

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ



ВІСНИК

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

Серія "РАДІОФІЗИКА ТА ЕЛЕКТРОНІКА"

Випуск 26

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ

ВІСНИК
ХАРКІВСЬКОГО НАЦІОНАЛЬНОГО
УНІВЕРСИТЕТУ
імені В.Н. КАРАЗІНА

Серія “ РАДІОФІЗИКА ТА ЕЛЕКТРОНІКА ”

Випуск 26

Започаткована 1971 р.

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

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

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.

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

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

Затверджено до друку рішенням Вченої ради Харківського національного університету імені В.Н. Каразіна (протокол №14 від 27.10. 2017 р.).

Редакційна колегія

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

проф. **Блаунштейн Н.**, Ізраїль

д.ф.-м.н., проф. **Дюбко С.П.**, Україна

д.ф.-м.н., проф. **Колчигін М.М.**, Україна

д.ф.-м.н., проф. **Потапов О.О.**, Росія

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

д.ф.-м.н., проф. **Шульга С.М.**, Україна

акад. НАНУ **Яковенко В.М.**, Україна

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

д.ф.-м.н., проф. **Катрич В.О.**, Україна

акад. НАНУ **Литвиненко Л.М.**, Україна

проф. **Фролов В.Л.**, Росія

акад. НАНУ **Шульга В.М.**, Україна

д.ф.-м.н., проф. **Чорногор Л.Ф.**, 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, факультет радіофізики,
біомедичної електроніки та комп'ютерних систем
тел. (057) – 707-51-23, e-mail: A.Tsymbal@karazin.ua

www-radiovestnik.univer.kharkov.ua

Статті пройшли внутрішнє та зовнішнє рецензування

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

© Харківський національний університет
імені В.Н. Каразіна, оформлення, 2017

УДК 621.574.4

ОБРАТНАЯ ЗАДАЧА ДЛЯ СЛОИСТО-НЕОДНОРОДНОГО КРУГОВОГО ЦИЛИНДРА В ЧАСТОТНОЙ ОБЛАСТИ

Д.О. Батраков

*Харьковский национальный университет имени В.Н. Каразина,
факультет радиофизики, биомедицинской электроники и компьютерных систем.
пл. Свободы 4, Харьков, 61077, Украина
Поступила в редакцию 19 апреля 2017 г.*

Получено решение обратной задачи для зондирования радиально слоистого кругового цилиндра с помощью комбинации метода Гольдфарба, относящегося к прямым методам теории параметрической оптимизации, и генетического алгоритма. Используются преимущества первого метода, связанные с изменяемой метрикой. С физической точки зрения проведено моделирование различных состояний поляризации падающего монохроматического поля. Также рассмотрена возможность облучения исследуемого объекта полем нити электрического либо магнитного тока. Разработан вычислительный алгоритм и программа на языке ФОРТРАН для проведения вычислительных экспериментов. В итоге на основании полученных результатов расчетов установлена не только работоспособность, но и высокая эффективность предложенного подхода.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: метод Гольдфарба, медицинская диагностика, параметрическая оптимизация.

Отримано рішення оберненої задачі для зондування радіально шаруватого кругового циліндра за допомогою сполучення методу Гольдфарба, що відноситься до прямих методів теорії параметричної оптимізації, та генетичного алгоритму. Використано переваги першого методу, що пов'язані зі змінною метрикою. З фізичної точки зору проведено моделювання різних станів поляризації падаючого монохроматичного поля. Також розглянута можливість опромінення досліджуваного об'єкта полем нитки електричного або магнітного струму. Розроблено обчислювальний алгоритм і програму на мові ФОРТРАН для проведення обчислювальних експериментів. У підсумку на підставі отриманих результатів розрахунків встановлена не тільки працездатність, але і висока ефективність запропонованого підходу.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: метод Гольдфарба, медична діагностика, параметрична оптимізація.

The solution of the inverse problem for probing a radially layered circular cylinder with the use of the combination of Goldfarb method relating to the direct methods of the theory of parametric optimization and genetic algorithm is obtained. The advantages of the Goldfarb method relating to the variable metric are used. From the physical point of view, the simulation of various polarization states of the incident monochromatic field is carried out. Also the possibility of irradiating the investigated object with a source in the form of a string of electric current is considered. A computational algorithm and a FORTRAN software for computational experiments are developed. Based on the obtained calculation results, the working capacity and the high efficiency of the proposed approach is established.

KEY WORDS: Goldfarb's method, medical diagnostics, parametric optimization.

ВВЕДЕНИЕ

При решении обратных задач теории рассеяния в основном использовалась модель плоскостлой среды [1-3]. Также рассматривались обратные задачи для случаев, когда конфигурация среды позволяла воспользоваться методом разделения переменных для построения функции Грина исследуемого объема и свести в итоге обратную задачу к одномерному случаю [4]. В случае плоскостлой среды важными прикладными приложениями были алгоритмы интерпретации данных контроля покрытий автомобильных дорог и строительных конструкций [5-10]. В то же время, существует класс задач, которые могут быть сведены к одномерным обратным задачам при наличии методов построения соответствующих функций Грина. К таким задачам относятся радиально неоднородный круговой цилиндр и радиально неоднородный шар. Неоднородный в радиальном направлении круговой цилиндр может быть использован в качестве модели кровеносных сосудов в биомедицинских исследованиях. Фундаментом для построения эффективного вычислительного алгоритма при использовании интегральных уравнений является процедура построения функции Грина и объединение этой процедуры с каким либо из методов решения собственно обратной задачи. В качестве метода решения обратной задачи ранее было предложено использовать вариационный подход [1-3] и принцип максимума Понтрягина [11]. Однако в тех случаях, когда цилиндр состоит из нескольких однородных слоев, могут быть использованы генетические алгоритмы [12,13] и прямые методы теории оптимизации. Среди таких методов следует выделить метод Гольдфарба, часто называемый также методом гармонического баланса [14]. Метод Гольдфарба относится к классу методов с изменяющейся метрикой. Это означает, что выбор направления убывания анализируемой функции на каждом шаге реализуется с учетом полученной ранее

информации. В соответствии с общей логикой решения разделим в данном случае процесс на два этапа: решение базовой прямой задачи и затем собственно обратной задачи.

МЕТОД РЕШЕНИЯ ПРЯМОЙ ЗАДАЧИ С ПОМОЩЬЮ ФУНКЦИИ ГРИНА

Прежде всего, рассмотрим общую постановку задачи. Предположим, что исследуемым объектом является бесконечный круговой цилиндр, состоящий из конечного числа однородных изотропных слоев (рис.1). Слои пронумерованы, начиная от внутреннего слоя, и значения их диэлектрической проницаемости также снабжены индексами, совпадающими с номерами слоев. Т.е. внутренний слой имеет радиус R_1 и относительную диэлектрическую проницаемость ϵ_1 . Предполагается, что исследуемая структура расположена в свободном пространстве и облучается источником плоских монохроматических волн с частотами, принимающими определенный набор значений – $\omega = \omega_n, n = 1, 2, 3, \dots, N$. В направлении обратного рассеяния измеряется амплитуда отраженного

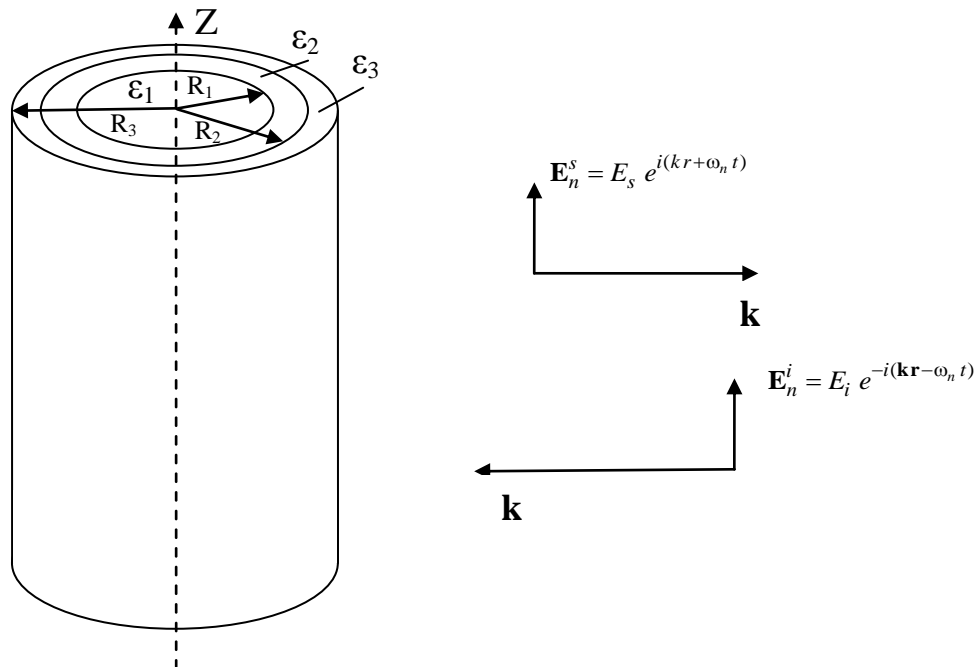


Рис. 1. Геометрия исследуемой структуры.

поля и вычисляется коэффициент отражения $R_n^{\text{refl}} = \left(\frac{E_s}{E_i} \right)_n$, где n – номер соответствующего значения

частоты ω_n . В итоге получаем набор числовых значений коэффициентов отражения в направлении обратного рассеяния. Эти значения будем интерпретировать как компоненты некоторой вектор-функции $\mathbf{a}^{\text{init}} = (R_1^{\text{refl}}, R_2^{\text{refl}}, R_2^{\text{refl}}, \dots, R_N^{\text{refl}})$. Как и подавляющее большинство методов решения обратных задач, предлагаемый алгоритм опирается на наличие решения модельной прямой задачи. Иными словами, предполагается, что существует алгоритм и программное обеспечение для эффективного расчета идентичных коэффициентов отражения для структуры с такой же внешней геометрией и известными распределениями внутренних параметров (заданные значения толщины слоев и их диэлектрической проницаемости). В результате мы имеем идентичную вектор-функцию $\mathbf{a}^{\text{aux}} = (R_1^{(r, \text{aux})}, R_2^{(r, \text{aux})}, R_3^{(r, \text{aux})}, \dots, R_N^{(r, \text{aux})})$. Для построения алгоритма вычисления компонент этой вектор-функции целесообразно использовать аппарат функции Грина [1,4]. В рамках рассматриваемой постановки задачи функция Грина радиально слоистого диэлектрического цилиндра строится с учетом вида оператора Лапласа для цилиндрической области [15,16]:

$$\Delta = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2}. \quad (1)$$

Далее, в соответствии с общей идеологией метода разделения переменных решение ищется в виде суперпозиции функций (частных решений дифференциальных уравнений), каждая из которых зависит только от одной из полярных координат. Поскольку рассматривается случай нормального падения на бесконечный цилиндр, то имеет смысл рассматривать так называемую плоскую задачу, т.е. задачу в плоскости поперечного сечения к оси цилиндра в системе полярных координат в этой плоскости). В таком случае для данной составляющей функции Грина (ФГ) получаем представление вида:

$$G = \frac{1}{2\pi} \sum_{m=-\infty}^{\infty} e^{im(\varphi-\varphi')} g_m(r, r'). \quad (2)$$

Затем, для радиальной части ФГ получаем уравнение:

$$\left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial}{\partial r} + k^2 - \frac{n^2}{r^2} \right] g_n = \frac{\delta(r-r')}{r}, \quad (3)$$

которое преобразуется к задаче с уравнением Бесселя с помощью замены $x \rightarrow kr$ и $n \rightarrow m$:

$$\left[\frac{d^2}{dx^2} + \frac{1}{x} \frac{d}{dx} + \left(1 - \frac{m^2}{x^2}\right) \right] g_n = 0;$$

$$g_m(x, x') \Big|_{x=x'+0} - g_m(x, x') \Big|_{x=x'-0} = 0; \quad (4)$$

$$\frac{1}{x'} \frac{d}{dx} g_m(x, x') \Big|_{x=x+0} - \frac{1}{x'} \frac{d}{dx} g_m(x, x') \Big|_{x=x'-0} = 1.$$

После этого используется схема, детально изложенная в [17]. Смысл этой схемы состоит в том, что внутри каждого слоя решение ищется в виде суммы частных решений задачи (4) с неизвестными коэффициентами, подлежащими определению из граничных условий.

