

ISSN 2311-0872

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ



ВІСНИК

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

Серія "РАДІОФІЗИКА ТА ЕЛЕКТРОНІКА"

Випуск 25

Харків 2016

ISSN 2311-0872

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ

ВІСНИК
ХАРКІВСЬКОГО НАЦІОНАЛЬНОГО
УНІВЕРСИТЕТУ
імені В.Н. КАРАЗІНА

Серія “РАДІОФІЗИКА ТА ЕЛЕКТРОНІКА”

Випуск 25

Започаткована 1971 р.

ХАРКІВ
2016

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.).

В сборнике представлены результаты теоретических и экспериментальных исследований, направленных на решение актуальных задач современной радиофизики. К ним относятся: распространение радиоволн в околоземной среде, ее диагностика с использованием радиофизических методов, распространение и дифракция электромагнитных волн в сложных электродинамических структурах, взаимодействие лазерного излучения с веществом и биологическими объектами, физические принципы в полупроводниковых приборах и др.

Издание является специализированным в области физ.-мат. наук (Приказ МОН Украины №1328 от 21.12.2015 г.).

Для научных работников, аспирантов, студентов старших курсов радиофизических специальностей.

Затверджено до друку рішенням Вченої ради Харківського національного університету імені В.Н. Каразіна (протокол №13 від 31.10. 2016).

Редакційна колегія

Відповідальний редактор - д.ф.-м.н., проф. Свіч В.А.

проф. Блаунштейн Н. , Ізраїль	д.ф.-м.н., проф. Горобець М.М. , Україна
д.ф.-м.н., проф. Дюбко С.П. , Україна	д.ф.-м.н., проф. Катрич В.О. , Україна
д.ф.-м.н., проф. Колчигін М.М. , Україна	акад. НАНУ Литвиненко Л.М. , Україна
д.ф.-м.н., проф. Потапов О.О. , Росія	проф. Фролов В.Л. , Росія
д.ф.-м.н., проф. Шматько О.О. , Україна	акад. НАНУ Шульга В.М. , Україна
д.ф.-м.н., проф. Шульга С.М. , Україна	д.ф.-м.н., проф. Чорногор Л.Ф. , Україна
акад. НАНУ Яковенко В.М. , Україна	

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

Адреса редакційної колегії: 61022, м. Харків, майдан Свободи, 4
Харківський національний університет імені В.Н. Каразіна, радіофізичний факультет,
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, 2016

УДК 621.396.671

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ПОЛЯ В БЛИЖНЕЙ ЗОНЕ ЛИНЕЙНЫХ АНТЕННЫХ РЕШЕТОК

Н.Н. Горобец, А.С. Лебедев

Харьковский национальный университет имени В. Н. Каразина, пл. Свободы, 4; Харьков, 61022, Украина.

e-mail: Nikolay.N.Gorobets@univer.kharkov.ua

Поступила в редакцию 10 июня 2016 г.

Рассчитаны пространственные распределения амплитуд и фаз электрического поля в ближней и промежуточной зонах линейных эквидистантных однородных решеток изотропных излучателей при изменении числа излучателей и расстояния между ними в широких пределах. Показано, что в линейных решетках, в отличие от апертурных антенн, в ближней зоне прожекторный луч не формируется, а зависимость амплитуды поля от расстояния имеет убывающий осциллирующий характер. При увеличении расстояния между излучателями амплитуды осцилляций увеличиваются и нарушается их регулярный характер.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: электромагнитные поля; антенные решетки; ближняя, промежуточная, дальняя зона антенны; прожекторный луч

Розраховані просторові розподіли амплітуд і фаз електричного поля в ближній і проміжній зонах лінійних еквідистантних однорідних решіток ізотропних випромінювачів при зміні числа випромінювачів і відстані між ними в широких межах. Показано, що в лінійних решітках, на відміну від апертурних антен, в ближній зоні прожекторний промінь не формується, а залежність амплітуди поля від відстані має спадаючий осцилюючий характер. При збільшенні відстані між випромінювачами амплітуди осциляцій збільшуються і порушується їх регулярний характер.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: електромагнітні поля; антенні решітки; ближня, проміжна, дальня зона антени; прожекторний промінь

The spatial distributions of the amplitudes and phases of the electric field in the near and intermediate zones for the linear equidistant homogeneous antenna arrays of the isotropic radiators, when the number of radiators and the distance between them have been changing in a wide range, were calculated. It is shown that in the linear antenna arrays, as opposed to the aperture antennas, searchlight beam is not formed in the near zone, and the dependence of the field amplitude on the distance has a downward oscillating character. The amplitudes of the oscillation are increased and disturbed their regular character with increasing the distance between the radiators.

KEY WORDS: electromagnetic fields; antenna arrays; near, intermediate and far zones of antenna array; searchlight beam.

ВВЕДЕНИЕ

Электромагнитные поля и волны в ближней и промежуточной зонах наблюдения необходимо знать для многих приложений на практике. Отметим основные из них.

1. Повышение точности расчета характеристик остронаправленных параболических зеркальных антенн за счет использования более точной математической модели облучателя, учитывающей поля на конечных расстояниях от зеркала. Наиболее впечатляющие применения подобных антенн в мировой практике – плечи гигантских крестообразных и Т-образных радиотелескопов.

2. Обеспечение транспортной и мобильной радиосвязи в тоннелях (особенно в метрополитене) и в шахтах.

3. Системы обнаружения и защиты периметров охраняемых границ территорий, сооружений и зданий.

4. Ближняя радиолокация на транспорте.

5. Подповерхностная радиолокация.

6. Технологические микроволновые установки в промышленности.

7. Устройства для беспроводной бесконтактной передачи электрической энергии электромагнитным полем.

8. Датчики электромагнитных полей в панорамных радиоэлектронных системах и в системах неразрушающего контроля диэлектрических изделий и устройств.

9. Уточнения расстояния дальней зоны при прецизионных измерениях параметров и характеристик антенных систем.

10. Медицинские приборы для диагностики и лечения заболеваний.

Цель статьи – теоретическое исследование физических закономерностей формирования пространственных распределений электромагнитных полей на конечном расстоянии в ближней и промежуточной зонах наблюдения линейных антенных решеток при изменении их электрических размеров и расстояния между излучателями.

ПОСТАНОВКА И РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ

Характеристики даже простейших антенных решеток – линейных зависят от большого количества описывающих их параметров, которые существенно влияют на пространственное распределение поля в ближней, промежуточной и дальней зонах наблюдения. Это прежде всего электрическая длина антенны, тип излучателя – элемента решетки, расстояние между излучателями, выраженное в долях длины волны, амплитудное и особенно фазовое распределения источников поля вдоль антенны, согласование излучателей со свободным пространством и с фидерным трактом и др. Большое значение имеют и элементы конструкции и крепления антенны, а также материальная среда вблизи антенны. При этом только в дальней зоне наблюдения, определяемой формулой $R \geq 2L^2/\lambda$ (L – длина антенны, λ – длина волны), амплитуды векторов напряженности электрического и магнитного полей обычно зависят от расстояния от антенны до точки наблюдения как в сферической волне – обратно пропорционально первой степени расстояния. В ближней и промежуточной зонах эта зависимость описывается сложными и громоздкими формулами и может быть определена только расчетным путем. Таким образом, главной задачей исследования электромагнитных полей в ближней и промежуточной зонах наблюдения антенных систем является изучение физических закономерностей формирования зависимости амплитудных, фазовых и поляризационных характеристик полей от расстояния от антенны до точки наблюдения.

Для практических потребностей поля в ближней зоне необходимо знать на плоских, сферических или цилиндрических поверхностях или в определяемых объемах. В любом из этих вариантов теоретического решения задачи в итоге можно построить распределение амплитуд векторов напряженности электрического или магнитного полей или активной и реактивной мощности электромагнитного поля в пространстве вблизи антенны.

Из физических представлений, доминирующих в настоящее время, следует, что из всех электрических и геометрических параметров антенных решеток наиболее значительное влияние на характеристики электромагнитного поля в ближней зоне имеет электрическая длина антенны и расстояние между излучателями. В [1] показано, что количественный анализ электромагнитных полей и волн в ближней и промежуточной зонах наблюдения может быть сильно упрощен, если не требуется знание полей на очень малых расстояниях от антенны. Предлагается антенну больших электрических размеров разбить на множество малых по сравнению с длиной волны размеров, таких, что расстояние дальней зоны этих излучателей меньше или равно минимальному расстоянию, на котором рассчитываются поля и волны исследуемой антенны больших электрических размеров. В качестве электрически малых элементов могут быть изотропные излучатели, электрические и магнитные диполи Герца, излучатели Гюйгенса и их варианты, имеющие минимально возможные расстояния дальней зоны. В случае антенных решеток излучатели – элементы решетки могут быть любыми – проволочными вибраторами, щелевыми, волноводными, рупорными и т.д., но минимальное расстояние, на котором можно рассчитывать поля в ближней зоне антенных решеток любых электрических размеров, должно быть больше расстояния дальней зоны излучателя – элемента решетки.

Отметим, что предложенное в [1] решение задачи расчета полей вблизи антенн произвольных электрических размеров апробировали многие авторы [2, 3] и получили адекватные физическим процессам в ближней зоне количественные результаты.

Для изучения общих особенностей полей в ближней зоне антенных решеток с разным электрическим расстоянием между излучателями в ближней зоне дискретных антенных систем примем кроме отмеченных выше еще следующие упрощения задачи:

- в качестве излучателей – элементов решетки выберем гипотетические изотропные излучатели, излучение которых имеет характер однородной сферической волны;
- амплитудное и фазовое распределение источников поля в раскрыве антенны примем постоянным.
- взаимное влияние излучателей в решетке примем пренебрежительно малым.

При этих предположениях расчет пространственного распределения амплитуд и фаз электрического и магнитного поля на конечном расстоянии от антенной решетки сводится к суммированию полей от всех источников – элементов решетки в соответствующей точке наблюдения с координатами x, y, z .

В случае линейных антенных решеток

$$E(x, y, z) = \sum_{n=-N}^N E_n(x, y, z),$$

причем амплитуда и фаза поля E_n определяются расстоянием n -го излучателя до точки наблюдения.

АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ РАСЧЕТОВ

Как отмечено выше, амплитуды электрического или магнитного поля в каждой точке наблюдения рассчитывались согласно принципу суперпозиции в электродинамике. Учет ближних полей реальных излучателей – элементов решетки при заданных амплитудах и фазах токов или полей в каждом излучателе не представляет особых затруднений. Несколько сложнее обстоит дело с адекватным учетом эффектов взаимного влияния излучателей и краевых эффектов в антенных решетках конечных размеров. Но эти задачи также к настоящему времени решены для основных используемых на практике вариантов излучателей – элементов антенных решеток. Однако, учет этих особенностей теории антенных решеток сильно усложняет решение поставленной задачи и возможен только для вполне конкретных типов излучателей, т.е. в определенных частных случаях. В то же время использование в качестве математической модели элемента решетки изотропного излучателя сферической волны и постоянного амплитудно-фазового распределения источников электромагнитного поля позволит изучить особенности полей в ближней и промежуточной зонах наблюдения, обусловленные дискретным расположением отдельных излучателей в антенне, т.е. изучить собственно «решеточные» эффекты в ближней зоне дискретных антенных систем.

С учетом изложенного разработано математическое обеспечение и проведены расчеты амплитуд и фаз вектора напряженности электрического поля в зависимости от расстояния в направлении нормали к линейной антенной решетке, совпадающем с направлением главного максимума диаграммы направленности, а также в двух сечениях xOz и yOz на плоскостях $z = const$ на разных удалениях от антенной решетки. Расчеты проведены для линейных решеток с числом излучателей, изменяющимся от двух до 420 при трех вариантах расстояния между излучателями в линейке. Первый вариант $d=0,5\lambda$ соответствует классической фазированной антенной решетке с широкоугольным сканированием [4]. В [5, 6] показано, что в этом случае характеристики направленности, в частности диаграммы направленности и коэффициент направленности линейных и апертурных антенных решеток весьма близки к характеристикам непрерывных линейных и апертурных антенн. Второй вариант $d=0,9\lambda$ соответствует случаю нефазированной антенной решетки с максимумом коэффициента направленного действия при заданном числе излучателей [5, 6]. Последний случай соответствует ситуации, когда в диаграмме направленности синфазной антенной решетки формируются кроме главного еще два дифракционных лепестка и увеличиваются уровни боковых лепестков, а коэффициент усиления антенны резко уменьшается (эффект «ослепления») нефазированных антенных решеток [5, 6]).

Расчетные напряженности поля нормированы к значению E_0 напряженности поля в излучателе – элементе решетки, расположенном в середине антенны в начале системы пространственных координат (декартовых или сферических), связанной с антенной.

На рис.1 представлены зависимости относительных амплитуд напряженности электрического поля линейной антенной решетки длиной 10; 50 и 100 длин волн при указанных выше расстояниях между излучателями 0,5; 0,9 и 1,1 длины волны. Из рисунка следует важный для практики вывод: при любых длинах антенны и при любых расстояниях между излучателями в линейной решетке излучателей в ближней зоне с увеличением расстояния амплитуда поля убывает. Следовательно, линейные антенны в отличие от апертурных непрерывных и дискретных [7, 8], прожекторный луч не формируют. Видно, что в приведенных на рис. 1 вариантах антенн на равномерно убывающую зависимость E/E_0 от z/λ накладывается осциллирующая зависимость, причем период и глубина осцилляций зависят и от электрических размеров антенны, и от расстояния между излучателями.

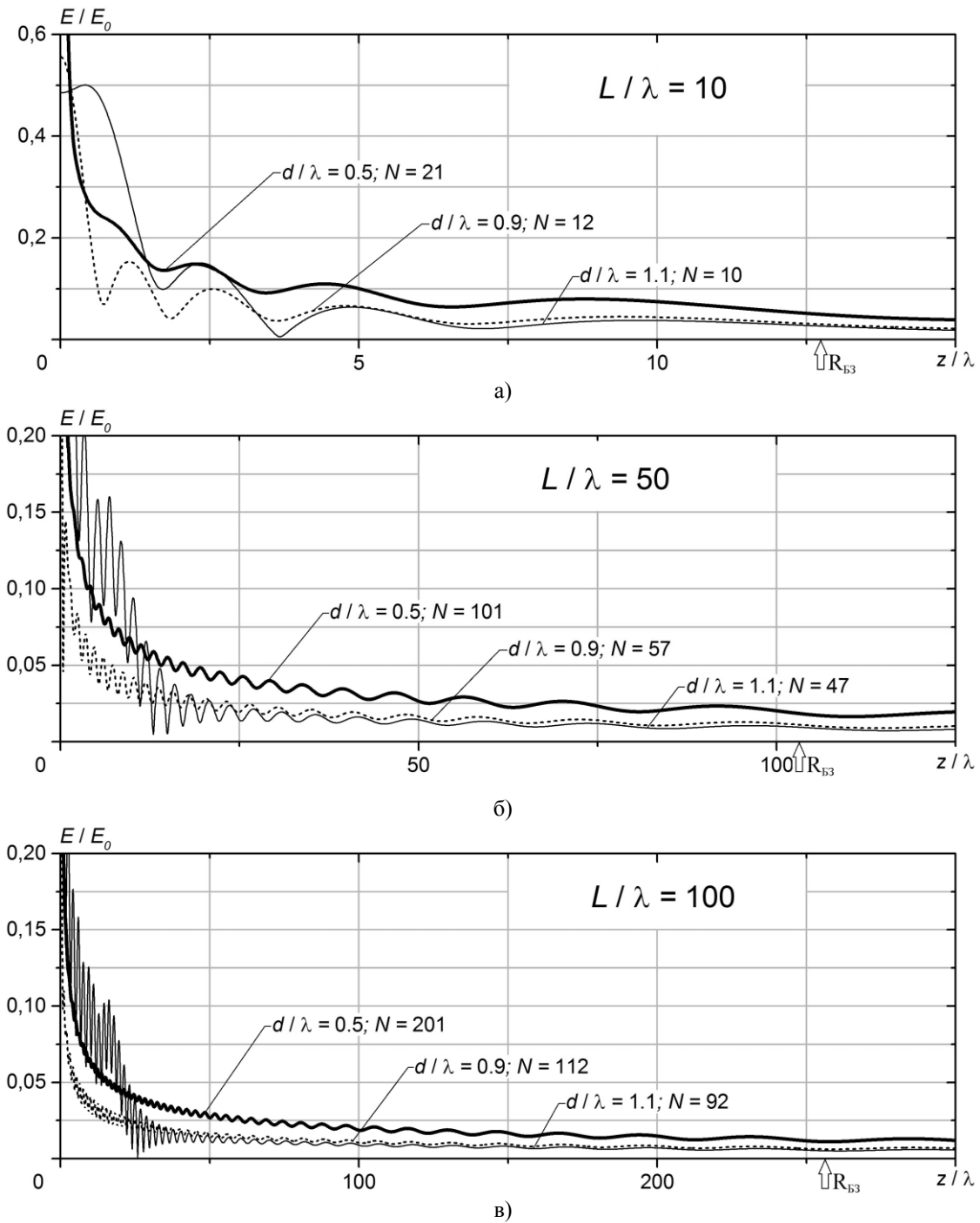


Рис. 1. Зависимость амплитуд вектора напряженности электрического поля линейных антенных решеток разной длины от расстояния в направлении нормали к антенне: а) – длина равна 10 длин волн; б) – 50 длин волн; в) – 100 длин волн

Отметим, что осциллирующий характер зависимости амплитуды поля от расстояния от середины антенной решетки до точки наблюдения в ближней и промежуточной зоне нарушается только при минимальных электрических размерах антенны. В [9] показано, что при $N=2$ исследуемая зависимость в направлении нормали к антенне имеет равномерно убывающий характер при любом расстоянии между излучателями. Но уже при трех или четырех излучателях в этой зависимости появляются осциллирующие слагаемые, причем минимумы амплитуды поля тем ближе к антенне, чем меньше расстояние между излучателями в решетке.

Прейдем далее к анализу амплитудных и фазовых характеристик поля в пространстве вблизи линейной антенной решетки.

На рис. 2 представлены зависимости амплитуды и фазы электрического поля от поперечных координат x и y на плоскостях $z_n = \text{const}$. Зависимость от координаты x (утолщенные линии) рассчитана в плоскости $\varphi=0$, в которой расположена линейная антенная решетка. Зависимость от координаты y (тонкие линии) рассчитана в ортогональной плоскости $\varphi=90^\circ$. На рис. 2 приведены расчеты на расстояниях от антенны, примерно равных одной четверти ее длины (рис. 1а), половины длины (рис. 1б), одной длины (рис. 1в) и полторы длины (рис. 1г). Как и выше, амплитуды поля нормированы к E_0 , а фазы поля – к ее значению в точке $x=0; y=0; z=z_n$. Из рисунка видно, что в плоскости $\varphi=0$, в которой расположена линейная антенна, амплитудное и фазовое распределение поля близко к однородному распределению поля на антенне и в пространстве имеет столбобразную форму. При этом имеют место осцилляции и амплитуды, и фазы поля при изменении поперечной координаты точки наблюдения. По мере удаления точки наблюдения от антенны период осцилляций амплитуды и фазы поля уменьшается. Эта особенность поведения поля имеет место как по мере увеличения координаты x при $z_n = \text{const}$, так и по мере увеличения расстояния z_n от антенны до плоскости наблюдения $z_n = \text{const}$.

На рис. 2 по оси x/λ отмечена длина линейной антенной решетки. Видно, что в пределах представленных расчетов для плоскостей наблюдения z_n до полутора длин антенны на краю $x/\lambda=L/2\lambda$ амплитуда поля уменьшается примерно в два раза. Фазовое распределение в тех же пределах весьма близкое к постоянному. В ортогональной плоскости наблюдения в зависимости от координаты y/λ и амплитуды, и фазы поля убывают либо с осцилляциями (до $z_n \leq L$), либо равномерно при больших z_n .

Расчеты показали, что в плоскости наблюдения $\varphi=0$, в которой находится линейная антенная решетка, равномерно убывающая амплитуда поля и квадратичное фазовое распределение наблюдаются на расстояниях $z_n = \text{const}$, не меньших половины расстояния дальней зоны, т.е. при $z_n \geq L^2/\lambda$.

Из сравнения данных, приведенных на рис. 2, с аналогичными расчетами полей в ближней зоне линейных антенн с непрерывным распределением источников вдоль антенны [10] следует, что при расстояниях между излучателями $d=0,5\lambda$ пространственные распределения поля вблизи линейных антенн с дискретным распределением источников поля весьма близки к таковым вблизи линейных непрерывных антенн.

При увеличении расстояния между излучателями до $0,9$ длины волны вблизи нефазированной антенной решетки с максимальным коэффициентом направленного действия характер пространственного распределения поля в ближней зоне существенно изменяется:

- в направлении нормали к антенне амплитуда поля убывает с большей скоростью (рис. 1);
- число осцилляций в зависимости амплитуды поля от расстояния до точки наблюдения увеличивается (рис. 1);
- амплитуды осцилляций поля увеличиваются (рис. 1);
- протяженность области осцилляций амплитуды поля в зависимости от z/λ незначительно увеличивается;
- осцилляции амплитуды поля в направлении нормали к антенне появляются даже в случае минимального числа излучателей ($N=2$);
- в поперечных плоскостях наблюдения $z = \text{const}$ осцилляции амплитуд и фаз поля увеличиваются, особенно на малых расстояниях от антенны (рис. 3);
- осцилляции амплитуды увеличиваются не только в плоскости XOZ , в которой расположена антенна (утолщенные линии на рис. 3), но и в ортогональной плоскости (тонкие линии на рис. 3);
- осцилляции амплитуды поля в поперечных сечениях исчезают и пространственное распределение поля в обеих плоскостях наблюдения приобретает монотонно убывающий вид, характерный для дальней зоны наблюдения, на больших расстояниях порядка половины расстояния дальней зоны.

При дальнейшем увеличении расстояния между излучателями описанные выше особенности поведения электромагнитных полей в ближней зоне линейных антенных решеток усиливаются. На рис. 1 приведены зависимости относительной амплитуды электрического поля от продольной координаты z/λ , а на рис. 4 – от поперечных координат x/λ и y/λ при расстоянии между излучателями в антенной решетке $d=1,1\lambda$. В этом случае, как было отмечено выше, в диаграмме направленности кроме главного лепестка формируются два дифракционных лепестка, увеличивается количество и уровень боковых лепестков и значительно уменьшается коэффициент направленного действия антенны.

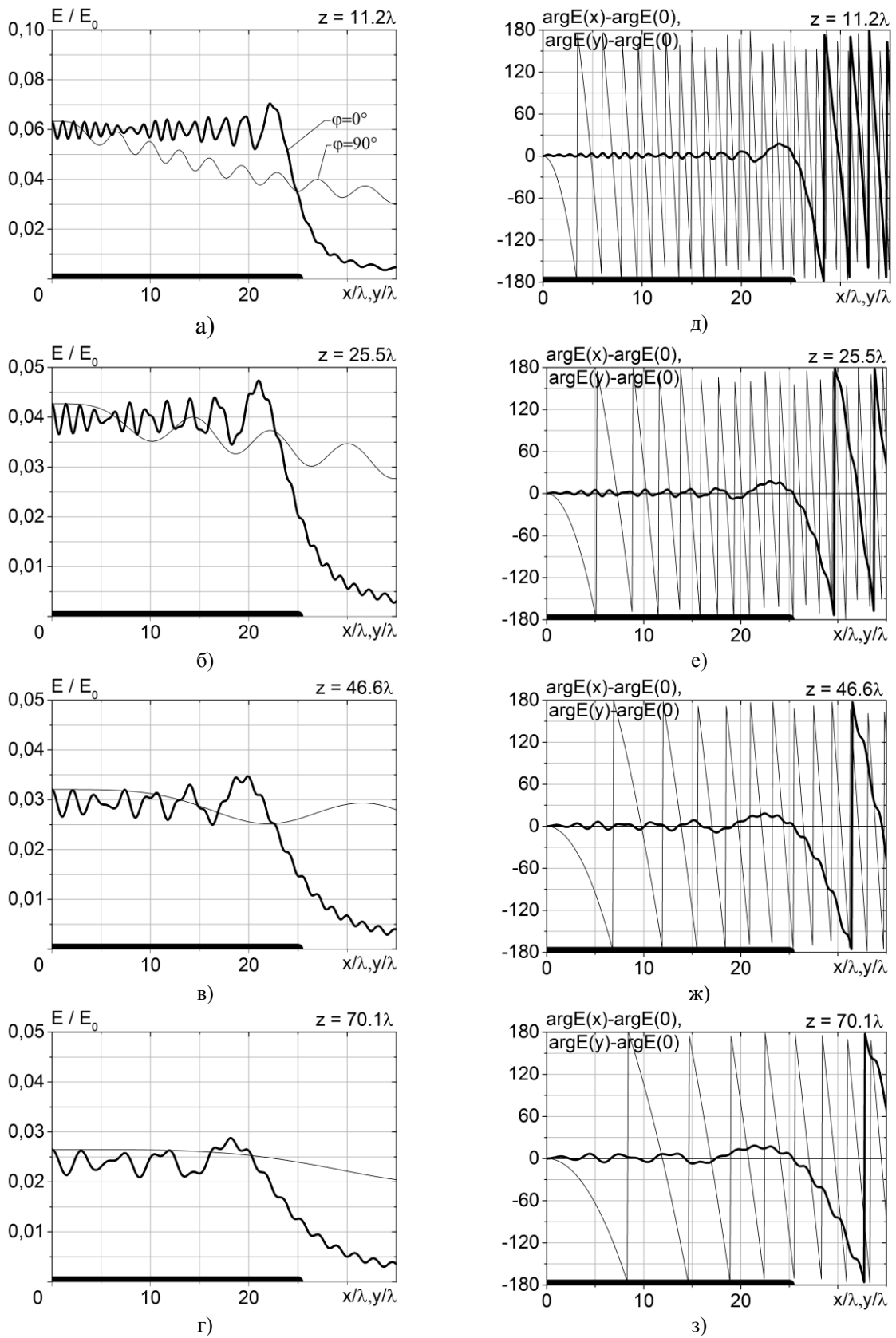


Рис. 2. Зависимость амплитуды и фазы поля решеток ($d=0.5\lambda$) с линейным раскрытием длиной 50λ от поперечных координат x и y на разных расстояниях z от раскрытия антенны

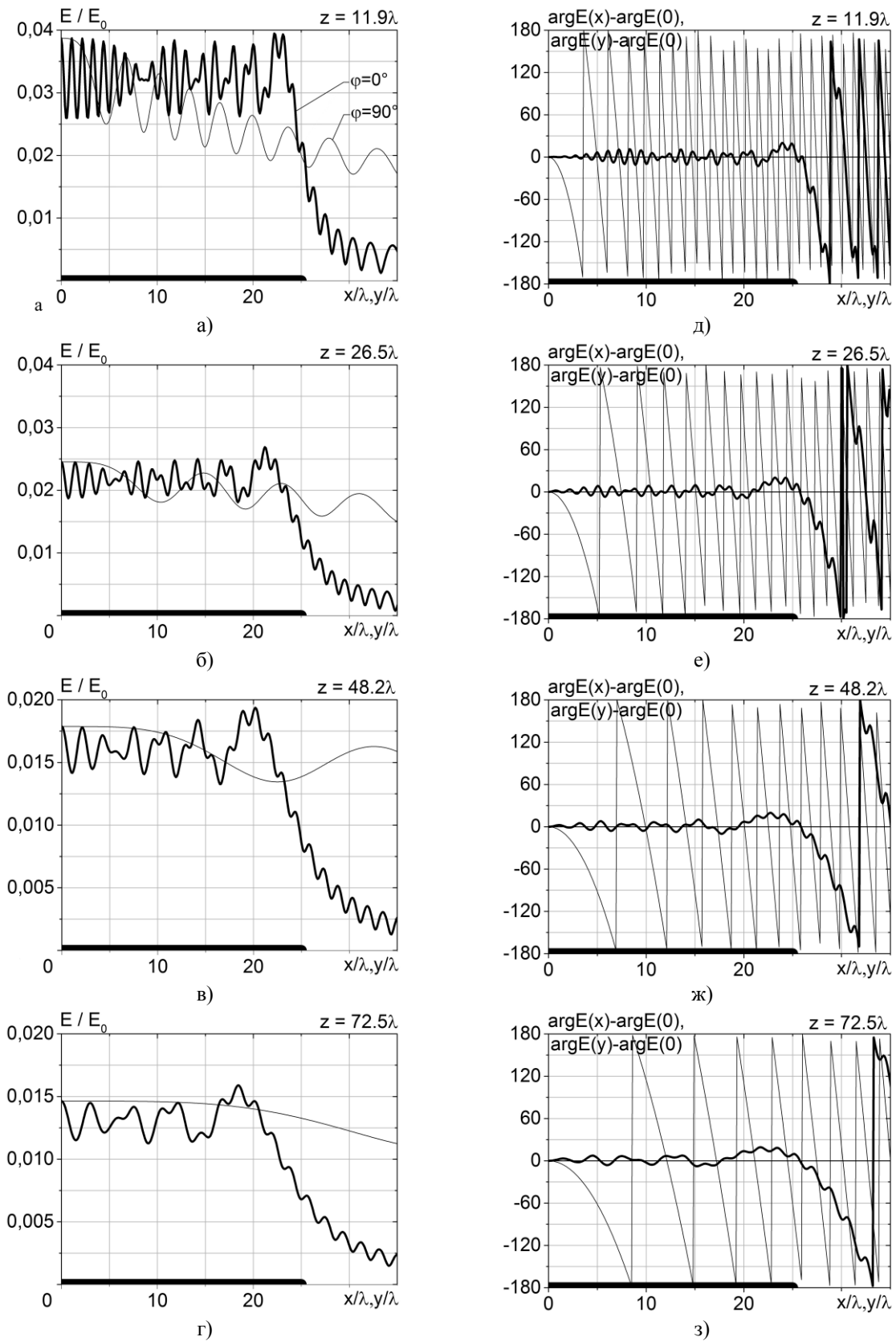


Рис. 3. Зависимость амплитуды и фазы поля решеток ($d=0.9\lambda$) с линейным раскрытием длиной 50λ от поперечных координат x и y на разных расстояниях z от раскрытия антенны

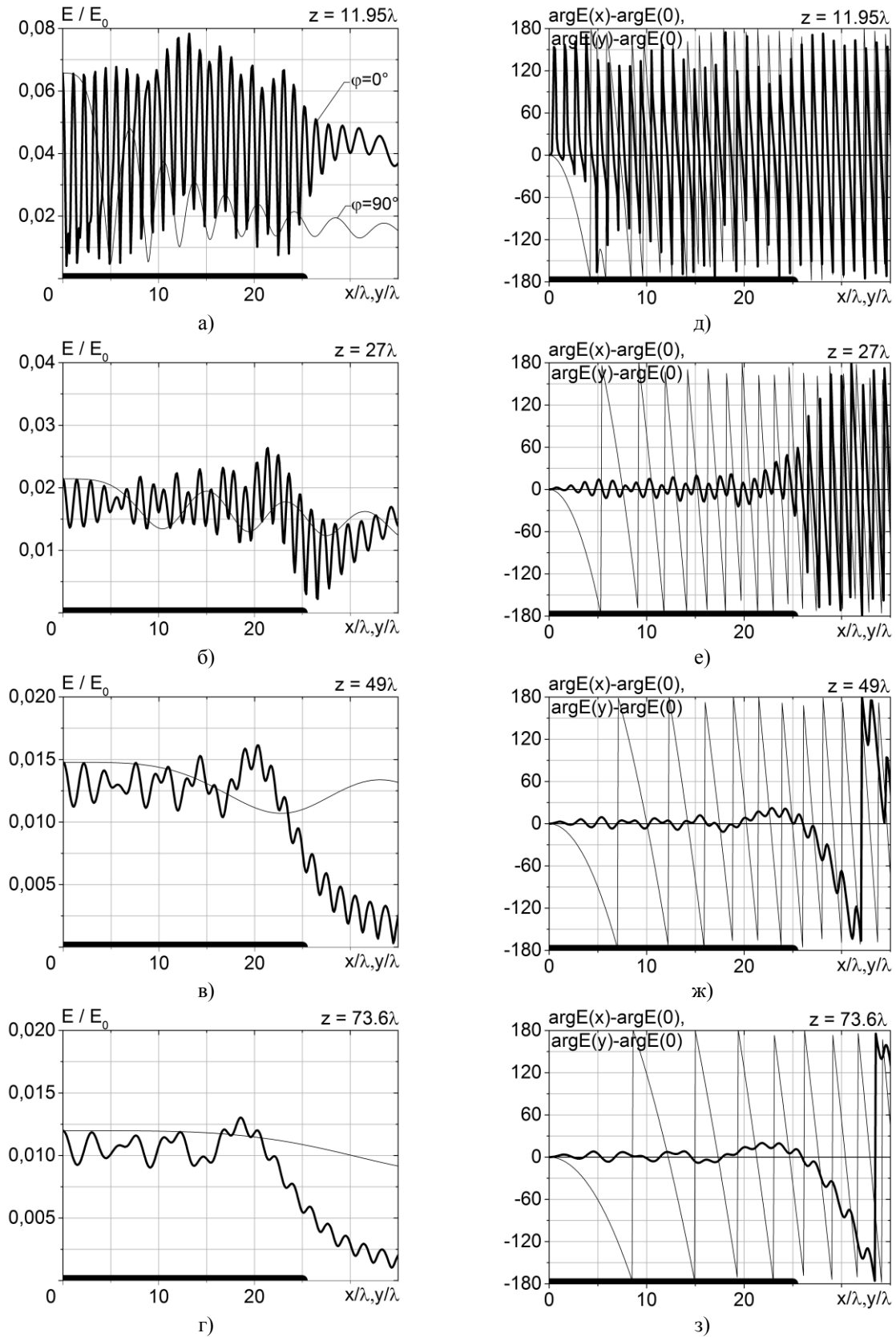


Рис. 4. Зависимость амплитуды и фазы поля решеток ($d=1.1\lambda$) с линейным раскрытием длиной 50λ от поперечных координат x и y на разных расстояниях z от раскрытия антенны

Из приведенных на рис. 1 и 4 результатов расчетов видно, что в этом случае поведение поля в ближней зоне антенны изменяется качественно. В частности, на расстоянии четверти длины антенны и

амплитуда, и фаза поля изменяются по сильно осциллирующим зависимостям, весьма отличающимся от заданного постоянного амплитудного и фазового распределения источников поля на антенне. При увеличении расстояния от антенны до половины ее длины осцилляции амплитуды поля значительно уменьшаются, а фазовое распределение (фронт волны) близок к плоскому с незначительными осцилляциями.

ВЫВОДЫ

1. Прожекторный луч, наблюдаемый в ближней зоне апертурных антенн и с непрерывным, и с дискретным расположением источников поля в излучающем раскрыве, характерным признаком которого являются отсутствие затухания и малые изменения амплитуды напряженности поля в ближней зоне в процессе распространения волны в направлении главного максимума диаграммы направленности, в линейных антеннах не формируется при любых количествах излучателей и электрических длинах антенны и любых расстояниях между излучателями – элементами решетки.

2. В плоскости, в которой расположена антенная решетка, близкое к постоянному распределение амплитуд и фаз напряженности электрического поля имеет место вплоть до расстояний, равных расстоянию ближней зоны антенны, определяемому максимальной длиной антенны соотношением $R_{AC} \leq 0,25L + 0,5L(L/\lambda)^{1/3}$.

3. В ближней зоне линейной эквидистантной антенной решетки амплитуда поля в направлении главного максимума диаграммы направленности имеет быстро убывающий характер с осцилляциями, пространственный период которых увеличивается при увеличении расстояния между антенной и точкой наблюдения.

4. При расстоянии между излучателями решетки, не превышающем половину длины волны, характер пространственного распределения поля в ее ближней зоне такой же, как и в ближней зоне линейной антенны с непрерывным распределением источников.

5. При увеличении расстояния между излучателями, т.е. в разреженных антенных решетках, характер пространственного распределения поля в ближней зоне линейных антенных решеток отличается увеличением уровня осцилляций амплитуды и фазы поля и более сложным нерегулярным характером.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Hansen R. C. and Bailin L. L. A new method of near field analysis // IRE Trans. Antennas Propagat., December 1959. – Vol. 7. – P. 458-467.
2. Microwave Scanning Antennas. Edited by R. C. Hansen. Vol. 1 – Apertures. New York, London: Academic Press, 1964. – 442 p. (Перевод на русский язык: Москва: Сов. Радио. 1966. – 563p.).
3. Walter C. H. Traveling Wave Antennas // McGraw-Hill, New York, 1965. – 429 p. (Перевод на русский язык: Москва: Энергия. 1970. – 448 p.).
4. Вендик О. Г., Парнес М. Д. Антенны с электрическим сканированием (введение в теорию). – Москва. : Антенны, 2002. – № 2-3. – 232 с.
5. Горобец Н.Н., Булгакова А.А. Характеристики направленности разреженных антенных решеток. // Вісник Харківськ. нац. ун-ту ім. В.Н. Каразіна. – №834. – Радіофізика та електроніка. – 2008. Вип.13. – С. 89-94.
6. Bulgakova A.A., Gorobets N.N., Katrich V.A., Lyaschenko V.A. Directivity of large antenna arrays. 9-th International Kharkiv Symposium on Physics and Engineering of Microwaves, Millimeter, and Submillimeter Waves (MSMW-2016), June 20-24, 2016: Proc. - Kharkiv, 2016.
7. Gorobets N. N., Lebedev A.S. Electromagnetic waves in the searchlight beam of antenna arrays large electrical size // 9-th International Kharkiv Symposium on Physics and Engineering of Microwaves, Millimeter, and Submillimeter Waves (MSMW-2016), June 20-24, 2016: Proc. - Kharkiv, 2016.
8. Gorobets N. N., Ovsyannikova Ye. Ye. Wave processes in the near-field zone of large aperture antenna // 9-th International Kharkiv Symposium on Physics and Engineering of Microwaves, Millimeter, and Submillimeter Waves (MSMW-2016), June 20-24, 2016: Proc. - Kharkiv, 2016.
9. Gorobets N. N., Lebedev A. S. Electromagnetic waves near the antenna arrays small electric size // 8th International Conference on Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals (UWBUSIS'2016). September 05 – 11, 2016. Odessa, Ukrain. – p. 225-227.
10. Горобец Н.Н., Овсянникова Е.Е. Влияние размеров и формы излучающего раскрыва на характер пространственного распределения поля вблизи антенны // Вісник Харківськ. нац. ун-ту ім. В.Н. Каразіна. – № 1094. – “Радіофізика та електроніка”. – 2013, вип. 23. – С. 51-59.

УДК 537.86

ДИСПЕРСИОННОЕ УРАВНЕНИЕ ОДНОМЕРНОГО МАГНИТОФОТОННОГО
КРИСТАЛЛА С ФЕРРИТОВЫМ СЛОЕМА. А. Шматько¹, В. Н. Мизерник^{1,2}, Е. Н. Одаренко^{1,3}, А. Ю. Галенко¹¹Харьковский национальный университет имени В. Н. Каразина, 61077, Харьков, пл. Свободы, 4,
e-mail: alexandr.a.shmatko@univer.kharkov.ua²Научный физико-технологический центр, 61077, Харьков, пл. Свободы, 2,³Харьковский национальный университет радиозлектроники, 61166, Харьков, пр. Науки, 14

Поступила в редакцию 3 июня 2016 г.

В работе получено в аналитическом виде дисперсионное уравнение для магнитофотонного одномерного кристалла с гиротропным ферритовым слоем. Проведен анализ численных результатов расчета дисперсионных характеристик кристалла для различных параметров эффективной магнитной проницаемости ферритового слоя. Показано существование объемных быстрых и медленных волн в такой структуре. Установлено наличие полос пропускания и запираения на дисперсионной диаграмме в области поверхностных плазменных волн.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: магнитофотонные одномерные кристаллы, гиромангнитные среды, феррит с поперечным магнитным полем, дисперсионные характеристики, полосы пропускания и запираения.

