Явление СЭМЭЗ следует отличать от хорошо известного линейного процесса – вынужденной (по классификации Левшенко [23]) электромагнитной эмиссии Земли, более известного как естественное импульсное электромагнитное поле Земли (А.А. Воробьев).

Фронт концентрации флюида при просачивании (перколяции) через горные породы формирует всплеск комплексной диэлектрической проницаемости, рассеивание которого ведет к генерации электромагнитных и других возмущений [7, 11, 22]. Распространение возмущений в активных диссипативных системах с диффузией описывается системой уравнений типа "реакция – диффузия", в

которой уравнение Максвелла – лишь их составляющая [24]. Получены в общем виде нелинейные уравнения для описания процессов генерации и распространения излучения [24].

Таким образом, несмотря на то, что мы имеем дело с электромагнитным явлением, распространение возмущения в земных недрах контролируется процессами диффузии и потому к нему неприменимо понятие скин-слоя, употребляемое для характеристики дальности распространения плоской монохроматической волны в среде. Перенос возмущения возможен на всех глубинах, где можно предположить наличие процессов диффузии, т.е., с точки зрения классической электродинамики, реализуется возможность для сверхдальнего распространения возмущения [22, 24], что снимает вопрос о возможности выхода излучения из гипоцентра землетрясения к земной поверхности.

Связь электромагнитных процессов и процессов диффузии подтверждена экспериментально. Как известно, восходящий поток флюидов приводит, в частности, к формированию геохимических аномалий в приповерхностном грунте. В 2011 г. был проведен эксперимент [7], в котором сопоставлялись результаты регистрации СЭМЭЗ и геохимического анализа проб приповерхностного грунта на северном борту Днепровско-Донецкой впадины (рис. 6). Видно, что каждому локальному максимуму СЭМЭЗ соответствует максимум геохимического показателя.

Таким образом, при измерениях ОНЧ-излучения в зоне подготовки ЗТ вариации его интенсивности могут быть обусловлены в том числе за счет прихода возмущения непосредственно из гипоцентра ЗТ. При измерениях ОНЧ-излучения в сейсмически спокойном регионе можно допустить, что сейсмический шум, постоянно присутствующий в земной толще и модулируемый сильными ЗТ, при распространении на большие расстояния возмущает дислокации кристаллической решетки горных пород, что приводит к усилению СЭМЭЗ накануне и после сильных ЗТ.

Нелинейные механизмы электромагнитной эмиссии литосферы находятся в стадии изучения, что не позволяет получить надежные количественные оценки, поэтому в качестве подтверждения предложенного механизма приведем результаты одновременных изменений ОНЧ-излучения в Харьковской области и сейсмического фона в Антарктиде на станции им. Ак. Вернадского (рис. 7), которые демонстрируют подобие рассматриваемых характеристик до и после одного из наиболее мощных ЗТ последних десятилетий 26 декабря 2004 г. вблизи о. Суматра. Очевидно также, что для соответствия показателей, измеренных на расстояниях в тысячи километров друг от друга, представления о сейсмичности как о глобальном процессе являются обязательными.

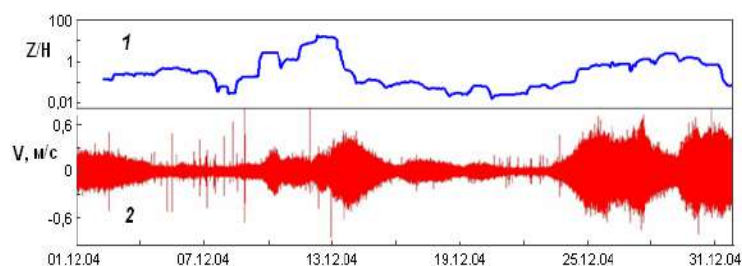


Рис. 7. Связь сейсмических и электромагнитных возмущений в разнесенных пунктах наблюдения: 1 – Харьков (ОНЧ-излучение), 2 – Антарктида (сейсмический фон).

ВЫВОДЫ

1. Вариации ОНЧ-излучения в сейсмически спокойном регионе коррелируют с изменениями глобальной сейсмической активности. Эффекты в вариациях ОНЧ-излучения проявляются как до усиления ГСА с заблаговременностью, пропорциональной магнитуде ЗТ, так и в первые сутки после ЗТ.

2. Подтверждено наличие в вариациях ОНЧ-излучения локальных максимумов, которые соответствуют известным из литературы представлениям о краткосрочном и оперативном предвестниках землетрясений. Положение предвестников смещается на более раннее время перед более сильными ЗТ, при этом амплитуда оперативного предвестника становится менее выраженной, чем перед более слабыми ЗТ.

3. Уровень ОНЧ-излучения, скорее всего, определяется относительно слабыми ЗТ (накануне основного ЗТ), вызывающими растрескивание пород в зоне подготовки ЗТ без формирования магистрального разрыва. Формирование магистрального разрыва приводит к уменьшению ОНЧ-излучения.

4. Наличие эффекта сейсмической активности далеко за пределами обычно рассматриваемой зоны проявления электромагнитных предвестников указывает на существование механизма, не связанного с выходом на поверхность инертных газов в зоне готовящегося ЗТ. Возможным механизмом усиления ОНЧ-излучения в сейсмически спокойном регионе может быть постоянно существующая литосферная эмиссия, реализуемая на основе нелинейных механизмов генерации и распространения излучения, модулируемая сейсмическим шумом.