Условия непрерывности, накладываемые на парциальные функции в (2) и их производные на границе слоев приводят к системам линейных алгебраических уравнений /СЛАУ/ второго порядка относительно пар коэффициентов разложений A_{nl}, B_{nl} и C_{nl}, D_{nl} . Для построения итерационного процесса получения массивов этих коэффициентов в каком – либо из слоев необходимо задать стартовые значения. Положим их равными аналогичным коэффициентам в разложении Ф.Г. по цилиндрическим функциям безграничной однородной среды с параметрами выбранного первого слоя. Очевидно, что коэффициент B_{1l} при функции Неймана следует положить равным нулю, исходя из необходимости удовлетворения условию ограниченности поля в нуле.

Находя каждый раз из получаемой в итоге применения граничных условий СЛАУ пару коэффициентов $A_{2l}, B_{2l} \dots A_{3l}, B_{3l}$, доводим процесс до N+1 слоя. Аналогичным образом определяются массивы коэффициентов при втором решении (его обозначают индексом ∞) – C_{nl}, D_{nl} . Процесс построения здесь начинается с N+1 слоя и продолжается вовнутрь, к первому слою. Мы намеренно не выписываем общие выражения для коэффициентов через определители систем, поскольку с точки зрения вычислительной реализации имеет смысл воспользоваться итерационным процессом, описанным выше. В результате его реализации мы получим четыре набора массивов коэффициентов, позволяющих построить разложение функции Грина по цилиндрическим функциям. Также подчеркнем, что после нахождения по указанной схеме коэффициентов необходимо провести их нормировку, поскольку коэффициент, равный амплитуде во внутреннем слое изначально был выбран равным единице. Эту нормировку можно выполнить на основании закона сохранения энергии, как это сделано в случае с плоскостойкой средой [17]. Но можно поступить иначе, отказавшись от итерационного процесса и объединив все СЛАУ 2 порядка в одну большую СЛАУ и решая сразу эту общую СЛАУ. В этом случае все условия будут выполнены автоматически. Таким образом, построение ФГ позволяет получить синтезированные исходные данные для последующего решения собственно обратной задачи.

РЕШЕНИЕ ОБРАТНОЙ ЗАДАЧИ С ПРИВЛЕЧЕНИЕМ МЕТОДА ГОЛЬДФАРБА И ГЕНЕТИЧЕСКОГО АЛГОРИТМА

Теперь рассмотрим схему применения метода Гольдфарба для решения поставленной задачи. Суть предлагаемого подхода состоит в минимизации функции невязки:

$$F(A) = \left\| \mathbf{a}^{init} - \mathbf{a}^{aux} \right\| \quad (5)$$

где знак $\|\dots\|$ обозначает норму в некотором пространстве. В наиболее распространенном случае это может быть норма в соответствующем векторном пространстве [1]. Итерационный метод Гольдфарба является одним из методов с изменяющейся метрикой, т.е. методов, в которых выбор направления убывания минимизируемой функции на каждом последующем шаге осуществляется с учетом полученной на предыдущем шаге информации о характере поведения функции. При отыскании минимума функции A из (5) методами с изменяющейся метрикой направление перемещения от точки A_m к точке A_{m+1} (m – номер итерации) выбирается исходя из соотношения:

$$\vec{p}_m = -H_m \cdot \vec{g}_m, \quad (6)$$

где: $\vec{g}_m = \text{grad}(F(A_m))$; H_m – квадратная матрица размерности $(N \times N)$, изменяющаяся в процессе вычислений. В методе Гольдфарба изменение матрицы (т.е. метрики) по результатам предыдущего шага определяется выражением:

$$H_{m+1} = H_m + \frac{1}{\vec{g}_m \cdot \vec{\sigma}_m} \left[-\vec{\sigma}_m \vec{y}_m^T H_m - H_m \vec{y}_m \vec{\sigma}_m^T + \left(1 + \frac{\vec{y}_m^T H_m \vec{y}_m}{\vec{y}_m^T \vec{\sigma}_m} \right) \vec{\sigma}_m \vec{\sigma}_m^T \right]. \quad (7)$$

В (7) приняты следующие обозначения:

$\vec{y}_m = \vec{g}_{m+1} - \vec{g}_m$; $\vec{\sigma}_m = \vec{A}_{m+1} - \vec{A}_m$; \vec{A}_m – радиус вектор точки A_m ; \vec{y}_m^T , $\vec{\sigma}_m^T$ – векторы, транспонированные к \vec{y}_m , $\vec{\sigma}_m$ соответственно. Величина перемещения α_m в направлении \vec{p}_m :

$$\alpha_m \vec{p}_m = \vec{A}_{m+1} - \vec{A}_m \quad (8)$$

находится исходя из условия наибольшего убывания функции (5) в направлении \vec{p}_m .

Суть **генетических алгоритмов** [12,13] заключается в имитации механизма естественной селекции в ходе эволюции. Эти алгоритмы также могут быть использованы при решении оптимизационных задач. Стандартный генетический алгоритм (СГА) переводит оптимизационные параметры в строку двоичных кодов. Это означает, что гены в СГА являются фактически двоичными кодами. Тогда хромосомы (Chr) представляют собой «сцепку» генов, имеющую форму:

$$\text{Chr} = \overbrace{g_1^1 g_2^1 \dots g_{L_1}^1}^{x_1} \overbrace{g_1^2 g_2^2 \dots g_{L_2}^2}^{x_2} \dots \overbrace{g_1^N g_2^N \dots g_{L_N}^N}^{x_N}; \quad (12)$$

где g_j^i – ген, а L_i – длина кодовой строки для j -го параметра оптимизации. Соответствие между хромосомами и параметрами оптимизации определяется формулой:

$$x_i = x_i^{\min} + \frac{x_i^{\max} - x_i^{\min}}{2^{L_i} - 1} \sum_{j=1}^{L_i} g_j^i 2^{L_i - j}; \quad i = 1, N, \quad (13)$$

где интервал $[x_i^{\min}, x_i^{\max}]$ является областью поиска для i -го параметра оптимизации.

Таким образом, в рамках данного варианта генетического алгоритма неявно предполагается наличие простой связи между генами (хромосомами) с одной стороны и параметрами оптимизации с другой. Иначе, предполагается существование критериев отбора результатов мутации. Однако в обратных задачах рассеяния, например, при работе с данными в частотной области, такая зависимость имеет сложный характер, и установить априори эффективность отдельной мутации в большинстве случаев невозможно. Поэтому наиболее эффективным является совместное использование данных алгоритмов. Такая схема предполагает применение на начальном этапе генетических алгоритмов с целью отыскания начального приближения, обеспечивающего быструю сходимость итерационного метода Гольдфарба. Далее с помощью итерационного метода Гольдфарба производится, по сути, уточнение искомого распределения диэлектрической проницаемости.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ВЫЧИСЛИТЕЛЬНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Для выяснения возможностей практического использования предложенного подхода был разработан адаптивный вычислительный алгоритм, автоматически выбирающий метод, наиболее соответствующий данному шагу итерационного процесса. Алгоритм был реализован в виде программы для ПЭВМ на языке ФОРТРАН. Некоторые результаты вычислений представлены на рис. 2, 3. При расчетах моделировались случаи зондирования с помощью плоских волн Е и Н-поляризации и источника в виде нити электрического либо магнитного тока, расположенной на конечном расстоянии от поверхности цилиндра. Регистрируемой величиной служили значения комплексных амплитуд либо значения мощности рассеянного поля. Подлежащими определению величинами являлись радиусы слоев и значения диэлектрической проницаемости либо только значения диэлектрической проницаемости

слоев. Например, на рис. 2.а) показаны результаты восстановления радиусов слоев и значений диэлектрической проницаемости по наблюдаемой мощности, рассеянного в обратном направлении поля на E- поляризации (вектор E параллелен образующим цилиндра). На рис. 2.б) показаны аналогичные результаты для трехслойного цилиндра. Как видим, во втором случае процесс восстановления не обладает достаточной точностью во внутренней области цилиндра при ограниченном времени расчетов и количестве данных по частоте (10 с. и 20 отсчетов соответственно). При этом, если только с применением метода Гольдфарба на H-поляризации сходимость за 10 итераций была достаточно медленной (рис. 2.б – двойная штриховая линия), то при использовании предлагаемого комбинированного подхода уже за 5 итераций было получено визуальное совпадение восстановленного и истинного профилей (чтобы не усложнять восприятие результатов в этом случае итоговый график восстановленного профиля не показан).

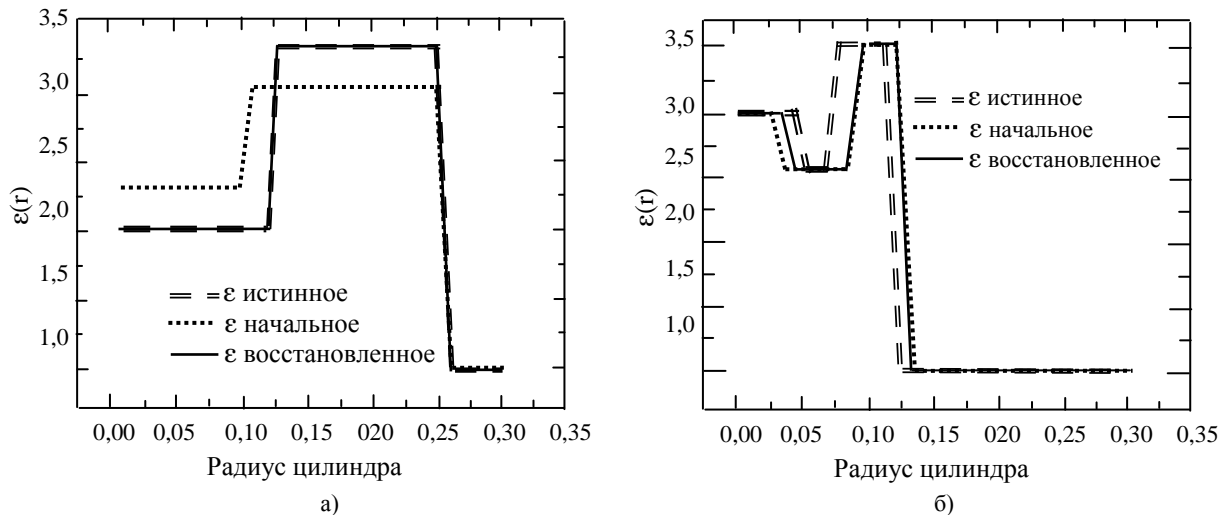


Рис. 2. Восстановление профиля диэлектрической проницаемости и значений радиусов слоев по наблюдаемой мощности отраженного поля: результаты для E-поляризации (а); результаты для зондирования на H- поляризации(б).