У роботі отримано в аналітичному вигляді дисперсійне рівняння для магнітофотонного одновимірного кристалу з гиротропним феритовим шаром. Проведено аналіз чисельних результатів розрахунку дисперсійних характеристик кристалу для різних параметрів ефективної магнітної проникності феритового шару. Показано існування об'ємних швидких і повільних хвиль у такій структурі. Встановлено наявність смуг пропускання й запирання на дисперсійній діаграмі в області поверхневих плазмових хвиль.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: магнітофотонні одновимірні кристали, гиромангнітні середовища, ферит з поперечним магнітним полем, дисперсійні характеристики, смуги пропускання й запирання.

In this work we obtain the dispersion relation for magnetophotonic one-dimensional crystal with a gyrotropic ferrite layer in the analytical form. The numerical analysis of the dispersion relation for waves in the crystal at different parameters of the effective permeability of the ferrite layer is carried out. We predict the propagation of bulk fast and slow waves in such structures. The transmission and forbidden bands in the dispersion diagram for the bulk waves are presented in the area of surface ferrite waves.

KEY WORDS: magnetophotonic one-dimensional crystals; gyrotropic media; ferrite with transversal magnetic field; dispersion characteristics; transmission and forbidden bands.

ВВЕДЕНИЕ

Фотонные кристаллы получили широкое распространение в технике терагерцового, микроволнового и оптического диапазонов. Особенности распространения электромагнитных полей в одномерных фотонно-кристаллических структурах определяются геометрическими размерами слоев и зависимостью их материальных параметров от частоты. Свойства структур с изотропными слоями достаточно хорошо изучены на основе решения дисперсионных уравнений как для ТЕ, так и для ТМ волн [1, 2]. К числу наиболее перспективных применений относятся магнитофотонные кристаллы при наличии гиротропии одного из слоев структуры. Наличие гиротропного слоя позволяет относительно просто за счет приложенного магнитного поля изменять значения материальных параметров среды и, в конечном счете, управлять электрическим способом характеристиками распространения волн. Для таких структур отсутствуют аналитические дисперсионные уравнения, позволяющие исследовать основные их свойства в зависимости от направления приложенного магнитного поля в гиромангнитных средах наблюдаются различные эффекты: эффект Фарадея, магнитное двулучепреломление, вращение плоскости поляризации, взаимные явления для прямых и обратных волн, наличие поверхностных волн. При наличии гиротропии материальные параметры являются тензорными величинами. Это приводит к усложнению анализа закономерностей распространения электромагнитных волн в магнитофотонных кристаллах.

В данной работе рассматривается одномерный магнитофотонный кристалл с внешним поперечным магнитным полем $\vec{H}_0 = \vec{z}_0 H_0$. Один слой на периоде структуры представляет собой феррит, магнитная проницаемость которого является тензором, а второй слой – изотропный магнитодиэлектрик. Получим дисперсионное уравнение, определяющее основные свойства распространения ТЕ волн в таких магнитофотонных одномерных кристаллах.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И РЕШЕНИЕ

Будем рассматривать распространение волн в стратифицированной двухслойной периодической структуре с гиротропным слоем (в одномерном магнитофотонном кристалле) (рис. 1). Один из слоев на периоде структуры $\Lambda = a + b$ является магнитоэлектриком с материальными параметрами ε , μ и шириной слоя b , а другой – представляет собой гиротропную ферритовую среду с материальными параметрами μ_g , $\tilde{\varepsilon}_g$ и шириной слоя a , где эффективная магнитная проницаемость феррита $\tilde{\mu}$ - тензор стандартного типа [3] (магнитное поле \vec{H}_0 направлено вдоль оси Oz).

$$\tilde{\mu} = \begin{pmatrix} \mu_g & -i\mu_a & 0 \\ i\mu_a & \mu_g & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \tag{1}$$

Известно [3], что при наличии гиромагнитной среды в двумерном случае $\left(\frac{\partial}{\partial z} = 0\right)$ в среде существует два независимых типа волн – H_z и E_z . Решение для H_z типа волн ничем не отличается от случая одномерного фотонного кристалла из диэлектрических слоев [2]. Поэтому ограничимся рассмотрением E_z поляризации. Уравнение Гельмгольца для выбранной поляризации (ТЕ волны) имеет вид

$$\frac{\partial^2 E_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_z}{\partial y^2} + k^2 \mu_{\perp} \varepsilon_g E_z = 0 \tag{2}$$

где $\mu_{\perp} = \mu_g \left(1 - \frac{\mu_a^2}{\mu_g^2}\right)$ – эффективная магнитная проницаемость феррита, ε_g – диэлектрическая проницаемость феррита. Из уравнений Максвелла следует связь между тангенциальной компонентой напряженности магнитного поля H_y и электрической компонентой поля E_z , а именно:

$$H_y = \left(\frac{1}{-ik\mu_{\perp}}\right) \left(\frac{\partial E_z}{\partial x} + i\frac{\mu_a}{\mu} \frac{\partial E_z}{\partial y}\right), \tag{3}$$

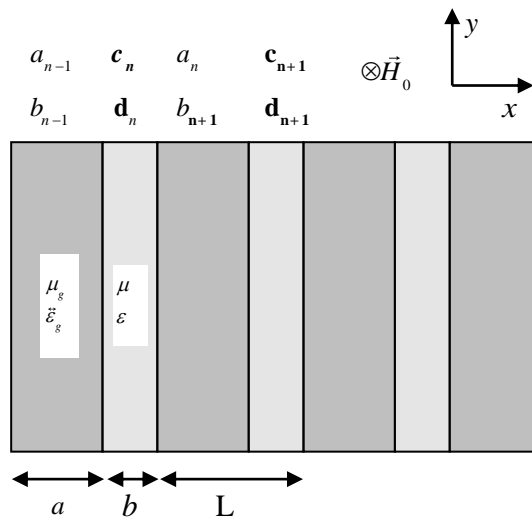


Рис. 1. Модель двухслойного магнитофотонного кристалла

Решение уравнения Гельмгольца (2) для двух слоев периодической структуры представим в виде:

$$\begin{aligned} E_z^{(1)}(x, y) &= \left(a_n e^{i\xi_1(x-n\Lambda)} + b_n e^{-i\xi_1(x-n\Lambda)} \right) e^{i\beta y}, & b < x - n\Lambda < \Lambda \\ H_y^{(1)}(x, y) &= \frac{1}{-k\mu_\perp} \left(a_n \left(\xi_1 + i \frac{\mu_a}{\mu_g} \beta \right) e^{i\xi_1(x-n\Lambda)} - b_n \left(\xi_1 - i \frac{\mu_a}{\mu_g} \beta \right) e^{-i\xi_1(x-n\Lambda)} \right) e^{i\beta y}, \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} E_z^{(2)}(x, y) &= \left(c_n e^{i\xi_2(x-n\Lambda)} + d_n e^{-i\xi_2(x-n\Lambda)} \right) e^{i\beta y}, & 0 < x - n\Lambda < b \\ H_y^{(2)}(x, y) &= \frac{\xi_2}{k\mu} \left(a_n e^{i\xi_2(x-n\Lambda)} - b_n e^{-i\xi_2(x-n\Lambda)} \right) e^{i\beta y}. \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь n – номер ячейки периодической структуры, $\xi_1 = \sqrt{k^2 \mu_\perp \varepsilon_g - \beta^2}$ и $\xi_2 = \sqrt{k^2 \varepsilon \mu - \beta^2}$ – поперечные волновые числа в слоях в направлении оси Ox , β – продольное волновое число вдоль слоев магнитофотонного кристалла, a_n, b_n, c_n, d_n – неизвестные амплитуды волн в слоях. Для получения дисперсионного уравнения необходимо воспользоваться граничными условиями на границах раздела слоев, а также теоремой Блоха-Флоке для периодической структуры. Воспользуемся граничными условиями на поверхностях раздела $x - n\Lambda = 0$ и $x - n\Lambda = b$. Тогда получим с учетом (3)-(5):

$$(a_{n-1} + b_{n-1}) = (c_n e^{-i\xi_2 \Lambda} + d_n e^{i\xi_2 \Lambda}), \quad (6)$$

$$\frac{1}{\mu_\perp} \left[\left(\xi_1 + i \frac{\mu_a}{\mu_g} \beta \right) a_{n-1} - \left(\xi_1 - i \frac{\mu_a}{\mu_g} \beta \right) b_{n-1} \right] = \frac{1}{\mu_2} \xi_2 (c_n e^{-i\xi_2 \Lambda} - d_n e^{i\xi_2 \Lambda}), \quad (7)$$

$$c_n e^{-i\xi_2 a} + d_n e^{i\xi_2 a} = a_n e^{-i\xi_1 a} + b_n e^{i\xi_1 a}, \quad (8)$$

$$\frac{1}{\mu_2} \xi_2 (c_n e^{-i\xi_2 a} - d_n e^{i\xi_2 a}) = \frac{1}{\mu_\perp} \left[\left(\xi_1 + i \frac{\mu_a}{\mu_g} \beta \right) a_n e^{-i\xi_2 a} - \left(\xi_1 - i \frac{\mu_a}{\mu_g} \beta \right) b_n e^{i\xi_2 a} \right]. \quad (9)$$

Эти четыре уравнения запишем в виде двух матричных уравнений:

$$\begin{pmatrix} 1 & 1 \\ \frac{1}{\mu_\perp} \left(\xi_1 + i \frac{\mu_a}{\mu_g} \beta \right) & -\frac{1}{\mu_\perp} \left(\xi_1 - i \frac{\mu_a}{\mu_g} \beta \right) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_{n-1} \\ b_{n-1} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} e^{-i\xi_2 \Lambda} & e^{i\xi_2 \Lambda} \\ \frac{1}{\mu_2} \xi_2 e^{-i\xi_2 \Lambda} & -\frac{1}{\mu_2} \xi_2 e^{i\xi_2 \Lambda} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_n \\ d_n \end{pmatrix} \quad (10)$$

$$\begin{pmatrix} e^{-i\xi_2 a} & e^{i\xi_2 a} \\ \frac{1}{\mu_2} \xi_2 e^{-i\xi_2 a} & \frac{1}{\mu_2} \xi_2 e^{i\xi_2 a} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_n \\ d_n \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} e^{-i\xi_1 a} & e^{i\xi_1 a} \\ \frac{1}{\mu_\perp} \left(\xi_1 + i \frac{\mu_a}{\mu_g} \beta \right) e^{-i\xi_2 a} & -\frac{1}{\mu_\perp} \left(\xi_1 - i \frac{\mu_a}{\mu_g} \beta \right) e^{i\xi_2 a} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_n \\ b_n \end{pmatrix} \quad (11)$$

Используя свойства матриц (обращение и перемножение матриц), получим из представленных матричных уравнений одно матричное уравнение относительно неизвестных коэффициентов a_n, b_n :

$$\begin{pmatrix} a_{n-1} \\ b_{n-1} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_n \\ b_n \end{pmatrix}. \quad (12)$$

В этом уравнении элементы матрицы передачи A, B, C, D имеют следующий вид:

$$A = e^{-i\xi_1 a} \left\{ \cos \xi_2 b - i \frac{1}{2} \frac{\mu}{\mu_{\perp}} \left[\frac{\xi_1}{\xi_2} + \frac{\xi_2}{\xi_1} \left(\frac{\mu_{\perp}}{\mu} \right)^2 + \left(\frac{\beta^2}{\xi_1 \xi_2} \right) \left(\frac{\mu_a}{\mu_g} \right)^2 \right] \sin \xi_2 b \right\}, \quad (13)$$

$$B = i e^{i\xi_1 a} \frac{1}{2} \frac{\mu}{\mu_{\perp}} \left[\frac{\xi_1}{\xi_2} - \frac{\xi_2}{\xi_1} \left(\frac{\mu_{\perp}}{\mu} \right)^2 - 2i \frac{\mu_a}{\mu_g} \frac{\beta}{\xi_2} \right] \sin \xi_2 b, \quad (13a)$$

$$D = A^*, \quad C = B^*. \quad (14)$$

Легко показать, что матрица передачи является унимодулярной: $AD - BC = 1$. Отметим, что в случае обычной диэлектрической структуры выражения (13), (14) переходят в известные [1, 2].

Используя свойство унимодулярности для матрицы передачи из уравнения (12), и применяя его последовательно n раз, получим:

$$\begin{pmatrix} a_n \\ b_n \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix}^{-n} \begin{pmatrix} a_0 \\ b_0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} D & -B \\ -C & A \end{pmatrix}^n \begin{pmatrix} a_0 \\ b_0 \end{pmatrix}. \quad (15)$$

Для получения дисперсионного уравнения воспользуемся формулой Блоха-Флоке для представления полей в периодических структурах, которая в матричной форме имеет следующий вид:

$$\begin{pmatrix} a_n \\ b_n \end{pmatrix} = e^{iK\Lambda} \begin{pmatrix} a_{n-1} \\ b_{n-1} \end{pmatrix}, \quad (16)$$

где K – блоховское волновое число вдоль направления периодичности (ось Ox).

Используя (12) и (16), получим следующее уравнение для собственных значений матрицы:

$$\begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} = e^{-iK\Lambda} \begin{pmatrix} a_n \\ b_n \end{pmatrix}. \quad (17)$$

Отсюда следует, что величина $e^{-iK\Lambda}$ является собственным значением матрицы передачи $ABCD$ и удовлетворяет характеристическому матричному уравнению:

$$\begin{pmatrix} A - e^{-iK\Lambda} & B \\ C & D - e^{-iK\Lambda} \end{pmatrix} = 0, \quad (18)$$

решение которого имеет вид:

$$e^{-iK\Lambda} = \frac{1}{2} (A + D) \pm \left\{ \left[\frac{1}{2} (A + D) \right]^2 - 1 \right\}^{\frac{1}{2}}, \quad (19)$$

$$A + D = 2 \cos \xi_1 a \cos \xi_2 b - \frac{\mu}{\mu_{\perp}} \left[\frac{\xi_1}{\xi_2} + \frac{\xi_2}{\xi_1} \left(\frac{\mu_{\perp}}{\mu} \right)^2 + \left(\frac{\beta^2}{\xi_1 \xi_2} \right) \left(\frac{\mu_a}{\mu_g} \right)^2 \right] \sin \xi_1 a \sin \xi_2 b.$$

Два собственных значения характеристического уравнения являются взаимно обратными ввиду унимодулярности матрицы передачи. Собственные векторы, отвечающие этим собственным значениям (амплитуды a_n , b_n в n -й ячейке периодической структуры), определяются с точностью до постоянного множителя из выражения:

$$\begin{pmatrix} a_n \\ b_n \end{pmatrix} = e^{inK\Lambda} \begin{pmatrix} B \\ e^{-iK\Lambda} - A \end{pmatrix}. \quad (20)$$

Из уравнения (19) можно получить прямую формулу для вычисления блоховского волнового числа $K(k, \beta)$ при произвольных параметрах задачи, а именно:

$$K(k, \beta) = \frac{1}{\Lambda} \arccos \left\{ \cos \xi_1 a \cos \xi_2 b - \frac{1}{2} \frac{\mu}{\mu_{\perp}} \left[\frac{\xi_1}{\xi_2} + \frac{\xi_2}{\xi_1} \left(\frac{\mu_{\perp}}{\mu} \right)^2 + \left(\frac{\beta^2}{\xi_1 \xi_2} \right) \left(\frac{\mu_a}{\mu_g} \right)^2 \right] \sin \xi_1 a \sin \xi_2 b \right\}. \quad (21)$$

Заметим, что в отсутствии гиротропии среды ($\mu_a = 0$), уравнение (21) переходит в известное уравнение для двухслойной периодической структуры [1, 2].

АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ

Анализ дисперсионного соотношения (21) показывает, что существует два типа волн в рассматриваемой периодической структуре в зависимости от знака эффективной магнитной проницаемости μ_{\perp} ферритового слоя в магнитофотонном кристалле. Если величина $\mu_{\perp} > 0$, то в фотонном кристалле для распространяющихся волн существует несколько полос пропускания и запираения. Количество этих полос зависит от диэлектрических и магнитных проницаемостей каждого из слоев. Наличие гиротропии в одном из слоев ($\mu_a \neq 0$) приводит к тому, что можно управлять шириной этих полос, их местоположением и количеством в заданном диапазоне частот и волновых чисел. Для случая $\mu_{\perp} > 0$ существует два вида дисперсии, которые соответствуют быстрым и медленным волнам относительно скорости света c в среде. Быстрые волны находятся в области $k^2 \varepsilon \mu > \beta^2$ и $k^2 \varepsilon_g \mu_{\perp} > \beta^2$ для соответствующего слоя, а медленные, когда эти условия противоположных знаков. Возможны различные комбинации этих режимов.

Если параметры гиротропного слоя таковы, что величина эффективной магнитной проницаемости $\mu_{\perp} < 0$, то существует замедленная поверхностная ферритовая волна, распространяющаяся вдоль границы раздела двух соседних слоев кристалла и затухает вдоль периодичности кристалла. Отметим также еще одну особенность. Из решения дисперсионного уравнения (21) и вида пространственного распределения полей (4), (5) следует, что прямая ($\beta = +\text{Re}|\beta|$) и обратная ($\beta = -\text{Re}|\beta|$) волны, распространяющиеся вдоль слоев (вдоль оси Oy), имеют одинаковую скорость распространения, но разную поперечную структуру полей (вдоль оси Ox). Как видно из вида величин для поперечных волновых чисел $\xi_1 = \sqrt{k^2 \varepsilon_g \mu_{\perp} - \beta^2}$ и $\xi_2 = \sqrt{k^2 \varepsilon \mu - \beta^2}$ в зависимости от значений материальных параметров слоев и волновых чисел k и β в слоях могут распространяться как объемные (быстрые), так и поверхностные (медленные) волны в различных комбинациях.

ВЫВОДЫ

В работе решена задача на собственные волны одномерного магнитофотонного кристалла с анизотропным гиромангнитным ферритовым слоем. Получены в аналитическом виде элементы матрицы передачи с учетом анизотропии ферритового слоя. Проведен анализ дисперсионных свойств таких структур в зависимости от материальных параметров слоев. Установлено существование полос пропускания и запираения для распространяющихся волн в зависимости от материальных параметров слоев структуры с учетом гиротропии. Обнаружено для отрицательной магнитной проницаемости ферритового слоя существование полос пропускания для поверхностной ферритовой волны и выяснена зависимость ее ширины от параметра гиротропии ферритового слоя.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Yariv A., Yeh P. Photonics: Optical Electronics in Modern Communications. – Oxford University press, 2007. – 848 p.
2. Yeh P., Yariv A., Hong C.-S. Electromagnetic propagation in periodic stratified media. I. General theory // J. Opt. Soc. Am. – 1977. – Vol. 67, No. 4. – P. 423-438.
3. Gurevich A. G. Ferrites at Microwave Frequencies. – New York: Consultants Bureau, 1963. – 329 p.

УДК 621.382.232

ВЛИЯНИЕ СТРУКТУРНЫХ И ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ РТД НА КОЭФФИЦИЕНТ ДБКС

М.М. Ибадуллин

Харьковский национальный университет радиоэлектроники, пр. Ленина 14, Харьков 61166,
e-mail: razevic@mail.ru

Поступила в редакцию 2 июня 2016 г.

В данной работе приводится краткий ознакомительный обзор влияния структурных и электрофизических параметров РТД на коэффициент ДБКС. Исследование проводилось при изменении следующих параметров: внешнего напряжения, приложенного к структуре, высоты вспомогательных барьеров, а также длины активной области РТД. Одной из целей данного исследования являлся сравнительный анализ структур с разными формами потенциальной ямы, а именно прямоугольной и параболической, это обусловлено интересом к комплементарности реализации структур, а также основной тематикой статьи.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: квантово-размерная структура, энергия электронов, потенциальная яма, активная область, вспомогательный барьер

У роботі наводиться короткий ознайомчий огляд впливу структурних та електрофізичних параметрів РТД на коефіцієнт ДБКС. Дослідження проводилось при зміні наступних параметрів: зовнішньої напруги прикладеної до структури, висоти допоміжних бар'єрів, а також довжини активної області РТД. Однією з цілей даного дослідження був порівняльний аналіз структур із різними формами потенціальної ями, а саме прямокутної та параболическої, це зумовлено інтересом до компліментарності реалізації структури, та основною тематикою статті.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: квантово - розмірна структура, енергія електронів, потенційна яма, активна область, допоміжний бар'єр

In this work provides a brief, introductory overview of the impact of structural and electro physical parameters of RTD on coefficient of DBQS. The research was conducted under changing of the following parameters: an external voltage that applied to the structure, the heights of the auxiliary barriers and the length of the active region RTD. One of the aims of this research is a comparative analysis of structures with different forms of the potential well, namely rectangular and parabolic, it is conditioned by interest to complementarity of implementation of the structures and the main subject of the article.

KEY WORDS: quantum - dimensional structure, electron energy, potential well, the active region, auxiliary barrier

ВВЕДЕНИЕ

Основным структурным элементом современных резонансно-туннельных полупроводниковых приборов является двойной потенциальный барьер с квантовой ямой. Толщины потенциальных барьеров и квантовой ямы таковы, что возможно эффективное туннелирование через каждый из барьеров, а движение электрона поперек ямы квантуется, чему соответствуют дискретные уровни энергии в яме.

Реализуется ДБКС в виде гетероструктуры из повторяющихся слоев более широкозонного полупроводника и слоев с менее широкой запрещенной зоной. Основной особенностью ДБКС является туннелирование через дискретные квантовые уровни в яме. Прохождение тока электронов через такую сложную квантовую структуру, как ДБКС представляет собою сложный процесс.

Резонансно-туннельный диод с параболической потенциальной ямой, так же как и с прямоугольной потенциальной ямой, представлен в виде полупроводниковой структуры, которая имеет соответствующий потенциальный рельеф. Данную структуру можно условно поделить на 3 области: левый и правый «резервуары», а также активную область. Резервуары имеют высокую степень легирования донорной примесью и являются источником носителей заряда [1].

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассматриваемая задача заключается в ознакомлении и сравнительном анализе двух квантово-размерных структур с отличными формами потенциальной ямы.

На рис.1 и рис. 2 представлены потенциальные рельефы активной области РТД без приложенного внешнего напряжения $U_{lat}(z)$, и изменения потенциала при приложенном напряжении $U_{lim}(z)$. Активная область в координате $z = 0$ имеет длину $L = 2b + a$. Каждая из областей характеризуется своим распределением потенциала [2]. Форма $U_{lat}(z)$ и $U_{lim}(z)$ определяется следующими параметрами:

- a – ширина потенциальной ямы;
- b – ширина «дополнительных» барьеров;
- X_{max} – максимальная молярная доля Al в соединении $Al_xGa_{1-x}As$;

- $X_{\max} \in [0,33;1]$;
- X_{\min} – минимальная молярная доля Al в соединении $Al_xGa_{1-x}As$;
- $X_{\min} \in [0;0,33]$;
- U_{\max} – максимальный потенциал активной области;
- U_{\min} – минимальный потенциал активной области.

Данные параметры являются необходимыми и достаточными для решения уравнения Шредингера в задаче с постоянной эффективной массой.

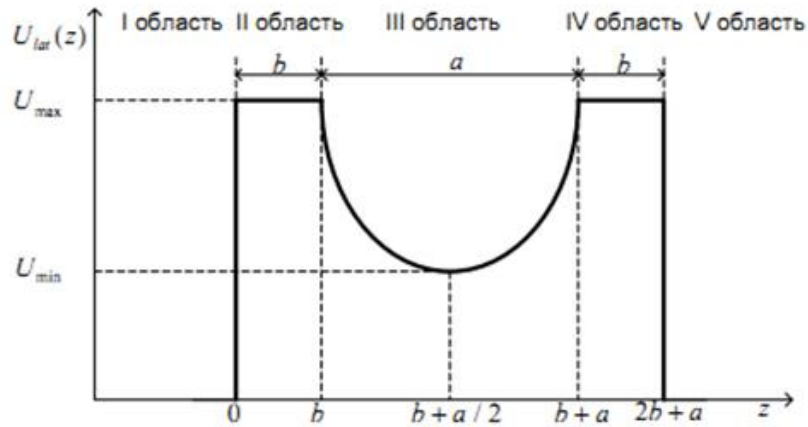


Рис. 1. Распределение потенциала в РТД с параболической ямой

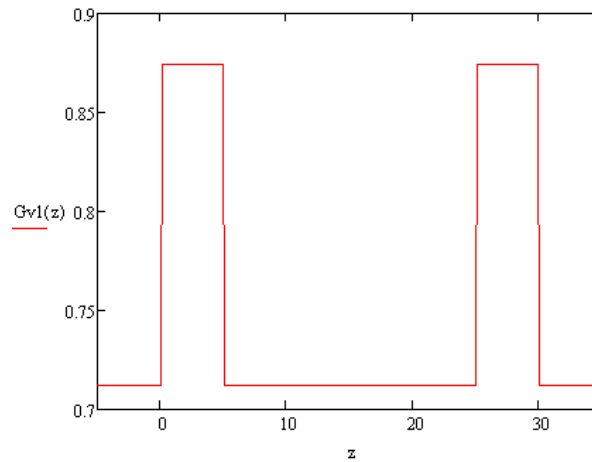


Рис. 2. Распределение потенциала в РТД с прямоугольной ямой

Построение физической модели сводится к решению уравнения Шредингера для каждой активной области, с последующим нахождением коэффициента передачи, который определяет ток, протекающий через РТД.

Исследование зависимости $D(E)$ проводилось при изменении таких параметров как:

- внешнего напряжения на РТД;
- высот «вспомогательных» барьеров структуры;
- длины активной области РТД.

При изменении одного из этих параметров другие остаются прежними, то есть принимают начальное значение, указанное ранее.

СХЕМА РЕШЕНИЯ

Коэффициент передачи в зависимости от приложенного внешнего напряжения показан на рис.3, где представлена зависимость коэффициента передачи от энергии электрона, который двигался из I области в V, как представлено на рис. 1, 2 [3].

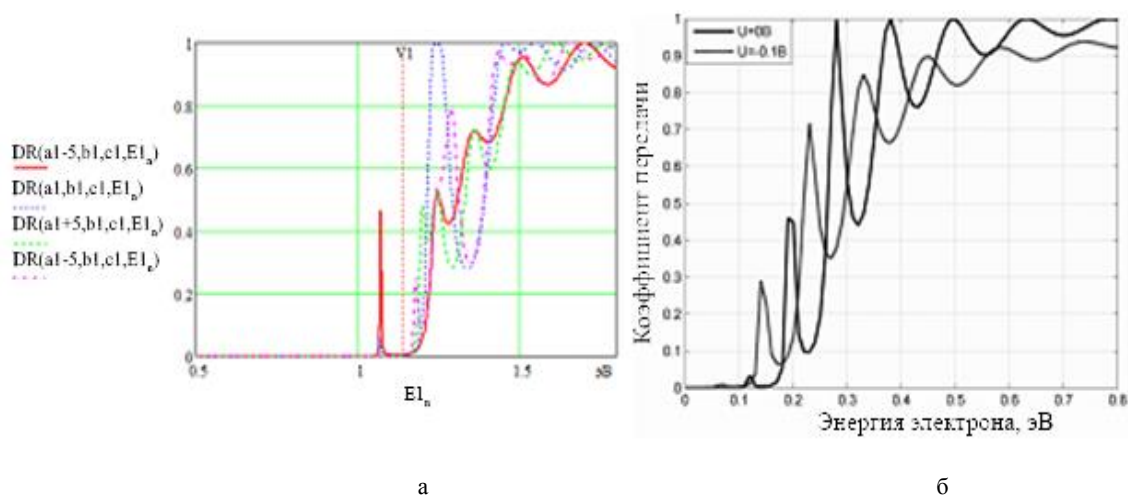


Рис. 3. Зависимость коэффициента передачи от энергии электрона при различных напряжениях

Значение энергии электронов в случае с параболической потенциальной ямой ограничено значением 0.8 В, так как электронов, которые имели бы большее значение энергии, в «резервуарах» не имеется; при энергиях выше указанных график коэффициента передачи стремится к единице, в то время как значение энергии электронов прямоугольной ямы достигает значения в 1.5 эВ.

Положение уровня поперечной энергии в квантовой яме можно регулировать, прикладывая внешнее напряжение; тем самым, основываясь на условии резонансного туннелирования [4]:

$$k_z = \sqrt{2m^*(E_0 - E_c)}/\hbar \equiv k_0 \tag{1}$$

можно повысить количество электронов в эмиттере. Что, в целом, позволит увеличить ток РТД. В случае, если ни один из электронов не удовлетворяет условию резонансного туннелирования, то и ток соответственно не протекает через ДБКС.

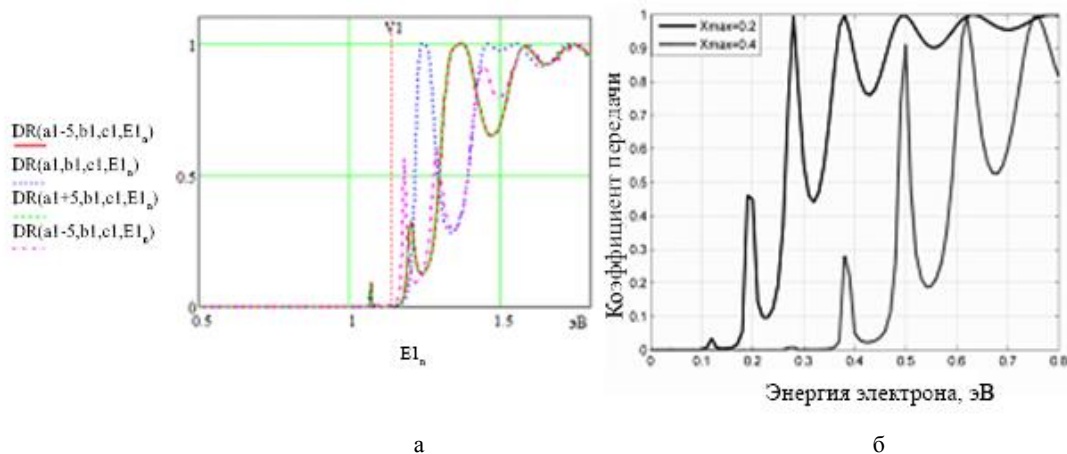


Рис. 4. Зависимость коэффициента передачи от энергии при изменении высоты «вспомогательных» барьеров

Проанализировав графики на рис.4, можно сказать, что при увеличении высоты «вспомогательных» барьеров зависимость коэффициента передачи диода смещается вправо, а при увеличении длины активной области – влево. Длина между пиками увеличивается при изменении длины активной области. Долины данных квантово-размерных структур стали более глубокими, и, как следствие, пики стали более узкими [5].

Указанные изменения можно объяснить тем, что метастабильные уровни в квантовой яме поднялись вверх.

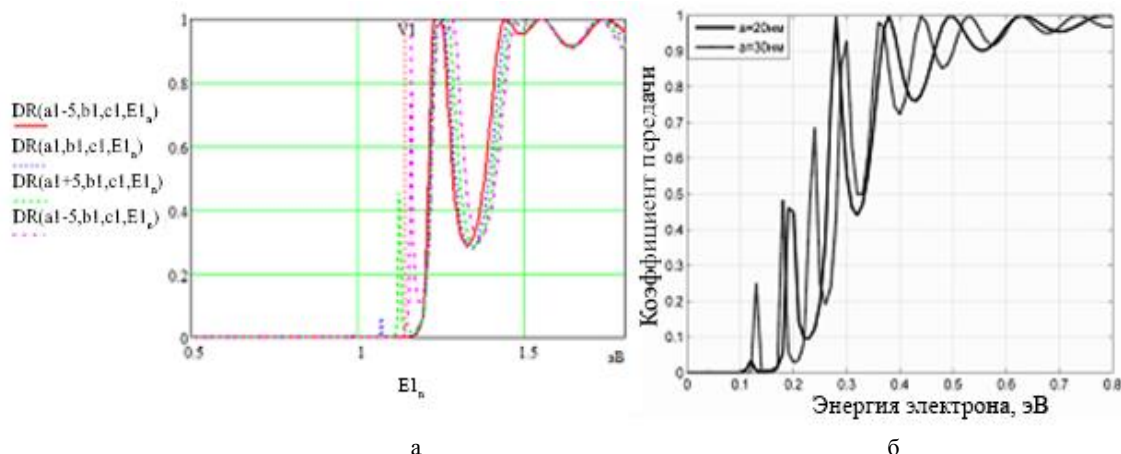


Рис. 5. Зависимость коэффициента передачи от энергии электрона при изменении длины активной области

Увеличение длины активной области РТД приводит к перемещению метастабильных уровней вниз по энергиям, что приводит к:

- перемещению графика левее по энергиям;
- долины становятся более глубокими;
- расстояние между пиками становится меньше;
- пики становятся более узкими.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Энергетические уровни в параболической потенциальной яме, в отличие от прямоугольной, являются эквидистантными, т.е. расположенными на одинаковом энергетическом расстоянии друг от друга, что указывает на возможность перехода только между соседними уровнями и тем самым показывает высокую комплементарность данной структуры, однако, реализация ее на практике – процесс более сложный и дорогостоящий в сравнении со структурой с прямоугольной потенциальной ямой. Уровни энергии в квантовой яме в действительности не дискретны, а имеют конечную ширину Γ . Такое уширение происходит оттого, что время жизни τ электрона в яме за счет выхода через барьеры оказывается конечным, а, следовательно, в силу принципа неопределенности для энергии, энергетические уровни "размываются" на величину неопределенности энергии, имеющей порядок $\Gamma \sim \hbar/\tau$. Следовательно, ширина участка ОДП по напряжению конечна, а ВАХ становится более плавной.

Процессы рассеивания и хаотизации фазы электрона при туннелировании делают условие резонанса не единственным, при котором возможен перенос заряда из левого к правому резервуару. Существуют механизмы нерезонансного переноса, которые существенно увеличивают ток "долины" ВАХ. Также было выяснено, что, несмотря на отличие в форме потенциальной ямы, поведение частиц имеет много общего. К примеру, энергетический спектр частицы, находящейся в потенциальной яме как прямоугольной, так и параболической, является дискретным; частица, находящаяся в основном состоянии в обеих структурах, обладает энергией не равной нулю.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Абрамов И.И., Гончаренко И.А. Комбинированная модель резонансно – туннельного диода //Физика и техника полупроводников. – 2005. – Том 39, Вып. 9. – С. 1138-1145.
2. Yoder P.D., Grupen M. Demonstration of intrinsic tristability in doublebarrier resonant tunneling diodes with the Wigner transport equation // IEEE Trans. Electron Dev. – 2010. – Vol. 57. – P. 3265–3274.
3. Anantram M.P., Lundstrom M.S. Modeling of Nanoscale Devices // Proceedings of the IEEE. – 2008. – Vol. 96. – P. 1511–1550.
4. Vurgaftman I., Meyer J.R. Band parameters for III-V compound semiconductors and their alloys // Appl. Phys. – 2001. – Vol. 89, 11. – P. 5815–5862.
5. Фистуль В.И. Туннельные диоды. – М.:Наука, 1962. Том LXXVII, Вып. 1. – 52 с.

УДК 621.574.4

СПЕКТРАЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ИМПУЛЬСНЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ В ДИСТАНЦИОННОМ ЗОНДИРОВАНИИ И БИМЕДИЦИНЕ

Д. О. Батраков, М. С. Антюфеева, А. В. Антюфеев

*Харьковский национальный университет имени В. Н. Каразина, радиофизический факультет.
пл. Свободы 4, Харьков, 61077, Украина
e-mail: rff_bat5@yahoo.com*

Поступила в редакцию 21 мая 2016 г.

В работе предложено использовать сверхширокополосные (СШП) импульсы для получения частотных зависимостей коэффициентов отражения от плоскослоистых сред и последующего применения схемы Ньютона-Канторовича к решению обратных задач рассеяния. С учетом специфики таких задач разработаны алгоритмы и программное обеспечение для анализа амплитудных и фазовых характеристик импульсных сигналов, отраженных от плоскослоистых сред. Проведенные вычислительные эксперименты по моделированию отражения СШП импульсных сигналов от таких сред позволили обосновать выбор частотного диапазона отсчетов коэффициента отражения для решения обратной задачи. Полученные результаты могут быть использованы при неразрушающем контроле и в биомедицинских исследованиях.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: спектральные характеристики импульсных сигналов, подповерхностное зондирование, плоскослоистые среды

В роботі запропоновано використовувати надширококусові (НШС) імпульси для отримання частотних залежностей коефіцієнтів відбиття від плоскошаруватих середовищ і подальшого застосування схеми Ньютона-Канторовича до розв'язання обернених задач розсіяння. З урахуванням специфіки таких завдань розроблені алгоритми і програмне забезпечення для аналізу амплітудних і фазових характеристик імпульсних сигналів, які відбито від плоскошаруватих середовищ. Проведені обчислювальні експерименти з моделювання відбиття НШС імпульсних сигналів від таких середовищ дозволили обґрунтувати вибір частотного діапазону відліків коефіцієнта відбиття для розв'язання оберненої задачі. Отримані результати можуть бути використані при неруйнівному контролі і в біомедичних дослідженнях.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: спектральні характеристики імпульсних сигналів, підповерхневе зондування, плоскошаруваті середовища

Using the ultra-wideband (UWB) pulses for the frequency dependence of the reflection coefficient of the plane-layered media and the subsequent application of the Newton-Kantorovich scheme to solving inverse scattering problems is proposed in the paper. Taking into account the specificity of the tasks, algorithms and software for amplitude analysis and phase characteristics of the pulse signals reflected from the plane-layered media are developed. Provided computing experiments for modeling reflection of UWB pulse signals from such media allowed to justify the choice of frequency range of samples of the reflection coefficients for the solution of the inverse problem. The obtained results should be applied to nondestructive testing and in biomedical research.