Авторы благодарят Богданова Ю.А. и Прокопенко С.И. за проведение измерений ОНЧ-излучения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гохберг М.Б., Моргунов В.А., Похотелов О.А. Сейсмoeлектромагнитные явления. – М.: Наука, 1988. – 174 с.
2. Муллаяров В.А., Козлов В.И., Амбурский А.В. Проявление землетрясений на трассах распространения ОНЧ-радишумов и импульсных сигналов по наблюдениям в Якутске // Вулканология и сейсмология. – 2007. – № 4. – С. 69–78.
3. Bogdanov Yu.A., Zakharov I.G., Tyrnov O.F., Hayakawa M. Electromagnetic effects Associated with Regional Seismic Activity in Crimea during the Interval July-August 2002 // J. Atmospheric Electricity. – 2003. – V. 23, N. 2. – P. 57–67.
4. Hayakawa M. VLF/LF radio sounding of ionospheric perturbations associated with earthquakes // Sensours. – 2007. – N. 7(7). – P. 1141–1158. doi:10.3390/s7071141.
5. Добровольский И.П. Теория подготовки тектонического землетрясения. – М.: Наука, 1991. – 224 с.
6. Захаров И.Г., Шуман В.Н. О регистрации спонтанной электромагнитной эмиссии литосферы в протяженной соляной штольне // Геофизический журнал. – 2014. – Т. 36, № 2. – С. 99–110.
7. Шуман В.Н., Коболев В.П., Старостенко В.И., Лойко Н.П., Захаров И.Г., Яцюта Д.А. Метод анализа спонтанной электромагнитной эмиссии Земли: физические предпосылки, полевой эксперимент, элементы теории // Геофизический журнал. – 2012. – Т. 34, № 4. – С. 40–61.
8. Горькавый Н.Н., Трапезников Ю.А., Фридман А.М. О глобальной составляющей сейсмического процесса и ее связи с наблюдаемыми особенностями вращения Земли // Докл. АН. Геофизика. – 1994. – Т. 338, № 4. – С. 525–527.
9. Bak P. How nature works: The science of self-organized criticality. – Springer-Verlag, New York, 1996. – 212 p.
10. Викулин А.В., Быков В.Г., Лунева М.Н. Ротационная геодинамическая модель // Методы изучения, строение и мониторинг литосферы. – Новосибирск: СО РАН НИЦ ОИГГМ, 1998. – С.163–165.
11. Шуман В.Н. Нелинейная динамика, сейсмичность и аэрокосмические зондирующие системы // Геофизический журнал. – 2015. – Т. 37, № 2. – С. 38–55.
12. Черногор Л.Ф. Физика Земли, атмосферы и геокосмоса в свете системной парадигмы // Радиофизика и радиоастрономия. – 2003. – Т. 8, № 1. – С. 59–106.
13. Браунли К.А. Статистическая теория и методология в науке и технике. – М.: Наука, 1977. – 245 с.
14. Bogdanov, Yu.A., Zakharov I.G. Electromagnetic and acoustic emissions associated with seismic activity // Proceeding of the 6th Int. Conference “Problem of Geocosmos”. – St. Petersburg, Petrodvorets, May 23–27, 2006. – P. 357–360.
15. Пушаровский Ю.М. Глобальные проблемы общей тектоники. – М.: Научный мир, 2001. – 520 с.
16. Боярчук К.А., Карелин А.В., Пулинец С.А., Тертышников А.В., Узунов Д.П., Юдин И.А. Единая концепция обнаружения признаков готовящегося сильного землетрясения в рамках комплексной системы литосфера – атмосфера – ионосфера – магнитосфера // Космонавтика и ракетостроение. – 2012. – № 3 (68). – С. 21–31.
17. Широков В.А. Опыт краткосрочного прогноза времени, места и силы камчатских землетрясений 1996–2000 гг. с магнитудой $M = 6–7.8$ по комплексу сейсмологических и геофизических данных // Геодинамика и вулканизм Курило-Камчатской островодужной системы / Отв. ред. Б.В. Иванов. – Петропавловск-Камчатский: ИВГиГ ДВО РАН, 2001. – С. 95–116.
18. Пулинец С.А., Узунов Д.П., Карелин А.В., Давиденко Д.В. Физические основы генерации краткосрочных предвестников землетрясений. Комплексная модель геофизических процессов в системе литосфера – атмосфера – ионосфера – магнитосфера, инициируемых ионизацией // Геомагнетизм и аэрономия. – 2015. – Т. 55, № 4. – С. 1–19.
19. Войтов Г.И. О холодной дегазации метана в тропосферу Земли // Теоретические и региональные проблемы геодинамики. Труды Геол. ин-та РАН. Вып. 515. – М.: Наука, 1999. – С. 242–251.
20. Сывороткин В.Л. Глубинная дегазация и глобальные катастрофы. – М.: ЗАО "Геоинформмарк", 2002. – 250 с.
21. Гуфельд И.Л. Сейсмический процесс. Физико-химические аспекты. – Королёв: ЦНИИМам, 2007. – 160 с.
22. Шуман В.Н. Концепция динамически неустойчивой геосреды и сейсмoeлектромагнитный шум литосферы // Геофизический журнал. – 2010. – Т. 32, № 6. – С.101–118.
23. Левшенко В.Т. Сверхнизкочастотные электромагнитные сигналы литосферного происхождения: Автореферат диссертации доктора физ.-мат. наук. – М.: ОИФЗ РАН, 1995. – 36 с.
24. Цифра И.М., Шуман В.Н. Параболические системы типа "реакция – диффузия" при моделировании процессов генерации и распространения электромагнитной эмиссии литосферы и методы их анализа // Геофизический журнал. – 2010. – Т. 32, № 5. – С. 51–60.