На рис. 3.а) приведены результаты восстановления толщины слоев и диэлектрической проницаемости для зондирования источником в виде нити электрического тока, расположенной на расстоянии $R=3\lambda_0$ от поверхности цилиндра. Для практически точного восстановления понадобилось менее 1 сек. для процессора Intel Core I7 с частотой 3.33 ГГц., т.е. практически в режиме реального времени.

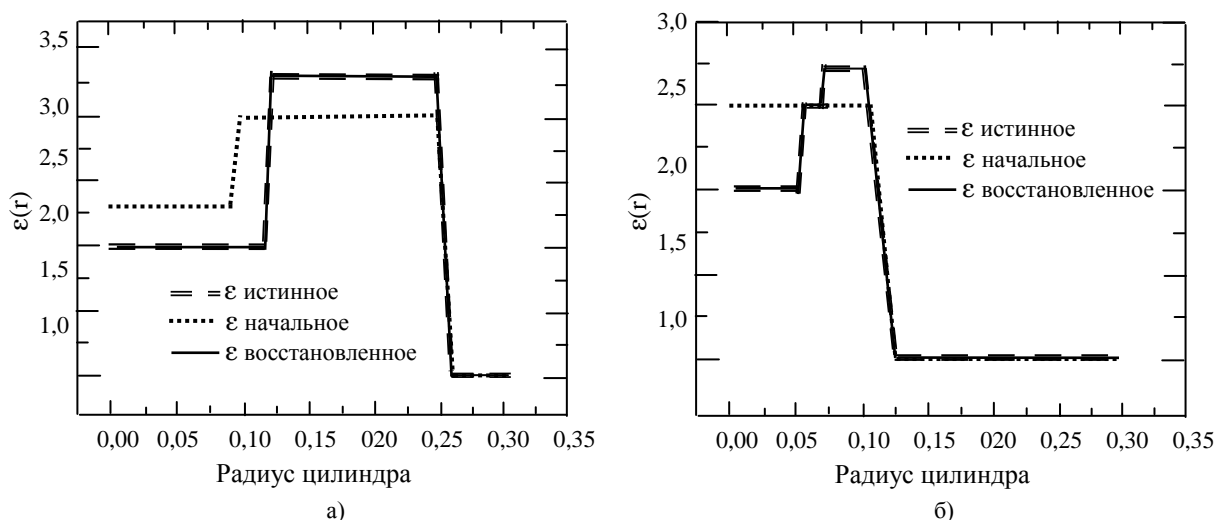


Рис. 3. Восстановление профиля диэлектрической проницаемости и значений радиусов слоев по наблюдаемой комплексной амплитуде отраженного поля: результаты для E-поляризации (а); Результаты для зондирования на H-поляризации (б).

Рис. 3. б) демонстрирует восстановление только значений диэлектрической проницаемости трехслойного цилиндра на H – поляризации по значениям комплексной амплитуды. Как видно, алгоритм

позволил осуществить практически точное восстановление значений диэлектрической проницаемости всех слоев исследуемого объекта.

ВЫВОДЫ

Сравнительный анализ работы алгоритмов, основанных на привлечении необходимых условий экстремума минимизируемого функционала (схема Ньютона-Канторовича либо принципа максимума Понтрягина [1,2,11]) и прямых методов теории параметрической оптимизации (метод Гольдфарба и генетический алгоритм) показал, что:

а) для сравнительно простых структур (состоящих из небольшого числа слоев (до 4) комбинации прямых методов обладают более высокой эффективностью и позволяют непосредственно восстанавливать помимо диэлектрической проницаемости слоев также и их радиусы как на основе измерений зависимостей комплексной амплитуды от информативного параметра (частоты), так и измерений аналогичных зависимостей мощности рассеянного поля на различных поляризациях (E – и H – поляризации и при облучении полем нити электрического либо магнитного тока);

б) в случае более сложных структур, состоящих из большого числа слоев либо имеющих непрерывный профиль диэлектрической проницаемости, использование прямых методов теории параметрической оптимизации становится малоэффективным либо даже вообще нецелесообразным вследствие увеличения времени расчетов;

в) в последнем случае необходимо привлечение алгоритмов, использующих необходимые условия экстремума [1,2,11] или их комбинаций с алгоритмами, основанными на прямых методах.

Предложенный подход и полученные результаты могут найти применение в задачах неразрушающего контроля промышленных объектов (например, трубопроводов), а также медицинской диагностики при проведении обследований кровеносных сосудов.

В качестве направления дальнейшего развития предложенного подхода можно предложить получение исходной информации о коэффициентах отражения из результатов обработки сверхширокополосных (СШП) импульсных сигналов, а также совмещение алгоритмов, реализующих прямые методы оптимизации с алгоритмами, которые опираются на необходимые условия экстремума сглаживающего функционала.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Batrakov D.O. Inverse Scattering Problem in the Polarization Parameters Domain for Isotropic Layered Media: Solution via Newton-Kantorovich Iterative Technique./ D.O. Batrakov, N.P. Zhuck // *Journal of Electromagnetic Waves and Applications*. - June 1994. - Vol. 8, № 6. - P. 759-779.
2. Zhuck N.P. Determination of electrophysical properties of a layered structure with a statistically rough surface via an inversion method / N.P. Zhuck, D.O. Batrakov // *Physical Review B*. - 1995. - Vol.51, №23, June 15. - P.P. 17073-17080.
3. Батраков Д.О. Спектральный анализ импульсных электромагнитных полей в дистанционном зондировании и биомедицине / Д.О. Батраков, М.С. Антюфеева, А.В. Антюфеев // *Вісник Харківського національного університету імені В.Н. Каразіна. Серія: «Радіофізика та електроніка»*– Х.: ХНУ, 2016, вип. 25. – С. 21-25.
4. Batrakov D.O. Solution of a General Inverse Scattering Problem Using the Distorted Born Approximation and Iterative Technique./ D.O. Batrakov, N.P. Zhuck // *Inverse Problems*. - Feb., 1994. - vol.10, № 1. - P.39-54.
5. Батраков Д.О. Влияние формы зондирующих импульсов на эффективность восстановления параметров технических и биомедицинских объектов. / Д. О. Батраков, Д. В. Головин, Г. П. Почанин. // *Вісник Харківського національного університету імені В.Н. Каразіна. Серія: «Радіофізика та електроніка»* – 2013, № 1067, вып. 22. – С. 93-98.
6. 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.
7. *Ground penetrating radar, theory and applications* / [Jol Harry M. (Editor)]. - Amsterdam: Elsevier B.V., 2009. - 508 p.
8. Saarenketo T. Road evaluation with ground penetrating radar / T. Saarenketo, T. Scullion // *Journal of Applied Geophysics*. - 2000. - Vol. 43. - P. 119–138.
9. Владов М.Л. Введение в георадиолокацию : учеб. пособие [для студ. высш. уч. завед.] / Владов М.Л., Старовойтов А.В. - М. : МГУ, 2004. - 153 с.
10. Вопросы подповерхностной радиолокации: коллективная монография / [под ред. А.Ю. Гринева]. - М.: Радиотехника, 2005. - 416 с.

11. Батраков Д.О. Алгоритм решения обратных задач рассеяния на основе принципа максимума Понтрягина. / Д.О.Батраков, М.М. Тарасов // Радиотехника и электроника РАН. – 1999. – Т.44, №2–. С.137-142.
12. Батраков Д.О. Сравнительный анализ итерационного и генетического алгоритмов решения обратных задач рассеяния / Д.О. Батраков, Д.В. Головин, О.Д. Батраков // Вісник Харківського національного університету імені В.Н. Каразіна. Серія: «Радіофізика та електроніка» – 2013, № 1067, вып. 22. – С. 82-85.
13. Meng, Z. Q. "Image reconstruction of two-dimensional impenetrable objects using genetic algorithm," / Z. Q. Meng, T. Takenaka, and T. Tanaka, /J. Electromagn. Waves Applicat, – Jan. 1999, vol. 13, pp. 95-118.
14. Метод Гольдфарба в теории регулирования / [под ред. Пастернак Е.Б.]. – М.: Госэнергоиздат, 1962г, 224 с.
15. Корн Г. А. Справочник по математике для научных работников и инженеров./ Г. А. Корн, Т. М. Корн – М.: Наука, 1974. – 832 с.
16. Морс Ф.М. Методы теоретической физики. / Ф.М. Морс, Г. Фешбах // т.1. М., ил, 1958. – 931 с.
17. Батраков Д. О. Разработка радиофизических моделей применительно к проблеме зондирования неоднородных сред: дис. доктора физ.-мат. наук: 01.04.03 /Батраков Дмитрий Олегович. – Харьков, 1995. – 293 с.

УДК 621.574.4

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ ПАРАМЕТРОВ ГЕОРАДАРА ДЛЯ КОНТРОЛЯ ПЛОСКОСЛОИСТЫХ СРЕД

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

1- Харьковський національний університет імені В. Н. Каразіна, факультет радіофізики, біомедицинської електроніки і комп'ютерних систем
пл. Свободи 4, Харків, 61022, Україна

2 - Харьковський національний автомобільно-дорожній університет.
ул. Ярослава Мудрого 25, Харків, 61001, Україна

Поступила в редакцію 19 апреля 2017 г.

Рассмотрены возможности совместного применения сверхширокополосных импульсов георадара и алгоритма обработки поляризационного состояния отраженных плоскостлой средой электромагнитных волн для решения задачи толщинометрии плоскостлой сред. Такой метод отличается от ранее известных подходов в первую очередь применением сверхширокополосных импульсных сигналов совместно со специализированными антенными блоками современного георадара. Проведены как вычислительные эксперименты по проверке адекватности используемых моделей, так и экспериментальные измерения влияния ориентации антенного блока георадара относительно границ зондируемой среды. Полученные результаты могут найти применение при оптимизации характеристик и конструкции георадаров, а также для интерпретации данных обследования автомобильных дорог.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: СШП импульсы, дистанционное зондирование, плоскостлой среды

Розглянуто можливості спільного застосування надширокополосних імпульсів георадара і алгоритму обробки поляризаційного стану відбитих плоскошаруватим середовищем електромагнітних хвиль для вирішення завдання товщинометрії плоскошаруватих середовищ. Такий метод відрізняється від раніше відомих підходів в першу чергу застосуванням надширокополосних імпульсних сигналів спільно зі спеціалізованими антенними блоками сучасного георадара. Проведено як обчислювальні експерименти з перевірки адекватності використовуваних моделей, так і лабораторні вимірювання впливу орієнтації антенного блоку георадара щодо границь середовища, що зондується. Отримані результати можуть знайти застосування при оптимізації характеристик і конструкції георадарів, а також для інтерпретації даних обстеження автомобільних доріг.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: НШС імпульси, дистанційне зондування, плоскошаруваті середовища

The possibilities of joint application of ultra-wideband GPR pulses and an algorithm for processing the polarization state of electromagnetic waves reflected by a plane-layered medium for solving the problem of the thickness measure of plane layered media are considered. This method differs from previously known approaches primarily by using ultra-wideband pulse signals in conjunction with specialized antenna units of modern GPR. Computational experiments of verification of the used models and experimental measurements of the influence of the orientation of the antenna units of the GPR relative to the boundaries of the sensed medium are carried out. The obtained results can be applied in optimizing the characteristics and design of GPR, as well as for interpreting road survey data.