KEYWORDS: spectral characteristics of pulse signals, subsurface sounding, plane layered medium

ВВЕДЕНИЕ

Использование электромагнитных волн при дистанционном зондировании, неразрушающем контроле и в биомедицинских исследованиях открывает новые возможности и перспективы, связанные со значительным объемом полезной информации, приносимой отраженными сигналами. Импульсные сигналы, иначе называемые видеоимпульсами, импульсами без несущей или сверхширокополосными сигналами, обладают рядом особенностей, отличающих их от других ранее широко применявшихся сигналов, например, с амплитудной модуляцией. К этим особенностям следует отнести, прежде всего, возможность концентрации энергии соответствующего поля (например, электромагнитного или акустического) во времени. С точки зрения технических задач это обеспечивает как повышение помехоустойчивости таких сигналов с одной стороны, так и их потенциал для радиолокационного обнаружения, и идентификации различных объектов. Задачи обнаружения, распознавания или идентификации различных объектов, начиная от плоскослоистых сред и заканчивая сложными неоднородными включениями в таких средах, требуют не только максимальной информативности зондирующих сигналов, но и разработки соответствующих методов обработки принимаемых сигналов. Наибольшее распространение при анализе работы линейных каузальных систем получили линейные преобразования Фурье и Лапласа [1]. Преобразование Лапласа имеет преимущества для определения характеристик переходных процессов, но, с другой стороны не обладает удобной физической интерпретацией. Соответственно, применение преобразования Лапласа к какому-либо соотношению сохраняет лишь его математический, а не физический смысл. Основным преимуществом преобразования Фурье является возможность его физической интерпретации в виде спектра и процессов, связанных с

взаимодействием парциальных монохроматических волн (гармоник). С одной стороны, преобразование Фурье наряду с другими преобразованиями можно рассматривать как чисто математическую операцию. Но с другой стороны, во многих отраслях науки преобразование Фурье имеет такой же глубокий физический смысл, как и сами функции, к которым оно применяется. Например, форма колебания в электротехнике и акустике, волны в оптике либо сигналы в радиолокации являются такими же физически измеримыми величинами, как и их спектр. Осциллограф позволяет нам увидеть форму электрического колебания, тогда как анализатор спектра позволяет визуализировать оптический или электрический спектры. Еще более физической является интерпретация акустического спектра, поскольку мы воспринимаем звук через его спектр. Это связано в первую очередь с тем, что преобразование Фурье, по сути, математически описывает соотношения между временными и спектральными характеристиками одного и того же физического процесса. Еще одним важным моментом применения спектрального анализа являются обратные задачи теории рассеяния в частотной области. К ним относятся и одномерные задачи восстановления профиля диэлектрической проницаемости плоскостойких сред [2–4]. Одним из возможных и наиболее распространенных информативных параметров при этом является частота [4]. Для решения задачи, например, с помощью схемы Ньютона-Канторовича, необходимо знание коэффициентов отражения на некотором дискретном множестве значений частоты, которая, в данном случае, является информативным параметром. Получить экспериментально набор значений таких коэффициентов можно с помощью панорамного измерителя коэффициента стоячей волны по напряжению (КСВН) и ослабления [5]. Однако такие измерения невозможно провести в режиме мониторинга, например, при обследовании технического состояния строительных конструкций, это связано с необходимостью постоянной калибровки прибора и чувствительностью результатов к расположению излучателя по отношению к поверхности объекта. Поэтому целью настоящей работы является анализ возможностей применения СШП импульсных сигналов в качестве источника исходных данных для алгоритмов решения обратных задач рассеяния.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Исходная задача выглядит следующим образом: исследуемая структура облучается СШП импульсом и необходимо исследовать возможность преобразования временной зависимости сигнала в частотную для дальнейшего решения обратной задачи. В плане математической реализации существуют два случая: непрерывное распределение профиля диэлектрической проницаемости и кусочно-постоянное (плоскостойкая среда). Непрерывное распределение в рамках, например, схемы Ньютона-Канторовича [2–4] может быть аппроксимировано кусочно-постоянной зависимостью. Поэтому сначала рассмотрим алгоритм решения обратной задачи в этом случае. Общая схема, предложенная в [2–4], заключается в измерении значений коэффициента отражения от исследуемой среды на некотором множестве значений частоты. Затем вводится в рассмотрение новая неизвестная функция η , представляющая собой разность между искомым профилем $\varepsilon_p(\mathbf{R}')$ и профилем некоторой «пробной» структуры $\varepsilon_s(\mathbf{R}')$, для которой возможно численное решение прямой задачи, $\eta \equiv \varepsilon_p(\mathbf{R}') - \varepsilon_s(\mathbf{R}')$. Затем ищем $\eta(\mathbf{R})$ как функцию, реализующую минимум сглаживающего функционала [4]:

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

Здесь w_j – весовые коэффициенты, $w(\mathbf{R})$ – весовая функция, α – параметр регуляризации (все – положительно определенные величины). Одной из главных особенностей такой постановки является тот факт, что решение задачи достигается на функции $\eta(\mathbf{R}) \equiv 0$. Иными словами, задача сводится к нахождению функции, наименее уклоняющейся от нуля в смысле среднеквадратичного значения (это обеспечивает второе слагаемое в (1) – стабилизатор). Первое слагаемое отвечает за минимизацию разности между экспериментально измеренными и смоделированными численно значениями полей, в рамках так называемого борновского приближения [4]. Приравнивание нулю первой вариации функционала приводит к уравнению Эйлера в форме:

$$-\int_{V_p} K(\mathbf{R}, \mathbf{R}') \eta(\mathbf{R}) dV' + \alpha w(\mathbf{R}) \eta(\mathbf{R}) = q(\mathbf{R}), \quad (\mathbf{R} \in V_p), \quad (2)$$

которое представляет собой интегральное уравнение Фредгольма II рода с вырожденным ядром:

$$K(\mathbf{R}, \mathbf{R}') = \sum_{j=1}^N w_j L^{(j)*}(\mathbf{R}_H, \mathbf{R}) L^{(j)}(\mathbf{R}_H, \mathbf{R}') \quad (3)$$

и правой частью:

$$q(\vec{R}) = \sum_{j=1}^N w_j L^{(j)*}(\vec{R}_H, \vec{R}) [U_{in}^{(j)}(\vec{R}_H) - U^{(j)}(\vec{R}_H)]. \quad (4)$$

Из уравнения Эйлера (2) с учетом вырожденности его ядра следует, что его решение может быть представлено как:

$$\eta(\vec{R}) = \frac{1}{\alpha w(\vec{R})} [q(\vec{R}) + \sum_{j=1}^N w_j L^{(j)*}(\vec{R}_H, \vec{R}) x_j], \quad (5)$$

где $x_j = const, j=1, 2, \dots, N$ – решение системы линейных алгебраических уравнений (СЛАУ) относительно $\{x_j\}$

$$x_j + \sum_{n=1}^N a_{jn} x_n = \psi_j, \quad (j=1, 2, \dots, N), \quad (6)$$

коэффициенты и правая часть которой следующие

$$a_{jn} = -w_n \int_{V_P} L^{(j)}(\vec{R}_H, \vec{R}) L^{(n)*}(\vec{R}_H, \vec{R}) \frac{dV}{\alpha w(\vec{R})}; \quad \psi_j = \int_{V_P} L^{(j)}(\vec{R}_H, \vec{R}) \frac{q(\vec{R})}{\alpha w(\vec{R})} dV.$$

Основная особенность такой схемы решения заключается в аппроксимации неизвестного профиля диэлектрической проницаемости набором функций $L^{(j)*}(\vec{R}_H, \vec{R})$ с неизвестными постоянными коэффициентами x_j и возможностью корректировки результатов измерений с помощью весовых коэффициентов w_j .

Этот метод хорошо себя зарекомендовал при восстановлении непрерывных распределений диэлектрической проницаемости. В то же время для плоскостойких сред с несколькими слоями значительной толщины (по сравнению с длинами волн зондирующих сигналов) и большим градиентом ϵ существуют определенные трудности его использования. Повысить эффективность такого подхода можно с помощью более полного учета спектральных характеристик отраженных сигналов. Это связано

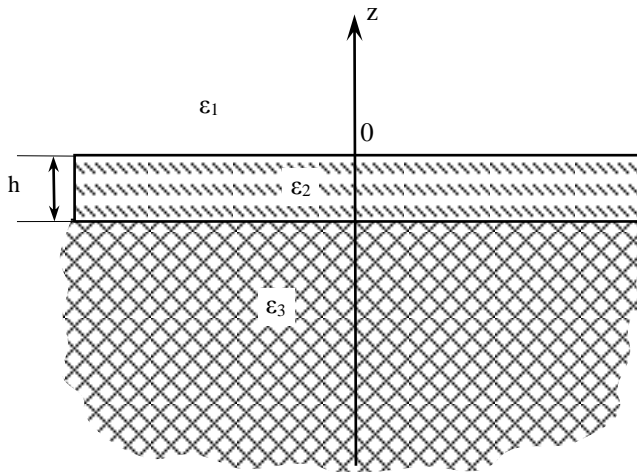


Рис. 1. Геометрия исследуемой структуры.

с возможным использованием эффекта просветляющих [5] или зеркальных покрытий. Физический смысл таких покрытий иллюстрирует рис. 1. Предполагается, что на поверхность подложки (полупространство) нанесен тонкий слой покрытия. Плоская монохроматическая волна падает нормально к поверхности, а значения диэлектрических проницаемостей верхнего полупространства, слоя и подложки равны $\epsilon_1, \epsilon_2, \epsilon_3$ соответственно. При отражении волны от плоской границы фаза плоской волны может меняться на π либо не меняться, а при прохождении через границу фаза не изменяется [6–8]. При прохождении слоя толщиной h с диэлектрической проницаемостью ϵ_2 набег фазы $\Delta\phi$ равен:

$$\Delta\phi = 2\pi \frac{2h}{\lambda} = \frac{2h\sqrt{\epsilon_2}}{c} \omega, \quad (7)$$

где: ω, λ, c – частота, длина волны в материале слоя и скорость света в вакууме соответственно. Если $\Delta\phi = 2\pi m, m=0, 1, 2, \dots$ то набег фазы волны будет равен нулю, т.е. отраженные от верхней и нижней границ волны будут синфазными в верхнем полупространстве. Если же $\Delta\phi = \pi m, m=0, 3, 5, \dots$, то волны, наоборот, будут находиться в противофазе. Таким образом, спектр СШП сигнала будет содержать чередующиеся максимумы и минимумы, т.е. будет осциллирующим. При

$$\omega = \frac{\pi m c}{h\sqrt{\epsilon_2}}, \quad m=1, 2, 3, \dots \quad (8)$$

отраженные волны будут складываться в фазе и будет иметь место максимум, а при

$$\omega = \frac{\pi m c}{2h\sqrt{\epsilon_2}}, m = 1, 3, 5, \dots \quad (9)$$

волны будут складываться в противофазе, и будет наблюдаться минимум коэффициента отражения на соответствующей частоте спектра. Данный вывод иллюстрируется рис. 2. На этих графиках изображены временные распределения СШП импульсных сигналов и отраженные импульсы для слоя толщиной 0.05 м и с диэлектрической проницаемостью $\epsilon_2 = 6$. Волна падает нормально к границе из свободного пространства $\epsilon_1 = 1$. Диэлектрическая проницаемость подложки $\epsilon_3 = 3$. Также на рис. 2 б изображены спектральные амплитуды и фазы зондирующего и отраженного сигналов. Вид графиков показывает наличие осцилляций распределения спектральных амплитуд отраженных сигналов (рис. 2 б, кривая 2). Как следует из анализа спектральных характеристик, основная информация о физико-геометрических свойствах плоскостойкой среды содержится в определенной части спектра. Для случая, который соответствует рис. 2 это частоты от 0.5 до 2.5 ГГц. Отсюда следует вывод, что именно частоты этого диапазона необходимо использовать для реализации схемы Ньютона-Канторовича, о которой говорилось выше. Для более тонкой настройки вычислительного алгоритма в нем предусмотрены весовые коэффициенты и функция, а также параметр регуляризации α . Интервал между частотами «пиковых» значений также несет информацию о параметрах слоя (или слоев), которую можно использовать при выборе точек отсчета коэффициентов отражения. Разумеется, спектральные характеристики являются функциями от длительности фронта и формы исходного зондирующего импульса. Результаты соответствующих исследований авторы надеются опубликовать в будущем.

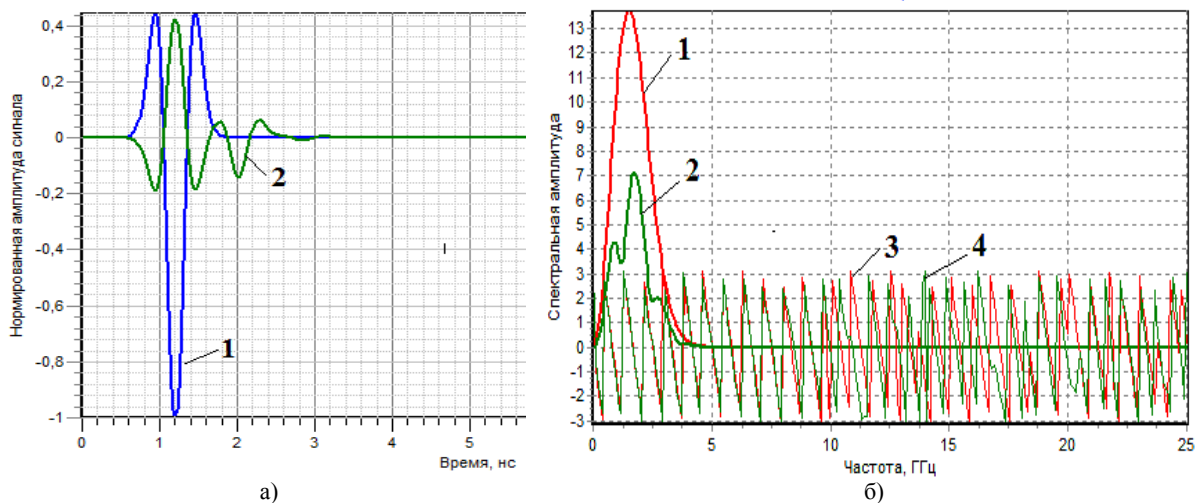


Рис. 2. Формы сигналов и их спектры. а) зондирующий (1) и отраженный (2) сигналы; б) спектральные амплитуды зондирующего (1) и отраженного (2) сигналов и их фазы (3, 4) соответственно.

ВЫВОДЫ

Разработанный ранее метод решения обратных задач (итерационная схема Ньютона-Канторовича) показал свою эффективность для сред с непрерывным распределением диэлектрической проницаемости. Предложено использовать СШП импульсы для получения исходной информации о частотных зависимостях коэффициента отражения плоскостойкой среды. Кроме того, обратные задачи для плоскостойких сред (с кусочно-постоянным распределением) имеют свою специфику, связанную с наличием скачков диэлектрической проницаемости. В таком случае, повышение эффективности метода достигается за счет оптимизации частотного интервала и выбора набора частот, адаптированного под конкретные параметры зондирующего сигнала. Проведенные численные эксперименты подтвердили работоспособность использованных моделей, разработанных алгоритмов и программного обеспечения. Таким образом, эти результаты могут быть использованы при интерпретации данных дистанционного зондирования, а также в процессе биомедицинских исследований.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кузнецов Ю.В. Спектральный и временной анализ импульсных и периодических сигналов: Учебное пособие. / Ю.В. Кузнецов, А.Б. Баев // М.: Изд-во МАИ, 2007. – 95 с.
2. Batrakov D.O., Zhuck N.P. Inverse Scattering Problem in the Polarization Parameters Domain for Isotropic Layered Media: Solution via Newton-Kantorovich Iterative Technique. //Journal of Electromagnetic Waves and Applications. – June 1994. – Vol.8, № 6. – P.759–779.

3. Zhuck N.P., Batrakov D.O. Determination of electrophysical properties of a layered structure with a statistically rough surface via an inversion method. *Physical Review B*. – 1995. – Vol.51, №23, June 15. – P.P. 17073–17080.
4. 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.
5. A.P. Ovcharenko, V.I. Bilozertseva, D.A. Gaman. Specificity of Antireflective Coatings at Oblique Incidence of Light // *Proceedings of the International Conference Nanomaterials: Applications And Properties*. Vol. 2 No 2, 02FNC23(4pp) (2013).
6. Борн М. Основы оптики. / М. Борн, Э. Вольф // М.: Наука, 1973г.– 720с.
7. Батраков Д.О. Численное моделирование распространения электромагнитных импульсных сигналов в плоскостойких средах/ Д.О. Батраков, Д.В. Головин, А.Г. Батракова, Г.П. Почанин – *Вестник ХНУ – радиофизика и электроника*, 2012, №1038, вып. 21, с. 54–58.
8. Батраков Д.О. Сравнительный анализ спектральных характеристик георадарных сигналов / Д.О. Батраков, Д.В. Головин // *Вестник ХНУ – радиофизика и электроника*. – №1010, – Вып. 20, – 2012., С. 119–122.

УДК 528.811; 537.87; 621.396.67

ЭФФЕКТИВНЫЕ МАГНИТНЫЕ СВЧ ОТКЛИКИ ЧАСТИЧНО НАМАГНИЧЕННОГО ДВУХКОМПОНЕНТНОГО МЕТАФЕРРИТА СО СФЕРИЧЕСКИМИ ВКЛЮЧЕНИЯМИ

О. Н. Рыбин, С. Н. Шульга, О. В. Багацкая

Харьковский национальный университет имени В. Н. Каразина,

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

e-mail: o_rybin@yahoo.co.uk

Поступила в редакцию 20 мая 2016 г.

В предлагаемой работе в СВЧ диапазоне изучены эффективные магнитные отклики частично намагниченного двухкомпонентного метаферрита в направлении намагничивания и перпендикулярно ему. Метаферрит представляет собой безграничную изотропную диэлектрическую среду с периодически встроенными в него ферромагнитными металлическими включениями сферической формы. Получены СВЧ приближения для частотных зависимостей эффективных относительных магнитных проницаемостей в направлении намагничивания и перпендикулярно ему. Проведен физический анализ соответствующих спектров для эффективных относительных магнитных проницаемостей и магнитных потерь в заданных направлениях распространения электромагнитной волны.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: метаматериалы, теория эффективной среды, ферриты, СВЧ, искусственные среды.

У пропонованій роботі в НВЧ діапазоні вивчені ефективні магнітні відклики частково намагніченого двокомпонентного метаферрита в напрямі намагнічування і перпендикулярно до нього. Метаферрит являє собою безграничне ізотропне діелектричне середовище з періодично вбудованими у нього ферромагнітними металевими включеннями сферичної форми. Отримано НВЧ наближення для частотних залежностей ефективних відносних магнітних проникностей в напрямі намагнічування і перпендикулярно до нього. Проведено фізичний аналіз відповідних спектрів для ефективних відносних магнітних проникностей і магнітних втрат у заданих напрямках поширення електромагнітної хвилі.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: метаматеріали, теорія ефективного середовища, ферити, НВЧ, штучні середовища.

Effective magnetic responds in the microwave range of the partially magnetized two-component metaferrite in the direction of the magnetization and perpendicular to it are studied in this issue. Metaferrite is a boundless isotropic dielectric medium with periodically embedded ferromagnetic metallic spherical inclusions in it. The microwave approximation for the frequency dependences of the effective relative magnetic permeability in the direction of the magnetization and perpendicular to it is obtained. A physical analysis of the appropriate spectrum for the effective relative magnetic permeability and magnetic losses in the specified directions of propagation of electromagnetic waves is presented.

KEY WORDS: metamaterials, effective medium theory, ferrites, microwave range, artificial medium.

ВВЕДЕНИЕ

Исследование свойств частично намагниченных ферритных материалов в СВЧ диапазоне ведутся достаточно давно, например [1-5]. Это связано с их использованием при создании таких приборов, как циркуляторы [6-7], фазовращатели [8-9], перестраиваемые фильтры на основе железиттриевого граната [10-11] и т. д. Развитие технологий предъявляют новые требования к материалам и, в частности, к ферритам [12]. Данная проблема требует создания новых искусственных ферритов или, так называемых, метаферритов, [13]. Простейшим примером метаферрита СВЧ диапазона является двухкомпонентный метаматериал, который представляет собой изотропную диэлектрическую среду с периодически внедренными в нее металлическими ферритными включениями, намагниченными до насыщения внешним постоянным магнитным полем [14].

Данная работа посвящена исследованию эффективного СВЧ магнитного отклика метаферрита, который представляет собой изотропную диэлектрическую среду с периодически внедренными в нее металлическими ферритными включениями сферической формы. При этом предполагается, что включения частично намагничены внешним постоянным магнитным полем. В работе рассмотрено распространение монохроматической электромагнитной волны как в направлении намагничивания, так и перпендикулярно ему.

ТЕНЗОР ЭФФЕКТИВНОЙ МАГНИТНОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ ЧАСТИЧНО НАМАГНИЧЕННОГО МЕТАФЕРРИТА

Рассмотрим композитную среду в виде безграничного изотропного диэлектрика (назовем его матрицей) с периодически встроенными в него ферромагнитными металлическими включениями в виде сфер. Рассматривая данную композитную среду как метаматериальную, выделим в ней элементарную ячейку, как это показано на рис. 1, где a – постоянная элементарной ячейки, ε_i – относительная диэлектрическая проницаемость материала включения, μ_i – относительная магнитная проницаемость материала включения, ε_m – относительная диэлектрическая проницаемость материала матрицы, μ_m – относительная диэлектрическая проницаемость материала матрицы, ρ – радиус включений.

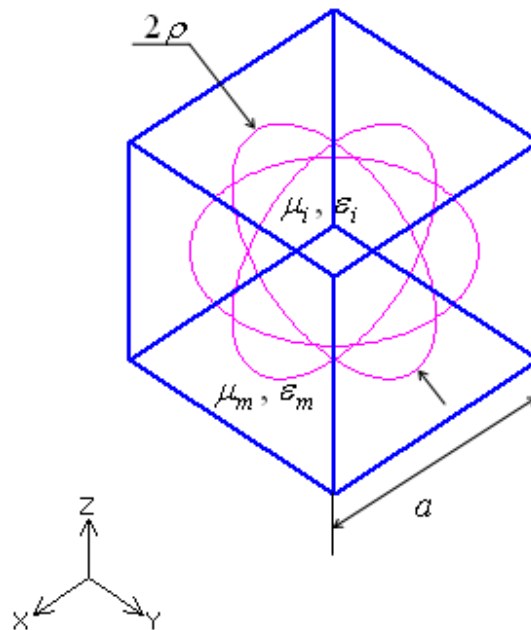


Рис. 1. Элементарная ячейка безграничной метаматериальной среды со сферическими включениями

Пусть включения рассматриваемого метаматериала частично намагничены под воздействием внешнего постоянного магнитного поля, направленного вдоль оси y . По аналогии с работой [14] будем называть данный метаматериал метаферритом. Тогда тензор эффективной магнитной проницаемости рассматриваемого метаферрита имеет вид [15]:

$$\hat{\mu}_{eff} = \begin{bmatrix} \mu & 0 & -ik \\ 0 & \mu_y & 0 \\ ik & 0 & \mu \end{bmatrix}, \quad (1)$$

где

$$\mu = \frac{\mu_0}{3} + \frac{2}{3} \left[\sqrt{\mu_+ \mu_-} \left(1 - \langle \alpha_3 \rangle^2 \right) + \tilde{\mu} \langle \alpha_3 \rangle^2 \right], \quad (2)$$

$$k = \langle \alpha_3 \rangle \mu_0 F \frac{\omega_\Sigma}{\omega_0 + i\omega F \alpha_{in} - \omega}, \quad (3)$$

$$\mu_y = \mu_0 \left(1 + F \frac{\omega_\Sigma (\omega_0 + i\omega F \alpha_{in})}{(\omega_0 + i\omega F \alpha_{in})^2 - \omega^2} \left(1 - \langle \alpha_3 \rangle^2 \right) \right), \quad (4)$$

$$\mu_+ = \mu_0 \left(1 + F \frac{\omega_\Sigma}{\omega_0 + i\omega F \alpha_{in} - \omega} \right), \quad (5)$$

$$\mu_- = \mu_0 \left(1 + F \frac{\omega_\Sigma}{\omega_0 + i\omega F \alpha_{in} + \omega} \right), \quad (6)$$

$$\tilde{\mu} = \mu_0 \left(1 + F \frac{\omega_\Sigma (\omega_0 + i\omega F \alpha_{in})}{(\omega_0 + i\omega F \alpha_{in})^2 - \omega^2} \right), \quad (7)$$

$$\langle \alpha_3 \rangle = \frac{M}{M_\Sigma}. \quad (8)$$

Здесь μ_0 – магнитная проницаемость вакуума, ω – круговая частота первичной электромагнитной волны, $\omega_e = \gamma \mu_0 H_e$ – ларморовская частота метаматериальной среды, γ – гиромагнитное отношение, M – намагниченность материала включений, $H_e = H_0 - M_s/3$, где H_0 – напряженность внешнего магнитного поля [14], M_s – намагниченность насыщения материала включений, $\omega_\Sigma = \gamma \mu_0 M_\Sigma$ – внутренняя частота прецессии метаматериальной среды, M_Σ – эффективная намагниченность насыщения, определяемая выражением, полученным в работе [14]:

$$M_\Sigma = \begin{cases} -\frac{1 + 2\mu_\zeta}{1 + \mu_\zeta} H_e + \frac{1}{2} \sqrt{\left(\frac{1 + 2\mu_\zeta}{1 + \mu_\zeta} \right)^2 H_e^2 + 4 \frac{4\mu_\zeta^3 - 3\mu_\zeta - 1}{1 + \mu_\zeta} \frac{\omega_0^2 - \omega^2}{\gamma^2}}, & \text{при } M \neq M_s, \\ M_s, & \text{при } M = M_s, \end{cases} \quad (9)$$

где

$$\mu_\zeta(\omega) = \left(1 + \frac{3F}{\frac{f(\theta) + 2\mu_m/\mu_i}{f(\theta) - \mu_m/\mu_i} - F} \right), \quad (10)$$

$$f(\theta) = \frac{2(\sin \theta - \theta \cos \theta)}{(\theta^2 - 1) \sin \theta + \theta \cos \theta}, \quad (11)$$

α_{in} – коэффициент затухания в материале включения или коэффициент феноменологических потерь, $F = 4\pi\rho^3/3a^3$ – объемная доля металлических включений, $\theta = (\omega/c)\rho\sqrt{\varepsilon_i\mu_i}$, c – скорость света в вакууме, σ – проводимость материала включений.

Степень намагниченности рассматриваемого метаферритного материала определяется величиной $\langle \alpha_3 \rangle$.

Представляет интерес рассмотрение эффективных магнитных свойств предложенной метаферритной среды в направлении внешнего намагничивания и перпендикулярно ему, чему и посвящены следующие два параграфа.

ВОЛНОВОЕ РАСПРОСТРАНЕНИЕ В НАПРАВЛЕНИИ ВНЕШНЕГО НАМАГНИЧИВАНИЯ

Рассмотрим распространение монохроматической электромагнитной волны в направлении внешнего намагничивания включений метаферрита, т.е. в направлении оси y . Выражение для эффективной относительной магнитной проницаемости в этом случае определяется следующей формулой [16]:

$$\mu_{eff} = \mu \pm k, \tag{12}$$

где μ и k определяются выражениями (2) и (3) соответственно, знак «+» соответствует первичной электромагнитной волне с правой круговой поляризацией (ВПКП), а знак «-» соответствует первичной волне с левой круговой поляризацией (ВЛКП).

На рис. 2 и рис. 4 приведены графики зависимости эффективной относительной магнитной проницаемости метаферритов μ_{eff} от линейной частоты волны f для рассматриваемых поляризаций первичной волны для трех разных режимов намагниченности включений из отожженной стали: 1) случай максимального значения относительной магнитной проницаемости материала включений: $H_0 = 120 \text{ A/m}$, $\mu_i = 5500$, $M = 6.5988 \cdot 10^5 \text{ A/m}$; 2) случай полного намагничивания материала включений: $H_0 = 1.6 \cdot 10^5 \text{ A/m}$, $\mu_i = 500$, $M = 1.7189 \cdot 10^6 \text{ A/m}$; 3) промежуточный случай намагниченности материала включений: $H_0 = 600 \text{ A/m}$, $\mu_i = 1880$, $M = 3.661 \cdot 10^5 \text{ A/m}$. Для простоты рассмотрены воздушные матрицы ($\epsilon_m = 1$, $\mu_m = 1$), а также следующие параметры элементарной ячейки метаферрита: $a = 0.001 \text{ м}$, $\rho = 0.0004 \text{ м}$. На рис. 3 и рис. 5 приведены соответствующие спектры магнитных потерь метаферрита δ_m . Для определенности здесь и далее в работе рассматривается случай незначительных феноменологических потерь, когда $\alpha_{in} = 0.5$.

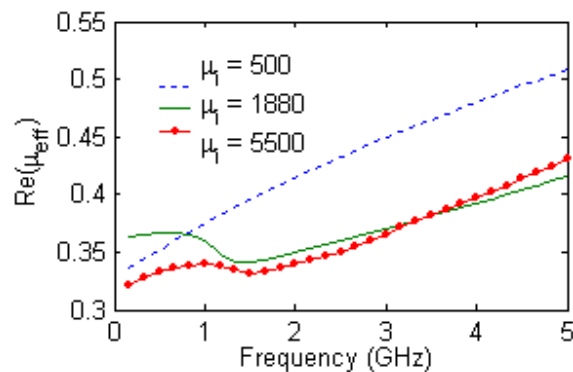


Рис. 2. Спектр действительной части эффективной относительной магнитной проницаемости для ВПКП, распространяющейся в направлении намагничивания

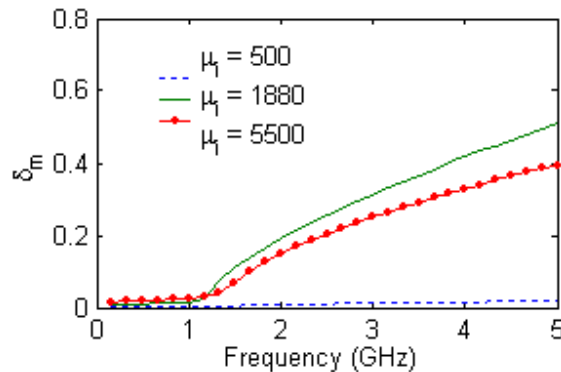


Рис. 3. Спектр магнитных потерь для ВПКП, распространяющейся в направлении намагничивания

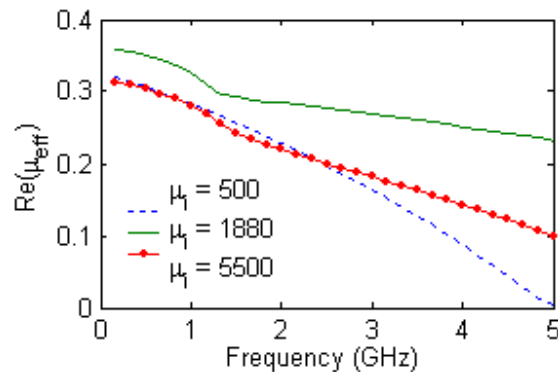


Рис. 4. Спектр действительной части эффективной относительной магнитной проницаемости для ВЛКП, распространяющейся в направлении намагничивания

Как видно из рис. 2-5, рассмотренная в данной статье метаматериальная среда с частичной намагнитченностью включений обладают малыми положительными значениями действительной части эффективной относительной магнитной проницаемости ($\sim 10^{-1}$) и относительно малыми магнитными потерями ($\sim 10^{-1}$) в случае распространения ВЛКП в направлении внешнего намагничивания. В случае распространения ВЛКП в направлении внешнего намагничивания магнитные потери на два порядка выше. В то же время магнитные потери данного метаферрита могут быть на несколько порядков ниже при полном намагничивании включений, что и было раньше показано в работе [14].

В работе [17] было показано, что в СВЧ диапазоне действительная часть относительной диэлектрической проницаемости исследуемого метаферрита является положительной величиной, незначительно превышающей единицу при рассмотренных значениях объемной доли металлических включений. Таким образом, в исследуемом диапазоне частот предложенный метаферрит с частично намагнитченными включениями и с «воздушной» матрицей при волновом распространении в направлении внешнего намагничивания характеризуются малыми значениями действительной части эффективного коэффициента преломления и может иметь большие потери.

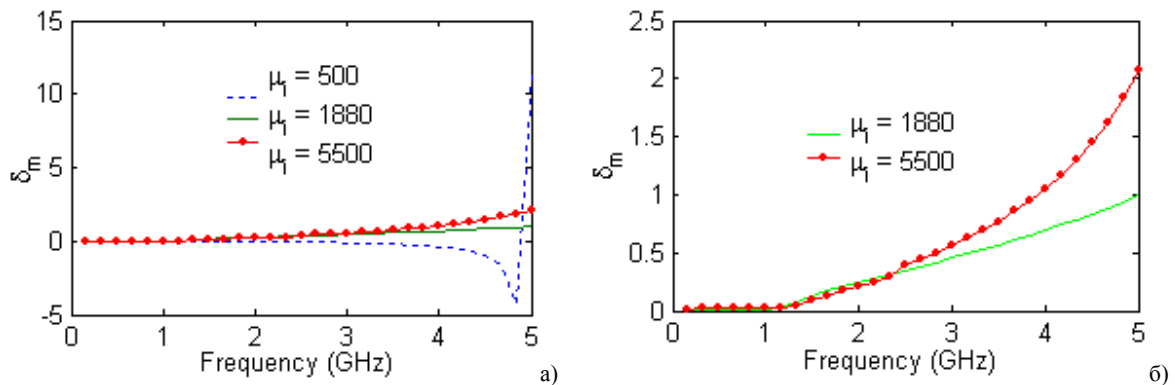


Рис. 5. Спектр магнитных потерь для ВЛКП, распространяющейся в направлении намагничивания

ВОЛНОВОЕ РАСПРОСТРАНЕНИЕ В НАПРАВЛЕНИИ, ПЕРПЕНДИКУЛЯРНОМ НАПРАВЛЕНИЮ ВНЕШНЕГО НАМАГНИЧИВАНИЯ

Рассмотрим распространение монохроматической электромагнитной волны в направлении, перпендикулярном направлению внешнего намагничивания включений метаферрита, т.е. либо в направлении оси x , либо в направлении оси z , рис.1. Выражения для эффективной относительной магнитной проницаемости в этом случае будут определяться следующей формулой [16]:

$$\mu_{eff} = \begin{cases} \mu_y, & \text{при волновом распространении параллельно оси } x, \\ \frac{\mu^2 - k^2}{\mu}, & \text{при волновом распространении параллельно оси } z, \end{cases} \quad (13)$$

где μ , μ_y и k определяются выражениями (2), (4) и (3) соответственно. При этом если включения намагничены до насыщения, то $\mu_y = 1$, [16].

На рис. 6 и рис. 8 приведены графики зависимости эффективной относительной магнитной проницаемости метаферритов μ_{eff} от линейной частоты волны f вдоль оси x и вдоль оси z соответственно, для тех же режимов намагниченности включений и тех же параметров элементарной ячейки, что были рассмотрены в предыдущем пункте. На рис. 7 и рис. 9 приведены соответствующие графики зависимостей спектров магнитных потерь метаферрита δ_m при $\alpha_{in} = 0.5$.

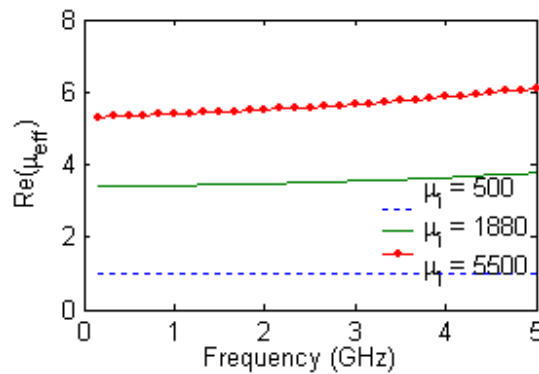


Рис. 6. Спектр действительной части эффективной относительной магнитной проницаемости для волны, распространяющейся параллельно оси x

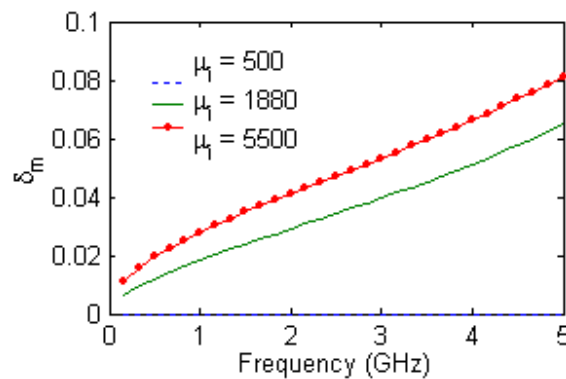


Рис. 7. Спектр магнитных потерь для волны, распространяющейся параллельно оси x

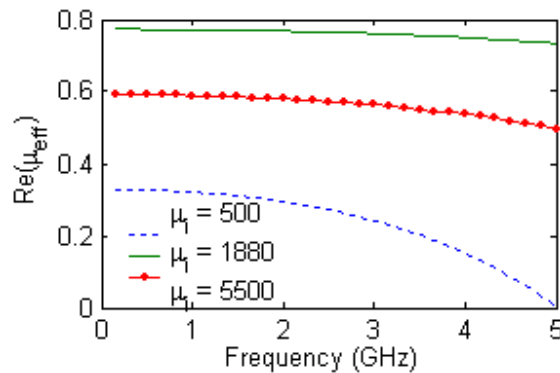


Рис. 8. Спектр действительной части эффективной относительной магнитной проницаемости для волны, распространяющейся параллельно оси z

Как видно из рис. 6-9, волновое распространение в рассматриваемом метаферрите в направлении, перпендикулярном внешнему намагничиванию, заметно качественно и количественно отличается от предыдущего случая намагничивания. Так, при волновом распространении параллельно оси x наблюдается прирост значений действительной части эффективной относительной магнитной проницаемости (в сравнении с соответствующим значением относительной магнитной проницаемости матрицы), в то время как распространение в направлении оси z характеризуется малыми значениями действительной части эффективной относительной магнитной проницаемости. Кроме того, выбранные направления распространения волны характеризуются малыми магнитными потерями: $\sim 10^{-2}$, чего не наблюдалось при волновом распространении в направлении внешнего намагничивания.

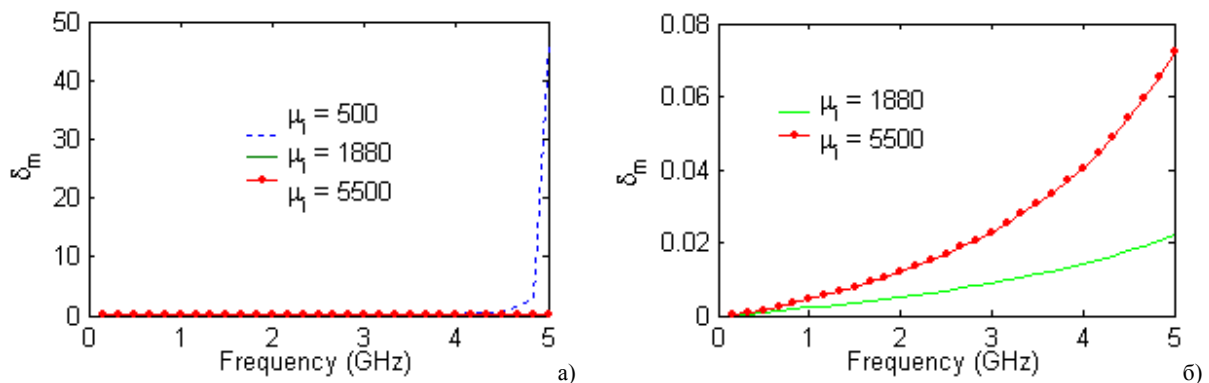


Рис. 9. Спектр магнитных потерь для волны, распространяющейся параллельно оси z

Таким образом, в рассматриваемом диапазоне частот при волновом распространении в направлении, перпендикулярном внешнему намагничиванию, предложенный метаферрит может иметь как большие, так и малые значения действительной части эффективного коэффициента преломления и малые потери. Данные результаты делают привлекательным рассматриваемый материал с точки зрения приложений.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе был рассмотрен метаферрит, представляющий собой безграничный изотропный диэлектрик с периодически встроенными в него частично намагниченными металлическими ферромагнитными включениями сферической формы. В работе было показано, что в СВЧ диапазоне при распространении монохроматических электромагнитных волн в направлении внешнего намагничивания действительная часть эффективной относительной магнитной проницаемости может иметь малые положительные значения при волновом распространении перпендикулярно внешнему намагничиванию, в то время как при волновом распространении перпендикулярно внешнему намагничиванию действительная часть эффективной относительной магнитной проницаемости может иметь как малые, так и большие положительные значения. Более того, во втором случае волнового распространения имеют место малые магнитные потери, а в первом случае волнового распространения магнитные потери на несколько порядков больше.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Rado G. T. Theory of the Microwave Permeability Tensor and Faraday Effect in Non-Saturated Ferromagnetic Materials / G. T. Rado // Physical Review. – 1953. – Vol. 89, Issue 2. – P. 529.
2. Schlomann Ernst. Microwave Behavior of Partially Magnetized Ferrites / Ernst Schlomann // Journal of Applied Physics. – 1970. – Vol. 41, № 1. – P. 204-214.
3. Green J. Microwave Characterization of Partially Magnetized Ferrites / J. Green, F. Sandy // IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. – 1974. – Vol. 22, Issue 6. – P. 641-645.
4. Schlomann Ernst. Theory of Low-Field Loss in Partially Magnetized Ferrites / Ernst Schlomann // IEEE Transactions on Magnetism. – 1992. – Vol. 28, № 5. – P. 3300-3302.
5. Mazur M. Propagation in a Ferrite Circular Waveguide Magnetized Through a Rotary Four-Pole Magnetic Field / M. Mazur, E. Sedek, J. Mazur // PIER. – 2007. – Vol. 68. – P. 1-13.
6. Helsen J. Resonant Frequencies, Q-Factor, and Susceptance Slope Parameter of Waveguide Circulators Using Weakly Magnetized Open Resonators / J. Helsen, J. Sharp // IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. – 1983. –

- Vol. MTT-31, Issue 6. – P. 434-441.
7. Peng Bin. Magnetic Field Alignment of Barium Ferrite Thick Films for Microwave Circulator Applications / Bin Peng, Yuanchao Wang, Wanli Zhang, Wenxu Zhang, Ke Tan // *Modern Physics Letters B*. – 2012. – Vol. 26, Issue 26. – P. 1250168.
 8. Dillon B. M. Analysis of Partial-Height Ferrite-Slab Differential Phase-Shift Sections / B. M. Dillon, A. A. P. Gibson // *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*. – 2000. – Vol. 48, Issue 9. – P. 1577-1582.
 9. Zafar J. High Power Ferrite Shifter for Beam Steering Applications / J. Zafar, A. A. P. Gibson, H. Zafar // 3-rd European Conference on Antennas and Propagation (EuCAP2009), Berlin, Germany. – 2009. – P. 3029-3033.
 10. Helszajn J. YIG Resonators and Filters / J. Helszajn. – John Wiley & Sons, Inc., 1985. – 250 p.
 11. Wu J. Novel C-Band Tunable Bandpass Filter With Low Bias Magnetic Fields Using Partially Magnetized Ferrites / J. Wu, S. Beguhn, Z. Y. Zhou, J. Lou, N. X. Sun // *International IEEE MTT-S Microwave Symposium Digest (MTT)*, Montreal, Quebec, Canada. – 2012. – P. 1-3.
 12. Kerner D. J. Metaferrites: Using Electromagnetic Bandgap Structures to Synthesize Metamaterial Ferrites / D. J. Kerner, D. H. Werner, M. Lisovich // *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*. – 2005. – Vol. 53, Issue 4. – P. 1382-1389.
 13. Zouganelis Georgios. Two Layer Magnetodielectric Metamaterial with Enhanced Dielectric Constant as a New Ferrite Like Material / Georgios Zouganelis, Oleg Rybin // *Japanese Journal of Applied Physics*. – 2006. – Vol. 45, № 44. – L. 1175-1178.
 14. Rybin O. Effective Microwave Magnetic Response of Two-Component Metaferrite / O. Rybin // *The International Journal of Applied Electromagnetics and Mechanics*. – 2012. – Vol. 40, № 3 – P. 185-193.
 15. Rybin O. Effective Permeability Tensor of Partially Magnetized Two-Component Metaferrites / O. Rybin // *Modern Physics Letters B*. – 2014. – Vol. 28, № 25 – P. 1450199.
 16. Pozar David M. *Microwave Engineering* / David M. Pozar. – John Wiley & Sons, Inc., 4th Edition, 2012. – 756 p.
 17. Rybin O. Unusual Microwave Effective Properties of Two-Component Metaferrites / O. Rybin // *The International Journal of Applied Electromagnetics and Mechanics*. – 2014. – Vol. 46, № 3 – P. 519-526.