УДК 550. 388

КОГЕРЕНТНЫЙ МНОГОЧАСТОТНЫЙ МНОГОТРАССОВЫЙ КОМПЛЕКС ДЛЯ РАДИОФИЗИЧЕСКОГО МОНИТОРИНГА ДИНАМИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В ИОНОСФЕРЕ

Л. Ф. Черногор¹, К. П. Гармаш¹, Qiang Guo², Yu Zheng³, В. А. Поднос¹,
В. Т. Розуменко¹, О. Ф. Тырнов¹, А. М. Цимбал¹

¹Харьковский национальный университет имени В. Н. Каразина,

Украина, 61022, г. Харьков, пл. Свободы, 4

e-mail: Leonid.F.Chernogor@univer.kharkov.ua

²Harbin Engineering University

145, Nantong Street, Nangang District, Harbin, 150001, China

e-mail: guoqiang@hrbeu.edu.cn

³Qingdao University

308 Ningxia Road, Qingdao, 266071, China

e-mail: zhengyu@qdu.edu.cn

Поступила в редакцию 10 июня 2018 г.

Разработан и введен в апреле 2018 г. в строй когерентный многочастотный многотрассовый радиотехнический комплекс наклонного зондирования ионосферы, предназначенный для непрерывного радиофизического мониторинга динамических процессов в ионосфере, вызванных вариациями космической погоды, воздействием на ионосферу высокоэнергетических источников космического и земного происхождения. При разработке комплекса использовалась технология программного радио (SDR). Комплекс способен принимать радиосигналы в диапазоне частот 10 кГц – 30 МГц. Разработано оригинальное программное обеспечение, зависящее от круга решаемых задач. Количество радиотрасс и их ориентация зависят от специфики решаемых задач. В основе функционирования комплекса лежат измерения доплеровского смещения частоты и амплитуды сигнала. При помощи авторегрессионного алгоритма обеспечивается разрешающая способность по частоте до 0.02 Гц и по времени 7.5 с. После получения временных зависимостей доплеровских спектров для различных трасс производится дальнейшая обработка временных рядов, соответствующих различным модам радиоволны.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: радиофизический мониторинг, когерентный комплекс, наклонное зондирование ионосферы, доплеровские спектры, радиотрассы

Розроблено та введено в квітні 2018 р. в експлуатацію когерентний багаточастотний багатотрасовий радіотехнічний комплекс похилого зондування іоносфери, який призначено для безперервного радіофізичного моніторингу динамічних процесів в іоносфері, викликаних варіаціями космічної погоди, впливом на іоносферу високоенергетичних джерел космічного та земного походження. При розробці комплексу використовувалась технологія програмного радіо (SDR). Комплекс здатний приймати радіосигнали в діапазоні частот 10 кГц – 30 МГц. Розроблено оригінальне програмне забезпечення, яке залежить від кола розв'язуваних задач. Кількість радіотрас та їх орієнтація залежать від специфіки розв'язуваних задач. В основі функціонування комплексу лежать вимірювання доплерівського зсуву частоти та амплітуди сигналу. За допомогою авторегресійного алгоритму забезпечується роздільна здатність за частотою до 0.02 Гц та за часом 7.5 с. Після отримання часових залежностей доплерівських спектрів для різних трас проводиться подальша обробка часових рядів, які відповідають різним модам радіохвилі.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: радіофізичний моніторинг, когерентний комплекс, похиле зондування іоносфери, доплерівські спектри, радіотраси

The coherent multi-frequency multipath radio diagnostic system for oblique incidence probing the ionosphere was developed and placed in operation in April 2018. The system is capable of continuously monitoring ionospheric dynamical processes resulting from space weather variations, impacts on the ionosphere from high-energy sources of space and terrestrial origin. The possibility of observing the dynamical processes in the ionosphere associated with the partial solar eclipse is demonstrated. The system development is based on the software-defined radio (SDR) technology. The radio system is capable of receiving radio signals in the 10 kHz – 30 MHz range of frequencies. The sophisticated software package has been designed that is capable of delivering highly versatile performance. The number of radio propagation paths and their orientation depend on the specifics of problems being solved. The principle of the system operation is based on measurements of the Doppler shift of frequency and signal amplitude. The implementation of Marple's algorithm for autoregression spectrum analysis has provided an increase in the

Doppler resolution down to 0.02 Hz and in a temporal resolution down to 7.5 s. The data on temporal dependences of the Doppler spectra acquired for various propagation paths were subjected to further analysis of the time series corresponding to different radio wave modes.

KEY WORDS: radio monitoring, coherent system, oblique incidence probing the ionosphere, Doppler spectra, radio propagation paths

ВВЕДЕНИЕ

Ионосфера остается основным каналом распространения радиоволн различных диапазонов. Особенностью этого канала есть зависимость его параметров от состояния космической погоды. Космическая погода формируется, прежде всего, процессами на Солнце и, в меньшей степени, процессами на Земле. Определенный вклад в состояние космической погоды могут давать и высокоэнергетические процессы техногенного происхождения [1].

Воздействие источников энерговыделения различной природы на ионосферу обуславливает ее динамику. Изучение динамических процессов в ионосфере важно как для физики геокосмоса, прогнозирования параметров канала распространения, так и для получения сведений об источниках энерговыделения.

Динамические процессы в ионосфере исследуются многими наземными и спутниковыми методами. Спутниковые методы проводят измерения как *in situ*, так и путем просвечивания ионосферы. В последнее время получила развитие GPS-технология изучения динамики ионосферы [2, 3].

Среди наземных методов наиболее информативным является метод некогерентного рассеяния (см., например, [4]). К сожалению, в мире имеется всего около десяти радаров некогерентного рассеяния, большинство из них расположено в Западном полушарии. Только по два радара имеются в Европе (г. Тромсё, Норвегия; г. Харьков, Украина) и Азии (вблизи г. Иркутск, Россия; Qujing, КНР). Из-за высокой стоимости радары некогерентного рассеяния не могут вести непрерывный мониторинг ионосферы (см., например, [5]).