KEY WORDS: UWB pulses, remote sensing, plane-layered media

ВВЕДЕНИЕ

Ранее были предложены схемы привлечения различных информативных параметров для решения так называемых обратных задач рассеяния [1-7]. В качестве информативных параметров предлагалось использовать как поляризационные [1,2,7], так и частотные либо азимутальные характеристики рассеянных полей [3-6]. Также предлагались различные методы (алгоритмы) обработки данных как на основе прямых методов теории параметрической оптимизации [8], так и на основе схемы Ньютона-Канторовича [2,4], а также принципа максимума Понтрягина [7]. При этом в рамках существовавшего на тот период уровня развития техники в большинстве случаев предполагалось отдельное проведение каждого эксперимента. Например, в случае частотного зондирования (информативный параметр – частота) предполагалось, что на каждой частоте из выбранного множества проводился отдельный эксперимент по измерению парциального (соответствующего данной частоте) коэффициента отражения от исследуемого объекта. Разумеется, для проведения этого измерения требовалось определенное время, что с учетом специфики таких измерений существенно увеличивало общее время, даже при проведении измерений с помощью панорамных измерителей КСВН (например, P2-64). К тому же, в рамках такого подхода был затруднен автоматический выбор «рабочих» частот. В дальнейшем появление импульсных георадаров и средств компьютерной обработки данных позволили решить задачу толщинометрии при

импульсном зондировании. Суть решения сводилась к проведению предварительной калибровки прибора и последующему определению задержки сигналов, отраженных внешней и внутренними границами слоев с одновременным вычислением значений относительной диэлектрической проницаемости слоев конструкции [10,11]. Кроме того, интенсивные исследования проводятся для решения задачи обнаружения и позиционирования внутренних неоднородностей, в том числе и подповерхностных трещин с помощью анализа поляризационного состояния отраженных структурой (в частности, дорожной одеждой) импульсных сигналов [12-14]. Однако исследования по определению профиля диэлектрической проницаемости плоскостойких сред с помощью анализа поляризационного состояния отраженных импульсных сигналов до сих пор не проводились. Поэтому целью настоящей работы является обоснование возможности решения такого класса задач и проведение экспериментальных исследований для последующего использования их результатов в виде практических алгоритмов обработки георадарных данных.

ОБЩАЯ ПОСТАНОВКА ОБРАТНОЙ ЗАДАЧИ РАССЕЯНИЯ В ОБЛАСТИ ЗНАЧЕНИЙ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ ПАРАМЕТРОВ

В рамках данной статьи будем рассматривать базовую обратную задачу рассеяния с помощью ранее введенного формализма [1,2]. Для решения обратных задач первостепенное значение имеет наличие нелинейности изменения измеряемых величин от информативного параметра. Поэтому, прежде всего, необходимо провести применительно к данной задаче анализ зависимости коэффициентов отражения от поляризационного состояния зондирующего поля при различных углах падения. Как известно [15], эти коэффициенты определяются формулами Френеля, которые мы запишем в следующем виде:

$$T_{\parallel} = \frac{2 \cdot n_1 \cdot \cos \theta_i}{(\cos \theta_i \cdot n_2 + n_1 \cdot \cos \theta_t)} A_{\parallel}; \quad T_{\perp} = \frac{2 \cdot n_1 \cdot \cos \theta_i}{(n_1 \cdot \cos \theta_i + n_2 \cdot \cos \theta_t)} \cdot A_{\perp}. \quad (1)$$

$$R_{\parallel} = \frac{(\cos \theta_t \cdot n_1 - n_2 \cdot \cos \theta_i)}{(n_2 \cdot \cos \theta_i + \cos \theta_t \cdot n_1)} \cdot A_{\parallel}; \quad R_{\perp} = \frac{(n_1 \cdot \cos \theta_i - n_2 \cdot \cos \theta_t)}{(n_2 \cdot \cos \theta_i + n_1 \cdot \cos \theta_t)} \cdot A_{\perp}. \quad (2)$$

Если использовать лишь угловые переменные (закон преломления), то получим другую форму этих соотношений ($n_{12} = n_2 / n_1$):

$$T_{\parallel} = \frac{2 \cdot \cos \theta_i}{\left(\cos \theta_i \cdot n_{12} + \sqrt{1 - \left(\sin \theta_i \frac{1}{n_{12}} \right)^2} \right)} A_{\parallel}; \quad T_{\perp} = \frac{2 \cdot \cos \theta_i}{\left(\cos \theta_i + n_{12} \sqrt{1 - \left(\sin \theta_i \frac{1}{n_{12}} \right)^2} \right)} \cdot A_{\perp}. \quad (1a)$$

$$R_{\parallel} = \frac{\left(\sqrt{1 - \left(\sin \theta_i \frac{1}{n_{12}} \right)^2} - n_{12} \cdot \cos \theta_i \right)}{\left(n_{12} \cdot \cos \theta_i + \sqrt{1 - \left(\sin \theta_i \frac{1}{n_{12}} \right)^2} \right)} A_{\parallel}; \quad R_{\perp} = \frac{\left(\cos \theta_i - \frac{n_2}{n_1} \cdot \sqrt{1 - \left(\sin \theta_i \frac{1}{n_{12}} \right)^2} \right)}{\left(\frac{n_2}{n_1} \cdot \sqrt{1 - \left(\sin \theta_i \frac{1}{n_{12}} \right)^2} + \cos \theta_i \right)} A_{\perp}. \quad (2a)$$

Таким образом, в общем виде при наклонном падении зависимость коэффициентов отражения (и преломления) от угла падения и от соотношения между ортогональными компонентами (отмечены знаками \parallel и \perp) является нелинейной. Как следует из вида этих формул при нормальном падении:

$$T_{\parallel} = \frac{2}{(n_{12} + 1)} A_{\parallel}; \quad T_{\perp} = \frac{2}{(1 + n_{12})} \cdot A_{\perp}; \quad (16)$$

$$R_{\parallel} = \frac{(1 - n_{12})}{(n_{12} + 1)} \cdot A_{\parallel}; \quad R_{\perp} = \frac{(1 - n_{12})}{(n_{12} + 1)} \cdot A_{\perp}; \quad (n_{12} = n_2 / n_1). \quad (26)$$

интересующая нас зависимость является линейной и, как следствие, постановка обратной задачи в таком виде невозможна.

Теперь рассмотрим постановку собственно обратной задачи рассеяния в области значений поляризационных параметров. Пусть $\vec{p}(\vec{R})$ – вектор, определяющий поляризацию, на которой

регистрируется поле в точке наблюдения, а \vec{R}_H – радиус-вектор точки наблюдения вне исследуемого тела. Тогда согласно результатам, подробно изложенным в [2,4,5] получим:

$$\vec{U}(\vec{R}_H) = U_{in}(\vec{R}_H) + \frac{ik_0c}{4\pi} \int_{V_p} dV' \left[\vec{p}(\vec{R}_H) \widehat{G}_{ee}(\vec{R}, \vec{R}') \widehat{\eta}(\vec{R}') \vec{E}_{in}(\vec{R}') \right]. \quad (3)$$

Если диэлектрические проницаемости исследуемого $\varepsilon_p(\vec{R})$ и эталонного тела $\varepsilon_{aux}(\vec{R})$, – скалярные величины, приходим к соотношению:

$$U(\vec{R}_H) = U_{in}(\vec{R}_H) + (L\eta)(\vec{R}_H) \equiv U_{in}(\vec{R}_H) + \int_{V_p} dV L(\vec{R}_H, \vec{R}') \eta(\vec{R}') \quad (4)$$

где: $\eta(\vec{R}) = \varepsilon_p(\vec{R}) - \varepsilon_{aux}(\vec{R})$,

$$L(R_H, R') = p(R_H) G_{ee}(R_H, R') E_{in}(R') \left[\frac{ik_0c}{4\pi} \right].$$

Пусть для каждого из N значений информативного параметра j известны соответствующие значения:

$$U^{(j)}(\vec{R}_H), U_{in}^{(j)}(\vec{R}_H), L^{(j)}(\vec{R}_H, \vec{R}'), \quad j = 1, 2, \dots, N.$$

В качестве λ могут выступать частота, радиус-вектор точки наблюдения, величины, характеризующие поляризацию или направление распространения волны, испускаемой, сторонними источниками и т. д. Согласно (4) получаем:

$$U^{(j)}(\vec{R}_H) = U_{in}^{(j)}(\vec{R}_H) + \int_{V_p} L^{(j)}(\vec{R}_H, \vec{R}') \eta(\vec{R}') dV'; \quad j = 1, 2, \dots, N. \quad (5)$$

Это система N интегральных уравнений Фредгольма 1-го рода относительно $\eta(\vec{R})$, ($R \in V_p$). Ищем $\eta(\vec{R})$ как функцию, реализующую минимум сглаживающего функционала [1-5]

$$F[\eta] \equiv \sum_{j=1}^N w_j \left| U^{(j)}(\vec{R}_H) - U_{in}^{(j)}(\vec{R}_H) - \int_{V_p} L^{(j)}(\vec{R}_H, \vec{R}') \eta(\vec{R}') dV' \right|^2 + \alpha \int_{V_p} w(\vec{R}) |\eta(\vec{R})|^2 dV. \quad (6)$$

Здесь w_j – весовые коэффициенты, $w(\vec{R})$ – весовая функция, α – параметр регуляризации (все – положительно определенные величины). Условием экстремума функционала, как известно, является требование обращения в нуль его первой вариации δF . Иными словами, для произвольной комплекснозначной пробной функции $\gamma(\vec{R})$ главный (линейный по γ) член разности (приращения функционала ΔF) $\Delta F \equiv F[\eta + \gamma] - F[\eta]$ должен тождественно относительно γ обращаться в нуль. После достаточно громоздких преобразований получаем уравнение Эйлера относительно комплекснозначной функции $\eta(\vec{R})$:

$$\begin{aligned} & \sum_{j=1}^N w_j L^{(j)*}(\vec{R}_H, \vec{R}) [U_{in}^{(j)}(\vec{R}_H) - U^{(j)}(\vec{R}_H)] + \\ & + \int_{V_p} dV' \left[\sum_{j=1}^N w_j L^{(j)*}(\vec{R}_H, \vec{R}') L^{(j)}(\vec{R}_H, \vec{R}') \right] \eta(\vec{R}') + \alpha w(\vec{R}) \eta(\vec{R}) = 0; \quad (\vec{R} \in V_p). \end{aligned} \quad (7)$$

Уравнение Эйлера (5) можно записать в более компактном виде:

$$-\int_{V_p} K(\vec{R}, \vec{R}') \eta(\vec{R}) dV' + \alpha w(\vec{R}) \eta(\vec{R}) = q(\vec{R}), (\vec{R} \in V_p). \quad (8)$$

Это – интегральное уравнение Фредгольма II рода с вырожденным ядром:

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

и правой частью: $q(\vec{R}) = \sum_{j=1}^N w_j L^{(j)*}(\vec{R}_H, \vec{R}') [U_{in}^{(j)}(\vec{R}) - U^{(j)}(\vec{R}_H)]$

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

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

где $x_j = const = \int_{V_p} dV' L^{(j)}(\vec{R}_H, \vec{R}') \eta(\vec{R}')$, $j = 1, 2, \dots, N$.