УДК 621.574.4

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ПРОВЕРКА АЛГОРИТМОВ ОБРАБОТКИ ДАННЫХ ПРИ ГЕОРАДИОЛОКАЦИИ ДОРОЖНЫХ ОДЕЖД

А.Г. Батракова*Харьковский национальный автомобильно-дорожный университет,
ул. Ярослава Мудрого 25, Харьков, 61001, Украина*

Поступила в редакцию 25 мая 2016 г.

В работе рассмотрены результаты экспериментальной проверки предложенных ранее алгоритмов обработки данных георадарного обследования автомобильных дорог и дана оценка воспроизводимости результатов измерений. На основании предварительных экспериментальных исследований подтверждена воспроизводимость измерений временной задержки сигнала при прохождении зондирующего импульса через исследуемую конструкцию дорожной одежды по критерию Кохрена для уровня значимости 0,95. Экспериментально подтверждена работоспособность и адекватность разработанных моделей и алгоритмов, основанных на получении и обработке калибровочных сигналов георадара, при решении задачи определения диэлектрической проницаемости и толщины конструктивных слоев дорожных одежд нежесткого типа.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: эксперимент, испытание, воспроизводимость, сходимість.

В роботі розглянуті результати експериментальної перевірки запропонованих раніше алгоритмів обробки даних георадарного обстеження автомобільних доріг і дана оцінка відтворюваності результатів вимірювань. На підставі попередніх експериментальних досліджень підтверджено відтворюваність вимірювань часової затримки сигналу при проходженні зондуючого імпульсу через досліджувану конструкцію дорожнього одягу за критерієм Кохрена для рівня значущості 0,95. Експериментально підтверджена працездатність і адекватність розроблених моделей і алгоритмів, які засновані на отриманні та обробці калібрувальних сигналів георадара, при вирішенні задачі визначення діелектричної проникності та товщини конструктивних шарів дорожнього одягу нежорсткого типу.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: експеримент, випробування, відтворюваність, збіжність.

The paper discusses the results of experimental verification of the previously proposed data processing algorithms for GPR survey of roads and the evaluation of the reproducibility of the measurement results. On the basis of preliminary experimental studies confirmed the reproducibility of the temporal delay measurement signal during the passage of the probe pulse through the test construction of pavement on Cochran's criterion for significance level of 0,95. Experimentally confirmed availability and adequacy of the developed models and algorithms based on the receipt and processing of the calibration signals of GPR in solving the problem of determining the dielectric constant and thickness of the structural layers of road pavements of non-rigid type.

KEYWORDS: experiment, testing, reproducibility, convergence.

ВВЕДЕНИЕ

Задачи современных методов и средств неразрушающего контроля состоят в увеличении производительности измерений и повышении их качества. Для решения этих задач развиваются в первую очередь волновые методы. Среди волновых методов в последнее время получают все большее распространение методы, использующие электромагнитные волны (георадары и термографы инфракрасного (ИК) диапазона) и акустические (ультразвуковые импульсы) волны. Чтобы глубже понять достоинства и недостатки этих методов необходимо учесть физические явления, лежащие в их основе. В отличие от других волновых методов, георадарные технологии обладают следующими преимуществами:

а) позволяют в отличие от ультразвуковых и FWD (дефлектометры падающего груза) технологий проводить обследование при движении лабораторией со скоростью транспортного потока;

б) допускают (в отличие от пассивных технологий – тепловизоров) изменение параметров зондирующего импульса (амплитуда, частота повторения, накопление, поляризация) с целью повышения чувствительности прибора и достоверности получаемых результатов;

в) опираются на физически более богатые явления, связанные с возможностью использования поляризационных свойств электромагнитных волн.

Как показывает анализ данных [1-7], наибольшим потенциалом для оценки текущего состояния дорожных одежд обладают георадары, применяемые как самостоятельно, так и в комбинации с другими техническими средствами обследования дорог. Для успешной реализации преимуществ георадарных технологий необходимо решить ряд технических и математических задач, связанных как с разработкой и усовершенствованием самого георадарного оборудования (более совершенные антенные блоки и генераторы), так и с разработкой моделей дорожных одежд и принципиально новых алгоритмов обработки получаемых данных. Как и во всех задачах, связанных с экспериментальными

исследованиями, в данном случае важную роль играет оценка влияния внутрилабораторных дисперсий на результаты экспериментов.

Отсюда следует и цель данной работы – оценка воспроизводимости результатов экспериментов в процессе мониторинга дорожных одежд с применением георадара «ОДЯГ-1».

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

При проведении мониторинга дорожных одежд согласно нормативным документам [8] основу оценки состояния составляют результаты лабораторных и полевых экспериментов с применением георадаров. При проведении обследований с использованием георадара «ОДЯГ-1» (рис.1.) необходимо, чтобы результаты были воспроизводимы, то есть, чтобы результаты экспериментальных исследований, проведенных в одинаковых условиях, не имели существенных различий.

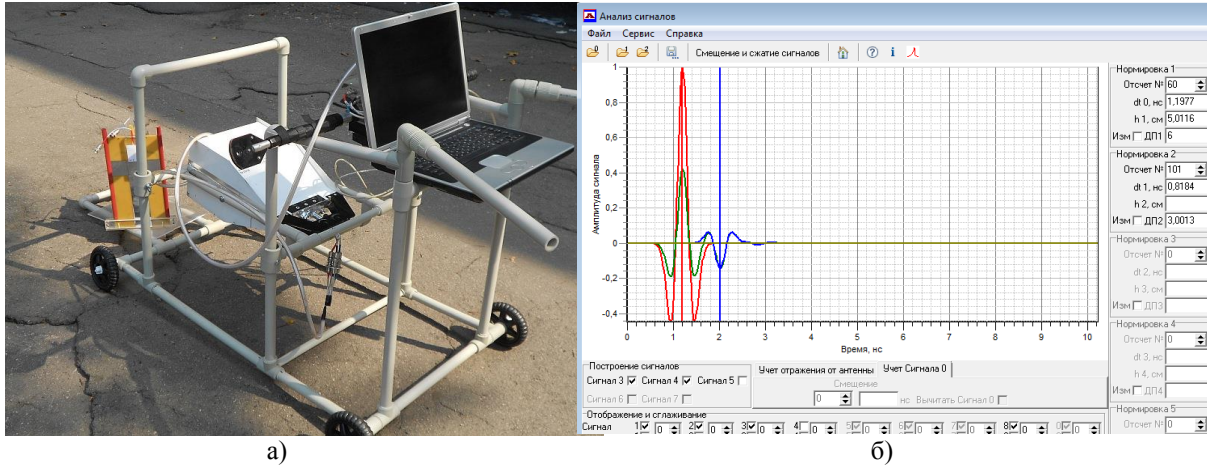


Рис. 1. Георадар «Одыг 1» (а) и окно программы «GeoVizu» (б) при обработке результатов измерений.

Поэтому в процессе экспериментов измерялось время прохождения зондирующего импульса через исследуемую конструкцию дорожной одежды – задержка сигнала. По величине задержки сигнала восстанавливалась толщина исследуемого конструктивного слоя:

$$h = \frac{ct}{2\sqrt{\epsilon}}, \tag{1}$$

где h – толщина исследуемого слоя, см; c – скорость света в вакууме, $c = 30$ см/нс; t – задержка сигнала, нс; ϵ – диэлектрическая проницаемость исследуемого слоя.

Всего выполнено четыре серии экспериментов ($n=4$) по пять параллельных экспериментов в каждой серии ($m = 5$), таблица 1. Параллельными являются эксперименты, проводимые в одинаковых условиях, то есть при одних и тех же значениях входных переменных. Для обработки результатов экспериментов вычислим математическое ожидание и дисперсию в каждой серии:

$$\bar{Y}_i = \frac{1}{m} \sum_{j=1}^m Y_{ij}, \tag{2}$$

где \bar{Y}_i – оценка математического ожидания результатов эксперимента в i -й серии; m – число параллельных экспериментов; Y_{ij} – результат j -го эксперимента в i -ой серии;

Таблица 1. Исходные данные и результаты экспериментов

Номер серии	Входные параметры		Восстановленная толщина пакета асфальтобетонных слоев, см, при повторности				
	толщина слоя асфальтобетона, см	диэлектрическая проницаемость материала слоя	1	2	3	4	5
1	7	6	7,4	7,1	7,5	7,3	6,9
2	6,5	6	6,8	7,1	6,7	6,5	6,7
3	12	6	12,2	11,4	12,5	11,9	11,7
4	17,5	6	17,3	17,2	17,3	17,5	17,6

$$S_i^2 = \frac{1}{m-1} \sum_{j=1}^m (Y_{ij} - \bar{Y}_i)^2, \quad (3)$$

где S_i^2 – оценка дисперсии результатов эксперимента в i -ой серии.

Результаты расчетов сведены в таблицу 2.

Таблица 2. Обработка результатов эксперимента

Номер серии	Номер параллельного эксперимента					\bar{Y}_i	S_i^2
	1	2	3	4	5		
1	7,4	7,1	7,5	7,3	6,9	7,24	0,0567
2	6,8	7,1	6,7	6,5	6,7	6,76	0,0480
3	12,2	11,4	12,5	11,9	11,7	11,94	0,1830
4	17,3	17,2	17,3	17,5	17,6	17,38	0,0270

Для проверки воспроизводимости результатов измерений рассчитываем критерий Кохрена [9]:

$$G_p = \frac{\max S_i^2}{\sum_{i=1}^N S_i^2}, \quad (4)$$

где G_p – расчетный критерий Кохрена; $\max S_i^2$ – максимальное значение дисперсии из числа рассматриваемых параллельных серий N .

$$G_p = \frac{0,183}{0,0567 + 0,048 + 0,183 + 0,027} = 0,581.$$

По таблице распределения критических точек критерия Кохрена в зависимости от уровня значимости q , числа степеней свободы $f = m - 1$ и числа серий N определяем критическую точку.

Для уровня значимости $q = 0,95$, числа степеней свободы $f = 5 - 1 = 4$ и числа серий экспериментов $N = 4$ критерий Кохрена составляет [9]:

$$G_{кр} = G(q, f, N) = 0,62.$$

Поскольку $G_p < G_{кр}$, то есть $0,581 < 0,62$, то эксперименты следует считать воспроизводимыми. Поскольку эксперименты воспроизводимы, то вычисляем ошибку эксперимента – дисперсию воспроизводимости:

$$S_0^2 = \frac{1}{N} \times \sum_{i=1}^N S_i^2 = \frac{1}{N(m-1)} \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^m (Y_{ij} - \bar{Y}_i)^2; \quad (5)$$

$$S_0^2 = \frac{1}{4} \cdot (0,0567 + 0,048 + 0,183 + 0,027) = 0,0787.$$

Дисперсия воспроизводимости экспериментов S_0^2 является оценкой дисперсии переменной состояния σ_y^2 .

В некоторых экспериментах повторные измерения отклика в параллельных опытах дают один и тот же результат. В этих случаях для расчета дисперсии воспроизводимости воспользуемся метрологическими характеристиками георадара. В паспортных данных георадара указывается количество отсчетов (k) в развертке (T). Это позволяет определить максимальную ошибку измерения:

$$\Delta \max = \left(\frac{T}{k} \right) m, \quad (6)$$

где $\Delta \max$ – максимальная ошибка измерений, нс; T – развертка, установленная при измерениях (для георадара «ОДЯГ-1» принимает значения 5 нс, 10 нс, 25 нс), нс; k – количество отсчетов в развертке (для георадара «ОДЯГ-1» $k = 512$); m – точность определения максимума сигнала, отсчетов ($m = 5$).

Случайная ошибка отсчетов георадара подчиняется нормальному закону распределения. В радиоэлектронной аппаратуре надежность 0,95 является допустимой. Поэтому принимаем $\Delta \max = 2\sigma_y$. Подставляя значение $\Delta \max = 2\sigma_y$ в выражение (6), получим дисперсию:

$$\sigma_y^2 = \left(\frac{Tm}{2k} \right)^2. \quad (7)$$

Дисперсию воспроизводимости полагаем равной:

$$S_0^2 = \sigma_y^2 = \left(\frac{Tm}{2k} \right)^2. \quad (8)$$

Для развертки 10 нс получим $S_0^2 = 0,00238$. Таким образом, полученные статистические характеристики свидетельствуют о воспроизводимости результатов измерений.

Дальнейшую обработку результатов лабораторных и полевых экспериментов необходимо проводить в соответствии с алгоритмами, предложенными в работах [10-11].

ВЫВОДЫ

Поскольку в основе методов оценки основных параметров дорожной одежды с помощью георадарных технологий лежит определение диэлектрической проницаемости и толщины слоев, в работе рассмотрены результаты экспериментальной проверки предложенных алгоритмов обработки данных георадарного обследования автомобильных дорог и дана оценка воспроизводимости результатов измерений. На основании предварительных экспериментальных исследований подтверждена воспроизводимость измерений временной задержки сигнала при прохождении зондирующего импульса через исследуемую конструкцию дорожной одежды по критерию Кохрена для уровня значимости 0,95. Дисперсия воспроизводимости, рассчитанная на основании метрологических характеристик георадарного оборудования, составила 0,00238.

Экспериментально подтверждена работоспособность и адекватность разработанных моделей и алгоритмов, основанных на получении и обработке калибровочных сигналов георадара, при решении задачи определения диэлектрической проницаемости и толщины конструктивных слоев дорожных одежд нежесткого типа. Абсолютное отклонение расчетной толщины слоя от фактических значений, соответствующее 95 % доверительной вероятности составляет $\mu = \pm 0,158$ см, что не превышает абсолютных отклонений, допускаемых нормативными документами $\pm 0,5$ см. Полученные результаты свидетельствуют о высокой точности разработанного алгоритма восстановления диэлектрической проницаемости и последующего определения толщины слоев конструкции дорожной одежды.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ground penetrating radar, theory and applications / [Jol Harry M. (Editor)]. – Amsterdam : Elsevier B.V., 2009. – 508 p.
2. Батраков Д.О. Применение электромагнитных волн для анализа гидрогеологических условий и диагностики свойств дорожных одежд / Д.О. Батраков, А.Г. Батракова // Вестник Харьковского Национального автомобильно-дорожного университета. – 2002. – Вып. 17. – С. 87–91.
3. 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.
4. Maierhofer C. Nondestructive Evaluation of Concrete Infrastructure with Ground Penetrating Radar / C. Maierhofer // Journal of Materials in Civil Engineering, ASCE. – 2003. – Vol. 15. – Issue 3. – P. 287–297.
5. Владов М.Л. Введение в георадиолокацию: учеб. пособие [для студ. высш. уч. завед.] / Владов М.Л., Старовойтов А.В. – М.: МГУ, 2004. – 153 с.
6. Вопросы подповерхностной радиолокации: коллективная монография / [под ред. А.Ю. Гринева]. – М.: Радиотехника, 2005. – 416 с.
7. Леонович И.И. Диагностика автомобильных дорог : учеб. пособие / И.И. Леонович, С.В. Богданович, И.В. Нестерович. – Минск : Новое знание ; М. : ИНФРА-М, 2011. – 350 с.
8. 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).
9. Грушко И.М Основы научных исследований / И.М. Грушко, В.М. Сиденко. – Х. : ХНУ, 1983. – 224 с.
10. Батракова А.Г. Оценка состояния дорожных одежд с привлечением георадарных технологий : монография / А.Г. Батракова. – Х. : ХНАДУ, 2013 – 152 с.
11. Головин Д.В. Алгоритм определения задержки импульсных сигналов, основанный на преобразовании Гильберта / Д.В. Головин, С.В. Греков, Д.О. Батраков, А.Г. Батракова // Вісник ХНУ ім. В.Н. Каразіна: Радіофізика та електроніка. – 2009. – № 853. – Вип. 14. – С. 68–73.

УДК 621.373.826:772.99

ЛАЗЕРНЫЕ СИСТЕМЫ СВЯЗИ С ОТКРЫТЫМ РЕЗОНАТОРОМ

В. П. Титарь

*Харьковский национальный университет имени В.Н. Каразина, пл. Свободы, 4, Харьков, 61022, Украина;
e-mail: inhol@ukr.net*

Поступила в редакцию 12 мая 2016 г.

. Предложена атмосферная лазерная система связи с открытым резонатором, одно из зеркал которого обращает волновой фронт, а в качестве второго зеркала резонатора служит оптика приемной станции системы. Такие системы связи с импульсной модуляцией и импульсным режимом работы оптического квантового генератора с открытым резонатором позволяют с чрезвычайно высокой скоростью передавать информацию во время излучения каждого импульса. Приведены теоретические оценки эффективности работы атмосферной лазерной системы связи. Определена дальность действия лазерной системы связи с учетом рассеяния излучения в атмосферных газах и аэрозолях, а также влияние атмосферных турбулентностей. Определена интенсивность излучения накачки лазерного генератора с открытым резонатором и выходная мощность на отражающей поверхности объективов приемной станции.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: лазерная связь, атмосферная лазерная система, открытый резонатор, импульсный квантовый генератор, передающая станция, приемная станция, импульсный режим работы.

Запропонована атмосферна лазерна система зв'язку з відкритим резонатором, одне із дзеркал якого обертає хвильовий фронт, а другим дзеркалом резонатора слугує оптика приймальної станції системи. Такі системи зв'язку з імпульсною модуляцією та імпульсним режимом роботи оптичного квантового генератора з відкритим резонатором дає змогу з надвисокою швидкістю передавати інформацію під час випромінювання кожного імпульсу. Наведено теоретичні оцінки ефективності роботи атмосферної лазерної системи зв'язку. Визначена дальність дії лазерної системи зв'язку з урахуванням розсіювання випромінювання в атмосферних газах та аерозолях, а також вплив атмосферних турбулентностей. Визначена інтенсивність випромінювання накачки лазерного генератора з відкритим резонатором і вихідна потужність на відбиваючій поверхні об'єктивів приймальної станції.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: лазерний зв'язок, атмосферна лазерна система, відкритий резонатор, імпульсний квантовий генератор, передаюча станція, приймальна станція, імпульсний режим роботи.

An atmospheric laser communication system with an open cavity is proposed. One of the cavity mirrors can perform a phase conjugation, while the other is formed by optics system of the receiving station. This communication system using a pulse modulation and pulse mode operation of quantum generator allows high speed data transfer. The theoretical evaluation of the of the system effectiveness was evaluated theoretically. The range of action of the laser communication system was defined taken into account scattering on atmospheric gases and aerosols, as well as the effects of atmospheric turbulence. The pumping intensity for the laser communication system and the power reflected at the lens surfaces was defined.

KEY WORDS: laser communication, atmosphere laser system, open cavity, pulse quantum generator, transmitter station, receiving system, pulse mode

ВВЕДЕНИЕ

Лазерная связь осуществляется путем передачи информации с помощью электромагнитных волн оптического диапазона. Лазерные системы связи делятся на открытые, где сигнал передается в атмосфере или космосе, и закрытые – использующие световоды. В настоящей статье будем рассматривать только открытые лазерные системы связи.

Современное широкое распространение атмосферных лазерных систем связи (АЛСС) во многих странах мира началось в 1998 г., когда были созданы недорогие полупроводниковые лазеры мощностью 100 мВт и более. В это же время возникла потребность в лазерной связи, так как стали стремительно развиваться информационные технологии [1]. Резко увеличилось число абонентов, требующих предоставления таких телекоммуникационных услуг, как Интернет, IP-телефония, кабельное телевидение с большим числом каналов, компьютерные сети и т.д. В результате возникла проблема "последней мили" [2], то есть подключение широкополосного канала связи непосредственно к конечному пользователю.

Прокладка новых кабельных сетей требует крупных капиталовложений, а в ряде случаев, особенно в условиях плотной городской застройки, очень трудна или даже невозможна. Оптимальным решением проблемы последнего участка является использование беспроводных линий передачи [3]. Стандарт IEEE 802.11 предусматривает для этих целей СВЧ или оптический диапазон

излучений. В отличие от СВЧ оптический диапазон совершенно свободен, и его использование не требует согласования частного канала связи. Он обеспечивает высокую скорость передачи информации, ее защиту от несанкционированного доступа, помехоустойчивость, низкое энергопотребление. Поэтому наиболее полным решением проблемы "последней мили" является передача информации лазерным лучом [4].

АТМОСФЕРНЫЕ ЛАЗЕРНЫЕ СИСТЕМЫ СВЯЗИ (АЛСС)

АЛСС между двумя пунктами состоит из двух спаренных приемо-передающих устройств, расположенных в пределах прямой видимости на обоих концах линии связи и направленных друг на друга присоединений типа "точка – точка".

В передатчике находится генератор-лазер и модулятор оптического излучения для передаваемых сигналов. Модулированный лазерный луч коллимируется оптической системой и направляется в сторону приемника. В приемнике излучение фокусируется на фотоприемник, где производится его детектирование и выделение передаваемой информации. Так как лазерный луч передается между пунктами связи в атмосфере, то его распространение сильно зависит от метеорологических условий, от наличия дыма, пыли и других загрязнений воздуха. Кроме того, в атмосфере наблюдаются турбулентные явления, которые приводят к флуктуациям показателя преломления среды, колебаниям луча и искажениям принимаемого сигнала. Однако, несмотря на указанные проблемы, атмосферная лазерная связь оказалась вполне надежной на расстояния от нескольких километров до нескольких сотен километров при соблюдении определенных условий.

Самым главным из них, без выполнения которого связь будет не возможна, является то, что здания должны находиться в пределах прямой видимости. При этом не должно быть непрозрачных препятствий на пути распространения луча. Кроме того, поскольку лазерный луч в области приемника имеет диаметр 2 м, необходимо, чтобы приемо-передатчики находились над пешеходами и потоком транспорта на высоте, не ниже 5 м. Это связано с обеспечением правил безопасности. Транспорт также является источником газов и пыли, которые влияют на надежность и качество передачи. Луч не должен распространяться в непосредственной близости от линий электропередач или пересекать их. Необходимо учесть возможный рост деревьев, движение их крон при порывах ветра, а также влияние атмосферных осадков и возможный сбой в работе из-за пролетающих птиц.

Лазерное оборудование не является источником электромагнитного излучения (ЭМИ). Однако, если разместить его вблизи приборов с ЭМИ, то электронное оборудование лазера будет улавливать это излучение, что может вызвать изменение сигнала как в приемнике, так и в передатчике. Это повлияет на качество связи, поэтому не рекомендуется размещать лазерное оборудование вблизи таких источников ЭМИ, как мощные радиостанции, антенны и т.п. Вибрация может вызвать сдвиг лазерного приемо-передатчика. Во избежание этого не рекомендуется устанавливать лазерные системы вблизи моторов, компрессоров и т.п.

Современные системы лазерной связи быстро и качественно, надежно и эффективно решают проблему ближней связи между двумя зданиями, находящимися на расстоянии 1200 м и в прямой видимости. Без выполнения этих условий лазерная связь невозможна. Ее несомненными преимуществами являются [5]:

- "прозрачность" для большинства сетевых протоколов (Ethernet, Token Ring, Sonet/OC, ATM, FDDI и др.);
- высокая скорость передачи данных (до 155 Мбит/сек сегодня, до 1 Гбит/сек у анонсированного производителем оборудования);
- подведение сетевого трафика к лазерному приемо-передатчику при помощи кабельных или оптоволоконных устройств сопряжения;
- отсутствие необходимости получения разрешения на использование;
- относительно низкая стоимость лазерного оборудования по сравнению с радиосистемами.

Лазерные приемо-передатчики из-за низкой мощности их излучения не представляют опасности для здоровья. Следует отметить, что луч безопасен, птицы его видят и стараются уклониться, что существенно уменьшает вероятность сбоев. Если передаваемая информация доставляется к лазерному приемо-передатчику и от него по стандартному многомодовому оптоволоконному кабелю, то гарантируется передача данных без радиоволнового и электромагнитного излучения. Это не только обеспечивает отсутствие воздействия на работающее рядом оборудование, но и делает невозможным несанкционированный доступ к информации (получить его можно, только подобравшись непосредственно к приемо-передатчику).

ИМПУЛЬСНЫЕ ЛАЗЕРНЫЕ СИСТЕМЫ СВЯЗИ

Перспективными системами связи оптического диапазона являются системы с импульсной модуляцией и импульсным режимом работы оптического квантового генератора [6,7]. Такие системы позволяют с чрезвычайно высокой скоростью передавать информацию во время излучения каждого импульса. В предлагаемой нами системе информация, подлежащая передаче, регистрируется в запоминающем входном устройстве и подводится к модулятору света, размещенному на пути светового пучка лазера и обеспечивающему импульсно-кодированную модуляцию. При этом соответствующие схемы синхронизируют передачу информации запоминающим устройством от световых импульсов лазера. Световые импульсы доходят до приемного устройства, детектируются фотодетектором и передаются демодулятору, который преобразует их в электрические сигналы, соответствующие сигналам, зарегистрированным в запоминающем устройстве. Это устройство соединено со схемой синхронизации, а также читающими устройствами.

Блок-схема лазерной связи с импульсной модуляцией показана на рис. 1.

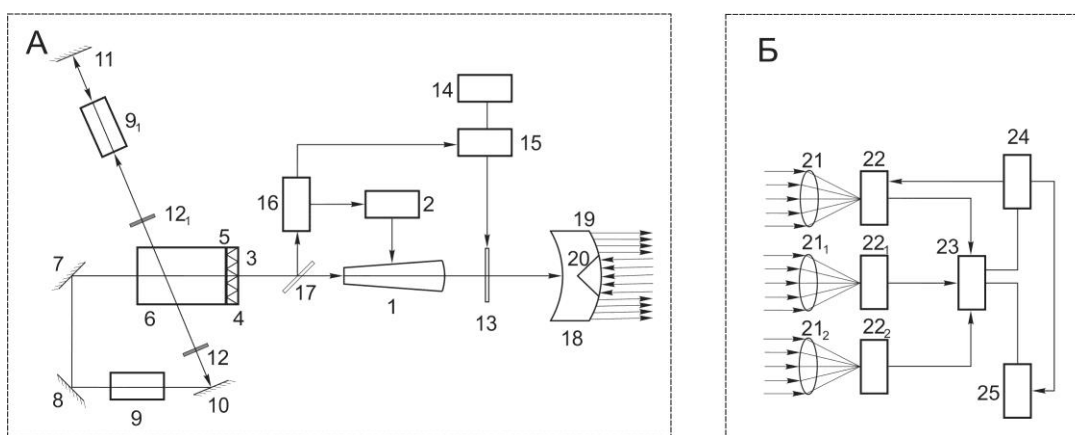


Рис. 1. Блок-схема атмосферной лазерной системы связи

А. Передающая станция АЛСС: 1 – активный элемент; 2 – блок накачки; 3 – матрица угловых отражателей; 4 – интерференционные фильтры; 5 – буферная среда; 6 – обращающий волной фронт элемент; 7, 8, 10, 11 – зеркала; 9, 9₁ – квантовые усилители; 12, 12₁ – поляризационные фильтры; 13 – амплитудный модулятор; 14 – информационный блок; 15 – преобразователь информации в электрические импульсы; 16 – схемы синхронизации; 17 – полупрозрачное зеркало; 18 – телескопическая система; 19 – коническое зеркало; 20 – отражатель. Б. Приемная станция: 21, 21₁, 21₂ – объективы; 22, 22₁, 22₂ – фотодетекторы; 23 – демодулятор; 24 – устройство воспроизведения; 25 – схемы синхронизации

Рассмотрим работу лазерной системы связи с открытым резонатором [8], одно из зеркал резонатора которого обращает волновой фронт лазерного излучения, а в качестве второго зеркала служат объективы приемного устройства, которые находятся в реальных атмосферных условиях и могут перемещаться в телесном угле распространения лазерного излучения, ограниченном геометрическими размерами рабочего элемента лазерной системы. Пусть область пространства, в которой находится приемная станция Б лазерной системы связи, облучается спонтанным излучением люминесценции активного элемента 1 лазера в широком телесном угле, причем в резонаторе передающей станции А отсутствует переднее зеркало. В результате создания инверсии населенности в активном лазерном элементе 1 формируется люминесцентное излучение, которое после отражения от объективов 21, 21₁, 21₂, в данном случае играющих роль недостающего зеркала резонатора, вновь пропускается через активный элемент 1. При этом возникают потоки вынужденного излучения, которые после обращения волновых фронтов специальным устройством 3 вновь пропускают через активный элемент 1. Это позволяет концентрировать на объективах 21, 21₁, 21₂ приемной станции Б в области зондируемого пространства вынужденное когерентное излучение, усиленное за счет многократного отражения от поверхности объективов 21, 21₁, 21₂ и прохождения через активный элемент 1.

В активном элементе 1 с помощью блока накачки 2 создается инверсия населенности, в результате чего возникает излучение люминесценции активного элемента 1. Это некогерентное

излучение имеет довольно широкий спектр и распространяется во все стороны. С помощью телескопической системы 18, состоящей из усеченного полого конического отражателя 19 с внутренней зеркальной поверхностью и расположенного соосно ему конического отражателя 20 с зеркальной внешней поверхностью, основная часть люминесцентного излучения направляется на объективы 21, 21₁, 21₂ приемной станции Б. Отраженное от объективов 21, 21₁, 21₂ излучение принимается с помощью телескопической системы 18, пропускается через активный элемент 1 и направляется на матрицу уголкового отражателя 3, расположенных в заднем фокусе телескопической системы 18.

Грани уголкового отражателя матрицы 3 покрыты зеркальными слоями веществ, состав и толщина которых подобраны так, чтобы интерференционные фильтры 4 имели линию пропускания, соответствующую лазерной линии используемого активного элемента 1. Матрица уголкового отражателя 3 возвращает отраженное люминесцентное излучение в те участки пространства, которые являются вторичными источниками излучения, то есть на поверхность объективов 21, 21₁, 21₂ приемной станции Б.

Таким образом, излучение, отраженное от поверхности объективов 21, 21₁, 21₂, проходит через телескопическую систему 18 и через активный элемент 1, в котором оно усиливается, отражается от матрицы уголкового отражателя 3, опять проходит с усилением через активный элемент 1 и с помощью телескопической системы 18 снова распространяется в направлении расположения объективов 21, 21₁, 21₂ приемной станции Б. В этом случае максимумы интенсивности выходного люминесцентного излучения расположены в направлении на объективы, что приводит к увеличению интенсивности излучения в этих направлениях по сравнению с предыдущим моментом облучения. В результате этого от объективов 21, 21₁, 21₂ приемной станции Б приходит сигнал с большей интенсивностью, который снова усиливается и концентрируется в направлениях на объективы 21, 21₁, 21₂.

Высокая чувствительность лазерной системы при приеме слабых сигналов обеспечивается использованием широкополосного люминесцентного излучения для облучения объективов 21, 21₁, 21₂ приемной станции Б, что позволяет получать на прямом проходе через активный элемент 1 к матрице уголкового отражателя 3 максимальное усиление в линейном режиме работы, а на обратном проходе излучения получать высокую степень энергосъема в режиме глубокого насыщения. Если в активном элементе 1 поддерживать инверсию населенности, то через несколько проходов излучения между матрицей уголкового отражателя 3 и объективами 21, 21₁, 21₂ приемной станции Б возникает лазерная генерация. При этом поверхности объективов 21, 21₁, 21₂ играют роль второго зеркала резонатора лазера. Причем генерация может возникать одновременно в различных направлениях, на несколько объектов, расположенных в поле видимости лазерной системы, которая будет автоматически "следить" за их перемещением в пространстве.

За матрицей уголкового отражателя 3 в оптическом контакте установлен элемент 6, обращающий волновой фронт. Оптический контакт осуществляется с помощью буферной среды 5 с показателем преломления среды, равным показателю преломления материала, из которого изготовлены уголки отражателя матрицы 3. В этом случае матрица уголкового отражателя 3 с нанесенными на их нерабочие поверхности интерференционными покрытиями 4 оказывается прозрачной только для излучения с лазерной частотой активного элемента 1 и отражает излучение всех других частот, то есть является непрозрачным фильтром для паразитных засветок.

При возникновении генерации в длинном резонаторе, образованном матрицей уголкового отражателя 3 и отражающей поверхностью объективов 21, 21₁, 21₂ приемной станции Б, лазерное излучение проходит через интерференционное покрытие 4 и попадает в элемент 6. После того, как излучение проходит через обращающий волновой фронт элемент 6 с помощью зеркал 7, 8, 10, 11 формируется два опорных пучка, идущих навстречу друг другу. Эти опорные когерентные пучки усиливаются с помощью квантовых усилителей 9, 9₁ и фильтруются от паразитных засветок с помощью поляризационных фильтров 12, 12₁.

Реализация такого варианта четырехволнового смещения в нелинейном элементе 6 позволяет при любой относительной скорости объективов 21, 21₁, 21₂ приемной станции Б по отношению к передающей станции А компенсировать доплеровский сдвиг по отношению к частоте опорных пучков. Обращающий волновой фронт элемент 6 в этом случае компенсирует статические и динамические искажения, обусловленные несовершенством оптических элементов и динамическими возмущениями, возникающими вследствие тепловых и механических нагрузок лазерных элементов, а также наличием турбулентной атмосферы в длинном резонаторе лазерной системы связи. Вследствие этого длинный резонатор лазерной системы связи с помощью элемента 6 снимает запасенную в активном элементе 1 энергию с высокой эффективностью, поскольку в используемом длинном резонаторе АЛСС с обращением волнового фронта на основе четырехволнового смещения

применяется сразу два опорных локальных пучка, интенсивность выходного пучка в направлении на объективы 21, 21₁, 21₂ приемной станции Б может превышать интенсивность зондирующего пучка на входе. Иначе говоря, при реализуемом четырехволновом смещении можно получить дополнительное оптическое усиление и поскольку элемент 6 отражает все излучение назад к объективам 21, 21₁, 21₂, генерация излучения будет происходить даже при малых коэффициентах отражения поверхности объективов 21, 21₁, 21₂ приемной станции Б или при ее перемещениях с большой скоростью, что важно при космической связи.

Следовательно, при незначительных изменениях параметров турбулентной атмосферы и положения приемной станции Б в пространстве за время прохождения лазерного излучения туда и обратно использование отражающего волновой фронт элемента 6 не только позволяет компенсировать влияние турбулентной атмосферы, но и дает возможность лазерному лучу следовать за объективами 21, 21₁, 21₂ приемной станции Б, непрерывно удерживая на них сфокусированные пучки. При этом точность фокусировки ограничена только волновой природой света (дифракционными эффектами) и не зависит от ориентации фокусирующей системы, а фокусировка осуществляется практически безынерционно за время, необходимое для прохождения импульса излучения двойного расстояния от передающей станции А к приемной станции Б.

Подлежащая передачи информация, представленная в виде звуковых или кодированных сигналов, накапливается в запоминающем входном устройстве информационного блока 14, затем преобразуется в преобразователе информации 15 в электрические импульсы, которые используются для модуляции импульсов когерентного света, излучаемых лазером с помощью модулятора 13. При этом соответствующие схемы 16 синхронизируют передачу информации запоминающим устройством 14 от световых импульсов лазера. Световые импульсы доходят до объективов 21, 21₁, 21₂ приемной станции Б, детектируются фотодетекторами 22, 22₁, 22₂ и передаются демодулятору 23, который преобразует в электрические сигналы, соответствующие сигналам, зарегистрированным в запоминающем устройстве 14 передающей станции А. Это устройство соединено со схемой синхронизации 25, а также устройством воспроизведения 24.

Импульсная лазерная система связи может применяться не только на расстоянии в пределах прямой видимости. С помощью такой лазерной системы связи можно установить связь и через газовую плазму, в то время как через нее электромагнитные волны радиочастотного диапазона не проходят. Система лазерной связи может также использоваться для передачи информации через поверхность раздела воздух – море. Состояние поверхности моря переменчивое из-за волн, характеризуется составляющими, частота которых находится в диапазоне волн радиосвязи.

В разработанной системе применяется рубиновый лазер с открытым резонатором и продолжительностью генерируемых импульсов приблизительно 10⁻⁴ сек. Расхождение луча лазера составляет 0,05 град. Это позволяет установить устойчивую связь на большие расстояния между пунктами, расположенными на поверхности земли. При использовании в качестве источников световой несущей рубиновых лазеров следует учитывать, что они имеют значительно больший уровень шумов, чем газовые лазеры непрерывного действия. Достоинства предлагаемой системы состоит в том, что благодаря использованию помехоустойчивой импульсно-кодовой модуляции она допускает значительно больший уровень шума как в передающей, так и в приемной станциях.

УСЛОВИЯ ВОЗНИКНОВЕНИЯ ГЕНЕРАЦИИ В ЛАЗЕРНОЙ СИСТЕМЕ СВЯЗИ С ОТКРЫТЫМ РЕЗОНАТОРОМ

Рассмотрим условия, при которых в лазерной системе связи с открытым резонатором между объективами 21, 21₁, 21₂ приемной станции Б и активным отражателем 6 передающей станции А может возникать генерация. Для определенности будем считать, что активный элемент 1 представляет собой трехуровневую квантовую систему, например, розовый рубин. Процессы поглощения и излучения в трехуровневой системе описываются следующей системой уравнений [9]:

$$N_1 + N_2 = N, \quad (1)$$

$$N_2' = W_p N_1 - Bq(N_2 - N_1) - N_2 / \tau; \quad (2)$$

$$q' = V_a Bq(N_2 - N_1) - q / \tau_c \quad (3)$$

где N_1 – число частиц в основном состоянии; N_2 – число частиц в возбужденном состоянии; N – полное число активных частиц; N_2' – скорость нарастания числа возбужденных частиц; W_p – скорость накачки; B – скорость вынужденного излучения на один фотон в моде; q – число фотонов в резонаторе; τ – время жизни частиц в возбужденном состоянии; q' – скорость изменения фотонов в резонаторе; V_a – объем, занимаемый модой в активном элементе; τ_c – время жизни фотона в резонаторе.