Наибольший объем информации об ионосфере (по крайней мере до максимума слоя F2) получен при помощи сети ионозондов, использующих вертикальное зондирование ионосферы [6 – 9]. Ионозонды расположены по земному шару крайне неравномерно. Кроме того, они дают информацию о динамических процессах в ионосфере над местом расположения ионозонда.

Большими возможностями для исследования в области физики ионосферы, изучения канала распространения радиоволн и динамических процессов в ионосфере обладают средства наклонного зондирования (НЗ) [5, 8, 10 – 20]. В этом случае могут использоваться как собственные радиопередающие устройства [16 – 18, 20], так и сеть радиовещательных станций [5, 8, 11, 14, 20]. При помощи НЗ можно охватить значительные регионы земного шара (вплоть до глобальных), и тем самым изучать динамические процессы в ионосфере над этими регионами. Для дифференциации этих процессов по высоте целесообразно применять различные частоты радиоволн при неизменном месторасположении радиопередающего и радиоприемного устройств. Непрерывный мониторинг динамических процессов в ионосфере становится значительно более дешевым при использовании мировой сети вещательных станций. Отсутствие сети собственных радиопередающих устройств при НЗ ионосферы позволяет сохранять помеховую обстановку на прежнем уровне. Этими соображениями и руководствовались разработчики многочастотного многотрассового радиотехнического комплекса для НЗ ионосферы, описанного ниже.

Средства НЗ ионосферы достаточно давно и успешно используются для изучения динамических процессов [20 – 24].

Для непрерывного мониторинга динамических процессов в ионосфере в Харбинском инженерном университете (КНР) специалистами из этого университета совместно со специалистами из Харьковского национального университета имени В. Н. Каразина разработан и запущен в работу в 2018 г. когерентный многочастотный многотрассовый радиотехнический комплекс ВЧ диапазона радиоволн. При этом разработчики опирались на опыт авторов [21, 23, 24], создававших подобные комплексы для Радиофизической обсерватории Харьковского национального университета имени В. Н. Каразина.

В отличие от авторов [20], нами используются более протяженные трассы (до 2 тыс. км).

Целью настоящей работы является краткое описание когерентного многочастотного многотрассового радиотехнического комплекса НЗ ионосферы и иллюстрация его работоспособности на примере изучения динамических процессов в ионосфере в период с апреля 2018 г. по настоящее время.

СРЕДСТВА И МЕТОДЫ

В основу радиофизического мониторинга динамических процессов в ионосфере положены измерения доплеровского смещения частоты (ДСЧ) f_d , или в общем случае – доплеровских спектров (ДС), а также амплитуды отраженного сигнала. Метод доплеровского зондирования обладает высокой чувствительностью к малым и достаточно быстрым изменениям параметров среды. Экспериментально удается выделить доплеровское смещение частоты $f_{d\min} \approx 0.01$ Гц. Тогда при частоте радиоволны $f = 10$ МГц имеем для относительных изменений концентрации электронов $\delta N_{\min} = 10^{-4} - 10^{-3}$. При $f_{d\min} = 0.01$ Гц, $f = 10$ МГц получим, что минимальная скорость движения области отражения радиоволны $v_{\min} = 0.3$ м/с.

При $f_{d\min} = 0.01$ Гц и применении при спектральном анализе преобразования Фурье временное разрешение $\delta t = f_{d\min}^{-1}$ метода составляет 100 с. Использование современных методов спектрального оценивания (например, авторегрессионного анализа), позволяет на порядок повысить разрешающую способность по времени (до $\delta t \approx 7.5$ с). За это время область отражения смещается по высоте на $\Delta z_{\min} = v_{\min} \delta t \approx 2.25$ м. Полученные оценки $\delta N_{\min}$, $v_{\min}$ и $\Delta z_{\min}$ свидетельствуют о высокой чувствительности метода доплеровского зондирования.

КОМПЛЕКС НАКЛОННОГО ЗОНДИРОВАНИЯ ИОНОСФЕРЫ

В рамках программы о научном сотрудничестве между Харьковским национальным университетом имени В. Н. Каразина и Харбинским инженерным университетом (ХИУ) в ХИУ (г. Харбин, КНР, 45.78°с.ш., 126.68°в.д.) в апреле 2018 г. в режиме непрерывного мониторинга введен в эксплуатацию когерентный многочастотный многотрассовый радиотехнический комплекс для НЗ ионосферы, использующий технологию программного радио (SDR).

Комплекс предназначен для мониторинга динамических процессов в ионосфере над территорией Китая и за ее пределами, вызванных вариациями космической погоды, воздействием на ионосферу высокоэнергетических источников космического и земного происхождения.

Аппаратно комплекс состоит из активной антенны, работающей в диапазоне частот $f = 10$ кГц – 30 МГц, широкодиапазонного радиоприемного устройства типа SDR USRP №210 LFRX LRTX и персонального компьютера (рис. 1). Для функционирования комплекса в режиме непрерывного мониторинга разработано оригинальное программное обеспечение, зависящее от круга решаемых задач.