Подставив под интеграл выражения для $\eta(\vec{R}')$, приходим к системе N линейных алгебраических уравнений относительно $\{x_j\}$

$$\begin{aligned} x_j + \sum_{n=1}^N a_{jn} x_n &= \psi_j; \quad (j = 1, 2, \dots, N); \\ a_{jn} &= w_n \int_{V_p} L^{(j)}(\vec{R}_H, \vec{R}') \cdot L^{(n)*}(\vec{R}_H, \vec{R}') \frac{dV}{\alpha w(\vec{R}')}; \\ \psi_j &= \int_{V_p} L^{(j)}(\vec{R}_H, \vec{R}') \frac{q(\vec{R}')}{\alpha w(\vec{R}')} dV' \end{aligned} \quad (10)$$

Решая (10) относительно $\{x_j\}$, мы можем по прямой формуле (9) определить $\eta(\vec{R})$ и из соотношения

$$\varepsilon_p(\vec{R}) = \varepsilon_{aux}(\vec{R}) - \eta(\vec{R}) \quad (11)$$

найти искомый профиль.

Далее для уточнения $\varepsilon_p(\vec{R})$ можно опять повторить процедуру восстановления, подставив $\varepsilon_p(\vec{R})$ из (11) в (10) вместо $\varepsilon_{aux}(\vec{R})$ и так вплоть до достижения требуемой точности.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ И ЛАБОРАТОРНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Для проверки адекватности предложенного подхода вначале было проведено численное моделирование с целью выяснения степени влияния деполяризации при различных углах падения и значениях относительной диэлектрической проницаемости. В ходе численных экспериментов основным параметром выступали коэффициенты отражения для двух ортогональных компонент (R_{\parallel}, R_{\perp}) в соответствии с (1,2). Результаты приведены на рис. 1. Они отражают факт зависимости значений этих коэффициентов как от угла падения θ_j , так и от относительной диэлектрической проницаемости второй среды $n_t = \sqrt{\varepsilon_t}$. Эти данные послужили основанием для проведения лабораторных экспериментов с георадаром «Одыг-1» (рис. 2). В процессе экспериментов изменялась угловая ориентация антенного блока для выяснения характера изменения амплитуд отраженных импульсов.

Полученные результаты представлены на рис.3, 4. Общая цель проведенных экспериментов заключалась в выяснении влияния как направления падения волны, так и особенностей, связанных с конструкцией антенного блока георадара «Одыг 1». Конструкция антенного блока детально описана в [16]. Антенный блок состоит из одной передающей антенны (типа «бабочка») и двух приемных антенн

(также типа «бабочка»). Поэтому на амплитуду сигнала будет влиять как угол наклона оси антенн (угол падения θ_i , так и угол ориентации антенн в перпендикулярном направлении ϕ . При изменении этого угла изменялось расстояние от поверхности конструкции до приемных антенн. Важность данного эксперимента обусловлена тем, что большинство теоретических (аналитических) результатов получено для падения плоской волны, которая, как известно, является идеализацией. На практике все антенны имеют конечные размеры и, более того, в случае неразрушающего контроля с помощью импульсных георадаров, поверхность конструкции может находиться в ближней зоне антенны. Рассчитать аналитически влияние этой особенности практически нереально и именно поэтому были проведены соответствующие эксперименты. Полученные результаты показали, что нарушение ориентации антенной системы (изменение угла ϕ) оказывает значительное влияние на амплитуду импульсного сигнала, отраженного от плоской границы. Это влияние вполне сопоставимо с влиянием угла падения. Таким образом, подтверждена необходимость тщательного контроля за ориентацией антенн в процессе измерений. С другой стороны, экспериментально подтверждена возможность получения данных для решения обратных задач рассеяния плоскостойких сред в области значений поляризационных параметров. Также следует отметить, что небольшое расхождение в амплитудах импульсных сигналов при нормальном падении на рис. 3,4 связано с настройками георадара.

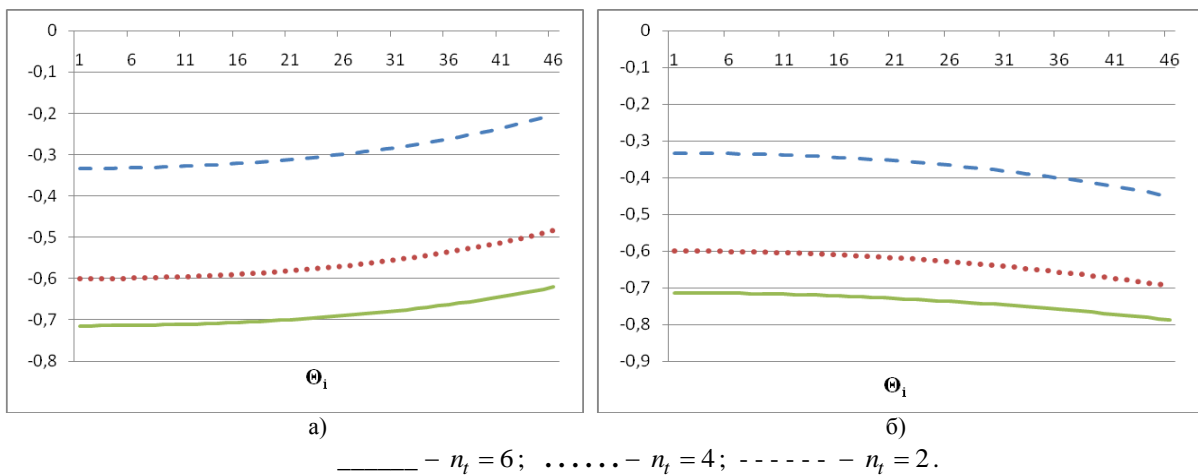


Рис. 1. Расчетные значения коэффициентов отражения ($n_i = 1$): а) R_{\parallel} ; б) R_{\perp} .



Рис. 2. Георадар «Одяг 1» во время экспериментов.

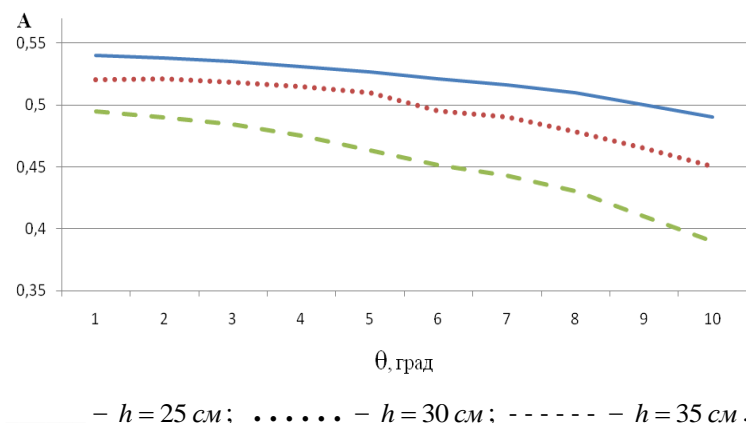


Рис. 3. Зависимость амплитуды отраженного импульса от угла наклона θ_i антенного блока АБ георадара «Одяг 1» при различных значениях расстояния до поверхности конструкции h .

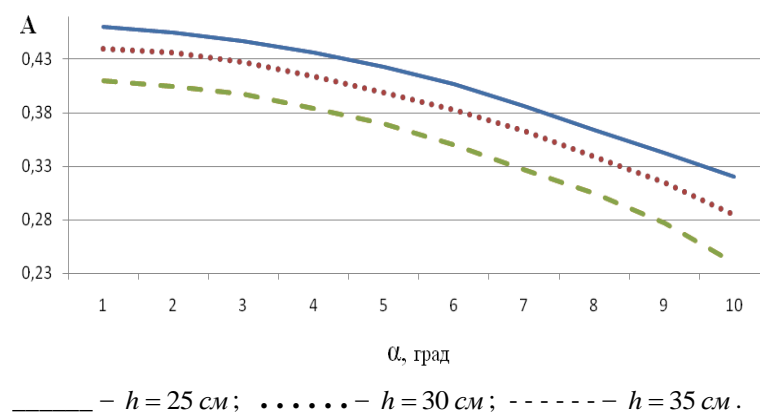


Рис. 4. Зависимость амплитуды отраженного импульса от угла наклона ϕ антенного блока АБ георадара «Одяг 1» при различных значениях расстояния до поверхности конструкции h .

ВЫВОДЫ

Получено решение задачи по определению профиля диэлектрической проницаемости плоскослойных сред с помощью анализа поляризационного состояния отраженных импульсных сигналов. В итоге обоснованы возможности решения такого класса задач на базе ранее разработанных методов теории параметрической оптимизации. Для выяснения особенностей применения данного подхода, прежде всего, проведено численное моделирование поляризационных характеристик, отраженных плоских монохроматических волн. Также проведены экспериментальные исследования с применением антенного блока АБ георадара «Одяг 1» для изучения особенностей пространственной ориентации блока во время измерений. Полученные результаты показали, что нарушение ориентации антенной системы оказывает значительное влияние на амплитуду импульсного сигнала, отраженного от плоской границы. Результаты работы могут быть использованы при разработке практических алгоритмов обработки георадарных данных, а также для усовершенствования конструкции георадаров.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Батраков Д.О. Итерационное решение обратной задачи зондирования неоднородных сред в области значений поляризационных параметров. / Д.О. Батраков, Н.П. Жук // Радиотехника и электроника. - Москва. - 1993. - Т.38, №6. - С.1106-1114.
2. Zhuck N.P. Inverse scattering problem in the polarization parameters domain for isotropic layered media: solution via Newton-Kantorovich iterative technique / N.P Zhuck and D. O. Batrakov // Journal of Electromagnetic Waves and Applications -1994, Vol. 8, No. 6. - 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*. – 1994, Feb.– Vol.10, № 1. – P.39-54.
5. Батраков Д.О. Качество и эффективность обработки информации при радиоволновом контроле слоистонеоднородных диэлектриков многочастотным методом. *Дефектоскопия РАН*. – 1998, – №8. – С.68-76.
6. Батраков Д.О. Будко Н.В., Жук Н.П. Интерпретация данных зондирования слоистых структур на основе решения обратной задачи рассеяния электромагнитных волн. *Журнал технической физики*. – 1994. – Т.64, № 1. – С. 152-161.
7. Батраков Д.О., Тарасов М.М. Алгоритм решения обратных задач рассеяния на основе принципа максимума Понтрягина. *Радиотехника и электроника РАН*. – 1999. – Т.44, №2. – С.137-142.
8. Батраков Д.О. Использование прямых методов теории оптимизации при радиоволновом контроле неоднородных диэлектриков. / Д.О. Батраков, М.М. Тарасов// *Дефектоскопия РАН*. – 1997. – №11. – С.83-89.
9. Батраков Д.О. Обработка импульсных сигналов при толщинометрии биологических тканей и неразрушающем контроле / Д.О. Батраков // *Вісник Харківського національного університету імені В.Н.Каразіна. Серія «Радіофізика та електроніка»* – X. : ХНУ, 2016, вип. 25. – С. 48-52.
10. 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.
11. Batrakov D.O. Hilbert transform application to the impulse signal processing / D.O. Batrakov, A.G. Batrakova, D.V. Golovin, A.A. Simachev // «UWBUSIS'2010»: 5th International Conference on Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals, 6-10 September, 2010, Sevastopol, Ukraine : Proceedings. – Sevastopol, 2010. – P. 113–115.
12. Пат. 81296 Україна, (51) МПК E01C 23/00, G01R 29/08 (2006.01) Спосіб виявлення та визначення місць знаходження у тому числі і підповерхневих тріщин в асфальтобетонному покритті / Батракова А.Г., Батраков Д.О., Почанін Г.П.; заявник та патентоутримувач Батракова А.Г., Батраков Д.О., Почанін Г.П.. – u201300256; заявл. 08.01.2013; опубл. 25.06.2013, Бюл. № 12/2013.
13. Cao Y. Pavement Evaluation using Ground Penetrating Radar : Final Report, March, 2008 / Y. Cao, B.V. Guzina, J.F. Labuz. – Minnesota : Department of Civil Engineering, University of Minnesota. – 2010.–102 p.
14. Пат. 113916 Україна, (51) МПК E01C 23/00, G01R 29/08 (2006.01) Спосіб виявлення підповерхневих тріщин у асфальтобетонному покритті дороги під час руху діагностичної лабораторії в транспортному потоці / Батраков Д.О., Урдзік С.М., Почанін Г.П., Батракова А. Г.; заявник та патентоутримувач Батраков Д.О., Урдзік С.М., Почанін Г.П., Батракова А. Г. – a201511191; заявл. 13.11.2015; опубл. 27.03.2017, Бюл. № 6/2017.
15. Борн М. Основы оптики / М. Борн, Э. Вольф. // М. : Наука. – 1973. – 720 с.
16. Pochanin, G. P.; Masalov, S. A.; Ruban, V. P.; Kholod, P. V.; Batrakov, D. O.; Batrakova, A. G.; Urdzik, S. N.; Pochanin, O. G., *Advances in Short Range Distance and Permittivity Ground Penetrating Radar Measurements for Road Surface Surveying*, in: *Advanced Ultrawideband Radar: Signals, Targets and Applications*. CRC Press - Taylor & Francis Group, London, 2016. 20-65. ISBN 9781466586574.