Изменение ΔJ интенсивности волны J в пространственном резонаторе при прохождении волной слоя Δz в активном элементе определяется соотношением:

$$\Delta J = \sigma(N_2 - N_1)J \Delta z, \quad (4)$$

где σ – сечение перехода на частоте рассматриваемой моды резонатора. Изменение интенсивности ΔJ при полном проходе резонатора можно записать в виде:

$$\Delta J = \left\{ (1-T_1)(1-T_2) \cdot (1-T_i) \exp[2\sigma(N_2 - N_1)l] - 1 \right\} J, \quad (5)$$

где l – длина активного элемента; T_1 – коэффициент отражения зеркала отражателя; T_2 – коэффициент отражения поверхности объективов; T_i – внутренние потери в резонаторе, которые включают в себя потери, обусловленные рассеянием излучения в активной среде; потери вследствие рассеяния и поглощения излучения покрытиями зеркал (отражателя и отражающей поверхности объективов 21, 21₁, 21₂); дифракционные потери.

Потери за проход определяются как:

$$\gamma_1 = -\ln(1-T_1), \quad \gamma_2 = -\ln(1-T_2) = -\ln(1-T_i) \quad (6)$$

Можно считать, что суммарные потери равны

$$\Delta\gamma = \gamma_i + \gamma_u \quad (7)$$

где $\gamma_u = (\gamma_1 - \gamma_2) / 2$ – средние потери, определяемые пропусканием зеркал.

Подставив в (5) введенные обозначения из (6) и (7) и предполагая, что $\sigma(N_2 - N_1) \cdot l - \gamma \ll 1$, в выражении (5) экспоненциальный член можно разложить в ряд по степеням $(N_2 - N_1)$, что дает в первом приближении:

$$\Delta J = 2[\sigma(N_2 - N_1)l - \gamma] J \quad (8)$$

Разделив обе части этого выражения на временной интервал $\Delta t = 2L/c$ (L – длина резонатора; c – скорость света в среде резонатора), за который излучение проходит через весь резонатор, и воспользовавшись приближением $\Delta J / \Delta t \cong dJ / dt$, получим:

$$dJ / dt = \left\{ \left[\sigma l c (N_2 - N_1) / L \right] - \gamma c / L \right\} J \quad (9)$$

Поскольку число фотонов q в резонаторе пропорционально J , то, сравнивая (9) с (3), находим:

$$B = \sigma l c / V_a L = \sigma c / N \quad (10)$$

$$\tau_c = L / \gamma c \quad (11)$$

Отсюда следует, что скорость вынужденных переходов прямо пропорциональна длине активного элемента и обратно пропорциональна длине резонатора, а время жизни фотона в резонаторе пропорционально длине резонатора и убывает с увеличением суммарных потерь.

Введя обозначение для инверсии населенностей $N = (N_2 - N_1)$, систему уравнений (1) можно свести к двум уравнениям в переменных $N(t)$ и $q(t)$

$$N' = W_p(N_i - N) - 2BqN - (N_i - N) / \tau \quad (12)$$

$$q' = [V_a B N - 1 / \tau_c] \cdot q \quad (13)$$

Эти уравнения совместно с явными выражениями для B и τ_c описывают стационарный и нестационарный режимы работы трехуровневого лазера. Из (13) видно, что для того, чтобы скорость изменения числа фотонов была положительной, то есть $q' > 0$, должно выполняться условие

$$V_a B N > \frac{1}{\tau_c} \quad (14)$$

Следовательно, генерация возникает, когда инверсия населенностей достигает некоторого критического значения N_c , определяемого выражением:

$$N_c = \frac{1}{V_a B \tau_c} = \frac{\gamma}{\sigma l}, \quad (15)$$

при выводе которого использовалось соотношение (10). Таким образом, инверсная населенность прямо пропорционально зависит от потерь и не зависит от длины резонатора.

Внутренние потери в рубине зависят от качества кристалла и равны $\gamma_i = 5 \times 10^{-2}$. Потери в диэлектрических покрытиях пренебрежимо малы, то есть потери в зеркале резонатора равны $\gamma_i = 0$. Потери на отражающей поверхности объективов с полированной поверхностью можно сравнить с потерями в переднем зеркале обычного лазера, то есть $\gamma_2 = 5 \times 10^{-2}$. Дифракционными потерями в обычном лазере, как правило, пренебрегают, так как они равны примерно 10^{-5} . В рассматриваемом

случае, когда длина резонатора может исчисляться километрами, необходимо учитывать их влияние на условие возникновения генерации. Число Френеля TEM_{000} в первом приближении определяется выражением:

$$M = \frac{a^2}{L\lambda} \quad (16)$$

где a – радиус стержня активного элемента, λ – длина волны излучения. Подставив в (16) следующие значения параметров: $a = 2$ см, $L = 1$ км, $\lambda = 0,694$ мкм, получим значение $M = 0,6$ при этом потери равны 10^{-4} , что на порядок превышает остальные виды потерь. Единственный путь их уменьшения – это увеличение диаметра активного элемента. Так, при $a = 5$ см число Френеля для длины резонатора 1 км будет равно 3,9, и дифракционные потери будут такими же, как и в обычном лазере, и ими можно пренебречь.

Необходимо также учесть и специфический для данного случая вид потерь – атмосферные потери, обусловленные поглощением и рассеянием излучения в атмосферных газах и аэрозолях, а также влиянием атмосферных турбулентностей. Поскольку мы рассматриваем импульсный режим работы активного отражателя, то при длительностях импульса $10^{-4} \dots 10^{-3}$ с турбулентностью можно пренебречь. Коэффициент поглощения в атмосфере существенно зависит от длины волны излучения и для рубинового лазера изменяется в пределах $8 \times 10^{-2} \dots 18 \times 10^{-2}$ км $^{-1}$.

Обычно учитывают два вида рассеяния: релеевское или молекулярное и Ми-рассеяние. Коэффициент поглощения за счет релеевского рассеяния на длине волны излучения рубинового лазера составляет $0,5 \times 10^{-2}$ км $^{-1}$. Наиболее существенное влияние на суммарные потери в лазере, а, следовательно, и на инверсную населенность, оказывает рассеяние на аэрозолях (Ми-рассеяние), которое может изменяться в широких пределах, особенно при наличии тумана и дождя (до 60 дБ/км). В литературе отсутствуют данные по рассеянию излучения на длине волны 0,694 мкм, однако, экстраполируя значения коэффициента рассеяния, полученные на длине волны 1,06 мкм (при отсутствии тумана и дождя), можно получить величину порядка 20×10^{-2} км $^{-1}$.

Из (15) следует, что для уменьшения критического значения инверсии населенности N_c необходимо увеличить длину активного элемента. Это требование выполняется в каскадных отражателях типа "кошачий глаз", в которых эффективная длина активного элемента увеличивается за счет многократного прохождения излучения в нем.

Предварительные теоретические оценки показали, что эффективность работы лазерной системы связи реализуется при следующих условиях:

1. Дальность действия лазерной системы связи обусловлена временем жизни τ_c верхнего лазерного уровня. Так, например, для лазера на рубине $\tau_c \approx 3 \times 10^{-3}$ с и, соответственно, дальность действия в вакууме $\Delta L/2 = \tau_c c/2 = 450$ км, где c – скорость света а 2 в знаменателе означает, что кванты лазерного излучения должны пройти путь от лазера к объективам и обратно.

2. Порог генерации определяется коэффициентами отражения зеркал резонатора T_1 , и потерями внутри резонатора, то есть пространственным коэффициентом ослабления T_i атмосферы между задним отражателем резонатора и отражающей поверхностью объективов, при этом порог генерации достигается при выполнении условия [9]:

$$(1 - T_1)(1 - T_2)(1 - T_i)^2 \exp(2\sigma N_c l) = 1 \quad (17)$$

где T_1 и T_2 – коэффициенты отражения заднего отражателя и объективов. Таким образом, для достижения порога генерации величина N_c должна быть достаточно большой, чтобы компенсировать полные потери в резонаторе. Оценка величины N_c для лазера на розовом рубине при $T_1 = 0$, $T_2 = 40\%$, $T_i = 50\%$, $l = 30$ с дает значение $N_c = 6,5 \times 10^{17}$ ионов Cr^{3+}/cm^3 . При этом предельная инверсия населенности N_c , необходимая для возникновения генерации, при наличии больших потерь внутри резонатора определяется концентрацией активных ионов для розового рубина, которая равна $N_c = 6,5 \times 10^{17}$ ионов Cr^{3+}/cm^3 .

3. Интенсивность излучения накачки определяется скоростью накачки W_p , которая в предельном случае связана с временем жизни верхнего лазерного уровня соотношением:

$$W_{cp} \approx \frac{1}{\tau_c} \quad (18)$$

Таким образом, минимальная интенсивность J_H излучения лампы накачки определяется выражением:

$$J_H \approx \frac{W_{cp}}{0,3_{cp}} \approx \frac{1}{0,3\tau_{cp}} \quad (19)$$

и, например, для лазера на рубине она приблизительно равна $J_H=1000$ Вт/см². При увеличении потерь внутри резонатора J_H должна увеличиваться пропорционально $(N_t + N_c) \cdot (N_t - N_c)$.

4. Выходная мощность на отражающей поверхности объективов пропорциональна увеличению скорости накачки выше критического значения и не зависит от длины резонатора (то есть от расстояния между лазером и объективами приемной станции). Выходная мощность P на отражающей поверхности объективов определяется соотношением [5]:

$$P = \left[\frac{V_a(N_t + N_c)h\omega}{4\pi\tau} \right] \cdot \left[\frac{(\gamma_1 + \gamma_2)}{(\gamma_1 + \gamma_2 + 2\gamma_w)} \right] \cdot \left[\frac{W_p}{W_{cp}} - 1 \right] \quad (20)$$

где $V_a = (\pi\omega_0^2 l / 4)$ – объем, занимаемый модой внутри активной среды; ω – размер пятна внутри резонатора; $\frac{h\omega}{2\pi}$ – энергия фотона; γ_1, γ_2 и γ_i определяются из (6). Тогда выходная мощность для рубинового лазера при значениях $V_a = 3$ см³; $N_t = 1,8 \times 10^{19}$ ионов Cr³⁺/см³; $N_c = 1,8 \times 10^{17}$ ионов Cr³⁺/см³; $h\omega / 2\pi = 2,8 \times 10^{19}$ Дж; $\tau = 3 \times 10^{-3}$ с; $\gamma_1 = 5,1 \times 10^{-1}$; $\gamma_2 = 0$; $\gamma_i = 3,6 \times 10^{-3}$, будет определяться величиной:

$$P = 200 \left[(W_p / W_{cp}) - 1 \right] \text{ Вт.} \quad (21)$$

Таким образом, если скорость накачки выше критического значения всего в два раза, то мощность излучения на поверхности объективов будет составлять 200 Вт.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Целью эксперимента являлось сравнение пространственно-энергетических и временных характеристик рубинового лазера с длинным резонатором, имеющим обычные зеркала и лазера с открытым резонатором. Проводились измерения энергий излучения E_B в ближней зоне и E_D в дальней зоне с помощью калориметров типа ЭП-50. Точность измерений составляла примерно 10%. Пространственные характеристики излучения оценивались по отношению E_B/E_D в угле 36°, соответствующем угловому размеру приемной площадки калориметра. Временные характеристики измерялись фотодиодом ФД-7К и регистрировались на запоминающем осциллографе С8-12. На измерительные приборы излучение отводилось стеклянными пластинами.

В качестве объектов, на которые наводилось лазерное излучение, использовались три фотоэлектронных умножителя типа ФЭУ-82. Макет лазерной системы связи был выполнен на основе усилительного блока голографической установки УИГ-12М. В качестве активного элемента использовался рубиновый стержень диаметром 16 мм, коэффициент усиления которого за один проход равнялся 6. Длинный резонатор лазерной системы имел длину 200 м.

Были проведены измерения характеристик излучения лазеров с длинным резонатором с обычными зеркалами и с длинным открытым резонатором, одно из зеркал которого обращало волновой фронт лазерного излучения, а в качестве второго использовались отражающие поверхности фотоумножителя, объектива и катафота. Для сравнения подбирали такой режим накачки, чтобы во всех двух случаях к моменту срыва генерации величины энергии накачки E_H были равны. Полученные экспериментальные результаты приведены в таблице.

Таблица. Результаты экспериментальных исследований.

Резонатор	E_H , кДж	E_B , Дж	E_D , Дж	Время задержки, $\tau_c \times 10^3$ с	Длительность импульса, $\tau_r \times 10^3$ с	Расходимость излучения, ф. угл. сек.	Дифракционная расходимость, $\phi_{диф}$, угл. сек.
Длинный	1,2	40	3,2	1,0	2,0	25	4
Открытый	1,2	40	40	1,2	1,5	8	4

Из таблицы видно, что хотя при использовании длинного резонатора энергия E_B излучения в ближней зоне в 2,5 раза падала, энергия E_D в дальней зоне в случае длинного резонатора была почти в 6 раз выше, а в случае открытого резонатора с обращаемым волновой фронт зеркалом была в 18 раз выше. Этот факт можно объяснить тем, что при использовании длинного резонатора и открытого резонатора с указанными параметрами лазерное излучение генерируется на одной поперечной моде и поэтому величина дифракционной составляющей расходимости $\phi_{диф}$ существенно уменьшается.

Поскольку полная расходимость излучения φ включает в себя искажения, вносимые атмосферой и дефектами активного элемента, то реальное уменьшение угловой расходимости φ для длинного резонатора на самом деле меньше, чем снижение $\varphi_{\text{диф}}$, а для открытого резонатора – полная расходимость практически мало превосходит дифракционную составляющую расходимости $\varphi_{\text{диф}}$.

Исследование временных характеристик излучения показало, что в лазерных системах с длинными и открытым резонаторами длительность импульса уменьшалась, соответственно, в 1,5 и 2 раза. При этом наблюдались регулярные пульсации с периодом $\tau_{\text{п}}=2L/c=1,33$ мкс. Нужно отметить, что на начальном этапе излучения в режиме самосинхронизации продольных мод [6] импульс гладкий, а пульсации возникают в лазерной системе с длинным резонатором через 10^{-3} с, а с открытым резонатором – через $1,2 \times 10^{-3}$ с.

Наиболее вероятным механизмом, обеспечивающим режим синхронизации мод, является механизм, связанный с самомодуляцией излучения за счет нелинейности показателя преломления активного элемента 2. Нелинейный набег фазы при прохождении импульса излучения через активный элемент 2 достаточен для модуляции дифракционных потерь резонатора, что приводит к амплитудной модуляции добротности и может вызывать самосинхронизацию мод в лазере с длинным резонатором [10].

В процессе эксперимента была показана возможность наведения лазерного излучения сразу на несколько объектов. Так, при наведении свертлюминесцентного излучения одновременно на три объекта возникала генерация в телесном угле, определяемом апертурой активного элемента резонатора.

В направлении на каждый из объектов – ФЭУ, объектив, катафот формировался отдельный лазерный луч, интенсивность которого зависела от коэффициента отражения исследуемых объектов. Причем при выгорании под действием лазерного излучения поверхности фотокатода одного из объектов (ФЭУ) энергия излучения перераспределялась на два других зеркальных объекта. При перемещении объектов лазерные лучи перемещались вслед за объектом и не пропадали до тех пор, пока объекты не выходили из зоны видимости.

Лазерная система связи с открытым резонатором работает почти безынерционно. Скорость наведения в ждущем режиме системы определяется скоростью распространения лазерного излучения и двойным расстоянием до объектов, на которые наводится лазерное излучение. Точность наведения практически безошибочна и определяется возникновением генерации лазерного излучения при отражении от объектов люминесцентного излучения, которое возникает при накачке активного элемента. В результате экспериментов было установлено, что диаметр пятна сфокусированного лазерного излучения на объектах исследования был соизмерим с диаметром пятна излучения, получаемого с помощью лазерной системы связи, имеющей устойчивый полуконцентрический резонатор и работающей на основной моде с минимальными дифракционными потерями. Этот размер, как известно, определяется соотношением [9]: $(\lambda L / \pi)^{1/2}$, где L – расстояние до объекта. Точность определения диаметра пятна фокусировки зависит от точности компенсации дифракционных потерь в резонаторе и составляет 2–3%.

ВЫВОДЫ

1. Рассмотрены свойства атмосферной лазерной системы связи с открытым резонатором и обращающим волновой фронт отражателем.
2. Проведены теоретические оценки возможности возникновения генерации лазерного излучения в системе связи с открытым резонатором для достижения надежной связи между передающей и приемной станциями.
3. Экспериментальные исследования подтвердили возможность создания самофокусирующей многолучевой безынерционной самонаводящейся атмосферной лазерной системы связи с компенсацией фазовых искажений на пути между движущимися передающей и приемной станциями

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Чепусов Е. Н. Лазерная связь – новый экономический способ беспроводной связи / Е. Н. Чепусов, С. Г. Шаронин // Сети и Системы связи. – 1997. – № 2. – С. 31–36.
2. Сироклин И. Л. ДЕСТ – последняя миля + мобильность / И. Л. Сироклин // Информост. Средства связи. – 2001. – № 2(15). – С. 24–27.

3. Серопегин В. И. Беспроводные системы передачи данных локального, городского и регионального масштабов / В. И. Серопегин // Технология и средства связи. – 1999. – № 4. – С. 72–77.
4. Кулик Т. К. Методика сравнительной оценки работоспособности лазерных линий связи / Т. К. Кулик, Д. В. Прохоров // Технология и средства связи. – 2000. – № 1 – С. 8–18.
5. Кулик Т. К. Особенности применения оптических линий связи / [Т. К. Кулик, Д. В. Прохоров, В. В. Сумерин, А. П. Хюппенен] // Лазер Информ. – 2001. – Вып. 9, 10 (216–217). – С. 1–6.
6. Власов Д. В. / [Д. В. Власов, В. Б. Колосов и др.] // Квантовая электроника. – 1981. – № 6. – С. 325 – 361.
7. Зельдович Б. Я. / Б. Я. Зельдович, В. В. Шкунов // В мире науки. – 1986. – № 2. – С. 16 – 23.
8. Патент Украины № 14570. 1997. Бюллетень № 2 // Титар В. Лазерный пристрій.
9. Звелто О. Принципы лазеров / О. Звелто. – М. : Мир, 1989. – 138 с.
10. Titar', V.P. Some properties of open-resonator laser systems // Telecommunications and Radio Engineering (English translation of Elektrosvyaz and Radiotekhnika). – 1998. – V. 52, № 9. – P. 80-87.

УДК 621.574.4

ОБРАБОТКА ИМПУЛЬСНЫХ СИГНАЛОВ ПРИ ТОЛЩИНОМЕТРИИ БИОЛОГИЧЕСКИХ ТКАНЕЙ И В НЕРАЗРУШАЮЩЕМ КОНТРОЛЕ

Д.О. Батраков

*Харьковский национальный университет им. В.Н. Каразина, радиофизический факультет,
пл.Свободы 4, Харьков, 61077, Украина
e-mail:rff_bat5@yahoo.com*

Поступила в редакцию 21 мая 2016 г.

Предложен метод нормировки отраженных сигналов с последующей обработкой согласно ранее разработанным алгоритмам для повышения точности измерений. Основная идея метода состоит в послойном восстановлении физико-геометрических параметров плоскостратифицированных сред. В итоге, на основе проведенных вычислительных экспериментов, установлена работоспособность и эффективность предложенного метода. Также указаны возможные пути практического применения предложенного метода при обработке данных зондирования конструкций дорожных одежд с помощью георадара «Одяг-1». Использование процедуры дополнительной калибровки по данным, полученным с помощью отбора кернов, также повышает надежность и точность оценки текущего состояния дорожных покрытий.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: импульсные сигналы, подповерхностное зондирование, плоскостратифицированные среды.

Запропоновано метод нормування відбитих сигналів з наступною обробкою згідно раніше розробленим алгоритмам для підвищення точності вимірювань. Основна ідея методу полягає в пошаровому відновленні фізико-геометричних параметрів плоскостратифіцированих середовищ. У підсумку, на основі проведених обчислювальних експериментів, встановлена працездатність і ефективність запропонованого методу. Також вказані можливі шляхи практичного застосування запропонованого методу при обробці даних зондування конструкцій дорожніх одягів за допомогою георадара «Одяг-1». Використання процедури додаткового калібрування за даними, отриманими за допомогою відбору кернів, також підвищує надійність і точність оцінки поточного стану дорожніх покриттів.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: імпульсні сигнали, підповерхнєве зондування, плоскошаруваті середовища

A method for normalizing scattered by plane layered media signals with further processing according to prior developed algorithms to improve accuracy is proposed. The main idea of the method consists in the restoration of physical and geometrical parameters of the plane layered stratified medium. As a result, on the basis of computational experiments, was proved efficiency and effectiveness of the proposed method. Also discussed the possible ways of practical application of the proposed method in the treatment of road pavements sensing data with GPR "Odyag-1." Using the optional calibration procedure according to the data obtained by coring, also increases the reliability and accuracy of the assessment of the current state of road pavements.

KEYWORDS: pulse signals, subsurface sounding, stratified medium

ВВЕДЕНИЕ

Во многих прикладных областях современного естествознания возникают задачи определения физико-геометрических характеристик слоисто-неоднородных сред при условии большой пространственной длительности зондирующего сигнала относительно электрической толщины слоев [1-3]. С чисто математической точки зрения повышение разрешающей способности импульсной локализации возможно при уменьшении длительности (центральной частоты) импульса. Однако при этом, как правило, возникают трудности, связанные с ростом затухания сигнала. Кроме того, низкий электрический контраст материалов слоев (что характерно для задач диагностики дорожных одежд) порождает наличие слабых отраженных сигналов с незначительной задержкой по отношению к первому импульсу, т.е. импульсу, отраженному от внешней границы. Ранее в [4] был предложен алгоритм послойного определения диэлектрической проницаемости и толщины слоев с помощью зондирования сверхширокополосными (СШП) импульсными сигналами. Основу алгоритма составила последовательность шагов по определению: фактической амплитуды падающего сигнала, амплитуды сигнала, отраженного от наружной поверхности покрытия, вычисления по формулам Френеля диэлектрической проницаемости первого слоя, вычисления временной задержки сигнала, прошедшего от следующей границы, вычисления толщины верхнего слоя и повторения четырех последних шагов для определения значений толщины и диэлектрической проницаемости нижних слоев. Очевидно, что при неточном определении диэлектрической проницаемости верхнего слоя, точность результатов всех последующих шагов будет значительно снижена независимо от качества последующей обработки. Эта точность определяется корректностью определения коэффициента отражения от наружной границы

(амплитуд падающего и отраженного сигналов). В свою очередь, на определенное по результатам измерений значение амплитуды отраженного сигнала могут оказывать влияние сигналы, отраженные от следующей границы. Для ответа на вопрос о степени такого влияния и методах учета возникающих искажений сигнала необходимо провести соответствующие численные эксперименты. Поэтому в настоящей работе изложены результаты вычислительных экспериментов, проведенных с помощью разработанной ранее программы «GeoVizy».

ПОСТАНОВКА И МЕТОД РЕШЕНИЯ ЗАДАЧИ

Общая задача по определению толщины слоев и значений их диэлектрической проницаемости согласно [4] выглядит следующим образом: исследуемая плоскостойкая среда облучается импульсным зондирующим сигналом. По результатам обработки временного профиля отраженного сигнала необходимо определить внутреннюю структуру плоскостойкой среды и значения диэлектрической проницаемости слоев. Решение задачи удобно разбить на несколько этапов:

- после первичной обработки георадиолокационных данных (с помощью преобразования Гильберта) определяются временные задержки сигналов (Δt_i), отраженных от границ слоев и амплитуды этих сигналов;
- по формуле, следующей из формул Френеля [4,5]:

$$\sqrt{\varepsilon_{j+1}} = \sqrt{\varepsilon_j} \frac{1 - R_{j,j+1}}{1 + R_{j,j+1}} \quad (1)$$

определяется $\sqrt{\varepsilon_1}$ и далее ε_1 - диэлектрическая проницаемость верхнего слоя ($R_{j,j+1}$ - коэффициент отражения от нижней среды в верхнюю);

- затем с помощью формул для коэффициентов прохождения [4,5]

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

вычисляются коэффициенты прохождения через верхнюю границу в первый слой и обратно $T_{0,1}$, $T_{1,0}$, а также коэффициент отражения от нижней границы верхнего слоя $R_{1,2}$, а затем согласно (1)

вычисляется ε_2 ;

- далее повторяются вышеуказанные шаги вплоть до последней границы, где определяется лишь диэлектрическая проницаемость бесконечной подложки;
- определяются координаты границ как следствие основного уравнения радиолокации:

$$Z_i = \sum_{i=1}^I \frac{(t_i - t_{i-1}) \cdot c}{2 \cdot \sqrt{\varepsilon_i}} = \sum_{i=1}^I \frac{\Delta t_i \cdot c}{2 \cdot \sqrt{\varepsilon_i}}, \quad (3)$$

где: Z_i - координата i -й границы (верхняя граница имеет индекс 0),

t_i, t_{i-1} - моменты прохождения сигналом i -й ($i-1$)-й границ соответственно, определенные на этапе 1,

ε_i - диэлектрическая проницаемость i -го слоя (определенная ранее),

c - скорость распространения света в свободном пространстве (в воздухе);

- рассчитываются значения толщины слоев h_i по формуле:

$$h_i = Z_i - Z_{i-1}; \quad Z_0 = 0, i = 1, 2 \dots I. \quad (4)$$

Таким образом, данная схема, основанная на поэтапном восстановлении толщины слоев и их диэлектрической проницаемости, предполагает достаточно точное определение диэлектрической проницаемости верхнего слоя. Как показали результаты многочисленных экспериментов, проведенных с помощью георадара «Одяг-1», при толщине верхнего слоя более 10 см и значении $\varepsilon_1 = 6.5$ и более определить значение ε_1 удастся достаточно точно. В то же время, при толщине верхнего слоя 5 см. ($\varepsilon_1 = 6.5$) предложенный алгоритм дает неточное значение диэлектрической проницаемости. Для решения данной проблемы были проведены вычислительные эксперименты с модельными импульсами, представляющими собой вторую производную от гауссоиды, благодаря своей форме, часто называемую «мексиканской шляпой» (сомбреро):

$$S''(t) = \frac{d^2}{dt^2} \left(\exp\left(-\frac{t^2}{2}\right) \right) = (t^2 - 1) \exp\left(-\frac{t^2}{2}\right). \quad (5)$$

При моделировании использовалась программа «GeoVizy», позволяющая не только создавать виртуальные сигналы, но и производить их обработку согласно предложенным алгоритмам. На рис.1. приведены результаты виртуального зондирования конструкции дорожной одежды. Для наглядности представлены результаты двух конструкций, отличающихся геометрической толщиной верхнего слоя. В первом случае она равна 5 см., а во втором случае - 12 см. Соответственно толщина второго слоя в первом случае равна 27 см, а во втором -19.5 см. Остальные параметры одинаковы: $\varepsilon_1 = 6$, $\varepsilon_2 = 5$ и $\varepsilon_3 = 1.6$.

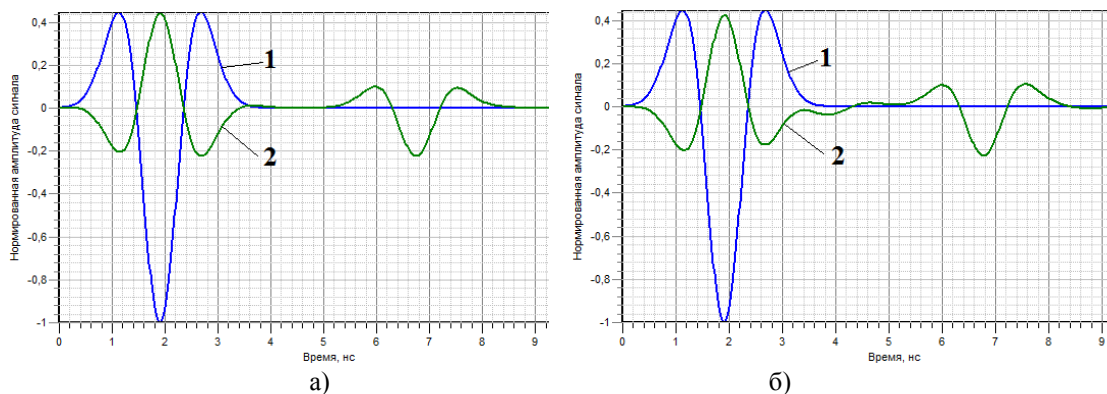


Рис.1. Падающий -1 и отраженный от конструкции - 2 импульсы при толщине первого слоя 5 см (а) и 12 см (б).

На рис. 2-5 представлены результаты обработки этих сигналов с помощью алгоритма, предложенного в [4]. Как следует из вида сигналов, их отличия весьма незначительные и при наличии паразитных

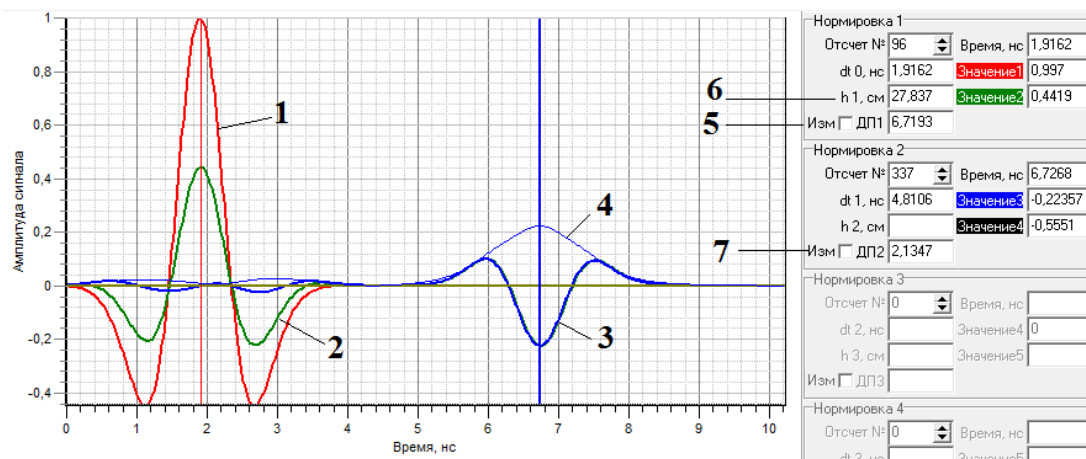


Рис.2. Падающий - 1, отраженный от конструкции -2 и синтезированный (отражение от нижней границы) - 3 сигналы, а также преобразование Гильберта от отраженного сигнала - 4. 5,7 восстановленные

значения диэлектрической проницаемости и толщины слоя - 6.

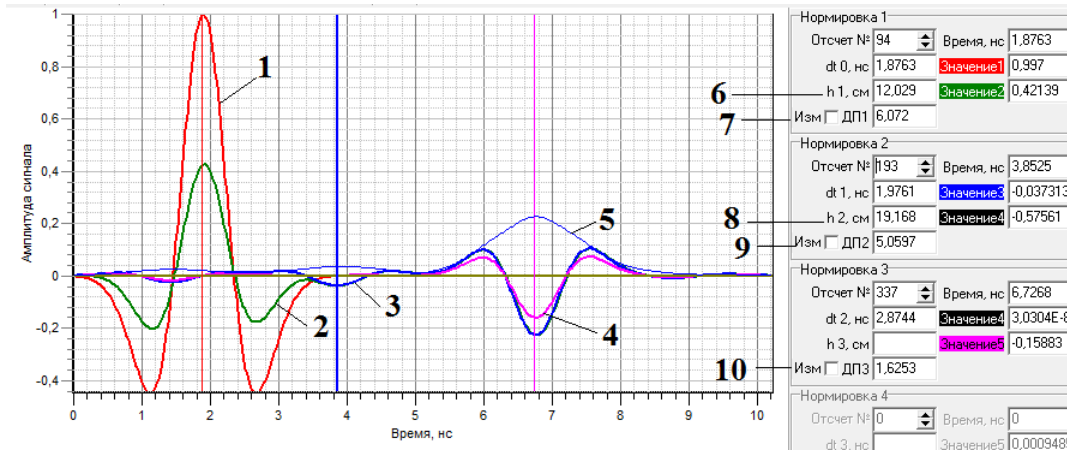


Рис.3. Падающий - 1, отраженный от конструкции -2 и синтезированные (отражение от нижних границ) – 3,4 сигналы, а также преобразование Гильберта от отраженного сигнала – 5. 7,9,10 восстановленные значения диэлектрической проницаемости и толщины слоев – 7,9.

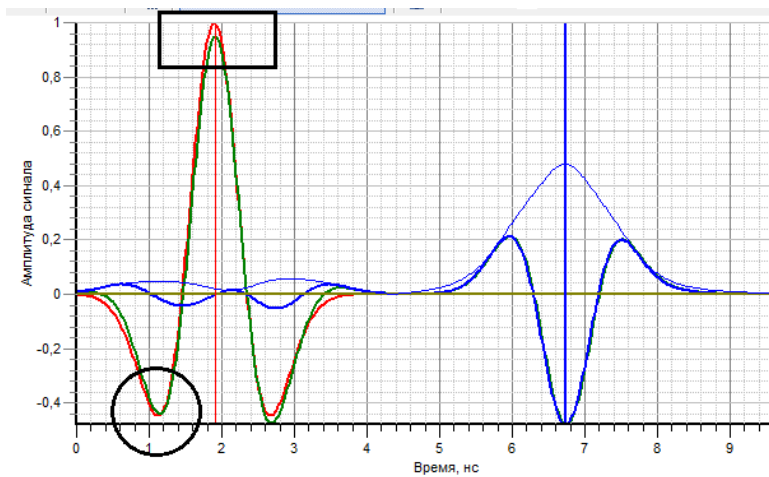


Рис.4. Калибровка отраженного импульса по падающему сигналу.

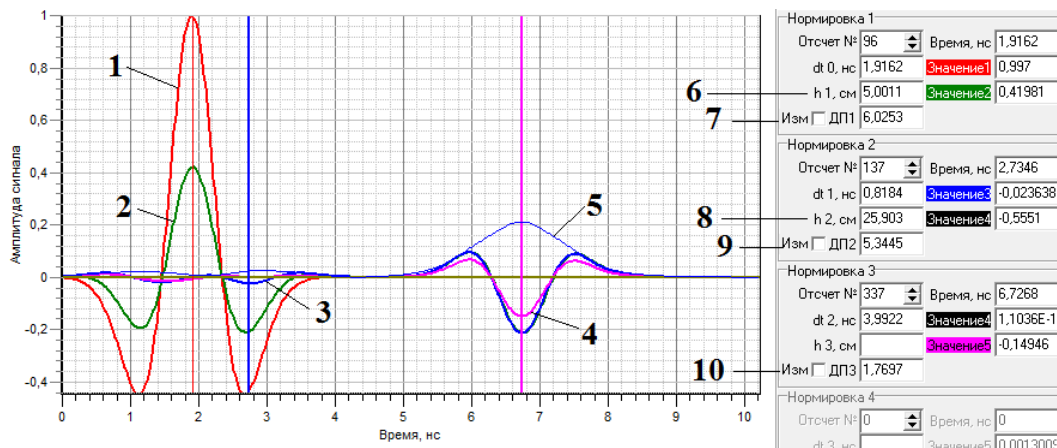


Рис.5. Падающий - 1, отраженный от конструкции -2 и синтезированные (отражение от нижних границ) – 3,4 сигналы, а также преобразование Гильберта от отраженного сигнала – 5; 7,9,10 восстановленные значения диэлектрической проницаемости и толщины слоев – 7,9.

колебаний в системе оператор георадара, вероятно, не сможет сделать правильное заключение даже о количестве слоев. Более того, даже при обработке таких «идеальных» сигналов (без помех и паразитных переотражений, присутствующих в реальных антенных блоках) возникают сложности с определением диэлектрической проницаемости верхнего слоя.

Подчеркнем, что сигнал, отраженный от верхней границы имеет, как правило, максимальную амплитуду. Поэтому главная идея, лежащая в основе предлагаемого метода – калибровка сигнала по первичному максимуму. Смысл такой калибровки иллюстрирует рис.4. Квадратом обведена область калибровки по стандартному методу, а кругом – по предлагаемому алгоритму. Результаты обработки откалиброванных по предлагаемому алгоритму сигналов приведены на рис. 5. Они демонстрируют достаточно точное восстановление толщины и диэлектрической проницаемости первого слоя, в то же время параметры нижних слоев определяются с меньшей точностью, что вызвано накоплением погрешности, связанной с необходимостью анализа слабых возмущений (скачка диэлектрической проницаемости) на фоне относительно большого отражения от верхней границы. В этой связи также следует отметить, что нормативные документы [6] в дорожной отрасли предусматривают проведение предварительной калибровки георадарного оборудования с помощью отбора кернов и при необходимости корректировки алгоритма обработки для повышения точности и достоверности оценки текущего состояния конструкций дорожных одежд.

ВЫВОДЫ

Решение задач диагностики состояния различных строительных конструкций, неразрушающего контроля промышленных изделий и дистанционного зондирования может быть получено на основе использования СШП сигналов и соответствующих методов обработки полученной информации. Для плоскостойких сред с малой электрической толщиной (особенно верхнего слоя) предложенные ранее процедуры калибровки оборудования и алгоритмы обработки не позволяют полностью реализовать потенциал имеющихся георадаров. Эффективным инструментом повышения точности измерений является предложенный метод нормировки отраженных сигналов с последующей обработкой согласно ранее разработанным алгоритмам. Ключевая особенность предлагаемого метода – корректный выбор области нормировки на временной шкале СШП сигнала и введение корректирующего множителя при вычислении коэффициента отражения от наружной и внутренних границ плоскостойкой среды. В итоге, на основе проведенных вычислительных экспериментов, установлена работоспособность и эффективность предложенного метода. Также указаны возможные пути практического применения предложенного метода при обработке данных зондирования конструкций дорожных одежд с помощью георадара «Одыг-1». Использование процедуры дополнительной калибровки по данным, полученным с помощью отбора кернов, также повышает надежность и точность оценки текущего состояния дорожных покрытий.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Wissel T. Estimating soft tissue thickness from light-tissue interactions--a simulation study. Biomed / T Wissel, R Bruder, A Schweikard, F E. //Opt Express. - 2013 Jun 14;4(7):1176-87. doi: 10.1364/BOE.4.001176. Print 2013 Jul 1.
2. Батраков Д.О. Численное моделирование распространения электромагнитных импульсных сигналов в плоскостойких средах/ Д.О. Батраков, Д.В. Головин, А.Г. Батракова, Г.П. Почанин // Вестник ХНУ. - Радиофизика и электроника. – 2012. – №1038, вып. 21. – С.54-58.
3. Батраков Д.О. Влияние формы зондирующих импульсов на эффективность восстановления параметров технических и биомедицинских объектов. / Д. О. Батраков, Д. В. Головин, Г. П. Почанин. //Вестник ХНУ. Радиофизика и электроника. – 2013. – № 1067, вып. 22. –С. 93-98.
4. 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.
5. Борн М. Основы оптики / М. Борн, Э. Вольф. – М. : Наука. – 1973. – 720 с.
6. 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).

УДК 621.574.4

ОПТИМИЗАЦИЯ ПАРАМЕТРОВ СИГНАЛОВ АНТЕННОГО БЛОКА ГЕОРАДАРА «ОДЯГ»

Д.О. Батраков¹, Г. П. Почанин², П.В. Холод², В.П. Рубан², А.А. Орленко²,
А.С. Кундиус¹

¹Харьковский национальный университет им. В.Н. Каразина, радиофизический факультет.
пл.Свободы 4, Харьков, 61077, Украина
e-mail: rff_bat5@yahoo.com

²Институт радиофизики и электроники НАН Украины.
ул. Ак. Проскуры 12, Харьков, 61085, Украина
Поступила в редакцию 21 мая 2016 г.

С помощью макетов измерительных установок определена форма импульсов дипольных антенн типа «бабочка» георадара «Одяг». Проведенные вычислительные эксперименты по моделированию работы антенных блоков георадара позволили определить реальную форму первичных импульсных сигналов, используемых при зондировании и установить особенности взаимодействия приемных антенн при реализации принципа частотнонезависимой компенсации сигнала прямого прохождения. Анализ формы синтезированных на ЭВМ сигналов позволил обосновать оптимальное расстояние между приемными антеннами в рассматриваемом случае. Полученные результаты призваны обеспечить повышение пространственной разрешающей способности георадаров и надежности результатов обработки импульсных сигналов.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: дипольные антенны, импульсные сигналы, плоскослоистые среды.