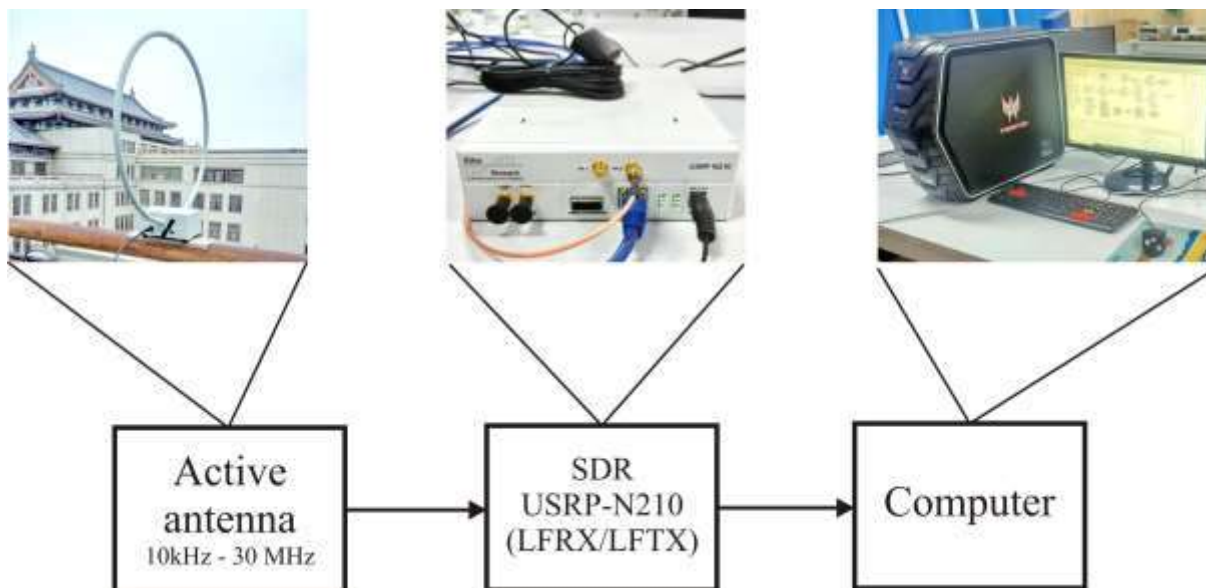


Рис. 1. Фотография комплекса наклонного зондирования ионосферы.

Радиоприемное устройство с помощью вынесенной на высоту около 20 м антенны принимает сигналы сети вещательных станций в диапазоне частот 10 кГц – 30 МГц. Количество радиотрасс и их ориентация зависят от специфики решаемых задач (табл. 1). В настоящих исследованиях использовались 12 радиотрасс различной ориентации (рис. 2).

Для исследования высотной зависимости проявлений динамических процессов в ионосфере для одного и того же географического расположения радиостанций применялись две различные частоты радиоволны. При этом одна радиоволна отражалась в Е-области, а вторая – в F-области ионосферы.

Табл. 1. Сведения о радиотрассах, используемых для наклонного зондирования ионосферы.

Frequency	Location (country, city)	Distance to Harbin	Azimuth	Power	Operational time
5000 kHz	China, Lintong/Pucheng	1876 km	236°	10 kW	00:00 – 24:00 UT
6015 kHz	Korea, Hwaseong	949 km	179°	100 kW	03:30 – 16:20 UT 19:00 – 00:00 UT
6055 kHz	Japan, Chiba/Nagara	1613 km	130°	50 kW	20:25 – 15:00 UT
6080 kHz	China, Hailar	646 km	309°	10 kW	21:50 – 15:00 UT
6175 kHz	China, Beijing	1044 km	234°	100 kW	09:00 – 18:05 UT 20:25 – 24:00 UT
6600 kHz	Korea, Goyang	907 km	179°	50 kW	05:00 – 23:00 UT
7260 kHz	Mongolia, Ulaanbaatar/ Khonkhor	1497 km	286°	50 kW	06:55 – 15:00 UT 22:00 – 05:00 UT
7345 kHz	Russia, Yakutsk/ Tulagino	1844 km	5°	50 kW	09:00 – 14:00 UT 21:00 – 05:00 UT
9500 kHz	China, Shijiazhuang	1310 km	236°	100 kW	20:25 – 18:00 UT
9520 kHz	China, Hohhot	1343 km	251°	50 kW	21:50 – 16:05 UT
9750 kHz	China, Hohhot	1343 km	251°	50 kW	21:50 – 16:05 UT
	Japan, Yamata	1531 km	129°	300 kW	08:00 – 17:00 UT
9830 kHz	China, Beijing	1044 km	234°	100 kW	07:30 – 18:05 UT 20:25 – 02:00 UT

МЕТОДЫ ОБРАБОТКИ СИГНАЛОВ

В основе функционирования когерентного многочастотного многотрассового комплекса для НЗ ионосферы лежит оценивание спектров доплеровского смещения частоты на интервале времени δt . Измерения на комплексе ведутся непрерывно. Частота оцифровки сигнала составляет 50 отсчетов в секунду. Доплеровские спектры вычисляются на интервале времени $\Delta t = 20$ с. Заметим, что для спектрального оценивания используется авторегрессионный алгоритм [24, 25]. Это позволило существенно повысить разрешающую способность по частоте до 0.02 Гц. Разрешающая способность по времени составляет 7.5 с. В реальном масштабе времени возможна лишь оценка параметров сигнала (рис. 3). Этого оказывается достаточно для решения ряда практических задач.

Далее строится временная зависимость доплеровских спектров для различных радиотрасс. Локальные максимумы ДСЧ в последовательных ДС, соответствующие различным модам радиоволны, выделяются и группируются в отдельные временные ряды. В дальнейшем эти ряды подвергаются последующей обработке (например, системному спектральному анализу, фрактальному анализу и др.).

Результаты измерений на комплексе продемонстрированы на рис. 3.

ВЫВОДЫ

1. Исследователями из ХНУ имени В. Н. Каразина и ХИУ разработан и введен в апреле 2018 г. в строй многочастотный многотрассовый радиотехнический комплекс наклонного зондирования ионосферы, предназначенный для непрерывного радиофизического мониторинга динамических процессов в ионосфере, вызванных вариациями космической погоды, воздействием на ионосферу высокоэнергетических источников космического и земного происхождения.