УДК 621.574.4

ПРИМЕНЕНИЕ ГЕОРАДАРОВ ДЛЯ ИДЕНТИФИКАЦИИ ПОДПОВЕРХНОСТНЫХ ДЕФЕКТОВ В ДОРОЖНЫХ ПОКРЫТИЯХ

Д. О. Батраков¹, М. С. Антюфеева¹, А. Г. Батракова², А. В. Антюфеев¹,
Фан Хаоцзе¹

*1- Харьковский национальный университет имени В. Н. Каразина, факультет радиофизики, биомедицинской
электроники и компьютерных систем
пл. Свободы 4, Харьков, 61022, Украина*

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

Поступила в редакцию 19 апреля 2017 г.

В работе рассмотрена задача позиционирования и идентификации подповерхностных дефектов (трещин) в нижних слоях покрытия дорожных одежд нежесткого типа. Для решения предложено использовать поляризационное состояние зондирующих и, соответственно, отраженных сигналов - регистрацию так называемых кросс-поляризационных компонент сигналов. Предложены модифицированные алгоритмы определения глубины залегания подповерхностной трещины, а также компарационный алгоритм для оценки ширины раскрытия трещины. Приведены результаты как численного моделирования с помощью разработанных компьютерных программ, так и результаты лабораторных исследований. Также представлены результаты экспериментов по обследованию автомобильных дорог Харьковской области.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: георадары, подповерхностное зондирование, автомобильные дороги

В роботі розглянуто задачу позиціонування та ідентифікації підповерхневих дефектів (тріщин) в нижніх шарах покриття дорожніх одягів нежорсткого типу. Для вирішення запропоновано використовувати поляризаційний стан зондуючих і, відповідно, відбитих сигналів - реєстрацію так званих крос-поляризаційних компонент сигналів. Запропоновано модифіковані алгоритми визначення глибини залягання підповерхневої тріщини, а також компаративний алгоритм для оцінки ширини розкриття тріщини. Наведено результати як чисельного моделювання за допомогою розроблених комп'ютерних програм, так і результати лабораторних досліджень. Також представлені результати експериментів з обстеження автомобільних доріг Харківської області.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: георадари, підповерхнєве зондування, автомобільні дороги

The paper deals with the problem of positioning and identification of subsurface defects (cracks) in the lower layers of non-rigid type road pavements. Using the polarization state of probing and, respectively, reflected signals, that is the registration of the so-called cross-polarization signal components is proposed for the problem solution. Modified algorithms for determining the subsurface crack depth are proposed, as well as a comparative algorithm for estimating the width of a crack. The results of numerical modeling by developed software and the laboratory studies are presented. The experimental results of the road survey of the Kharkiv region are also presented.

KEY WORDS: GPR, subsurface sensing, public roads

ВВЕДЕНИЕ

Одним из наиболее распространенных дефектов, возникающим в покрытиях автомобильных дорог в процессе эксплуатации являются трещины. При этом трещины, выходящие на поверхность, легко обнаруживаются современными средствами видеодиагностики, что позволяет провести автоматизированную оценку их влияния на текущее состояние покрытий и построить достаточно точные прогнозы дальнейшей деградации покрытия [1,2]. В то же время, возможность детального изучения подповерхностных дефектов и, в частности, трещин, появилась сравнительно недавно. Эта возможность обусловлена появлением и развитием в первую очередь таких средств дистанционного мониторинга конструкций дорожных одежд (КДО) как георадары [3-6]. Они обладают рядом преимуществ по сравнению с другими современными техническими средствами неразрушающего контроля покрытий автомобильных дорог [7,8]. Например, так называемый дефлектометр падающего груза (FWD) в отличие от георадаров, не позволяет осуществлять диагностику при движении лаборатории [9]. Современные георадары позволяют осуществлять мониторинг состояния покрытия при движении автомобиля – лаборатории даже со скоростью транспортного потока. Анализ получаемых данных (временного профиля, или набора профилей – радарограммы) может проводиться оператором, но тогда результаты во многом будут зависеть от его опыта и квалификации [3]. По мере дальнейшего развития возможностей аппаратуры и вычислительных средств были предложены методы и алгоритмы для обработки первичных данных для получения количественных характеристик слоев конструкции – числовых значений

диэлектрической проницаемости и толщины [8, 10-12]. Применение этих технологий и алгоритмов открывает возможности для последующей оценки состояния дорожного покрытия и построения прогнозов хода процесса разрушения покрытия. Также были предложены средства и алгоритмы обработки данных для обнаружения подповерхностных неоднородностей [13-15]. Эти методы предполагают регистрацию сигналов, отраженных от исследуемой среды с внутренней неоднородностью и дальнейшую обработку этих сигналов различными специальными методами. Они дают возможность определения диэлектрической проницаемости среды (по углу раскрыва гиперболы) и глубины залегания неоднородности (по времени задержки отраженного сигнала). Однако такие алгоритмы не позволяют одновременно восстанавливать характеристики плоскостных сред (численные значения толщины и диэлектрической проницаемости слоев) и параметры включений, в частности подповерхностных трещин (глубина залегания, геометрические размеры поперечного сечения). Для решения этих задач было предложено использовать информацию, которую содержит состояние поляризации отраженного импульсного сигнала [14,15]. Важными преимуществами такого подхода являются возможности осуществления неразрушающей диагностики дорожных одежд с дефектами при одновременном определении параметров слоев покрытия (диэлектрической проницаемости и толщины). Существенно, что современные электронные компоненты, созданные алгоритмы обработки информации и разработанное программное обеспечение позволяют осуществлять мониторинг дорожных покрытий с дефектами в режиме непрерывного движения автомобиля - лаборатории.

В настоящей работе приведены результаты решения задачи позиционирования и идентификации подповерхностных трещин в нижних слоях дорожной одежды. Актуальность поставленной задачи связана с высокой удельной стоимостью строительства и ремонта автомобильных дорог и существенным удешевлением процедуры мониторинга текущего состояния дорожных одежд.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ ДИФРАКЦИИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ТРЕЩИНЕ В АСФАЛЬТОБЕТОННОМ ПОКРЫТИИ

Рассмотрим задачу зондирования конструкции дорожной одежды, которая имеет четырехслойную структуру (рис. 1 а): два слоя асфальтобетонного покрытия (L_1, L_2) различного состава; два слоя зернистого материала (L_3 и L_4). В нижнем слое покрытия на некоторой глубине находится трещина ТР.

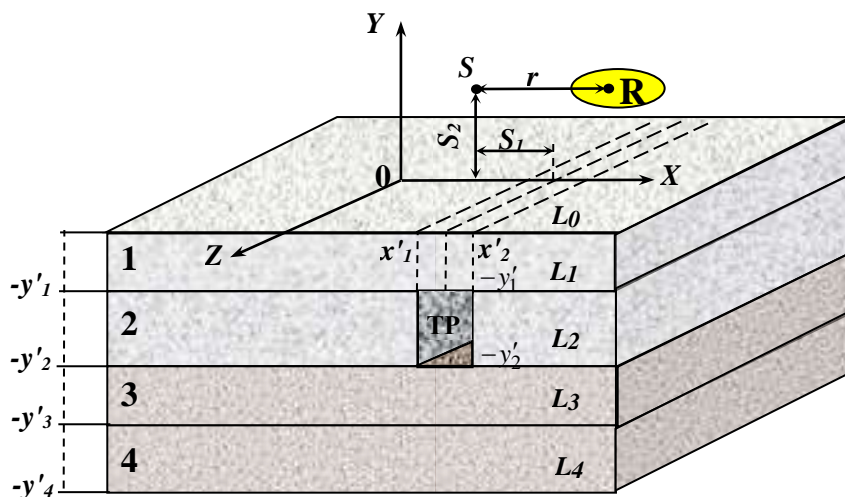


Рис. 1. Геометрия задачи и вид лабораторной модели

С электродинамической точки зрения ставится задача анализа электромагнитного поля, рассеянного такой структурой, при разных параметрах ширины трещины ($x'_2 - x'_1$), глубины расположения трещины ($-y'_1$), высоты расположения антенной системы над поверхностью конструкции S_2 , продолжительности и поляризации зондирующего импульса.

При решении задачи используем следующие предположения:

- а) влиянием на отраженный сигнал неровности поверхности слоев дорожного покрытия можно пренебречь;
- б) вариацией толщины каждого слоя также можно пренебречь, что подтвердили результаты моделирования и лабораторных экспериментов;
- в) трещина представляет собой прямоугольный параллелепипед.

Пусть из верхнего полупространства $L_0 = \{(x, y, z) : y > 0\}$ (воздух) (рис. 1), имеющего диэлектрические свойства вакуума, на плоскую границу раздела сред $y = 0$ падает импульсный сигнал, источник которого S .