За допомогою макетів вимірювальних установок визначена форма імпульсів дипольних антен типу «метелик» георадара «Одяг». Проведені обчислювальні експерименти з моделювання роботи антенних блоків георадара дозволили визначити реальну форму первинних імпульсних сигналів, які використовуються при зондуванні і встановити особливості взаємодії прийомних антен при реалізації принципу частотнонезалежної компенсації сигналу прямого проходження. Аналіз форми синтезованих на ЕОМ сигналів дозволив обґрунтувати оптимальну відстань між приймальними антенами в даному випадку. Отримані результати покликані забезпечити підвищення просторової роздільної здатності георадарів та надійності результатів обробки імпульсних сигналів.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: дипольні антени, імпульсні сигнали, плоскошаруваті середовища

By use of designed measurement units we defined impulse of the GPR "Odyag" "butterfly" dipole antennas form. Provided numerical experiments for modeling work GPR antenna units allow us to determine the real shape of the primary pulse signals used for probing and set the features of the interaction of receiving antennas in the implementation of the principle of compensation frequency-independent direct path signal. Analysis of the shape of the synthesized signal by the computer software allowed us to justify the optimal distance between the receiving antennas in the present case. The results are intended to provide increasing the spatial resolution of ground penetrating radar and reliability of pulsed signal processing results.

KEYWORDS: dipole antenna, pulse signals, stratified medium.

ВВЕДЕНИЕ

Повышение пространственной разрешающей способности средств неразрушающего контроля, в том числе и георадаров, является актуальной задачей современной радиофизики и теории обработки сигналов [1-4]. Преимущества импульсных георадаров при решении данного класса задач состоят в наличии значительного количества информации, приносимой сверхширокополосными (СШП) сигналами, отраженными от внутренних структурных границ исследуемой среды. Вместе с тем, для интерпретации данных неразрушающего контроля плоскослоистых сред характерно наличие ряда особенностей, связанных как с наличием переотражений импульсных сигналов от внутренних структурных границ раздела, так и с необходимостью разделения сигналов при условии, что задержка во времени между ними меньше, чем длительность импульса. В этой связи задачу можно условно разделить на две составляющие: математическую и техническую. С точки зрения математической обработки отраженный сигнал представляет собой результат операции свертки относительно зондирующего [1]:

$$e_s(t, \mathbf{r}) = \int_{-\infty}^{+\infty} h(t - \tau, \mathbf{r}) \cdot e_i(\tau, \mathbf{r}) d\tau, \quad (1)$$

где: $e_i(\tau, \mathbf{r}), e_s(t, \mathbf{r})$ - зондирующий и отраженный сигналы, $h(t - \tau, \mathbf{r})$ - функция импульсного отклика системы (среды, объекта), t, τ, \mathbf{r} - временные и пространственная координаты соответственно. Одна из первичных задач математической обработки в случае толщинометрии плоскостойких сред – с максимальной возможной точностью определить временную задержку отраженных от внутренних неоднородностей сигналов, т.е. по сути – разделить сигналы во времени. Понятно, что чем короче зондирующий импульс, тем легче решить эту задачу. Однако, по мере сокращения длительности импульса (уширения его спектра) увеличивается и поглощение (высокочастотных компонент спектра), что приводит к искажению формы и ослаблению отраженного сигнала. В связи с этим возникает задача обработки более длительных (по сравнению с электрической толщиной слоев конструкции) импульсов, а также техническая задача – разработка антенн (антенных блоков) и генераторов, обеспечивающих необходимую (оптимальную для обработки) форму излучаемых сигналов. Кроме того, антенные блоки должны обеспечивать минимальные искажения сигналов при приеме и передаче для оцифровки. Отсюда и задача данной работы – анализ возможностей различных антенных систем и оптимизация антенного блока георадара «Одыг».

ПОСТАНОВКА И МЕТОД РЕШЕНИЯ ЗАДАЧИ

Основная задача, стоящая перед разработчиками георадаров – создание систем с минимальным влиянием на приемный тракт зондирующего сигнала (сигнала прямого прохождения). В качестве мер подавления такого паразитного сигнала предлагались такие операции как удаление среднего [5] и аппаратная компенсация сигнала прямого прохождения с помощью параллельной с отраженным сигналом подачи на вход приемника инвертированного излученного импульса [6]. Однако, в первом случае удаление среднего в рассматриваемых задачах подповерхностного зондирования плоскостойких сред приведет к попутному удалению полезных сигналов от внутренних границ. Во втором случае предложенная процедура применима в основном к так называемым узкополосным системам, когда сигналы имеют синусоидальную либо близкую к ней форму (т.е. достаточно узкий спектр). В случае же широкополосных и СШП сигналов такая коррекция оказывается неэффективной ввиду невозможности достижения приемлемой компенсации во всем частотном диапазоне (частотных искажений сигнала) и нестабильности генератора и приемника. Поэтому в [7] был предложен способ частотно независимой компенсации сигнала прямого прохождения. Его суть заключается во включении в конструкцию блока приемных антенн, состоящего из двух идентичных дипольных антенн типа «бабочка», расположенных симметрично относительно плоскости передающей антенны и соединенных в обратной полярности (чтобы приходящие сигналы вычитались). В таком случае для дальнейшей оцифровки будет поступать разность двух сигналов, отраженных от исследуемой структуры (при условии идеальной настройки и полностью симметричной конструкции антенн). В процессе обработки необходимо, как уже говорилось выше, вычислить временную задержку между сигналами, отраженными от наружной и внутренних границ, для чего может быть использовано преобразование Гильберта [8,9] либо интегральное преобразование, предложенное в [10]. Преобразование Гильберта определяется следующими известными соотношениями – прямое преобразование Гильберта:

$$\tilde{e}(t, \mathbf{r}_o) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e(\tau, \mathbf{r}_o)}{t - \tau} d\tau, \quad (2)$$

где функция $1/(t - \tau)$ называется ядром преобразования Гильберта. Обратное преобразование Гильберта:

$$e(t, \mathbf{r}_o) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\tilde{e}(\tau, \mathbf{r}_o)}{t - \tau} d\tau, \quad \mathbf{r}_o - \text{точка наблюдения.} \quad (3)$$

Преобразование, предложенное в [10] предполагает двойное интегрирование временного профиля (по времени) с переменными верхним пределом:

$$S(t, \mathbf{r}_o) = \int_0^t \int_0^{\tau} e(\tau', \mathbf{r}_o) d\tau' d\tau. \quad (4)$$

В силу известного математического свойства интеграла с переменным верхним пределом (производная от него по верхнему пределу равна подынтегральной функции, вычисленной при этом пределе) вместо вычисления двойного интеграла с последующим определением экстремумов (по корням производной) проще сразу вычислить нули производной, как корни однократного интеграла с переменным верхним пределом:

$$S(t, \mathbf{r}_o) = \int_0^t e(\tau, \mathbf{r}_o) d\tau. \quad (5)$$

Результаты соответствующих вычислительных экспериментов и данных обработки реальных сигналов георадара «Одяг» представлены на рис.1-5. Прежде всего, была проведена регистрация излучаемого передающей антенной сигнала с помощью одной приемной антенны «бабочка», расположенной напротив передающей антенны таким образом, что оси их основного излучения (приема) совпадали. Зарегистрированный сигнал и его преобразования показаны на рис.1.

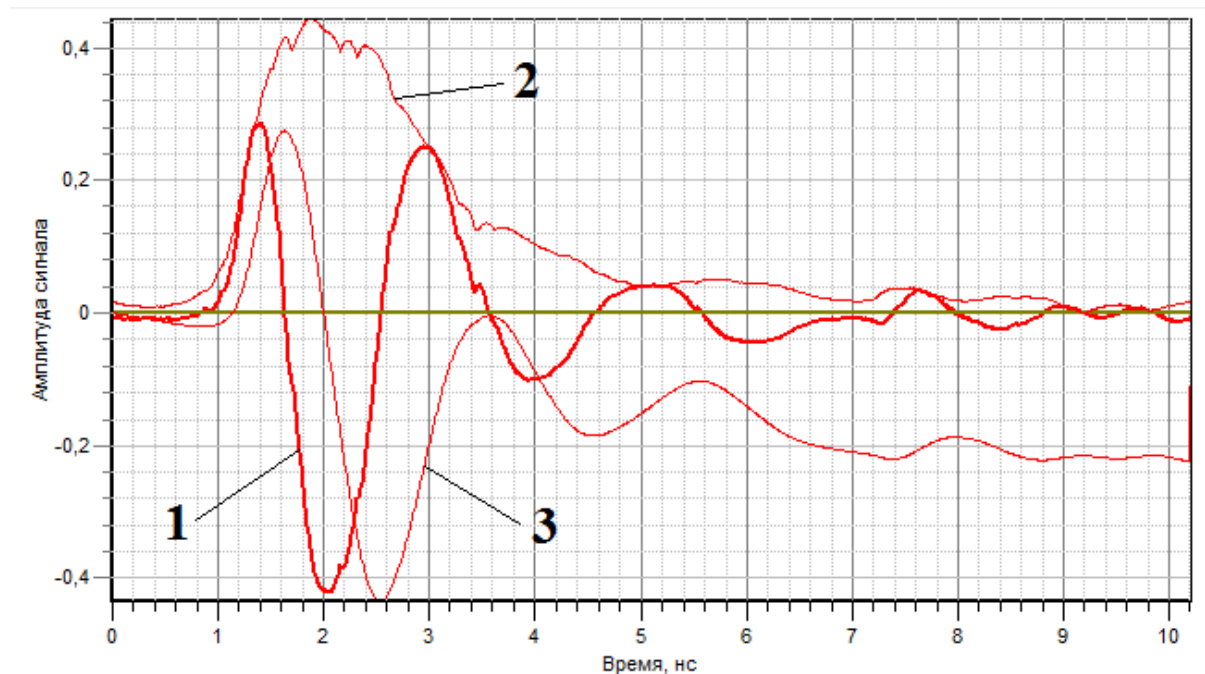


Рис. 1. Временное распределение при регистрации прямого сигнала. 1 – сигнал; 2 – преобразование Гильберта; 3 – интегральное преобразование (5).

Затем были проведены серии экспериментов по моделированию отражения листом металла сигналов, излученных и принятых моделью антенного блока георадара «Одяг» (рис.2.)



Рис.2. Общий вид экспериментального макета при исследовании отражения от листа металла.

Основная идея антенного блока АБ такого георадара заключается в частотно-независимой компенсации сигнала прямого прохождения, поступающего в приемный тракт, минуя исследуемую среду [7]. Для решения вопроса об оптимальном расстоянии между приемными антеннами были проведены серия экспериментов на лабораторной модели и численное моделирование такой компенсации в зависимости от этого расстояния с учетом установленной экспериментально формы импульсов. Результаты экспериментальных исследований представлены на рис. 3, а некоторые результаты моделирования

представлены на рис.4. Рис 3.(а) иллюстрирует влияние расстояния между антеннами на амплитуду и ширину импульса, а рис. 3.(б) – на результат его преобразования Гильберта. На рис. 4 (а) отображены смещенные импульсы разной амплитуды, а на рис 4 (б) результат (S) их вычитания. Очевидно, что при вычитании импульсов типа сомбреро итоговый сигнал всегда будет иметь не менее 4 «лепестков», что наиболее заметно при одинаковой амплитуде (рис. 4 (в)).

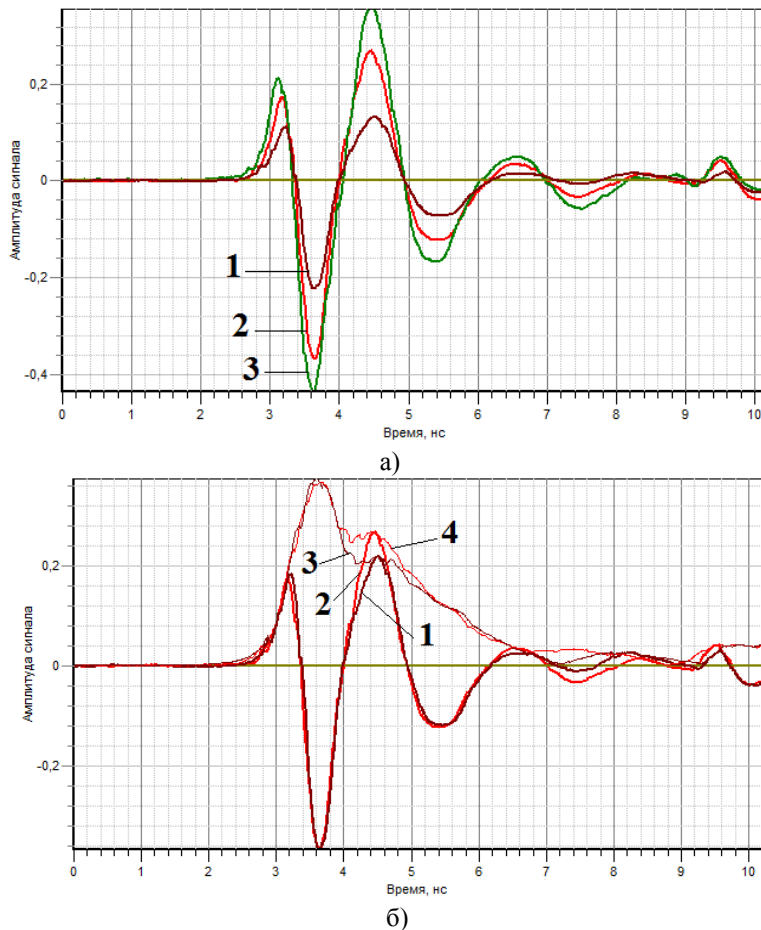


Рис. 3. Форма сигналов (а) при разных расстояниях между приемными антеннами: 1 – 4 см., 2 – 8 см., 3 – 12 см. Сигналы и их преобразование Гильберта (б): 1 – 4см. (сигнал), 2 – 8 см. (сигнал), 3 – преобразование Гильберта сигнала 1, 4 – преобразование Гильберта сигнала 2.

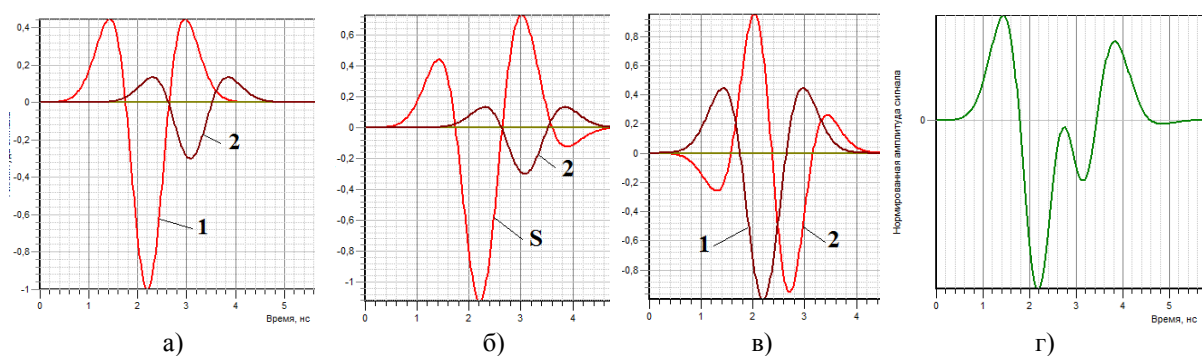


Рис. 4. Результаты вычитания различных импульсов. а) – два импульса (1,2) разной амплитуды, б) результат их вычитания (S); в) результат вычитания (2) двух импульсов (1) смещенных на 0.5 нс.; г) итог вычитания трех импульсов разной амплитуды и обладающих разной задержкой.

При условии вычитания трех импульсов (один из них является переотражением от передающей антенны импульса, отраженного от поверхности среды либо металла при калибровке в соответствии с процедурой, описанной в [11]) форма импульса усложняется и приобретает новые характерные отличительные черты (рис.4 (г)). В заключение на рис. 5 приведены импульсы реальных антенных блоков типа АБ георадара «Одяг». В одном случае импульсы соответствуют суперпозиции двух

одинаковых по форме, но разных по амплитуде сигналов, а во втором случае импульс – суперпозиция трех сигналов.

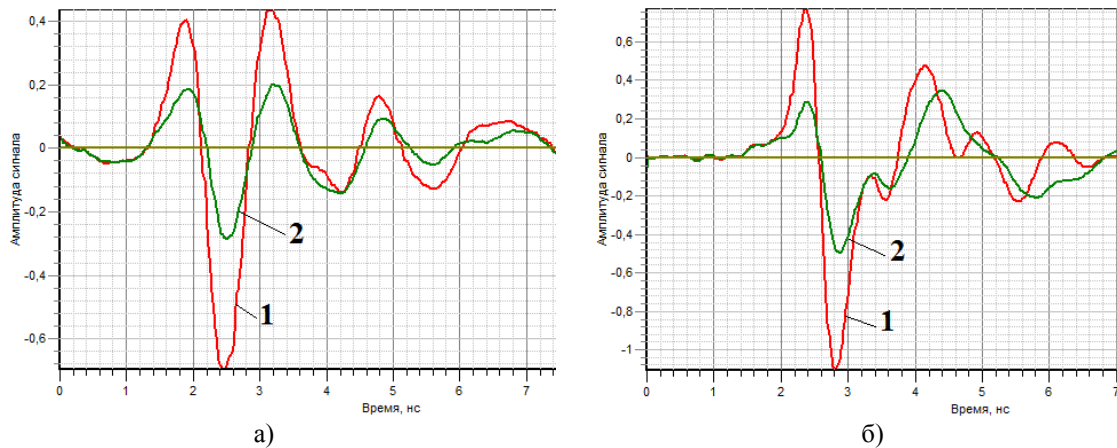


Рис. 5. Импульсы георадара «Одяг». а) Импульсы, отраженные от металла - 1 и от дорожной конструкции – 2 при измерениях 18.04. 2013г. на трассе М-18. б). Отражение от металла -1 и конструкции из кирпича -2 при отладке антенного блока 17. 03. 2016 г.

ВЫВОДЫ

Таким образом, с помощью макетов измерительных установок определена форма импульсов дипольных антенн типа «бабочка». Проведенные вычислительные эксперименты по моделированию работы антенных блоков георадара «Одяг» позволили определить реальную форму первичных импульсных сигналов, используемых при зондировании и установить особенности взаимодействия приемных антенн при реализации принципа частотнонезависимой компенсации сигнала прямого прохождения. Анализ формы синтезированных на ЭВМ сигналов и преобразования Гильберта реальных импульсов позволил обосновать оптимальное расстояние между приемными антеннами в рассматриваемом случае. При условии существующей геометрии диполей это расстояние оказалось равным 5 см. Следует также отметить, что требования максимальной чувствительности (амплитуды сигнала) и минимальной длительности результирующего сигнала (наилучшей разрешающей способности) являются противоречивыми, что требует отдельного рассмотрения задачи их согласования.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Astanin L. Yu. *Ultrawideband Radar Measurements: Analysis and Processing*. / L. Yu. Astanin and A.A. Kostylev - The Institute of Electrical Engineers, London, 1997, 256p.
2. Taylor J.D *Ultrawideband radar applications and design*. / Taylor J.D - CRC Press, Boca Raton, FL, 2012, 536 p.
3. Владов М.Л. Введение в георадиолокацию : учеб. пособие [для студ. высш. уч. завед.] / Владов М.Л., Старовойтов А.В. – М. : МГУ, 2004. – 153 с.
4. Вопросы подповерхностной радиолокации : коллективная монография / [под ред. А.Ю. Гринева]. – М. : Радиотехника, 2005. – 416 с.
5. Головки М.М. Удаление тренда в георадарных данных/ Головки М.М., Сытник О.В., Почанин Г.П.// ЭМ волны и электронные системы. – 2006. – Т.11, №2-3. – С. 99-105.
6. Zhuravlev, A., Ivashov, S., Razevig, V., Vasiliev, I. and Bechtel, T. "Shallow depth subsurface imaging with microwave holography," *Proc. of SPIE Symposium on Defense and Security. Radar Sensor Technology XVIII Conference. Baltimore, Maryland, USA May 5-7, 2014, Vol.9072*, pp. 90720X-1...9.
7. Копилов Ю.О. Спосіб розв'язки між передавальним і приймальним модулями антенної системи. Патент № 81652 України, МПК (2006) H01Q 9/00 H01Q 19/10. / Копилов Ю.О., Масалов С.О., Почанин Г.П. // (Україна); Інститут Радіофізики та електроніки ім. О.Я.Усикова Національної академії наук України. – а2005 08109 Заявлено 17.08.2005; Опубл. 25.01.2008, Бюл.№2.
8. Крылов В.В. Определение понятия задержки сигнала по Гильберту и методы её измерения / В.В. Крылов, Д.М. Пономарев // Радиотехника и Электроника. – 1980. – Т.25, №1. – С.204-206.
9. Batrakov D. O. Hilbert transform application to the impulse signal processing / D. O. Batrakov, A. G. Batrakova, D.V. Golovin // Proceedings of UWBUSIS'2010 – Sevastopol, Ukraine. – 2010. – September 6-10, P. 113-115.
10. 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.
11. 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.

УДК 517.9:535.4

СФЕРА, СОСТАВЛЕННАЯ ИЗ МЯГКОГО И ЖЁСТКОГО КРУГОВЫХ СЕГМЕНТОВ, В ПОЛЕ ПЛОСКОЙ АКУСТИЧЕСКОЙ ВОЛНЫ**В.А. Резуненко***Харьковский национальный университет имени В.Н. Каразина,**пл. Свободы, 4, Харьков, 61022, Украина**e-mail: varezunenko@yahoo.com*

Поступила в редакцию 16 мая 2016 г.

Изучается потенциал скоростей плоской акустической волны, рассеянной на сфере. Сфера составлена из мягкого и жесткого круговых сегментов. Для поиска потенциала решена смешанная краевая задача для уравнения Гельмгольца. Использован метод регуляризации матричного оператора задачи. Метод основан на использовании аналитических решений вспомогательных интегральных уравнений типа Абеля. Применено дискретное преобразование Фурье. Получена бесконечная система линейных алгебраических уравнений Фредгольма второго рода. Система разрешима численно и аналитически в гильбертовом пространстве l_2 . Рассмотрены некоторые варианты постановки задачи и резонансные свойства структуры.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: акустика, мягкий и жёсткий сегменты сферы, интегральные уравнения, система алгебраических уравнений второго рода, резонансы.

Вивчається потенціал швидкостей плоскої акустичної хвилі, що розсіяна на сфері. Сфера складена із м'якого та жорсткого кругових сегментів. Для пошука потенціала розв'язана змішана крайова задача для рівняння Гельмгольца. Використано метод регуляризації матричного оператора задачі. Основу метода складає аналітичне розв'язання допоміжних інтегральних рівнянь типу Абеля. Використано дискретне перетворення Фур'є. Одержано нескінчену систему лінійних алгебраїчних рівнянь Фредгольма другого роду. Система розв'язна аналітично та чисельно у гільбертовому просторі l_2 . Розглянуто деякі варіанти постановки задачі та резонансні властивості структури.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: акустика, м'який та жорсткий сегменти сфери, інтегральні рівняння, система алгебраїчних рівнянь другого роду, резонанси.

The acoustic potential of the velocity of the plane wave, scattered on the sphere. The sphere is constructed by two soft and hard spherical circular segments is analysed. To find the potential the mixed boundary problem for Helmholtz equation is solved. The method of regularization of matrix operator of the problem is used. The method is based on analytical solutions of auxiliary integral Abel's types equations. The discrete Fourier transform is applied. An infinite system of linear algebraic equations of Fredholm's second kind is obtained. The system is solvable numerically and analytically in Hilbert space l_2 . Some variants of problem formulations and resonance properties of the structures are examined.

KEY WORDS: acoustics, soft and hard spherical segments, integral equations, system of algebraic equations of the second kind, resonances.

ВВЕДЕНИЕ

Задачи акустики являются важными задачами, посвящёнными изучению волновых процессов в природе. В настоящее время интенсивно развиваются численно – аналитические методы решения и анализа различных акустических задач. Они используют наиболее эффективные методы математической физики, теоретической радиофизики, механики, моделирования. Большую роль в этом направлении играет исследование задач на классических, например, сферических поверхностях. Составные сферы, выполненные из различных материалов, имеют широкое применение, они могут рассматриваться прототипом многих устройств, в том числе и резонатора Гельмгольца. Жёсткая сферическая поверхность может рассматриваться, например, как модель пьезокерамического электроакустического преобразователя [1–4]. Электроакустика применяется в широком наборе приложений – от микро – и радиоакустики в мобильной связи, от акустики жилых помещений до акустики окружающей среды. Жёсткие и составные сферические поверхности в некотором приближении могут рассматриваться моделью плазменных образований. Механические и, в частности, звуковые процессы играют важную роль при конструировании антенной техники. Для решения задач излучения, распространения и приёма акустических волн различными, в том числе и сферическими поверхностями, известны

современные новые методы решения широкого круга теоретических и прикладных задач. К таким методам относится, в частности, метод регуляризации (полуобращения) матричных, интегральных и интегро-дифференциальных операторов задач [5–13]. Метод полуобращения сравнительно хорошо себя зарекомендовал при исследовании тонких резонансных эффектов, когда характерные размеры рассеивающих структур сравнимы с длинами падающих волн. Для задач акустики метод регуляризации, к сожалению, применяется не достаточно активно. В данной работе применяется метод полуобращения матричного и интегрального операторов задачи рассеяния плоской акустической волны на двух (мягком и жёстком) круговых сферических сегментах, составляющих замкнутую сферу. Получена и исследована бесконечная система линейных алгебраических уравнений второго рода с компактным матричным оператором в гильбертовом пространстве числовых последовательностей l_2 с некоторым весом. Рассмотрены варианты постановки задачи. Рассмотрены некоторые свойства резонансных частот структуры и обобщение задачи.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Начало декартовой и сферической систем координат поместим в центр полый сферы радиуса a_0 . Пусть ось OZ является общей для обеих систем координат. Полагаем сферу разрезанной на два круговых сегмента плоскостью, параллельной плоскости XOY . Пусть по линии разреза сегменты разделены бесконечно тонкой звуконепроницаемой нитевидной круговой перегородкой. Полярный угол θ для нитевидной перегородки полагаем равным θ_0 , радиус нити $r = a_0$, азимутальный угол $\varphi \in [0, 2\pi]$. Верхний сегмент сферы полагаем мягким, на сегменте полярный угол θ меняется от 0 до θ_0 , $\varphi \in [0, 2\pi]$. Нижний сегмент сферы полагаем жёстким, на нём $\theta \in (\theta_0, \pi]$, $\varphi \in [0, 2\pi]$. На сферу вдоль оси OZ падает плоская акустическая волна, которая дифрагируя создаёт вторичные поля. Потенциалы скоростей U полных полей должны всюду вне поверхности сферы удовлетворять скалярному уравнению Гельмгольца

$$\Delta U + k^2 U = 0, \quad (1)$$

где $k = \omega/c$ – волновое число, ω – круговая частота, c – скорость звука. По условию зависимость потенциалов от времени полагаем экспоненциальной $\exp(-i\omega t)$. На верхнем сегменте сферы полные потенциалы должны удовлетворять “мягкому” граничному условию

$$U = 0, \quad r = a_0, \quad \theta \in [0, \theta_0), \quad (2)$$

а на нижней части сферы полные потенциалы должны удовлетворять “жёсткому” граничному условию

$$\frac{\partial}{\partial n}(U) = 0, \quad r = a_0, \quad \theta \in (\theta_0, \pi], \quad (3)$$

где n – внешняя нормаль к поверхности сферы. Полные потенциалы U должны иметь требуемое поведение в окрестности рёбер сферических сегментов, а также убывать на бесконечности: $U = O(r^{-1}) \rightarrow 0, r \rightarrow \infty$. Требуется найти полные потенциалы вне сферы при $r \geq a_0$, $\theta \in [0, \pi]$, $\varphi \in [0, 2\pi]$. Решение такой смешанной задачи для уравнения (1) существует и единственно.

ПАРНЫЕ СУММАТОРНЫЕ ФУНКЦИОНАЛЬНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Учтя (1), потенциал скоростей плоской волны $U_0 = U_0(r, \theta)$ в сферической системе координат представим рядом Фурье – Бесселя – Лежандра [4– 18]:

$$U_0 = \sum_{n=0}^{\infty} F_n j_n(kr) P_n(\cos \theta), \quad r \in [0, \infty), \quad \theta \in [0, \pi], \quad \varphi \in [0, 2\pi], \quad (4)$$

где

$$F_n = (-i)^n (2n+1), \quad z < 0, \quad F_n = (i)^n (2n+1), \quad z > 0. \quad (5)$$

В (4) $j_n(kr)$ – сферические функции Бесселя первого рода порядка n аргумента kr в обозначениях Дебая, $P_n(\cos \theta)$ – полиномы Лежандра первого рода порядка n нулевой степени аргумента $\cos \theta$. В (4), (5) заданные коэффициенты F_n определяют направление распространения плоской волны из бесконечности: из нижнего полупространства – при $z < 0$, или из верхнего полупространства – при $z > 0$. В результате возмущающего влияния сферы на плоскую волну возникают искомая вторичная волна. Потенциал вторичной волны U_1 вне сферы представим в виде ряда (4), (5):

$$U_0 = \sum_{n=0}^{\infty} F_n h_n^{(1)}(kr) P_n(\cos \theta), \quad r > a_0, \quad \theta \in [0, \pi], \quad \varphi \in [0, 2\pi], \quad (6)$$

где $h_n^{(1)}(kr)$ – сферические функции Ханкеля первого рода порядка n аргумента kr в обозначениях Дебая. В (6), для выполнения условия конечности интеграла акустической энергии, искомые коэффициенты A_n , $n \geq 0$, должны принадлежать гильбертовому пространству \tilde{l}^2 с некоторым весом.

Для отыскания коэффициентов A_n потенциала (6) используем граничные условия (2) и (3). Из них получаем систему двух сумматорных функциональных уравнений:

$$\sum_{n=0}^{\infty} F_n \left\{ A_n h_n^{(1)}(ka_0) + j_n(ka_0) \right\} P_n(\cos \theta) = 0, \quad 0 \leq \theta < \theta_0, \quad (7)$$

$$\sum_{n=0}^{\infty} F_n \left\{ A_n [h_n^{(1)}(ka_0)]' + [j_n(ka_0)]' \right\} P_n(\cos \theta) = 0, \quad \theta_0 < \theta \leq \pi, \quad (8)$$

где в формулах $[h_n^{(1)}(ka_0)]'$, $[j_n(ka_0)]'$ штрих обозначает дифференцирование по аргументу ka_0 .

Система функциональных уравнений (7), (8) имеет единственное решение, так как поставленная акустическая задача дифракции звука имеет единственное решение. Требуется построить эффективный численно–аналитический алгоритм поиска коэффициентов A_n . Уравнения системы (7), (8) имеют сравнительно сложные ядра, содержащие функции и производные функций Бесселя и Ханкеля, и полиномы Лежандра. Для решения системы (7), (8) не эффективны различные конечно – разностные методы, а также прямые численные методы. Общего эффективного метода решения таких систем пока нет. Однако такая система допускает эффективную регуляризацию методом полуобращения матричных и интегральных операторов рассматриваемой задачи [5–13]. Основным моментом метода является получение и решение интегральных уравнений типа Абеля, а также конструирование параметра малости. В результате получим бесконечную систему линейных алгебраических уравнений второго рода Фредгольмового типа. Система разрешима численно для любых геометрических и волновых параметров задачи акустики и аналитически для предельных значений параметров задачи. В результате получим бесконечную систему линейных алгебраических уравнений второго рода Фредгольмового типа. Система разрешима численно для любых геометрических и волновых параметров задачи акустики и аналитически для предельных значений параметров задачи.

ИНТЕГРАЛЬНЫЕ УРАВНЕНИЯ И СИСТЕМА ЛИНЕЙНЫХ АЛГЕБРАИЧЕСКИХ УРАВНЕНИЙ ВТОРОГО РОДА

Сначала отметим, что рассматриваемая здесь задача акустики отличается, насколько нам известно, от рассмотренных ранее акустических задач на сфере с круговым отверстием и не является их частным случаем [1, 12, 13, 18, 20, 21]. Поэтому полученные здесь функциональные уравнения (7), (8) требуют применения нового варианта метода частичного обращения матричного оператора задачи [5-13, 18, 19]. Для этого сначала преобразуем систему функциональных уравнений (7), (8) так, чтобы удобно было применить этот метод. Отметим, что впервые метод частичного обращения матричного оператора задачи дифракции электромагнитных волн был разработан и применён в работах [5-13, 18, 19] и с тех пор многократно переоткрывался и продолжает модифицироваться для широкого круга задач. Впервые применение варианта метода регуляризации для задач электродинамики на сфере с отверстием выполнено в работе [5] и сейчас активно развивается в Харьковской школе дифракции [5–19]. В нашей

задаче операторное уравнение для системы (7), (8) есть уравнение первого рода $AX = C$ в пространстве $L_2(0, \pi)$ [11–16, 18, 19]. Здесь X – отыскиваемый вектор-столбец, A – известная

матрица, C – заданный вектор-столбец в $L_2(0, \pi)$. Требуется представить оператор A как сумму двух операторов $A = A^{(1)} + A^{(2)}$, из которых оператор $A^{(1)}$ может быть и неограниченным, но имеет обратный оператор $(A^{(1)})^{-1}$ и этот оператор может быть явно найден. При этом произведение операторов $(A^{(1)})^{-1} * A^{(2)}$ является вполне непрерывным оператором, а произведение операторов $(A^{(1)})^{-1} * C$ является ограниченным в $L_2(0, \pi)$. При этом важным требованием к методу полуобращения матричного оператора задачи (и других операторов аналогичных задач) является получение в итоге наиболее эффективного решения, в частности, такого, которое можно находить и аналитически и численно в наиболее широком диапазоне изменения параметров задачи, а также с наименьшими погрешностями вычислений и с наименьшими затратами ресурсов.

На первом шаге преобразования системы (7), (8) вводим новое обозначение $A_n^{(1)}$ вместо искомым коэффициентов A_n из (6):

$$A_n^{(1)} = A_n F_n h_n^{(1)}(ka_0). \tag{9}$$

Теперь, учтя свойства функций Ханкеля и их различные асимптотики [12–18], введём в (7), (8) акустический параметр малости $\varepsilon_n^{(ak)}$ (10):

$$\varepsilon_n^{(ak)} = 1 + \frac{2ka_0}{(2n+1)} \cdot \frac{[h_n^{(1)}(ka_0)]'}{h_n^{(1)}(ka_0)}. \tag{10}$$

Отметим, что параметр малости $\varepsilon_n^{(ak)}$ (10) убывает с различной скоростью при росте n . При этом важно, что для $n \gg 1$ и $n \gg ka_0$ параметр малости убывает до нуля быстрее, чем $O(\frac{1}{n}) \rightarrow 0$ при $n \rightarrow \infty$. Отметим, что для любых вещественных значений ka_0 параметр малости не имеет особенностей, так как функция $h_n^{(1)}(ka_0)$ не имеет вещественных корней.

Для следующего преобразования уравнения (8) используем связь между полиномами Лежандра и их производными:

$$P_n(x) = \frac{1}{2n+1} \left[\frac{d}{dx} P_{n+1}(x) - \frac{d}{dx} P_{n-1}(x) \right]. \tag{11}$$

Учтя запас сходимости в (8) и равенство (11), проинтегрируем почленно уравнение (8) по переменному θ . При этом возникает константа интегрирования D_0 . Эта константа D_0 оказывается равной нулю, так как $P_0(x) \equiv 1$, $P_{-1}(x) = P_1(x) = x$ и для $x = \cos \theta$ при $\theta = \pi$ получаем

$$P_n(\cos \pi) = P_n(-1) = (-1)^n,$$

$$P_{n+1}(\cos \pi) - P_{n-1}(\cos \pi) = (-1)^{n+1} - (-1)^{n-1} = (-1)^{n-1} [(-1)^2 - 1] = 0, \quad n \geq 0.$$

Затем в разность (11) проинтегрированных полиномов Лежандра $P_{n+1}(x) - P_{n-1}(x)$ при $x = \cos \theta$ подставим известное интегральное представление Мелера – Дирихле [10–14, 18]:

$$P_n(\cos \theta) = \pi^{-1} \sqrt{2} \int_{\theta}^{\pi} (\cos \theta - \cos x)^{-0.5} \sin(n+0.5)x dx, \quad \theta \in (\theta_0, \pi].$$

Используя принадлежность проинтегрированного ряда в (8) пространству $L_2(0, \pi)$, изменим порядок суммирования и интегрирования. В итоге получим однородное интегральное уравнение первого рода типа Абеля

$$\int_{\theta}^{\pi} g(x)(\cos \theta - \cos x)^{-0.5} dx = 0, \quad \theta \in (\theta_0, \pi], \quad (12)$$

где функция $g(x)$ - есть ряд Фурье по тригонометрическим функциям в $L_2(0, \pi)$. Решение уравнения (12) можно найти несколькими способами. Применим здесь композицию с ядром [5, 12– 14] вида $(\cos x - \cos \theta)^{-0.5} \sin x$. В результате получаем единственное решение уравнения (12): $g(x) = 0$, $x \in (\theta_0, \pi]$. Этим в преобразованном функциональном уравнении (8) мы перешли от рядов Фурье по полиномам Лежандра в $L_2(0, \pi)$ к рядам Фурье по тригонометрическим функциям $\cos[(n + 0.5)x]$, $n \geq 0$. Далее преобразуем функциональное уравнение (7). Для этого вместо полиномов Лежандра используем другие интегральные представления Мелера – Дирихле [5, 12– 14]

$$P_n(\cos \theta) = \pi^{-1} \sqrt{2} \int_0^{\theta} (\cos x - \cos \theta)^{-0.5} \cos(n + 0.5)x dx, \quad \theta \in [0, \theta_0)$$

Изменим порядок суммирования и интегрирования в (7), так как ряд в (7) есть ряд Фурье в $L_2(0, \pi)$.

При этом получаем новое однородное интегральное уравнение первого рода типа Абеля

$$\int_0^{\theta} f(x)(\cos x - \cos \theta)^{-0.5} dx = 0, \quad \theta \in [0, \theta_0) \quad (13)$$

Решение уравнения (13) находим с помощью композиции с ядром самого уравнения. Это решение тривиально: $f(x) = 0$, $x \in [0, \theta_0)$. Этим вместо (7), (8) получили функциональные уравнения по тригонометрическим функциям на обоих подинтервалах сегмента $[0, \pi]$. Учтя подстановку (9) и введение параметра малости (10), запишем полученную систему функциональных уравнений в виде новой нетривиальной системы второго рода так:

$$\begin{aligned} & \sum_{n=0}^{\infty} A_n^{(1)} \cos(n + \frac{1}{2})x = \\ & = \begin{cases} \sum_{m=0}^{\infty} [A_m^{(1)} \varepsilon_m^{(ac)} + 2(ka_0)F_m \frac{[j_m(ka_0)]'}{2m+1}] \cos(m + \frac{1}{2})x, & x \in (\theta_0, \pi], \\ - \sum_{m=0}^{\infty} F_m j_m(ka_0) \cos(m + \frac{1}{2})x, & x \in [0, \theta_0). \end{cases} \end{aligned} \quad (14)$$

Используя полноту и ортогональность функций $\cos(n + \frac{1}{2})x$, $n = 0, 1, 2, 3, \dots$ в $L_2(0, \pi)$, систему (14)

можно преобразовать различными методами [5, 6]. Здесь применим к системе (14) дискретное преобразование Фурье. В результате получаем искомую бесконечную систему линейных алгебраических уравнений второго рода:

$$\begin{aligned} A_n^{(1)} = & \sum_{m=0}^{\infty} A_m^{(1)} \varepsilon_m^{(ak)} \alpha_{n,m}^{(1)}(\theta_0) - \sum_{m=0}^{\infty} F_m j_m(ka_0) \alpha_{n,m}(\theta_0) + \\ & + 2(ka_0) \sum_{m=0}^{\infty} F_m \frac{[j_m(ka_0)]'}{2m+1} \alpha_{n,m}^{(1)}(\theta_0), \quad n = 0, 1, 2, 3, \dots, \end{aligned} \quad (15)$$

где искомые коэффициенты $A_n^{(1)}$ переобозначены в (9), параметр малости $\varepsilon_m^{(ak)}$ введён в (10), а величины F_m определены в (4), $\delta_{n,m}$ в (16) есть символ Кронекера, а величины $\alpha_{n,m}(\theta_0)$ и $\alpha_{n,m}^{(1)}(\theta_0)$ таковы:

$$\alpha_{n,m}^{(1)}(\theta_0) = \delta_{n,m} - \alpha_{n,m}(\theta_0), \quad (16)$$

$$\alpha_{n,m}(\theta_0) = \frac{1}{\pi} \left\{ \frac{\sin(n-m)\theta_0}{n-m} + \frac{\sin(n+m+1)\theta_0}{n+m+1} \right\}, \quad n \neq m, \quad (17.a)$$

а также

$$\alpha_{m,m}(\theta_0) = \frac{1}{\pi} \left[\theta_0 + \frac{\sin(2m+1)\theta_0}{2m+1} \right], \quad n = m; \quad n = 0, 1, 2, 3, \dots \quad (17.в)$$

В системе (15)-(17.в) волновое число ka_0 может принимать любые вещественные значения, а угол θ_0 разреза сферы на мягкую и жёсткую части может принимать любые значения на сегменте $[0, \pi]$.