2. Успешное функционирование комплекса продемонстрировано на примере исследования динамических процессов в ионосфере, начиная с апреля 2018 г. и по настоящее время.

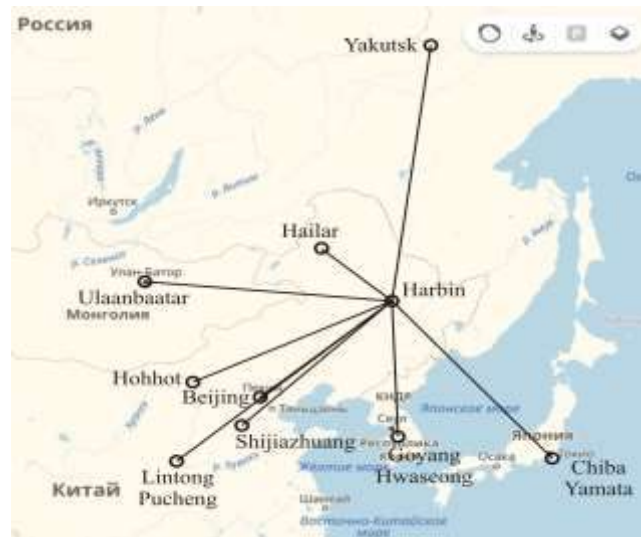


Рис. 2. Радиотрассы, используемые для наклонного зондирования ионосферы.

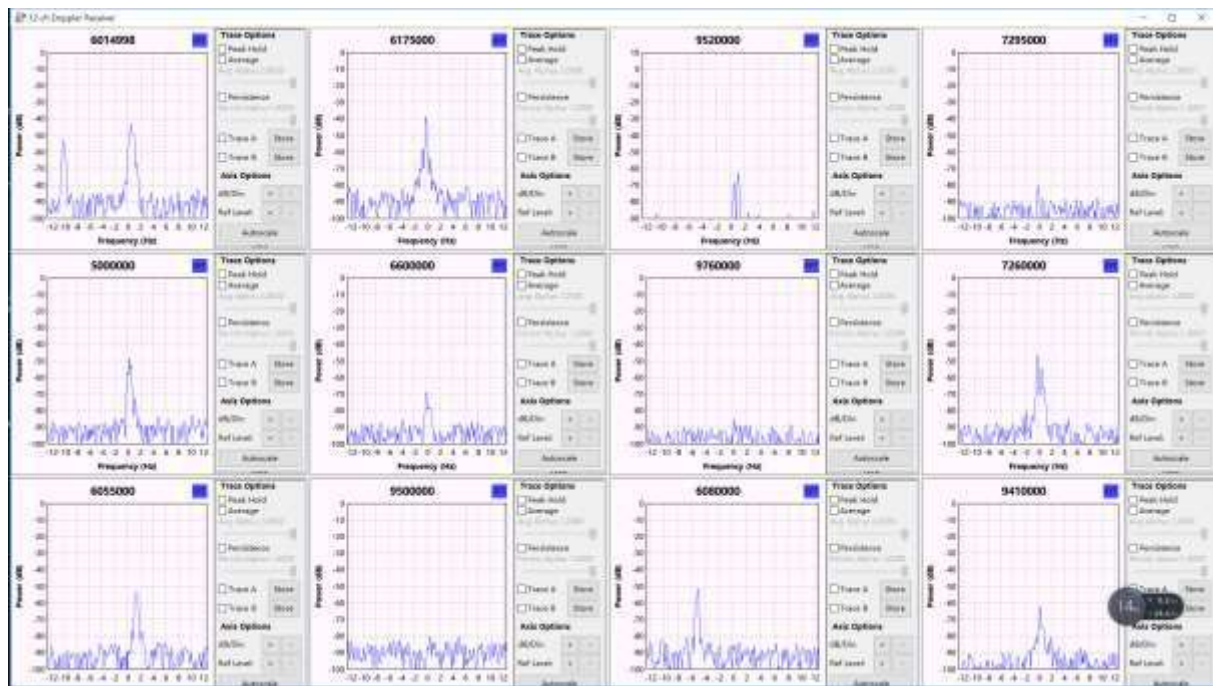


Рис. 3. Пример регистрации ДС.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Черногор Л. Ф. Физика геокосмических бурь: Монография / Л. Ф. Черногор, И. Ф. Домнин. – Харьков: ХНУ имени В. Н. Каразина, Институт ионосферы НАН и МОН Украины, 2014. – 408 с.
2. Афраймович Э. Л. GPS-мониторинг верхней атмосферы Земли / Э. Л. Афраймович, Н. П. Перевалова. – Иркутск, 2006. – 480 с.
3. Отклик ионосферы на гелио- и геофизические возмущающие факторы по данным GPS: монография / Ю. В. Ясюкевич, Н. П. Перевалова, И. К. Едемский, А. С. Полякова. – Иркутск: Изд-во ИГУ, 2013. – 259 с.
4. Пуляев В. А. Зондирующие сигналы для исследования ионосферы методом некогерентного рассеяния: монография / В. А. Пуляев, Д. А. Дзюбанов, И. Ф. Домнин. – Х.: НТУ “ХПИ”, 2011. – 240 с.
5. Frequency-and-angular HF sounding and ISR diagnostics of TIDs / V. G. Galushko, V. S. Beley, A. V. Koloskov [et al.] // Radio Science. – 2003. – V. 38, №6. – P. 10-1–10-9. doi: 10.1029/2002RS002861.
6. New Digisonde for research and monitoring applications / B. W. Reinisch, I. A. Galkin, G. M. Khmyrov [et al.] // Radio Science. – 2009. – V. 44, №1. – RS0A24, P. 1–15. doi: 10.1029/2008RS004115.