Нижнее полупространство представляет собой четыре однородных слоя диэлектрика ($L_i = \{(x, y, z) : -y_{i-1} \leq y < -y_i\}, i = 1 \div 4, y_0 = 0$), за исключением некоторой, ограниченной по направлениям x и y и бесконечной в направлении z , прямоугольной в поперечном сечении области $TP = \{(x, y, z) : -y'_1 \leq y \leq -y'_2, x'_1 \leq x \leq x'_2\}$ (трещина).

Точки наблюдения, в которых определяются параметры электромагнитного поля, сосредоточены в некоторой ограниченной подобласти R полупространства L_0 . Эта область отвечает положению приемной антенны георадара.

С математической точки зрения ставится задача отыскания решений системы векторных дифференциальных уравнений (уравнений Максвелла) с соответствующими начальными и граничными условиями. В декартовой системе координат уравнения Максвелла имеют вид:

$$\begin{cases} \operatorname{div} \mathbf{E} = \frac{\rho}{\varepsilon \varepsilon_0}; & \operatorname{div} \mathbf{B} = 0; \\ \operatorname{rot} \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}; & \operatorname{rot} \mathbf{B} = \frac{\varepsilon \mu}{c^2} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \mu \mu_0 (\sigma \mathbf{E} + \mathbf{j}_i(t)), \end{cases} \quad (1)$$

где \mathbf{E} – напряжённость электрического поля, \mathbf{B} – магнитная индукция,

ε_0 – диэлектрическая проницаемость в Ф/м, μ_0 – магнитная проницаемость в Гн/м,

$\mathbf{j} = \sigma \mathbf{E} + \mathbf{j}_s$. σ – удельная электрическая проводимость в См/м, \mathbf{j}_s – сторонние источники,

ε – относительная диэлектрическая проницаемость, c – скорость света в вакууме,

$\mu_0 = 1$ – относительная магнитная проницаемость.

Начальные условия по сути задают форму во времени зондирующего СШП сигнала (видеоимпульса) – $\mathbf{j}_i(t)$.

Импульсное электромагнитное поле, рассеянное подповерхностными неоднородностями, формируется волной, которая возбуждается зондирующим импульсом. В рассмотренной задаче в качестве возбуждающего антенну сигнала используется импульс тока, временная зависимость которого имеет вид гауссовского импульса:

$$I(t) = A \exp\left(-[(t-t_0)/t_C]^2\right) \quad (2)$$

где t_0 – сдвиг по временной оси от начала координат;

t_C – время спада исходного гауссовского импульса;

A – амплитудный коэффициент.

Для решения задач зондирования дорожных одежд с учетом поглощения сигналов в реальных материалах целесообразно использовать импульсы с центральной частотой 0.9-1.2 ГГц.

При определении диэлектрических характеристик конструктивных слоев дорожной одежды сделаны дополнительные предположения:

а) слои асфальтобетона (L_1, L_2) и нижние слои (L_3, L_4) состоят из однородных изотропных немагнитных материалов;

б) трещина TP в геометрическом приближении представляет собой прямоугольный параллелепипед, также немагнитный и однородный во всех точках ($\mu_{TP} = 1, \varepsilon_{TP} = \text{const}_{TP}$);

При рассмотрении задачи в плоскости, ортогональной направлению движения георадара ее удобно считать двумерной.

Для проведения вычислений использовались программы, ранее описанные в [8,11,12].

На основании результатов теоретических и экспериментальных исследований, а также обобщения опыта применения антенных блоков с антеннами типа «Бабочка» (рис. 2 а) и блока планарных щелевых антенн Вивальди (блок КП) для регистрации кросс-поляризационной компоненты (рис. 2 б) [14,15], разработан алгоритм позиционирования и идентификации подповерхностных трещин.



Рис. 2. Антенные блоки для дефектоскопии дорожных одежд: а) планарный; б) щелевой.

Основными этапами алгоритма позиционирования и идентификации подповерхностных трещин являются:

а) калибровка антенных блоков с целью выбора эталонного участка (без трещин и других подповерхностных дефектов) и записи соответствующих (эталонных) радарограмм;

б) получение исходных данных и их первичной обработки с целью улучшения качества полученной информации (удаление помех, фильтрация);

в) вычитание из эхо-профиля сигнала прямого прохождения с целью повышения достоверности результатов дальнейшей обработки;

г) оценка глубины залегания центра неоднородности (дефекта). В процессе выполнения этого этапа используются данные сканирования блоком АБ (определяются значения диэлектрической проницаемости и толщины слоев конструкции). В случае трещин шириной свыше 0,4 см. в слоях с диэлектрической проницаемостью более 5 и толщиной от 4 см возможна оценка координат нижней и верхней границ трещины (рис. 3);

д) оценка геометрических параметров – ширины трещины. Основу этого этапа составляет компарационный алгоритм, который заключается в сравнении полученных сигналов с сигналами из базы данных (сформированной по результатам лабораторных исследований). При этом основным критерием является «близость» сигналов, которая может оцениваться как оператором, так и с помощью программного вычисления невязки (квадрата разности временных распределений).



Рис. 3. Оценка и верификация глубины залегания границ трещины: а) окно монитора; б) фактическое значение

Решение задачи определения глубины залегания трещины нижнего слоя асфальтобетонного покрытия осуществляется в следующей последовательности:

а) определение диэлектрической проницаемости (ϵ_1) верхнего слоя над трещиной [8]:

$$\epsilon_1 = \epsilon_0 \frac{(1 - R_0)^2}{(1 + R_0)^2}, \quad (3)$$

где R_0 – коэффициент отражения от верхней границы покрытия, определяемый как $R_0 = \frac{A_0}{B_0}$;

б) измерение задержки первого сигнала, т.е. времени прохождения сигнала от антенны до нижней границы верхнего слоя (t_1);

в) вычисление глубины залегания трещины:

$$h_1 = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon_1}} \left(\frac{t_2}{2} - \frac{t_1}{2} \right). \quad (4)$$

В (4) t_2 – время задержки сигнала от нижней границы верхнего слоя. Следует подчеркнуть, что определение диэлектрической проницаемости верхнего слоя и глубины залегания трещины проводятся по результатам измерений с помощью разных антенн. Это связано с тем, что такие слабоконтрастные объекты, как подповерхностные трещины, не позволяют использовать для их обнаружения и позиционирования стандартные антенные блоки георадаров, а требуют привлечения специализированных антенных блоков [11,14].

Задачу определения ширины трещины предлагается решать с помощью модификации компарационного алгоритма. Суть данного подхода в сравнении наблюдаемых (регистрируемых) данных с набором эталонных и вычислении соответствующей невязки:

$$N_i = \int_0^T (\bar{f}(t) - \bar{F}_i(t))^2 dt, \quad (5)$$

где $\bar{F}_i(t)$ – распределения эталонных сигналов (сигналов, отраженных от трещин с известными параметрами). С помощью операции выбора наименьшего из функционалов N_i делается заключение о ширине трещины. Основным результатам работы алгоритма являются: значение местоположения трещины, глубины ее залегания и ширины.



Рис. 4. Экспериментальная проверка адекватности модели: а) на дорогах общего пользования; б) на территории ХНУ им. В.Н. Каразина блоком TRF-1.

Экспериментальная проверка предложенных алгоритмов проводилась на автомобильных дорогах общего пользования (рис. 4 а) и на территории ХНУ (рис. 4 б).

При проведении экспериментальных исследований варьировалась:

а) диэлектрическая проницаемость материала слоя покрытия над дефектом путем применения слоев из разных материалов;

б) глубина залегания трещины путем изменения толщины покрытия над дефектом;

в) высота подповерхностной трещины путем изменения толщины слоя, содержащего трещину.

В результате обработки георадарных данных оценивались:

а) значение диэлектрической проницаемости слоя покрытия над трещиной, таблица 1;

б) глубина заложения трещины и ее высота.

Максимальная относительная ошибка измерений составила 5%. Анализ полученных результатов позволил подтвердить возможность обнаружения и идентификации трещин в нижних слоях покрытия с помощью совместного использования антенных блоков планарного и щелевого типов (рис. 2.)

Результатами экспериментальных исследований, проведенных на моделях дорожных одежд с применением антенного блока КП-1 георадара «Одяг-1» совместно с антенным блоком АБ, подтверждена адекватность модели и алгоритма обнаружения, позиционирования и идентификации подповерхностных трещин в слоях дорожного покрытия. Проверка адекватности методики дефектоскопии на автомобильных дорогах общего пользования подтвердила работоспособность алгоритмов при позиционировании и идентификации швов в цементобетонном основании. Относительная погрешность определения глубины заложения и высоты подповерхностных трещин составила от 3 % до 8 %.

Таблица 1. Оценка геометрических параметров подповерхностной трещины

Параметр	Значение параметра			
	фактическое		определенное методом обработки сигналов	
Глубина заложения трещины, см	5,5	6,9	5,4	7,02
Высота трещины, см	7,0	6,0	7,1	6,2

ВЫВОДЫ

Результатами экспериментальных исследований, проведенных на моделях дорожных одежд с применением антенного блока КП-1 георадара «Одяг-1» совместно с антенным блоком АБ георадара TRF-1 (рис. 4. б), подтверждена адекватность модели и алгоритма обнаружения, позиционирования и идентификации подповерхностных трещин в слоях дорожного покрытия. Проверка адекватности методики дефектоскопии на автомобильных дорогах общего пользования подтвердила работоспособность алгоритмов при позиционировании и идентификации швов в цементобетонном основании. Относительная погрешность определения глубины заложения и высоты подповерхностных трещин составила от 3 % до 8 %.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Автомобильные дороги. Оценка и регистрация состояния дорожных покрытий и технических средств автомобильных дорог автоматизированными системами видеодиагностики: СОУ 45.2-00018112-080:2011. – [Действующий от 2012-03-01]. – К. : Государственная служба автомобильных дорог Украины (Укравтордор), 2012. – 45 с. – (Стандарт Организации Украины)
2. Кіяшко І.В. Використання систем відеодіагностики для оцінки стану поверхні та елементів облаштування автомобільних доріг / І.В. Кіяшко, Р.В. Смолянюк // Автошляховик України. – 2008. – № 6. – С. 23–30.
3. Ground penetrating radar, theory and applications / [Jol Harry M. (Editor)]. – Amsterdam : Elsevier B.V., 2009. – 508 p.
4. Saarenketo T. Road evaluation with ground penetrating radar / T. Saarenketo, T. Scullion // Journal of Applied Geophysics. – 2000. – Vol. 43. – P. 119–138.
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. Батракова А.Г. Оценка состояния дорожных одежд с привлечением георадарных технологий : монография / А.Г. Батракова. – Х. : ХНАДУ, 2013 – 152 с.
8. Батраков Д.О. Определение толщин слоев дорожной одежды методом георадиолокационного зондирования / Д.О. Батраков, А.Г. Батракова, Д.В. Головин, О.В. Кравченко, Г.П. Почанин // Физические основы приборостроения. – 2014. – Том 3, №2. – С. 46-57.
9. Standard Practice for Roads and Parking Lots Pavement Condition Index Surveys : ASTM D 6433–11. – 100 Barr Harbor Drive, PO Box C700, West Conshohocken, PA 19428-2959, United States, 2011. – 49 p.
10. Cao Y. Pavement Evaluation using Ground Penetrating Radar : Final Report, March, 2008 / Y. Cao, B.B. Guzina, J.F. Labuz. – Minnesota : Department of Civil Engineering, University of Minnesota. – 2010. – 102 p.