ВЫВОДЫ

1. Получена итоговая бесконечная система линейных алгебраических уравнений второго рода (СЛАУ– II) (15) – (17.а), (17.в), которую представим так

$$A^{(1)} = MA^{(1)} + B, \quad (18)$$

где $A^{(1)}$ – столбец неизвестных коэффициентов $A_n^{(1)}$ для потенциала (6), матрица M в (18) такова

$$M = \left\{ \varepsilon_m^{(ak)} \alpha_{n,m}^{(1)}(\theta_0) \right\}, \quad n, m = 0, 2, 3, \dots \quad (19)$$

В (18) в правом столбце B величину n – того элемента представим так:

$$b_n = 2(ka_0)F_n \frac{[j_n(ka_0)]'}{2n+1} - \sum_{m=0}^{\infty} F_m \left\{ j_m(ka_0) + 2(ka_0) \frac{[j_m(ka_0)]'}{2m+1} \right\} \alpha_{n,m}(\theta_0). \quad (20)$$

2. Предельными (тестовыми) вариантами постановки задачи являются, в частности, два таких варианта [2.1), 2.2)], когда составная сфера превращается в мягкую замкнутую сферу либо в жёсткую замкнутую сферу. Рассмотрим сначала вариант 2.1) - превращение составной сферы в мягкую замкнутую сферу. При этом полярный угол θ_0 нитевидного соединения сегментов сферы стремится к π . Тогда, независимо отдельно решая задачу дифракции заданной плоской акустической волны на замкнутой мягкой сфере, получаем коэффициенты A_n вторичного потенциала (6) в явном виде:

$$A_n = -j_n(ka_0) / h_n^{(1)}(ka_0). \quad (21)$$

Теперь, получим тестовое решение (21) путём предельного перехода в системе (15) при $\theta_0 \rightarrow \pi$. Для этого в системе (15) в правой части рассмотрим пределы всех сумм при $\theta_0 \rightarrow \pi$. Тогда получаем, что для $\theta_0 \rightarrow \pi$ пределы величин (16), (17а) и (17в) таковы: при $n = m$ $\lim \alpha_{n,n}(\theta_0) = 1$, а при $n \neq m$ $\lim \alpha_{n,m}(\theta_0) = 0$. Затем получаем, что для $\theta_0 \rightarrow \pi$ пределы (при $n = m$ и при $n \neq m$)

$$\lim \alpha_{n,m}^{(1)}(\theta_0) = 0. \quad \text{В этом случае система (15) превращается в равенство } A_n^{(1)} = -F_n j_n(ka_0). \quad \text{Далее,}$$

учтя (9), получаем равенства $A_n^{(1)} = -F_n j_n(ka_0) = A_n F_n h_n^{(1)}(ka_0)$. Значит, в итоге получаем требуемое равенство (22). Теперь рассмотрим вариант 2.2) – превращение составной сферы в жёсткую замкнутую сферу, когда угол θ_0 нитевидного соединения сегментов сферы стремится к 0. Тогда, также отдельно решая задачу дифракции плоской акустической волны на замкнутой жёсткой сфере, получаем коэффициенты A_n вторичного потенциала (6) в явном виде:

$$A_n = -[j_n(ka_0)]' / [h_n^{(1)}(ka_0)]'. \quad (22)$$

Для проверки (22) аналогично варианту 2.1) рассмотрим в системе (15) пределы всех сумм при $\theta_0 \rightarrow 0$. Найдя пределы сумм, получаем, что система (15) преобразовывается в упрощённую следующего вида:

$$A_n^{(1)} = A_n^{(1)} \varepsilon_n^{(ak)} + 2(ka_0)[j_n(ka_0)]' / (2n+1). \quad (23)$$

Подставим в (23) величину $\varepsilon_n^{(ak)}$ (10) и коэффициенты $A_n^{(1)}$ (9). В итоге получаем требуемое равенство (22). Этим оба предельные варианты постановки задач (при $\theta_0 \rightarrow \pi$ и при $\theta_0 \rightarrow 0$) рассмотрены и найдены их явные тестовые решения, которые также следуют из полученной СЛАУ-II (15), (18).

3. Система (15), (18) имеет единственное решение [16]. Её матричный оператор, соответствующий матрице M (20), вполне непрерывен в пространстве l_2 и правый столбец B системы (15), (18) [и (21)]

принадлежит l_2 . Константа 1 не принадлежит спектру матричного оператора, соответствующего матрице M (20). Поэтому решение системы (15) может быть эффективно найдено численно для произвольных параметров задачи. Система (15) может быть решена и аналитически для двух важных предельных случаев – [3.1), 3.2)]. Для случая 3.1) отметим, что для сравнительно малых значений волнового числа ka_0 ($ka_0 \ll 1$) норма матрицы M (20) в пространстве l_2 равномерно (по углу θ_0 во всём диапазоне изменения $\theta_0 \in [0, \pi]$) ограничена единицей:

$$\|M\|_{l_2} < 1.$$

Для случая 3.2) отметим, частности, что для больших величин угла θ_0 ($0 \leq \pi - \theta_0 \ll 1$) и даже до сравнительно больших значений ka_0 ($ka_0 \leq 40$) норма матрицы M также ограничена единицей.

4. Отметим, что приведённые резонансные частоты ka составной замкнутой сферы при уменьшении θ_0 немонотонно возрастают, начиная от корней $ka_{n,m}^{(s)}$ уравнения $j_n(ka_{n,m}^{(s)}) = 0$ до корней $ka_{n,m}^{(h)}$ уравнения $[j_n(ka_{n,m}^{(h)})]' = 0$, где штрих обозначает, как и принято выше, дифференцирование по аргументу. Точные значения резонансных частот ka структуры при $\theta_0 \neq 0$ являются корнями определителя $\det(M) = 0$ матрицы M (20).

Некоторые приведённые резонансные частоты $(ka)_{n,m}^{(s)}$ – приближённые [11, 17-20] значения корней уравнения $j_n(ka_{n,m}^{(s)}) = 0$ – даны в таблице 1.

Таблица 1. Резонансные частоты $ka_{n,m}^{(s)}$ замкнутой мягкой сферы.

	n=1	n=1	n=1	n=1	n=1
m=2	7.7252518	10.4171185	11.7049072	12.9665301	14.2073924
m=3	10.904125	13.6980231	15.0396647	16.3547096	17.6479740

5. Применённый вариант метода регуляризации [5–13, 18–20] задачи акустики на составной замкнутой сфере может быть обобщен [2, 8, 9, 22–25] для других видов источников полей, например, для различных, в том числе акустических и электрических диполей, и для других структур, например, для составных диэлектрических сфер.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кайно Г. Акустические волны. – М: – Мир, – 1990.
2. Гладкий А.В., Сергиенко И.В., Скопецкий В.В. Численно – аналитические методы исследования волновых процессов. – Киев: – Наукова Думка. –2001. – 452 с.
3. Скучик Е. Основы акустики. Т.2. – М.: – Мир, – 1976. – 542 с.
4. Thomas D.P. Diffraction by a spherical cap. Proc. Cambridge Philos. Soc., 1963, 59, с .197 – 209.
5. Радин А.М., Шестопапов В.П. Дифракция волн на сфере с отверстием// Докл. АН СССР. –1973. – Т.212., – №.4– С. 838 – 841.
6. Шестопапов В.П., Литвиненко Л.Н., Масалов С.А., Сологуб В.Г. Дифракция волн на решетках. – Харьков: – Изд. ХГУ, – 1973. – 288 с.

7. Шестопапов В.П., Тучкин Ю.А., Поединчук А.Е., Сиренко Ю.К. Новые методы решения прямых и обратных задач теории дифракции. – Харьков: – Основа, – 1997. – 284 с.
8. Кравченко В.Ф., Сиренко Ю.К., Сиренко К. Ю. Преобразование и излучение электромагнитных волн открытыми резонансными структурами. – Москва: – Физматлит, 2011. – 318 С.
9. Дорошенко В.А., Кравченко В.Ф. Возбуждение незамкнутых конических и биконических структур//Электромагнитные волны и электронные системы. – 2003. – Т.8, выпуск 10 – 11. – С. 4 – 78.
10. Свищёв Ю.В., Тучкин Ю.А. Векторная задача дифракции электромагнитных волн на двух сферических сегментах. // ДАН УССР, сер. А. – 1987. – Т.12. – С. 56 – 60.
11. Вязьмитинов И.А., Вязьмитинова С.С., Резуненко В.А. Расчёт потенциалов электронно – оптических систем с разгруженным сферическим катодом. // Радиотехника. – Изд. ХГУ – 1990. – Т.89. – С. 130 – 134.
12. Резуненко В.А. Рассеяние плоской волны сферой с круговым отверстием// Электромагнитные волны и электронные системы. – 2005. – Т.10, в.8. – С. 3 – 15.
13. Резуненко В.А. Интегральное уравнение задачи электростатики для сферического сегмента и диэлектрического закругления конуса// Вісник ХНУ імені В.Н. Каразіна, серія “Математика, прикладна математика і механіка” – 2006.– в. 749. – С. 50– 56.
14. Бейтмен Г., Эрдеи А. Высшие трансцендентные функции. Т.2. – М.: – Наука, – 1974. – 295 с.
15. Марченко В.А. Операторы Штурма – Лиувилля и их приложения. – Киев: – Наукова Думка, – 1977. – 362 с.
16. Садовничий В.А. Теория операторов. – М.: – Высшая школа, – 1999. – 368 с.
17. Справочник по специальным функциям. Под ред. Абрамовиц М., Стиган И.– М.:– ФМЛ, – 1979. – 832 с.
18. Резуненко В.А. Дифракция плоской акустической волны на сфере с круговым отверстием// Вісник ХНУ імені В.Н. Каразіна, серія “Математика, прикладна математика і механіка”. – 2009.– в. 850. – С.71– 77.
19. Резуненко В.А. Расчёт поля витка электрического тока, рассеянного спирально проводящим сферическим диском// Вісник ХНУ імені В.Н. Каразіна.. Серія “Радіофізика та електроніка”. – 2014. – № 1115. – вип. 24. – С. 41 – 48.
20. Vjazmitinov I.A., Rezunenکو V.A., Udjanskaja L.V., Shestopalov V.P. Antennas characteristics of spherical reflector which is working at regime of Helmholtz resonance excitation// International scientific and technical conf. “Contemporary Radiolocation”, –Kyiv . –1994. –PP.72–76.
21. Sirenko K.Yu., Sirenko Yu. K. The Exact Absorbing Conditions Method in the Analysis of Open Electrodynamics Structures Chapter Electromagnetic Waves in Complex Systems. – Volume 91 of the series Springer Series on Atomic, Optical, and Plasma Physics. – 25 May 2016. –PP. 225–326.
22. Гринченко В.Т., Вовк И.В., Мацыпура В.Т. Основы акустики. – Киев: НАНУ, Институт Гидромеханики, –2009.–867 с.
23. Ларин Н.В., Толоконников Л.А. Рассеяние звука неоднородным термоупругим сферическим слоем/ Прикладная математика и механика. – 2010. – Т. 74, № 4. – С. 645-654.
24. Zolotariov D., Nerukh A. Extension of approximation functions method for 2D nonlinear Volterra integral equations// Applied radio electronics.–2011.–V.10, №1.–P. 39–44.
25. Легенький М. Н., Бутрым А. Ю, Колчигин Н. Н. Расчет импульсного излучения круглой диэлектрической стержневой антенны методом согласования мод во временной области // Радиотехника. Всеукр. межвед. научно–техн. сб.–Харків:ХНУРЕ.–2010.–Вып.62.– С. 5–12.

УДК 621.382.2

ВОЛЬТАМПЕРНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ДИОДОВ С КАТОДНЫМ СТАТИЧЕСКИМ ДОМЕНОМ, ВАРИЗОННЫМ СЛОЕМ И ГЕТЕРОПЕРЕХОДОМ

О. В. Боцула, К. Г. Приходько

Харьковский национальный университет имени В. Н. Каразина,
4, пл. Свободы, Харьков, 61077, Украина, Тел.(0572) 7051262
e-mail: oleg.botsula@mail.ru, kyrylo.h.prykhodko@univer.kharkov.ua
Поступила в редакцию 25 мая 2016 г.

Рассматриваются короткие диоды, в которых формируются катодные статические домены и возникает ударная ионизация. Особенностью рассматриваемых диодов является наличие гетероперехода на катодном контакте и области варизонного полупроводника.

Анализ работы диодов проводился с использованием метода Монте-Карло. Исследовано влияние профиля легирования на вольтамперные характеристики диодов. Получены распределения концентрации носителей и электрического поля, определены зависимости параметров катодного статического домена от структуры диода и напряжения смещения. Показано, что определяющее влияние на параметры домена и вольтамперные характеристики оказывает ширина обедненной области на катоде. Продемонстрировано роль ударной ионизации, как механизма релаксации энергии электронов.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: ударная ионизация, статический катодный домен, вольтамперные характеристики, гетеропереход, варизонный слой.

Розглядаються короткі діоди, в яких формуються катодні статичні домени та виникає ударна іонізація. Особливістю діодів, що розглядаються є наявність гетеропереходу на катодному контакті та області, що являє собою варизонний напівпровідник.

Аналіз роботи діодів проводився з використанням методу Монте-Карло. Досліджено вплив профілю легування на вольтамперні характеристики діодів. Отримано розподіли концентрації носіїв та електричного поля, визначено залежність параметрів катодного статичного домену від структури діода та напруги зміщення. Показано, що визначальний вплив на параметри домена та вольтамперні характеристики має ширина збідненої області на катоді. Продемонстровано роль ударної іонізації, як механізму релаксації енергії електронів.

КЛЮЧЕВІ СЛОВА: ударна іонізація, статичний катодний домен, вольтамперні характеристики, гетероперехід, варизонний шар.

The short length diode with forming cathode static domain and occurring impact ionization are considered. The diode peculiarity is using of heterojunction on cathode contact and region with varying composition.

The analysis of the diodes operation was performed using Monte Carlo technique. The influence of doping profile on diode current – voltage characteristic is investigated. The carrier concentration and electric field distribution are obtained. The cathode static domain parameters depending on diode structure and voltage bias are determined. The main influence on domain parameters is caused by low concentration region size in the cathode. The role of impact ionization as a electrons energy relaxation mechanism has been demonstrated.

KEYWORD: impact ionization, static cathode domain, current voltage characteristics, heterojunction, graded layer.

ВВЕДЕНИЕ

Освоение длинноволновой части терагерцового диапазона (0,1–1 ТГц) твердотельными приборами происходит в двух основных направлениях. Первое направление связано с использованием приборов, работа которых основана на новых, не свойственных традиционным приборам принципах, как, например, возникновение плазменных неустойчивостей [1]. Вторым направлением является использование традиционных приборов с улучшенными характеристиками, которые позволяют им работать на столь высоких частотах (диоды Ганна, лавинно-пролетные, инжекционно-пролетные диоды и т.д.).

При этом основным способом повышения быстродействия и, соответственно, увеличения частоты остается уменьшение размеров элементов. Однако, приборы нанoeлектроники, например, резонансно-туннельные диоды, хоть и являются по своей сути достаточно высокочастотными элементами, не способны обеспечить приемлемые уровни выходной мощности в силу необходимости использования малых площадей диодов для снижения их емкости. В тоже время среди всех известных твердотельных источников терагерцового излучения наибольшими уровнями выходной мощностью обладают приборы на лавинных эффектах и эффекте междолинного переноса электронов [2]. Поэтому, именно этим эффектам нужно отдать предпочтение при создании эффективных источников терагерцового излучения.

Следует отметить, что если длина активной области составляет сто или нескольких сотен нанометров, то она становится соизмерима с характерными длинами релаксации носителей по импульсу и энергии, а время пролета носителей может быть сравнимым с временем развития ударной ионизации. Электронные процессы в

таких коротких структурах сложны, а существующие критерии получения генерации становятся неприменимыми. Например, критерий Кремера, определяющий область существования генерации в диодах Ганна [3], изначально был получен при условии, что постоянная времени образования домена значительно превышает время релаксации энергии электрона, а длина домена превышает длину свободного пробега носителей заряда. Очевидно, что эти условия не выполняются в случае коротких диодов. Численное моделирование диодов на основе GaN с длиной активной области менее 0,3 мкм, выполненное с помощью метода Монте-Карло [4], показало, что возникновение неустойчивостей тока возможно при значениях концентрации носителей заряда меньшей величины, которая определяется из критерия Кремера. Кроме того, было показано, что в таких диодах возможно возникновение ударной ионизации (УИ), которая не приводит к пробоему диода, однако оказывает влияние на процесс генерации.

Целью данной работы является исследование электронных процессов в коротких диодах с ударной ионизацией и получение их вольтамперных характеристик (ВАХ).

МОДЕЛЬ И РЕЗУЛЬТАТЫ

Рассматриваемые диоды представляли собой $n^+ - n^- - n - n^+$ -структуру длиной 640 нм, в которой концентрации n^- и n различаются более чем на порядок (рис.1 а). В результате на границе раздела n^- и n -областей формируется стабильная область с большой напряженностью электрического поля (статический домен). Диоды выполнены на основе соединения $Al_z Ga_{1-z} N$ с неравномерным распределением состава (рис. 1 б).

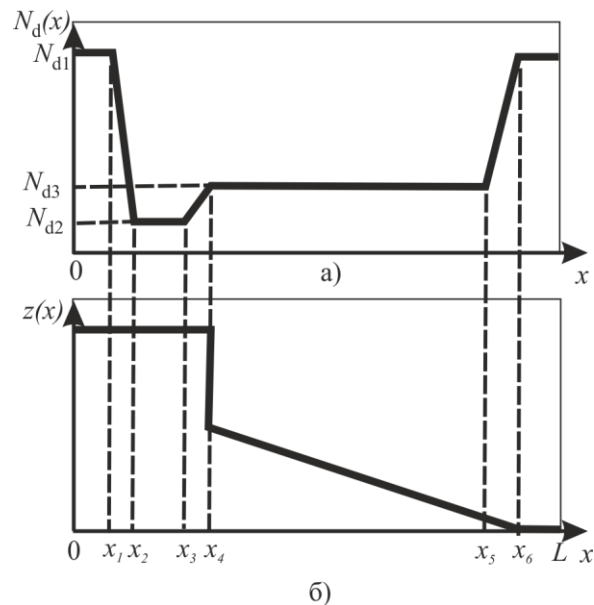


Рис.1 Структура рассматриваемого диода а) – профиль легирования; б) – распределение молярной доли алюминия

Область в промежутке от 0 до x_4 представляет собой полупроводник $Al_{0,45} Ga_{0,55} N$, материал в анодной области ($x_6 - L$) – GaN. В точке x_4 сформирован гетеропереход, за которым располагается слой, в котором содержание алюминия в соединении $Al_z Ga_{1-z} N$ монотонно убывает (варизонный слой). В рассмотренном диоде концентрация алюминия на гетеропереходе изменялась скачком от $z = 0,45$ до $z = 0,12$, а в пределах варизонной области менялась от $z = 0,12$ до $z = 0$ по линейному закону.

Такое распределение состава приводит к тому, что ударная ионизация в рассматриваемом диоде возникает не в области максимального электрического поля катодного статического домена, а в варизонной области диода и будет зависеть от закона распределения состава $z(x)$. За счет квазиэлектрических полей варизонного слоя дырки в полупроводнике n -типа могут двигаться к аноду, аналогично электронам [5].

Это даст возможность избежать накопления дырок в области варизонного слоя и должно способствовать быстрому восстановлению состояния диода до предпробойного, а значит, обеспечивать высокое быстродействие диода.

Моделирование диода проводилось с использованием метода Монте-Карло. Была рассмотрена трехдолинная модель зоны проводимости. Все аспекты моделирования электронов выбраны аналогично рассмотренным в работах [4,6]. Для расчета потенциала в областях был выбран один из разновидностей методов релаксации - многосеточный метод. Ударная ионизация учитывается аналогично работе [4].

В состоянии равновесия $U = 0$ в структуре образуются внутренние электрические поля в области переходов в результате перераспределения электронов вследствие градиентов концентраций. Внутреннее электрическое поле $n^+ - n^-$ перехода противоположно электрическому полю $n^- - n$ перехода и электрическому полю $n - n^+$ анодного контакта.

Приложение внешнего электрического поля приводит к образованию прикатодного домена с сильным электрическим полем на границе $n^- - n$ областей. Внешнее прикладываемое поле противоположно полю $n^+ - n^-$ перехода. Поэтому на границе $n^+ - n^-$ в рассматриваемой структуре при малых напряжениях образуется область с отрицательной напряженностью электрического поля, которая исчезает при повышении приложенного напряжения (рис. 2,а).

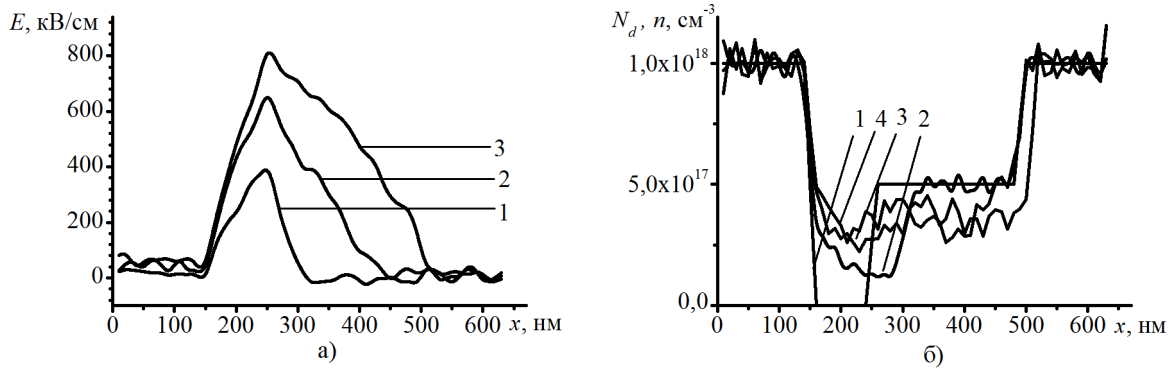


Рис. 2 Распределение электрического поля – а): 1 – $U = 5$ В; 2 – $U = 12$ В; 3 – $U = 20$ В; распределение легирующей примеси и концентрации электронов – б): 1 – $N_d(x)$; 2-4 – $n(x)$; 2 – $U = 5$ В; 3 – $U = 12$ В; 4 – $U = 20$ В; длина области зарубки 80 нм; $N_{d2} = 10^{14} \text{ см}^{-3}$; $N_{d3} = 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$.

Такое распределение напряженности характерно для структуры при наличии n^+ -катода. Напряженность электрического поля в области $n^- - n$ перехода при соответствующем внешне приложенном напряжении может возрастать до значений, достаточных для возникновения ударной ионизации. В области анода, в случае n^+ или антизапорного металлического контакта, напряженность электрического поля также возрастает и может достигать больших значений (сотни киловольт на сантиметр).

Из полученных распределений электрического поля от координаты видно, что с увеличением напряжения на диоде происходит не только увеличение величины напряженности электрического поля, но также расширение области заполняемой статическим доменом в сторону анодного контакта. На рис. 2 б показаны распределения концентрации электронов, соответствующие распределениям поля на рис. 2 а.

Видно, что расширение домена сильного поля происходит, как за счет заливания области зарубки электронами, так и за счет расширения обедненной области в сторону анода. Из-за выравнивания концентрации электронов положение максимума электрического поля локализуется у $n^- - n$ перехода, где объемный заряд равен нулю.

Зависимость плотности тока от приложенного напряжения с учетом и без учета ударной ионизации для диода с длиной зарубки 80 нм при разной концентрации легирующей примеси показана на рисунке 3 а. На рисунке 3 б представлены зависимости плотности тока от приложенного напряжения для диодов с различной длиной зарубки.

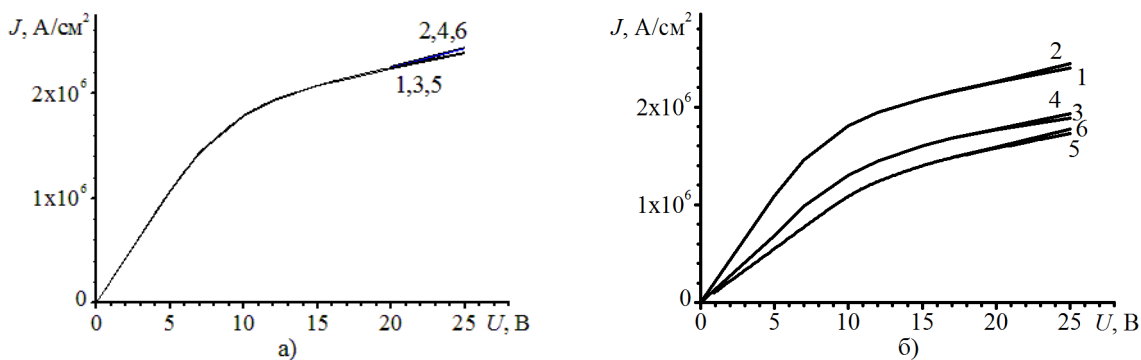


Рис. 3 ВАХ диодов: а) – с длиной зарубки 80 нм и разной концентрацией легирующей примеси в ней; 1,2 – $N_{d2} = 10^{14} \text{ см}^{-3}$; 3,4 – $N_{d2} = 5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$; 5,6 – $N_{d2} = 10^{15} \text{ см}^{-3}$; б) – для диодов с разной шириной зарубки; 1, 2 – 80 нм; 3, 4 – 120 нм.; 5, 6 – 140 нм; 1, 3, 5 – без учета УИ; 2, 4, 6 – с учетом УИ.

Как видно из полученных результатов влияние длины зарубки на ВАХ диодов является существенным. Уменьшение длины зарубки способствует уменьшению сопротивления диода и увеличению плотности тока, протекающего через него.

Если к рассматриваемому диоду $n^+n^-n^+$ прикладывать большие напряжения, то напряженность электрического поля в катодном домене (область $n-n$ перехода) может достичь значений, достаточных для сообщения электронам энергии, которая в некоторой точке (области) варизонного слоя может превысить пороговое значения начала развития ударной ионизации. Как видно из рис. 3 в этом случае в области высоких напряжения ток через диод возрастает.

Для уточнения роли ударной ионизации были получены энергетические распределения электронов в нижней (Γ) (рис. 4 а)) и самой верхней ($M-L$) (рис. 4 б)) долинах.

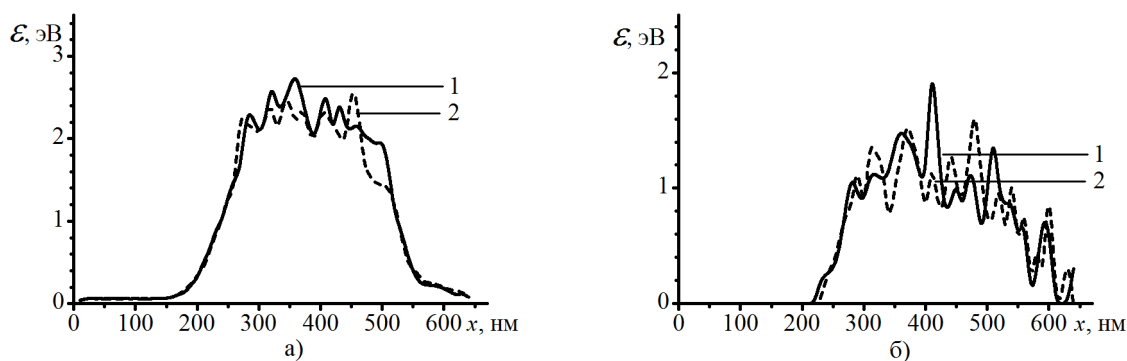


Рис. 4 Энергетическое распределение электронов в Γ -долине а) и $M-L$ -долине б) зоны проводимости: 1 - без УИ; 2 - с УИ.

Как видно из полученных зависимостей на расстояниях порядка 200 нм от начала области разогрева электронов за счет ударной ионизации наблюдается перераспределение энергии электронного газа между верхними и нижней долинами зоны проводимости. Происходит остывание электронного газа, что говорит о том, что в рассмотренных коротких диодах ударная ионизация способствует релаксации энергии электронов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенный анализ работы коротких диодов на основе $Al_2Ga_{1-z}N$ показал, что влияние параметров профиля легирования на статические характеристики аналогично тому, что наблюдается в длинных диодах с катодным статическим доменом[6]: при заданном значении концентрации в активной области величина концентрации в области зарубки, в случае стабильного домена сильного поля, слабо влияет на вольтамперные характеристики диодов, а уменьшение ширины зарубки при заданном значении концентрации в активной области приводит к росту тока, протекающего через диод. Ударная ионизация в рассмотренных диодах на $Al_2Ga_{1-z}N$, вызывает рост тока через диод при напряжениях 17- 20 В, а использование в диоде гетероперехода и варизонного слоя позволило понизить напряженность поля, необходимую для развития ударной ионизации до значений меньших 1000 кВ/см. В рассмотренных диодах ударная ионизация может играть роль релаксационного механизма, перераспределяющего энергию между долинами зоны проводимости, что в перспективе может быть использовано для создания быстродействующих активных элементов в терагерцовом диапазоне.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. A. El Fatimy, N. Dyakonova, Y. Meziani, T. Otsuji, W. Knap, S. Vandenbrouk, K. Madjour, D. The'ron, C. Gaquiere, M.A. Poisson, S. Delage, P. Prystawko, C. Skierbiszewski.: AlGaN/GaN high electron mobility transistors as a voltage-tunable room temperature terahertz sources // J. Appl. Phys. 107, 024504 (2010)
2. B. Bhushan (ed.), Encyclopedia of Nanotechnology, Springer. – Springer Dordrecht Heidelberg New York London Library of Congress Control Number: 2012940716. – 2012. – P. 253- 267.
3. M. Levinshtein, J. Kostamovaara, S. Vainshtein Breakdown phenomena in semiconductors and semiconductors devises Selected topics of electronic and system. – Vol. 36. – World ScientificPublishing. – Singapore. – 2005. – 208 P.
4. O. V. Botsula, E.D. Prokhorov, D.S. Svergun , K.G. Prykhodko. Influence of impact ionization on oscillation efficiency of short GaN – based diodes // Материалы 24 Межд. Крымской конф.-“СВЧ техника и телекоммуникационные технологии”, Севастополь, КрыМиКо-2014. – Т.1. – С.143-144.
5. В. И. Ильин Квазиэлектрические поля в полупроводниках и полупроводниковых структурах//Соросовский образовательный журнал. – Т. 7, № 11. – 2001. – С. 109-115.
6. О. В. Боцула, К. Г. Приходько Диод с катодным статическим на основе гетероструктуры // Радиофизика и электроника – 2015. – Т. 6(20), № 3. – С. 66–71.

УДК 551.558, 551.596, 534.221

**ПАРАМЕТРЫ ИНФРАЗВУКОВЫХ ЭФФЕКТОВ,
СГЕНЕРИРОВАННЫХ ЧЕЛЯБИНСКИМ МЕТЕОРОИДОМ 15 ФЕВРАЛЯ 2013 г.****Л. Ф. Черногор, Н. Б. Шевелев***Харьковский национальный университет имени В.Н. Каразина, Украина, 61077, Харьков,
пл. Свободы, 4*

Поступила в редакцию 24 июня 2016 г.

Описаны результаты исследования инфразвукового эффекта Челябинского метеороида по данным измерений на антарктической станции, принадлежащей Германии. Показано, что инфразвуковой сигнал проходил по двум трассам – короткой и длинной. С помощью основных методов анализа акустических эффектов – полосовой фильтрации и системного спектрального анализа – определены времена запаздывания сигнала и рассчитаны его скорости прихода. Установлены основные периоды, и длительности акустических сигналов. Объяснено различие между скоростями прихода инфразвуковой и звуковой волн.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: Челябинский метеороид, инфразвук, полосовая фильтрация, системный спектральный анализ.

Описані результати дослідження інфразвукового ефекту Челябінського метеороїду за даними вимірювань на антарктичній станції, що належить Німеччині. Показано, що інфразвуковий сигнал проходив двома трасами – короткою та довгою. За допомогою основних методів аналізу акустичних ефектів – смугової фільтрації та системного спектрального аналізу – визначено часи запізнення сигналів і розраховані їх швидкості приходу. Встановлені основні періоди та тривалості акустичних сигналів. Пояснено різницю між швидкостями приходу інфразвукової та звукової хвиль.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: Челябінський метеороїд, інфразвук, смугова фільтрація, системний спектральний аналіз.

The results of investigation of infrasound effect from Chelyabinsk meteoroid by Antarctic station which belongs Germany data are described. It's showed that infrasound signal propagated on two distances – short and long. Via of two main methods – bandpass filtering and system spectral analysis – the delays times are defined and the arrival rates are evaluated. The prevailing periods and the durations of acoustic signals are determined. The difference between celerity of infrasound and propagation speed of sound waves are explained.

KEY WORDS: Chelyabinsk meteoroid, infrasound, bandpass filtering, system spectral analysis.

ВВЕДЕНИЕ

15 февраля 2013 г. в Челябинской области в 09:22 по местному времени (в 03:22 UT) многие жители стали очевидцами необычного явления: крупный болид (малый астероид) пролетел и взорвался неподалеку от г. Челябинск. Это явление сопровождалось целым рядом эффектов во всех геосферах, проанализированных в ряде статей [1 – 5]. В частности, взрыв метеороида стал причиной генерации мощной ударной волны, последствия которой были зафиксированы многими инфразвуковыми станциями (ИЗС). Начальная масса метеороида – около 11 кт, начальная скорость – около 18 км/с, диаметр – около 18 м, а угол наклона траектории к горизонту – около 20° [1 – 5].

В настоящей работе проведен анализ инфразвукового сигнала, сгенерированного Челябинским метеороидом и зарегистрированного германскими станциями в Антарктиде. Показано, что сигнал был зафиксирован ИЗС дважды: первый раз в 17:40 UT 15 февраля (волна распространялась по короткой дистанции, расстояние до источника $R = 15500$ км), второй раз – в 02:58 UT 16 февраля (инфразвуковая волна распространялась по длинной траектории, $R = 25000$ км).

МЕТОДИКА АНАЛИЗА

Полосовая фильтрация. Назначение данного метода анализа заключалось в обнаружении акустических эффектов, проявляющихся в виде резкого увеличения уровня колебаний давления $\Delta p(t)$ в определенном интервале времени.

Результаты полосовой фильтрации в диапазоне периодов $T = 10 - 100$ с данных инфразвукового сигнала, полученных 15 февраля с 17:30 по 18:15 UT и 16 февраля с 02:50 по 03:35 UT, приведены соответственно на рис. 1 и 2 (каналы I26H4 и I26H7).

Системный спектральный анализ (ССА). ССА представляет собой совокупность взаимодополняющих друг друга оконного (ОПФ), адаптивного преобразований Фурье (АПФ) и вейвлет-преобразования (ВП) [6]. Как известно, первое имеет лучшее разрешение по времени. Преимущество АПФ – в лучшем разрешении по периоду, поскольку адаптация производится к периодам искомым спектральных составляющих. ВП «сглаживает» недостатки каждого из преобразований.

Результаты ССА в диапазоне периодов от 10 до 100 с также приведены на рис. 1 и 2.

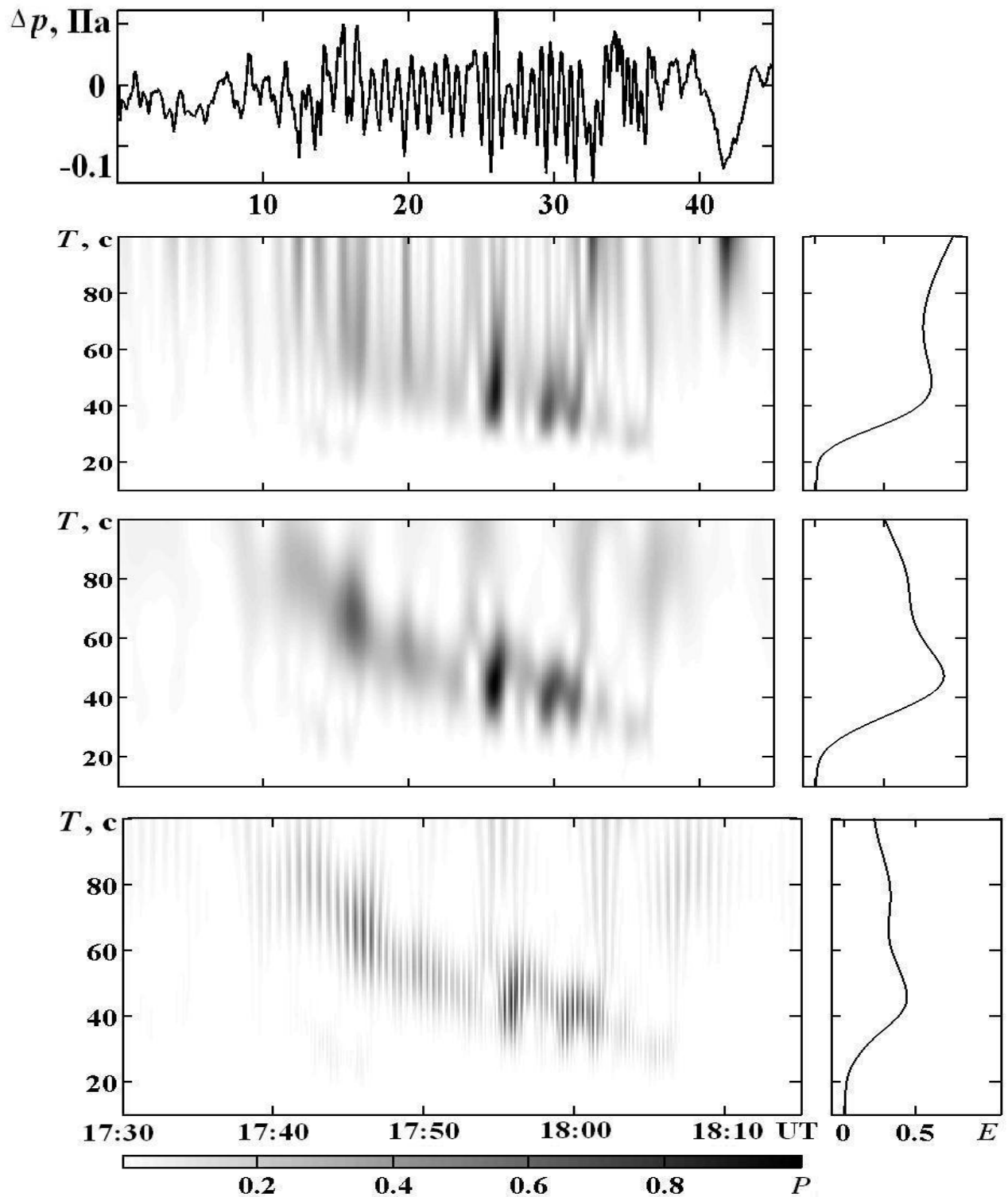


Рис. 1. Результаты полосовой фильтрации (верхняя панель) и ССА для инфразвукового сигнала, сгенерированного Челябинским метеороидом и зафиксированного германскими ИЗС: спектрограммы ОПФ, АПФ и ВП (панели сверху вниз). Справа показаны энергограммы соответствующих преобразований. Время отсчета 15 февраля, 17:30 UT. Анализ проводился в интервале периодов 10 – 100 с. Шаг по времени 7.95 с, по периоду – 0.5с.