- Chernogor L. F. The physical effects associated with Chelyabinsk meteorite's passage / L. F. Chernogor, V. T. Rozumenko // Problems of Atomic Science and Technology. – 2013. – Vol. 86, No 4. – P. 136 – 139.
7. Reinisch B. W. Global Ionospheric Radio Observatory (GIRO) / B. W. Reinisch, I. A. Galkin // Earth, Planets and Space. – 2011. – V. 63, №4. – P. 377 – 381.
8. Vertical and oblique HF sounding with a network of synchronised ionosondes / T. Verhulst, D. Altadill, J. Mielich [et al.] // Advances in Space Research. – 2017. – V. 60, №8. – P. 1644 – 1656.
9. Макет портативного когерентного ионозонда / А. В. Зализовский, А. С. Кашеев, С. Б. Кашеев [и др.] // Космічна наука і технологія. – 2018. – Т. 24, №3 (112). – С. 10 – 22. doi: 10.15407/knit2018.03.010.
10. Chirp Ionosonde and its Application in the Ionospheric Research / V. A. Ivanov, V. I. Kurkin, V. E. Nosov [et al.] // Radiophysics and Quantum Electronics. – 2003. – V. 46, №11. – P. 821 – 851. doi:10.1023/b:raqe.0000028576.51983.9c.
11. Frequency-and-angular sounding of traveling ionospheric disturbances in the model of three-dimensional electron density waves / V. G. Galushko, A. S. Kasheev, V. V. Paznukhov [et al.] // Radio Science. – 2008. – V. 43, №4, – RS4013, P. 1–10. doi: 10.1029/2007RS003735.
12. Oblique-incidence ionospheric soundings over Central Europe and their application for testing now casting and long term prediction models / M. Pictrella, L. Perrone, G. Fontana [et al.] // Advances in Space Research. – 2009. – V. 43, №11. – P. 1611 – 1620.
13. Mlynarczyk J. Multiple-site investigation of the properties of an HF radio channel and the ionosphere using Digital Radio Mondiale broadcasting / J. Mlynarczyk, P. Koperski, A. Kulak // Advances in Space Research. – 2012. – V. 49, №1. – P. 83 – 88.
14. Paznukhov V. V. Digisonde observation of TIDs with frequency and angular sounding technique / V. V. Paznukhov, V. G. Galushko, B. W. Reinisch // Advances in Space Research. – 2012. – V. 49, №4. – P. 700 – 710. doi:10.1016/j.asr.2011.11.012
15. Chirp ionosonde-radiodirection finder as a new tool for studying the ionosphere and radio-wave propagation / G. G. Vertogradov, V. P. Uryadov, E. G. Vertogradova [et al.] // Radiophysics and Quantum Electronics. – 2013. – V. 56, №5. – P. 259 – 275. doi: 10.1007/S11141-013-9431-3.
16. Experimental demonstration for ionospheric sensing and aircraft detection with a HF sky-wave-multistatic radar / S. Z. Shi, Z. Y. Zhao, J. N. Liu [et al.] // IEEE Trans. Geosci. Remote Sens. – 2014. – V. 11, №7. – P. 1270 – 1274.
17. Wuhan ionospheric oblique-incidence sounding system and its new application in localization of ionospheric irregularities / S. Z. Shi, G. Chen, G. B. Yang [et al.] // IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing. – 2015. – V. 53, №4. – P. 2185 – 2194.
18. Shi S. Z. A novel ionospheric oblique-incidence sounding network consisting of the ionospheric oblique backscatter sounder and parasitic oblique-incidence sounder / Shi S. Z., G. B. Yang, Z. Y. Zhao, J. N. Liu // IEEE Trans. Geoscience and Remote Sensing Letters. – 2015. – V. 12, №10. – P. 2070 – 2074.
19. Observations and modeling of ionospheric disturbance signatures from an Australian network of oblique angle of arrival sounders / A. J. Heitmann, M. A. Cervera, R. S. Gardiner-Garden [et al.] // 32nd URSI GASS, Montreal, 19 – 26 August 2017. – P. 1–4.
20. Laštovička J. A review of results of the international ionospheric Doppler sounder network / J. Laštovička, J. Chum // Advances in Space Research. – 2017. – V. 60, №8. – P. 1629 – 1643.
21. Радиофизические исследования процессов в околоземной плазме, возмущенной высокоэнергичными источниками. Часть 1 / К. П. Гармаш, В. Т. Розуменко, О. Ф. Тырнов [и др.] // Зарубежная радиоэлектроника. Успехи современной радиоэлектроники. – 1999. – № 7. – С. 3 – 15.
22. Благовещенская Н. Ф. Геофизические эффекты активных воздействий в околоземном космическом пространстве / Н. Ф. Благовещенская. – Санкт-Петербург: Гидрометеоиздат, 2001. – 287 с.
23. The Upgraded Kharkiv V. N. Karazin National University Radiophysical Observatory / L. F. Chernogor, K. P. Garmash, V. A. Podnos [et al.] // Sun and Geosphere. – 2012. – V. 7, №2. – P. 133 – 139.
24. Радиофизическая обсерватория Харьковского национального университета имени В.Н. Каразина – средство для мониторинга ионосферы в космических экспериментах / Л. Ф. Черногор, К. П. Гармаш, В. А. Поднос, О. Ф. Тырнов // Космический проект «Ионосат-Микро». Киев: Академперіодика, 2013. – С. 160–182.
25. Marple S. L. Digital Spectral Analysis with applications / S. L. Marple. – Englewood Cliffs, N.J.: Prentice-Hall, 1987. – 512 p.

ЗМІСТ

<i>Атрошенко Л.М., Борицева Г.А., Горобец Н.Н., Костриков А.Л., Луць О.В., Ярмольчук Е.Д.</i> Алгоритм послестартовой радиометрической калибровки оптической полезной нагрузки космических аппаратов	3
<i>Батраков Д.О.</i> Радиофизические методы решения задач неразрушающего контроля и дистанционного зондирования в частотной области	8
<i>Батраков Д.О., У Диюн, Белошенко К.С., Антюфеева М.С., Батракова А.Г.</i> Сравнительный анализ двух алгоритмов толщинометрии плоскостойких сред с помощью импульсных георадаров	16
<i>Думін О.М., Плахтій В.А., Прищенко О.А., Широкопад Д.В.</i> Розпізнавання об'єктів під поверхнею землі при надширокосмуговій радіоінтроскопії за допомогою штучних нейронних мереж	24
<i>Думін О.М., Ахмедов Р.Д., Черкасов Д.В.</i> Імпульсне випромінювання антени з круговою апертурою в ближній зоні	30
<i>Вольвач Я.С., О.М. Думін О.М., Плахтій В.А., Прищенко О.А.</i> Генератор коливань на нелінійній магнітній наноструктурі	34
<i>Хричов В.С., Легенький М.М.</i> Фацетна модель об'єкту складної форми для розрахунку електромагнітного розсіяння	44
<i>Блинова Н.К., Яцук Л.П., Селютин А.В., Вусик А.О.</i> Тонкодротяний елемент зв'язку електродинамічних об'ємів	53
<i>Титарь В.П., Шпаченко О.В.</i> Бортовой лазерный газоанализатор для обнаружения утечек метана из газопроводов	60
<i>Стороженко И.П., Аркуша Ю.В.</i> Варизонные InGaP-InPAs диоды Ганна	70
<i>Осиновий Г.Г.</i> Распознавание малоразмерных наземных объектов матричной радиометрической системой миллиметрового диапазона	76
<i>Захаров И.Г., Тырнов О.Ф.</i> Проявление глобальной сейсмической активности в вариациях интенсивности ОНЧ-излучения в сейсмически спокойном регионе	82
<i>Черногор Л.Ф., Гармаш К.П., Qiang Guo, Yu Zheng, Поднос В.А., Розуменко В.Т., Тырнов О.Ф., Цимбал А.М.</i> Когерентный многочастотный многотрассовый комплекс для радиофизического мониторинга динамических процессов в ионосфере	88

CONTENTS

<i>Atroshenko L.M., Borshcheva G.A., Gorobets N.N., Kostrikov A.L., Luts O.V., Yarmolchuk E.D.</i> Algorithm of post-starting radiometric calibration of optical useful loading of space appliances	3
<i>Batrakov D.O.</i> Radiophysical methods for solving problems of non-destructive testing and remote sensing in the frequency domain	8
<i>Batrakov D.O., U Dijun, Beloshenko K.S., Antyufeyeva M.S., Batrakova A.G.</i> Comparative analysis of two thickness gauging algorithms for plane-layered media using impulse georadars	16
<i>Dumin O.M., Plakhtii V.A., Prishchenko O.A., Shyrokorad D.V.</i> Subsurface object recognition by ultrawideband radar and artificial neural networks	24
<i>Dumin O.M., Akhmedov R.D., Cherkasov D.V.</i> Impulse radiation of antenna with circular aperture in near zone	30
<i>Volvach I.S., Dumin O.M., Plakhtii V.A., Prishchenko O.A.</i> Oscillation generator on nonlinear magnetic nanostructure	34
<i>Khrychov V.S., Legenkiy M.M.</i> Facet model of the complex shape object for the electromagnetic scattering calculation	44
<i>Blinova N.K., Yatsuk L.P., Selutin A.V., Vusik A.A.</i> Thinly wire element of connection of electrodynamic volumes	53
<i>Titar V.P., Shpachenko O.V.</i> On-board laser gas analyzer for detecting methane leakages from gas pipes	60
<i>Storozhenko I.P., Arkusa Yu.V.</i> Graded InGaP-InPAs Gunn diodes	70
<i>Osinovy G.G.</i> Recognition of little size surface objects the matrix radiometer systems of millimeter band	76
<i>Zaharov I.G., Tyrnov O.F.</i> A manifestation of global seismic activity in the variations of VLF intensity in a seismically quiet region	82
<i>Chernogor L.F., Garmash K.P., Qiang Guo, Yu Zheng, Podnos V.A., Rozumenko V.T., Tyrnov O.F., Tsymbal A.M.</i> A coherent multi-frequency multiple path radio system for monitoring dynamical processes in the ionosphere	88

Наукове видання

ВІСНИК ХАРКІВСЬКОГО НАЦІОНАЛЬНОГО УНІВЕРСИТЕТУ
імені В.Н. Каразіна

Серія
“Радіофізика та електроніка”

Випуск 28

Збірник наукових праць

Українською, російською та англійською мовами

Підписано до друку 29.10. 2018. Формат 60×84/8.
Папір офсетний.
Друк ризографічний.
Ум. друк. арк. 11,4. Обл.-вид. арк. 13,3. Наклад 50 пр. Зам.№
Ціна договірна.

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

Надруковано з готового оригінал-макету у друкарні ФОП Петров В.В.
Єдиний державний реєстр юридичних осіб та фізичних осіб-підприємців.
Запис №24800000000106167 від 08.01.2009.

61144, м. Харків, вул. Гв. Широнінців, 79в, к. 137, тел. (057) 778-60-34
e-mail: bookfabrik@rambler.ru