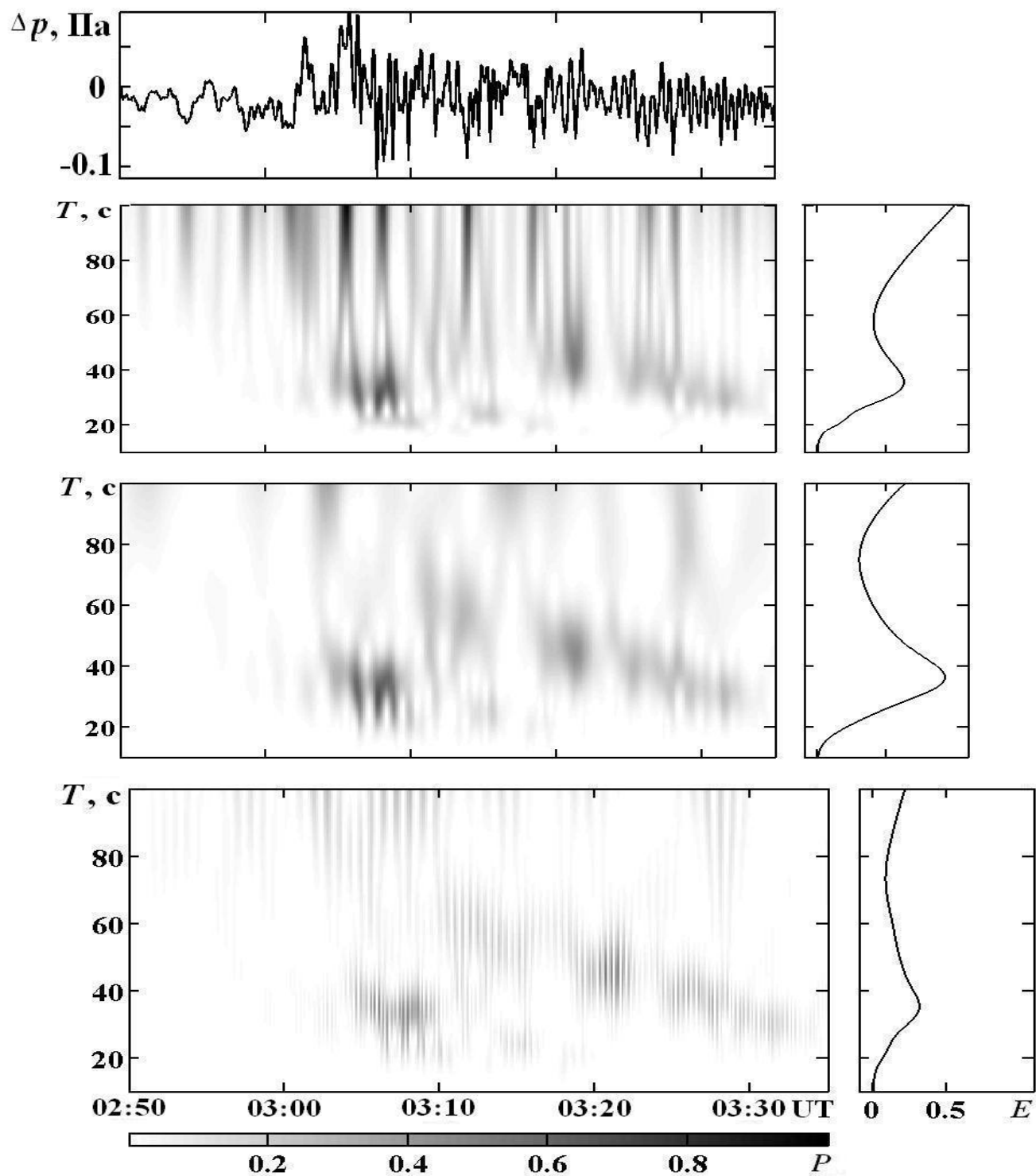


Рис. 2. Результаты ССА для инфразвукового сигнала, сгенерированного Челябинским метеороидом и зафиксированного германскими ИЗС. Время отсчета 16 февраля, 02:50 UT. Анализ проводился в интервале периодов 10 – 100 с. Шаг по времени 7.95 с, по периоду – 0.5 с.

РЕЗУЛЬТАТЫ СИСТЕМНОГО СПЕКТРАЛЬНОГО АНАЛИЗА

Из рис. 1 видно, что периоды акустического сигнала составляют от 20 до 80 с. Длительность сигнала равнялась 25 мин. Зная расстояние до источника ($R = 15500$ км) и время запаздывания сигнала $\Delta t = 14$ час 14 мин, находим скорость прихода инфразвуковой волны $v = 302$ м/с. На рис. 2 показан результат ССА для второй инфразвуковой волны, обогнувшей Земной шар с обратной стороны и прошедшей путь длиной 25000 км. Видно, что периоды составляли от 20 до 100 с. Кроме того, в интервале времени 03:05 – 03:10 на основной сигнал наложился сигнал с $T \approx 25 - 35$ с. Длительность сигнала равнялась 35 – 40 мин. Скорость прихода инфразвуковой волны $v = 293$ м/с.

Важно, что спектральные составляющие с большим периодом имеют большую скорость прихода. Наибольшую энергию имели составляющие с $T = 40 - 50$ с (см. рис. 1) и $T = 30 - 40$ с (см. рис. 2).

ОБСУЖДЕНИЕ

Как показали результаты полосовой фильтрации, с временами запаздывания, равными 14 час 14 мин и 23 час 40 мин для расстояний 15500 и 25000 км соответственно наблюдалось увеличение в 2 – 3 раза амплитуды инфразвукового сигнала. При большем значении R наблюдалось меньшее значение амплитуды. Таким временам запаздывания соответствовали скорости прихода сигнала 293 и 302 м/с. Эти факты свидетельствуют о том, что наблюдаемые пути колебаний вызваны пролетом и взрывом Челябинского метеороида. Установлено, что в спектре инфразвукового сигнала содержались гармоники с $T = 10 - 100$ с, максимум энергии приходился на периоды 30 – 50 с. Длительности инфразвукового сигнала ΔT составляли 25 и 35 – 40 мин для R , равных 15500 и 25500 км соответственно. Увеличение ΔT при увеличении R объясняется дисперсионным удлинением сигнала. Дело в том, что спектральные составляющие с $T \approx 100$ с имели скорость $v = 293 - 300$ м/с, а составляющие с $T \approx 10$ с – скорость v примерно на 8 м/с меньше. Скорости прихода инфразвукового сигнала заметно меньше скорости распространения звука в приземной атмосфере (около 330 м/с). Это обусловлено сложностью траекторий инфразвуковой волны в атмосфере, а также влиянием атмосферного ветра. Оказалось, что полученные значения v близки к тем, что описаны в литературе [7].

ВЫВОДЫ

1. Во временной зависимости флуктуаций давления в атмосфере выделены инфразвуковые сигналы, сгенерированные полетом и взрывом Челябинского метеороида.
2. В спектре инфразвукового сигнала содержались гармоники с периодом примерно от 10 до 100 с. Максимум энергии приходился на периоды 30 – 50 с.
3. Скорость прихода гармоник с периодом ~ 10 с примерно на 8 м/с меньше скорости прихода гармоник с периодом ~ 100 с. Скорость последних в зависимости от трассы равнялась 293 и 302 м/с.
4. Длительность цуга инфразвукового сигнала составляла около 25 и 35 – 40 мин для трасс в 15500 и 25000 км соответственно.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Popova O. P., Jenniskens P., Emel'yanenko V., et al. Chelyabinsk Airburst, Damage Assessment, Meteorite Recovery, and Characterization // *Science*. – 2013. – V. 342. – P. 1069 – 1073.
2. Popova O. P., Jenniskens P., Emelyanenko V. et al. Supplementary material for Chelyabinsk airburst, damage assessment, meteorite recovery, and characterization // Электронный ресурс: www.sciencemag.org/cgi/content/full/science.1242642/DC1.
3. Алпатов В. В., Буров В. А., Вагин Ю. П., и др. Геофизические условия при взрыве Челябинского (Чебаркульского) метеороида 15.02.2013 г. // М.: ФГБУ "ИПГ". – 2013. – 37 с.
4. Метеорит Челябинск – год на Земле: материалы Всероссийской научной конференции / [редкол.: Н. А. Антипин и др.; сост. Н. А. Антипин]. – Челябинск, 2014. – 694 с.
5. Черногор Л. Ф. Плазменные, электромагнитные и акустические эффекты метеорита «Челябинск» // *Инженерная физика*. – 2013. – № 8. – С. 23 – 40.
6. Chernogor L. F., Advanced Methods of Spectral Analysis of Quasiperiodic Wave-Like Processes in the Ionosphere: Specific Features and Experimental Results // *Geomagnetism and Aeronomy*. – 2008. – V. 48, No 5. – P. 652 – 673.
7. Le Pichon A., Blanc E., Hauchecorne A. Infrasonic monitoring for atmospheric studies. – Springer Dordrecht Heidelberg London New York. – 2010. – 734 p.

УДК 621.396.96

ОЦІНКА КРОКУ ДЛЯ РОЗРАХУНКУ (ВИМІРЮВАННЯ) ДІАГРАМИ ЗВОРОТНОГО РОЗСІЯННЯ ОБ'ЄКТІВ СКЛАДНОЇ ФОРМИ

О.А. Масловський, М.М. Легенький, М.С. Антюфєєва

*Харківський національний університет ім. В.Н. Каразіна,
факультет радіофізики, біомедичної електроніки та комп'ютерних систем
пл. Свободи 4, Харків, 61022, Україна
e-mail: mlegenkiy@yandex.ru*

Поступила до редакції 17 июня 2016 г.

Для отримання точних значень вірогідності виявлення радіолокаційного об'єкту складної форми необхідні значення ЕПР для різних ракурсів візування, що потребує великої кількості розрахунків для кожного об'єкту. В роботі проведено дослідження щодо кількості вимірювань (або розрахунків) ЕПР об'єкту, необхідних для достатньо точного визначення статистичних характеристик помітності об'єкту. Отримані результати підтверджено розрахунками для декількох окремих об'єктів: моделі танка та двох моделей літаків. Визначені вимоги щодо густини кутової сітки для діаграми зворотного розсіяння, на якій слід визначати ЕПР, щоб отримати достовірну оцінку статистичних характеристик об'єкту.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: ЕПР, діаграма зворотного розсіяння, об'єкт складної форми, статистичні характеристики

Для получения точных значений вероятности обнаружения радиолокационного объекта сложной формы необходимы значения ЭПР для разных ракурсов визирования, что требует большого количества расчетов для каждого объекта. В работе проведено исследование количества измерений (или расчетов) ЭПР объекта, необходимых для достаточно точного определения статистических характеристик заметности объекта. Полученные результаты подтверждены расчетами для нескольких отдельных объектов: модели танка и двух моделей самолетов. Определены требования по плотности угловой сетки для диаграммы обратного рассеяния, на которой следует определять ЭПР, чтобы получить достоверную оценку статистических характеристик объекта.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: ЭПР, диаграмма обратного рассеяния, объект сложной формы, статистические характеристики

In order to obtain the exact values of the detection probability of complex shape object it is necessary to obtain the RCS value for each possible observation angle that requires a lot of calculations for each object. In the paper the investigation the necessary number of measurements (or calculations) the facility RCS required for a sufficiently accurate determination of the statistical characteristics of the object visibility is provided. The results are confirmed by calculations for a number of different objects: tank model and two models of aircraft. Thus, angular mesh density requirements for the backscatter pattern to determine the RCS to obtain reliable estimates of the statistical characteristics of the object are defined.

KEYWORDS: RCS, backscattering pattern, complex shape object, statistical characteristics

ВСТУП

Останнім часом приділяється багато уваги проблемі малопомітності цивільної і військової техніки для радіолокаційних станцій та головок самонаведення високоточної зброї. На етапі проектування необхідною є попередня оцінка радіолокаційної помітності об'єкту, також для готового зразка техніки важливим є контроль якості маскуванню та його впливу на помітність об'єкта. Для проведення зазначених досліджень необхідним є обчислення або вимірювання основної радіолокаційної характеристики об'єкту – ефективної поверхні розсіяння (ЕПР).

Для типових радіолокаційних цілей у моностатичному випадку ЕПР є складною непередбачуваною функцією кутів падіння $\sigma = \sigma(\theta, \varphi)$. Ця залежність має назву діаграма зворотного розсіяння (ДЗР). У реальних обставинах радар може бачити об'єкт під різними, непередбачуваними кутами, отже ЕПР об'єкта є випадковою змінною. Таким чином, для оцінки радіолокаційної помітності об'єкта має сенс використання статистичних методів обробки ЕПР. Деякі методи такої обробки можна знайти у сучасних публікаціях за даною тематикою. Зокрема, у роботі [1] представлено теоретичні методи розрахунку ЕПР об'єктів, що флюктуують. В статті [2] представлено розрахунки ЕПР Stealth-літаків та її аналіз за допомогою розподілу Сверлінга, логнормального розподілу та розподілу χ^2 . Схожі методи обробки ЕПР для наземних об'єктів представлено у роботі [3] та для оцінки рівня помітності об'єкту у роботі [4].

Слід відзначити, що у реальних вимірюваннях чи розрахунках при виборі кутового кроку вимірювання ЕПР керуються не доведеними та не поясненими методами [5]. У цій статті, базуючись на статистичному підґрунті, розглянуто методу вибору оптимального кроку ДЗР.

Дана робота є узагальненням і продовженням тез доповідей на конференціях [6] та [7], де коротко описано застосування описаної методики до визначення кроку для розрахунків (вимірювання) радіолокаційних характеристик для повітряних та наземних цілей, відповідно.

РОЗРАХУНОК ЕПР ДЛЯ МОДЕЛЕЙ ОБ'ЄКТІВ СКЛАДНОЇ ФОРМИ

У цій роботі для отримання ЕПР об'єкту використано метод Physical Optics – Scattering and Bouncing Rays (PO-SBR) [8], який дає змогу проводити розрахунок відбитих від об'єкта хвиль у наближенні фізичної та геометричної оптики.

При розгляді радіолокаційної помітності наземного об'єкта важливо приймати до уваги відбиття від підстильної поверхні [9]. Для розрахунку ЕПР наземного об'єкту використовується метод, запропонований у роботі [10].

У якості наземного об'єкту дослідження вибрано модель танка Т-90 (Див. рис. 1а). Модель танка має ширину 3.8 м., висоту 2.2 м. та довжину 6.9 м. (з дулом 9.5 м.). Модель складається з 19087 фасетів.

Азимутальна залежність ЕПР для цієї моделі представлена на рис. 1г для кута місця 60 град. Крок розрахунку тут дорівнює 0.1° .

Також представляє інтерес проведення досліджень й для повітряних цілей. За допомогою програми 3D Max було створено дві моделі літаків: McDonnell Douglas F-15 (див. рис. 1б) та Boeing 747 (див. рис. 1в). Модель F15 складається з 48404 фасетів, має довжину 19 м та розмах крил 13 м. Модель Boeing 747 є більш гладкою та складається з 19358 фасетів. Ця модель має 73.5 м. у довжину та розмах крил 69.8 м. Поверхня всіх моделей здебільшого вважається ідеально металевією, тільки вікна є скляними. Діаграми зворотного розсіяння для згаданих моделей літаків представлено на рис. 1д (сіра лінія - ДЗР для моделі F15, чорна лінія - ДЗР для моделі Boeing).

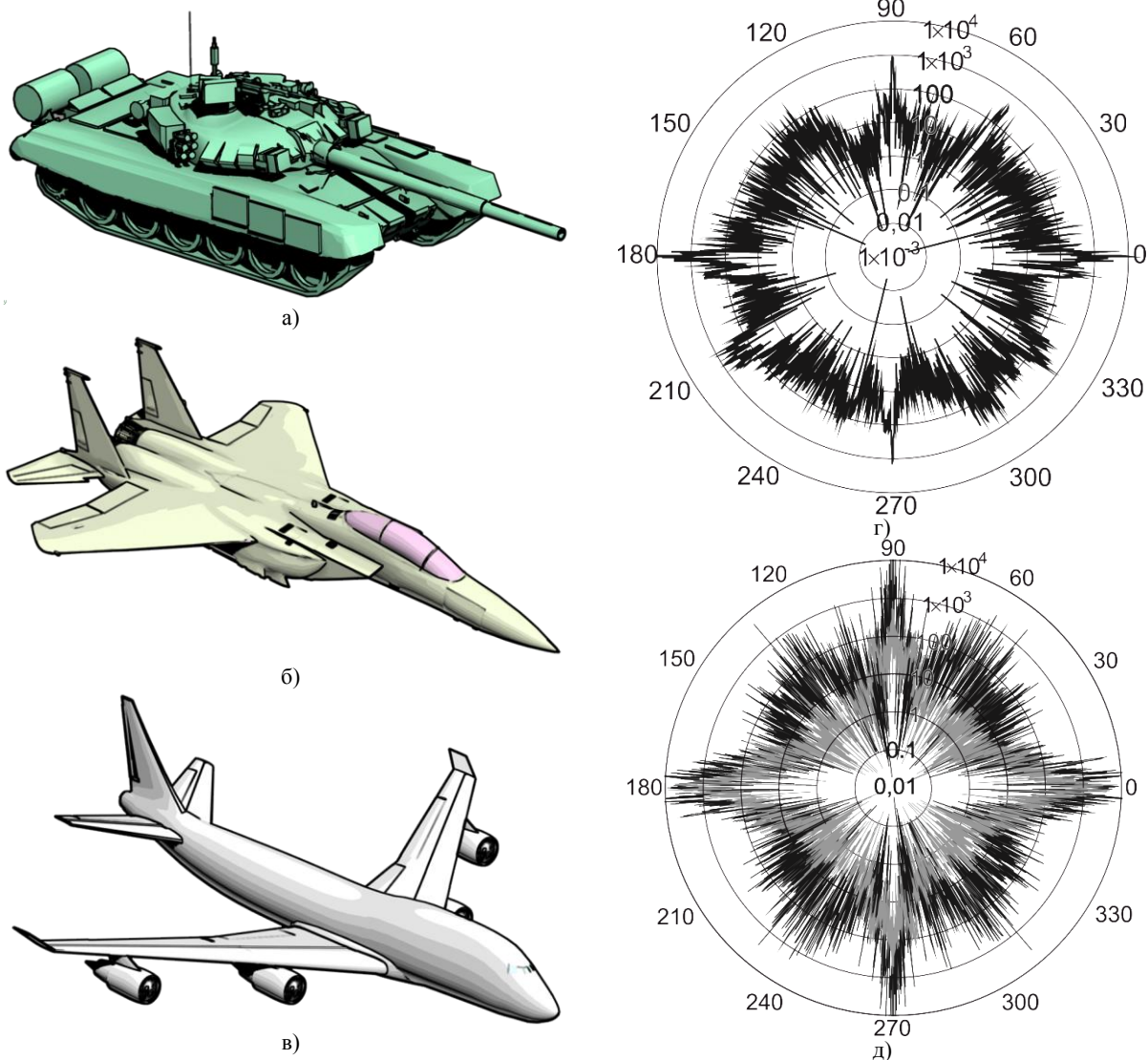


Рис.1. Досліджувані моделі та діаграми зворотного розсіяння для них

Далі проведемо статистичну обробку отриманих даних. Для цього ми розглядаємо ці дані, як генеральну сукупність, далі перевіримо її відповідність нормальному розподілу та застосуємо центральну граничну теорему теорії ймовірностей для визначення середнього значення ЕПР для генеральної сукупності через середні значення для вибірок із заданою ймовірністю [11].

СТАТИСТИЧНА ОБРОБКА ОТРИМАНИХ ДАНИХ

Перш ніж використовувати центральну граничну теорему, слід провести перевірку наших даних ДЗР на нормальний розподіл. Для цього ми будемо графік Q-Q [12] з даними ДЗР. Нижче ми порівнюємо графіки Q-Q для даних у дБ від м^2 (рис. 2) та у м^2 (рис. 3) з графіками Q-Q нормального розподілу (тут взято дані для наземної цілі – танка рис. 1а). Пунктирна лінія на рис. 2,3 позначає графік Q-Q для нормального розподілу, лінії з символів – графіки для розподілу ЕПР досліджуваного об'єкта.

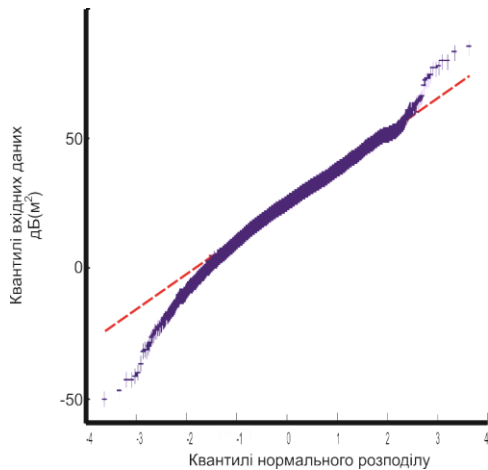


Рис. 2. Графік Q-Q для даних ЕПР об'єкта у децибелах від квадратних метрів

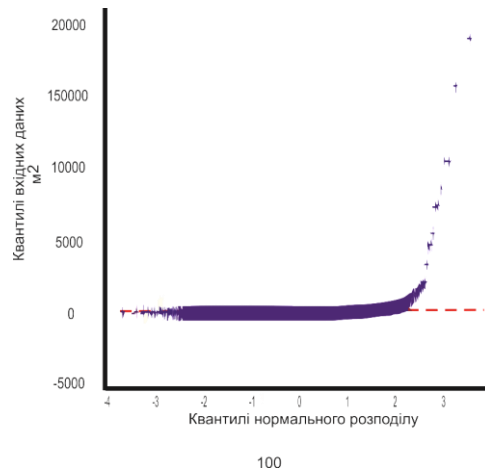


Рис. 3. Графік Q-Q для даних ЕПР об'єкта у квадратних метрах

З рис. 3 видно, що дані у квадратних метрах суттєво відрізняються від нормального розподілу. Для великих значень ЕПР помітні значні відхилення від нормального розподілу. Однак, дані у децибелах від квадратних метрів є більш наближеними нормального розподілу (див. рис. 2). Невеликі, порівняно з рис. 3, відхилення помітні лише для мінімальних та максимальних значень ЕПР.

Перевірку даних ДЗР на відповідність нормальному розподілу також можна провести за допомогою порівняння гістограми для досліджуваних даних з гістограмою нормального розподілу.

На рис. 4 поверх даних ДЗР, представлених у вигляді гістограми [11], накладено лінію, що відповідає нормальному розподілу з тими самими середнім значенням \bar{x} та дисперсією σ , як і для даних гістограми. На вісі абсцис на рис. 4 позначено ЕПР у децибелах від квадратного метру, на вісі ординат – кількість значень ЕПР, що потрапляють до відповідного інтервалу, амплітуду нормального розподілу підібрано для найкращої апроксимації гістограми. Видно, що отриманий розподіл ЕПР є близьким до нормального розподілу.

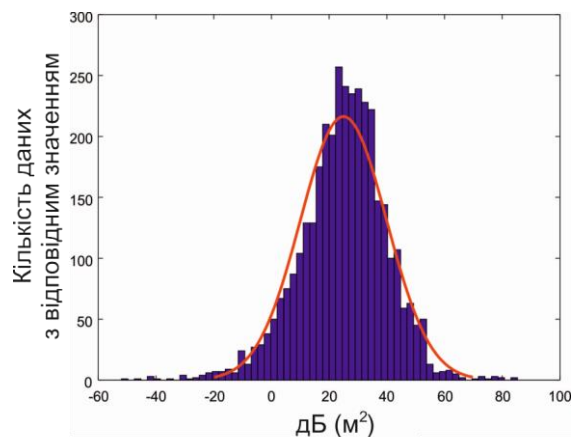


Рис. 4 Перевірка гістограми ДЗР на нормальний розподіл

Для перевірки відповідності розподілу ЕПР для повітряних цілей нормальному розподілу використаємо той самий метод, що і для наземної моделі. Базуючись на висновках, зроблених вище для наземної цілі, перевіряємо тільки дані у децибелах від квадратних метрів. На рис. 5 та рис. 6 представлено порівняння графіків Q-Q для даних ДЗР обох моделей літаків з нормальним розподілом. З графіку видно, що розподіл даних для обох літаків є близьким до нормального.

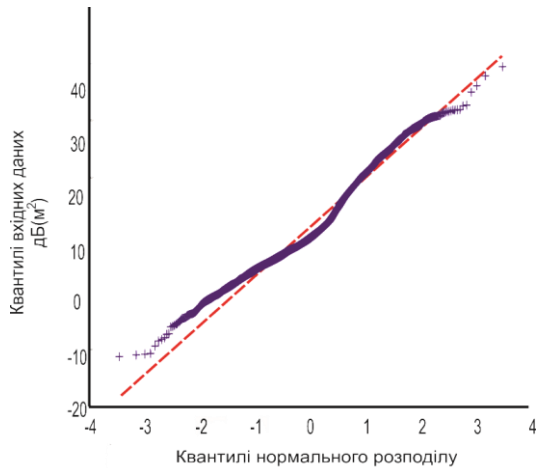


Рис. 5. Графік Q-Q для даних ЕПР для моделі літака F-15 (див. рис. 1 б)

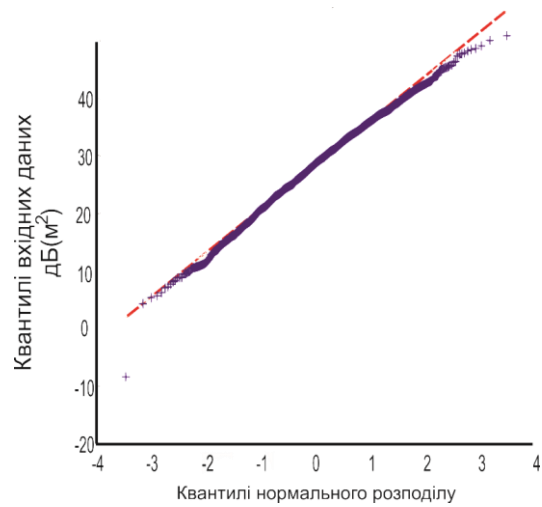
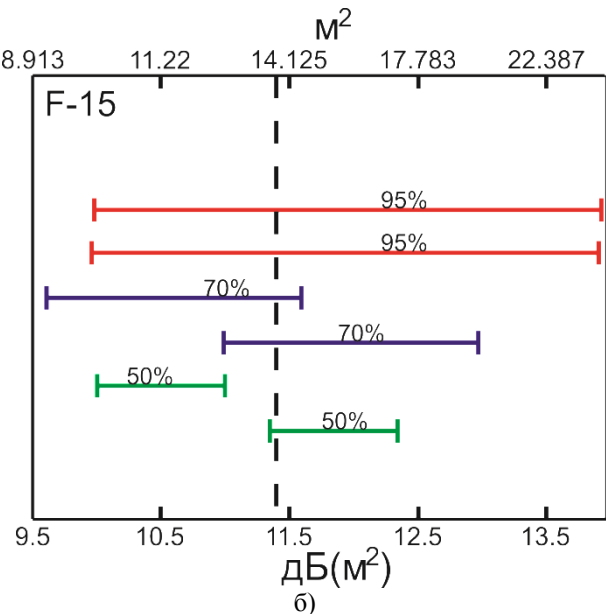
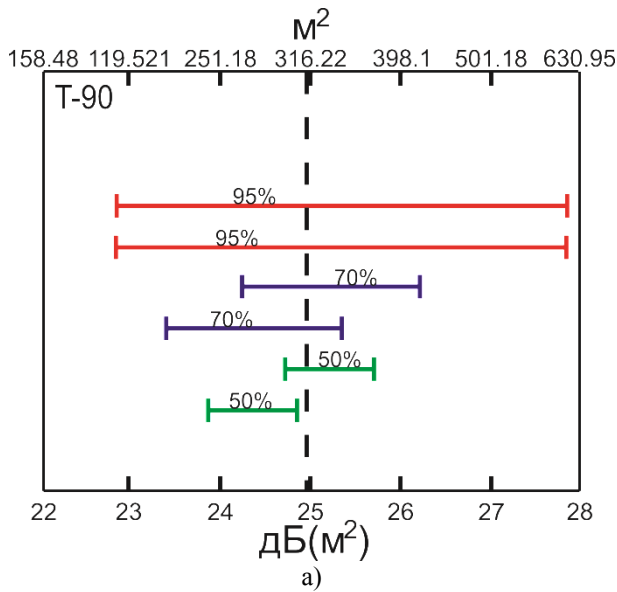


Рис. 6. Графік Q-Q для даних ЕПР для моделі літака Boeing (див. рис. 1 в)

Далі, розглядаючи дані у дБ від м² як генеральну сукупність, проведено перевірку на відповідність нормальному розподілу для різних вибірок з цих даних. Виявилось, що навіть вибірки розміром 120 елементів (тобто діаграма зворотного розсіювання з кроком 3°) для всіх зазначених вище моделей є близькими до нормального розподілу.

Таким чином, проведено перевірку на відповідність нормальному розподілу отриманих генеральних сукупностей даних та різних вибірок з цих даних. Отже, до цих даних можна застосовувати центральну граничну теорему. Центральна гранична теорема теорії ймовірностей дозволяє оцінити середнє значення випадкової величини за допомогою середніх значень даної величини для вибірок. Для кожного випадку можна оцінити похибку, яка в цьому випадку припускається, за допомогою довірчих інтервалів [11].



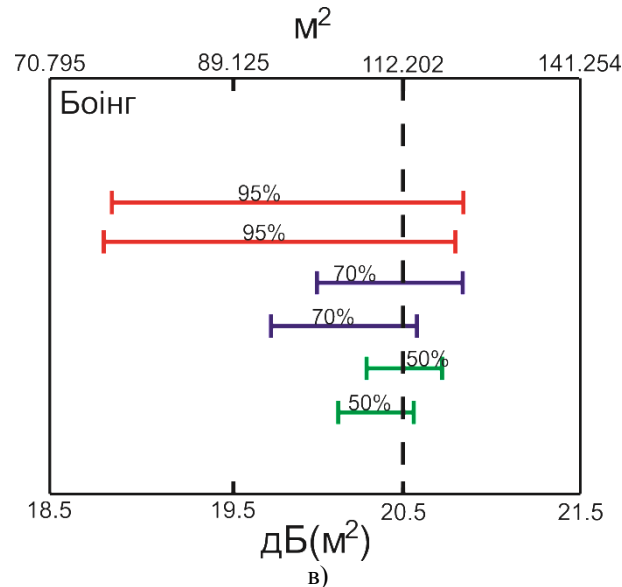


Рис. 7. Довірчі інтервали для різних вибірок із ДЗР для різних моделей

На рис. 7 вертикальним пунктиром зазначено середнє значення ЕПР для загальних сукупностей різних моделей: для моделі танка - 24.97 дБ від m^2 (тобто $314 m^2$), для моделі літака Boeing - 20.5 дБ від m^2 ($112 m^2$), для моделі літака F15 - 11.42 дБ від m^2 ($14 m^2$). На верхній та нижній горизонтальних осях представлено значення ЕПР в m^2 та в дБ від m^2 , відповідно. Із генеральних сукупностей вибираються різні вибірки – ДЗР з більшим кроком кута. Для всіх моделей із генеральної сукупності робляться вибірки з кроком 3° . Горизонтальні лінії на рис. 7 демонструють довірчі інтервали, які з заданою ймовірністю мають містити середнє значення загальної сукупності. Як видно із рис. 7, майже усі довірчі інтервали містять у собі середнє значення для загальної сукупності.

ВИСНОВКИ

Базуючись на проведених вище дослідженнях для наземних та повітряних цілей, можна на основі розрахунків ЕПР з великим кутівим кроком робити висновки щодо середнього значення ЕПР для об'єкту та визначити довірчі інтервали, в яких буде знаходитися це середнє значення з заданою ймовірністю.

Зокрема, можна зробити висновок, що для отримання відносної похибки не більшої 20% для кожної з проаналізованих вище моделей слід вибирати кутівий крок на ДРЗ не більший за 3° . Для уникнення інших похибок розрахунок слід провести декілька разів з новими вибірками.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Xu X. A New RCS Statistical Model of Radar Targets / X. Xu, P. Huang // IEEE Transactions on Aerospace and Electronic Systems. –1997. – Vol. 33, No. 2. – P. 710-714.
2. Shi W. RCS Characterization of Stealth Target Using χ^2 Distribution and Longnormal Distribution / W. Shi, X.-W. Shi, L. Xu // Progress In Electromagnetic Research M. – 2012. – Vol. 27. – P. 1-10.
3. Papadopoulos S. Scenario based RCS statistics of complex ground targets / S. Papadopoulos, B. Mulgrew // 2008 IEEE Radar Conference, May 26 -30. – pp. 1-5.
4. Balajti I. RCS Statistical Aspects of Collocated Multi-Band Radar Systems Composed of “VHF, ”L” and “X” Band Radars / I. Balajti // An International Journal of Security, Strategy, Defense Studies, Military Technology and Public Management of the National University of Public Service. – 2007. – Vol. 6, No. 4. – P. 721-756.
5. Hu C. Indoor Accurate RCS Measurement technique on UHF Band / C. Hu, J. Xu, N. Li, L. Zhang // Progress In Electromagnetic Research, PIER 81, 2008. – pp. 279-289.
6. Maslovskiy A.. BSP Step for Complex Target RCS Measuring or Calculation / A. Maslovskiy, M. Legenkiy, M. Antyufeyeva // Proceedings of the conference The 9-th International Kharkov Symposium On Physics And Engineering Of Microwaves, Millimeter And Submillimeter Waves (Msmw'2016), June 21-24, Kharkiv.
7. Maslovskiy A., BSP Step for On-Ground Targets RCS Measuring or Calculation / A. Maslovskiy, M. Legenkiy, M. Antyufeyeva // Proceedings of the conference Mathematical Methods in Electromagnetic Theory (MMET'2016), July 5-7, Lviv.
8. Ling H. Shooting and bouncing rays: Calculating the RCS of an arbitrarily shaped cavity / H .Ling, R-C Chou, S-W Lee // IEEE Transactions on Antennas and Propagation. – 1989. – Vol. 37, No.2. – P. 194-205.
9. Maslovskiy A. A. Geometrical techniques for reducing radar targets detectability / A.A. Maslovskiy, M.N. Legenkiy //Proceedings of the conference on Radiophysics, Electronics, Photonics and Biophysics, (YSC'2014), 2014.

10. 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, 2014. – pp. 254-257.
11. Rice J. Mathematical Statistics and Data Analysis / J. Rice. – Wadsworth Publishing Co Inc; 2nd edition edition. – 1994. – 672 p.
12. Wilk M. B. "Probability plotting methods for the analysis of data / M. B. Wilk, R. Gnanadesikan // Biometrika (Biometrika Trust). – 1968. – Vol. 55, No. 1. – P. 1–17.

ЗМІСТ

<i>Горобец Н.Н., Лебедев А.С.</i> Электромагнитные поля в ближней зоне линейных антенных решеток	3
<i>Шматько А.А., Мизерник В.Н., Одаренко Е.Н., Галенко А.Ю.</i> Дисперсионное уравнение одномерного магнитофотонного кристалла с ферритовым слоем	12
<i>Ибадуллин М.М.</i> Влияние структурных и электрофизических параметров РТД на коэффициент ДБКС	17
<i>Батраков Д.О., Антюфеева М.С., Антюфеев А.В.</i> Спектральный анализ импульсных электромагнитных полей в дистанционном зондировании и биомедицине	21
<i>Рыбин О.Н., Шульга С.Н., Багацкая О.В.</i> Эффективные магнитные СВЧ отклики частично намагниченного двухкомпонентного метаферрита со сферическими включениями	26
<i>Батракова А.Г.</i> Экспериментальная проверка алгоритмов обработки данных при георадиолокации дорожных одежд	34
<i>Титарь В.П.</i> Лазерные системы связи с открытым резонатором	38
<i>Батраков Д.О.</i> Обработка импульсных сигналов при толщинометрии биологических тканей и в неразрушающем контроле	48
<i>Батраков Д.О., Почанин Г.П., Холод П.В., Рубан В.П., Орленко А.А., Кундиус А.С.</i> Оптимизация параметров сигналов антенного блока георадара «Одяг»	53
<i>Резуненко В.А.</i> Сфера, составленная из мягкого и жёсткого круговых сегментов, в поле плоской акустической волны	58
<i>Боцула О.В., Приходько К.Г.</i> Вольтамперные характеристики диодов с катодным статическим доменом, варизонным слоем и гетеропереходом	66
<i>Черногор Л.Ф., Шевелев Н.Б.</i> Параметры инфразвуковых эффектов, сгенерированных Челябинским метеороидом 15 февраля 2013 г.	70
<i>Масловський О.А., Легенький М.М., Антюфеева М.С.</i> Оцінка кроку для розрахунку (вимірювання) діаграми зворотного розсіяння об'єктів складної форми	74

CONTENT

<i>Gorobets N.N., Lebedev A.S.</i> Electromagnetic fields in the near zone of linear antenna arrays	3
<i>Shmat'ko A.A., Mizernik V.N., Odarenko E.N., Galenko A.Yu.</i> Dispersion equation of the one-dimensional magnetophotonic crystal with ferrite layer	12
<i>Ibadullin M.M.</i> The impact of structural and electro physical parameters of RTD on coefficient of DBKS	17
<i>Batnikov D.O., Antyufeyeva M. S., Antyufeyev O.V.</i> Spectral analysis of pulsed electromagnetic fields in remote sensing and biomedicine	21
<i>Rybin O.N., Shulga S. N., Bagatskaya O. V.</i> Effective magnetic responds in the microwave range of the partially magnetized two-component metaferrite with spherical inclusions	26
<i>Batnikova A.G.</i> Experimental verification of the data processing algorithms for GPR testing of pavements	34
<i>Titar V.P.</i> Laser communication system with an open cavity	38
<i>Batnikov D.O.</i> Processing of the pulse signals during thickness measurement of biological tissues and non-destructive testing	48
<i>Batnikov D.O., Pochanin G.P., Kholod P.V., Ruban V.P., Orlenko A.A., Kundius A.S.</i> Optimization of parameters of signals of the antenna unit of the GPR "Odyag"	53
<i>Rezunenkov V. A.</i> The sphere is constructed by soft and hard circular segments in the field of plane acoustic wave	58
<i>Botsula O.V., Prykhodko K.H.</i> Current – voltage characteristics of the graded gap and heterojunction diodes containing of the cathode static domain	66
<i>Chernogor L. F., Shevelyov N. B.</i> The parameters of infrasound effects generated by Chelyabinsk meteoroid 15 February, 2013	70
<i>Maslovskiy A.A., Legenkiy M. M., Antyufeyeva M.S.</i> Estimation of calculation (measurement) step of backscattering pattern for complex shape objects	74

Наукове видання

ВІСНИК ХАРКІВСЬКОГО НАЦІОНАЛЬНОГО УНІВЕРСИТЕТУ
імені В.Н. Каразіна

Серія
“Радіофізика та електроніка”
Випуск 25

Збірник наукових праць

Українською, російською та англійською мовами

Підписано до друку 31.10.2016. Формат 60×84/8.
Папір офсетний.
Друк ризографічний.
Ум. друк. арк. 6,7. Обл.-вид. арк. 10,7. Наклад 100 пр.
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 №2480000000106167 від 08.01.2009.
61144, м. Харків, вул. Гв. Широнінців, 79в, к. 137, тел. (057) 778-60-34
e-mail: bookfabrik@rambler.ru