11. Batrakov D.O. Hilbert transform application to the impulse signal processing / D.O. Batrakov, A.G. Batrakova, D.V. Golovin, A.A. Simachev // «UWBUSIS'2010» : 5th International Conference on Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals, 6-10 September, 2010, Sevastopol, Ukraine : Proceedings. – Sevastopol, 2010. – P. 113–115.
12. Pochanin, G. P.; Masalov, S. A.; Ruban, V. P.; Kholod, P. V.; Batrakov, D. O.; Batrakova, A. G.; Urdzik, S. N.; Pochanin, O. G., Advances in Short Range Distance and Permittivity Ground Penetrating Radar Measurements for Road Surface Surveying, in: Advanced Ultrawideband Radar: Signals, Targets and Applications. CRC Press - Taylor & Francis Group, London, 2016. 20-65. ISBN 9781466586574 - CAT# K20299
13. Капустин В.В. Применение георадарного метода в квазиоднородных средах / В.В. Капустин, Р.Р. Денисов, Л.О. Мойшнен // «ЭМЗ-2011» : 5-я Всероссийская школа-семинар им. М.Н. Бердичевского и Л.Л. Ваньяна по электромагнитным зондированиям земли : сб. материалов. – 2011. – Т. 2. – С. 343–346.
14. Пат. 81296 Україна, (51) МПК E01C 23/00, G01R 29/08 (2006.01) Спосіб виявлення та визначення місць знаходження у тому числі і підповерхневих тріщин в асфальтобетонному покритті / Батракова А.Г., Батраков Д.О., Почанін Г.П.; заявник та патентоутримувач Батракова А.Г., Батраков Д.О., Почанін Г.П.. – u201300256; заявл. 08.01.2013; опубл. 25.06.2013, Бюл. № 12/2013.
15. Пат. 113916 Україна, (51) МПК E01C 23/00, G01R 29/08 (2006.01) Спосіб виявлення підповерхневих тріщин у асфальтобетонному покритті дороги під час руху діагностичної лабораторії в транспортному потоці / Батраков Д.О., Урдзік С.М., Почанін Г.П., Батракова А. Г.; заявник та патентоутримувач Батраков Д.О., Урдзік С.М., Почанін Г.П., Батракова А. Г. – a201511191; заявл. 13.11.2015; опубл. 27.03.2017, Бюл. № 6/2017

УДК 621.396.671:528.8

ВОЛНОВЫЕ ПРОЦЕССЫ В БЛИЖНЕЙ ЗОНЕ АПЕРТУРНЫХ АНТЕНН С РАСКРЫВОМ КРУГЛОЙ ФОРМЫ

Н.Н. Горобец, Е.Е. Овсянникова

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

e-mail: Nikolay.N.Gorobets@karazin.ua

Поступила в редакцию 27 июня 2017г.

Методом вектора Герца решена задача определения амплитудных и фазовых характеристик электрических и магнитных полей в ближней и промежуточной зонах наблюдения, излучаемых апертурной антенной с раскрытием круглой формы при равномерном синфазном ее возбуждении. Показано, что круглые апертуры формируют прожекторный луч в ближней зоне при диаметрах раскрытия, больших одной длины волны. Характер распределения амплитуд и фаз электрического и магнитного полей в ближней и промежуточной зонах качественно близок к таким же распределениям в случае квадратных и прямоугольных апертур, однако отличается существенно большей глубиной осцилляций полей.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: электромагнитные поля, апертурные антенны, ближняя, промежуточная, дальняя зона антенны, прожекторный луч

Методом вектора Герца вирішена задача визначення амплітудних і фазових характеристик електричних і магнітних полів в ближній і проміжній зонах спостереження, випромінюваних апертурною антеною з розкриттям круглої форми при рівномірному синфазному її збудженні. Показано, що круглі апертури формують прожекторний промінь в ближній зоні при діаметрах розкриття, більших однієї довжини хвилі. Характер розподілу амплітуд і фаз електричного і магнітного полів в ближній і проміжній зонах якісно близький до таких же розподілів у випадку квадратних і прямокутних апертур, однак відрізняється істотно більшою глибиною осциляцій полів.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: електромагнітні поля, апертурні антени, ближня, проміжна, дальня зона антени, прожекторний промінь

The problem of determining the amplitude and phase characteristics of electric and magnetic fields in the near and intermediate observation zones emitted by an aperture antenna with a circular opening, when it is scattered in-phase excited, is solved by the method of the Hertz vector. It is shown that round apertures form a searchlight in the near zone with opening diameters larger than one wavelength. The nature of the distribution of the amplitudes and phases of the electric and magnetic fields in the near and intermediate zones is qualitatively close to the same distributions in the case of square and rectangular apertures, but differs by a much greater depth of field oscillations.

KEY WORDS: electromagnetic fields, aperture antennas, near-, intermediate-, far zone of the antenna, searchlight beam

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время хорошо известно, что распределение амплитудных, фазовых и поляризационных характеристик электрических и магнитных полей в пространстве вблизи антенны в ее ближней и промежуточной зонах наблюдения сильно зависит не только от амплитудно-фазового распределения источников поля в антенне и ее электрических размеров, но и от формы излучающего раскрытия [1-3]. В [1, 4] показано, что надлежащим выбором отношения сторон плоского раскрытия антенны прямоугольной формы с размерами, большими одной-двух длин волн, можно обеспечить близкое к постоянному пространственное распределение амплитуды поля в определенной (не любой) области пространства в некотором объеме или на плоскости в ближней зоне антенны. С другой стороны, из результатов расчетов, приведенных, в [2], следует, что максимальные осцилляции амплитуды электрического и магнитного полей и, следовательно, мощности поля имеет место в прожекторном луче апертурных антенн с раскрытием круглой формы. При этом вопросы формирования прожекторного луча и фазовые характеристики электрического и магнитного поля, особенности их распределения в ближней зоне антенны, влияние электрических размеров раскрытия на глубину осцилляций поля остались не изученными.

Цель настоящей статьи – исследование амплитудных и фазовых характеристик электрических и магнитных полей на конечном расстоянии от излучающего раскрытия круглой формы в ближней и промежуточной зонах наблюдения.

АЛГОРИТМ РЕШЕНИЯ ЗАДАЧИ

Задача нахождения полей на конечном расстоянии в ближней и промежуточной зонах антенн при заданных амплитудных и фазовых распределениях источников поля относится к внешним задачам электродинамики и методы ее решения хорошо известны. Воспользуемся достаточно простым и хорошо разработанным методом векторов Герца. Будем считать, что раскрыв антенны возбуждается синфазно, а электрические и магнитные поля в раскрыве \vec{E}_S и \vec{H}_S известны. Тогда искомые электрические и магнитные поля на конечном расстоянии от раскрыва выражаются через электрический и магнитный векторы Герца следующим образом:

$$\vec{E} = \text{grad div } \vec{\Pi}^{\mathcal{E}} + \kappa^2 \vec{\Pi}^{\mathcal{E}} - i\omega \mu \text{rot } \vec{\Pi}^{\mathcal{M}}, \quad (1)$$

$$\vec{H} = i\omega \varepsilon \text{rot } \vec{\Pi}^{\mathcal{E}} + \text{grad div } \vec{\Pi}^{\mathcal{M}} + k^2 \vec{\Pi}^{\mathcal{M}}. \quad (2)$$

Здесь векторы Герца запишем через поля в раскрыве в виде

$$\vec{\Pi}^{\mathcal{M}} = -\frac{1}{4\pi i \mu \omega} \int_S [\vec{z}^0 \vec{E}_S] \psi(r) dS; \quad (3)$$

$$\vec{\Pi}^{\mathcal{E}} = \frac{1}{4\pi i \varepsilon \omega} \int_S [\vec{z}^0 \vec{H}_S] \psi(r) dS, \quad (4)$$

а функция сферической волны равна

$$\psi(r) = \frac{e^{-ikr}}{r}. \quad (5)$$

Свяжем с излучающим раскрывом антенны, поля и волны излучения которой исследуются на конечном расстоянии, декартову систему координат, в которой будем находить амплитудные и фазовые характеристики электрических и магнитных полей. Поля в раскрыве, как и во всех краевых задачах с осевой симметрией, будем описывать в полярной системе координат ρ и φ . Естественно, что начала обеих систем координат помещаются в центр круга, совпадающего с раскрывом антенны. В выбранных таким способом системах координат расстояние r от точек раскрыва с координатами ρ и φ , по которым проводится интегрирование в (1) – (4), и точками наблюдения с текущими координатами x , y , z равно

$$r = \left((x - \rho \cos \varphi)^2 + (y - \rho \sin \varphi)^2 + z^2 \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (6)$$

Электрические и магнитные поля в раскрыве будем считать поперечными и связанными между собой известным соотношением

$$\vec{H}_S = \frac{1}{W_S} [\vec{z}^0 \vec{E}_S], \quad (7)$$

где W_S - волновое сопротивление раскрыва антенны.

В самом общем случае поля в раскрыве могут быть поляризованы эллиптически. Их можно представить в ортогональном линейнополяризованном базисе

$$\begin{aligned} \vec{E}_S(x, y) &= \vec{x}^0 \dot{E}_{Sx}(x, y) + \vec{y}^0 \dot{E}_{Sy}(x, y); \\ \vec{H}_S(x, y) &= \vec{x}^0 \dot{H}_{Sx}(x, y) + \vec{y}^0 \dot{H}_{Sy}(x, y) \end{aligned} \quad (8)$$

и дальше работать отдельно с каждой скалярной компонентой поля отдельно.

Выполнив все математические операции согласно (1) – (4) с учетом (5) – (8) получим расчетные формулы для всех скалярных компонент векторов напряженности электрического и магнитного поля в декартовой системе координат:

$$\dot{E}_x = \frac{1}{4\pi} \int_S \dot{E}_{Sx} \psi f_1 z dS + \frac{i\lambda W_0}{8\pi^2 W_S} \int_S (-\dot{E}_{Sx} \psi f_1 + \psi f_2 (x - \rho \cos \varphi) q_1) dS + \frac{iW_0}{2\lambda W_S} \int_S \dot{E}_{Sx} \psi dS, \quad (9)$$

$$\dot{E}_y = \frac{1}{4\pi} \int_S \dot{E}_{Sy} \psi f_1 z dS + \frac{i\lambda W_0}{8\pi^2 W_S} \int_S (-\dot{E}_{Sy} \psi f_1 + \psi f_2 (y - \rho \sin \varphi) q_1) dS + \frac{iW_0}{2\lambda W_S} \int_S \dot{E}_{Sy} \psi dS, \quad (10)$$

$$\dot{E}_z = -\frac{1}{4\pi} \int_S \psi f_1 q_1 dS + \frac{i\lambda W_0}{8\pi^2 W_S} \int_S q_1 \psi f_2 z dS, \quad (11)$$

$$\dot{H}_x = -\frac{1}{4\pi W_S} \int_S \dot{E}_{Sy} \psi f_1 z dS + \frac{i\lambda}{8\pi^2 W_0} \int_S (-\psi f_1 \dot{E}_{Sy} + \psi f_2 (x - x_S) q_2) dS - \frac{i}{2\lambda W_0} \int_S \dot{E}_{Sy} \psi dS, \quad (12)$$

$$\dot{H}_y = -\frac{1}{4\pi W_S} \int_S -\dot{E}_{Sx} \psi f_1 z dS + \frac{i\lambda}{8\pi^2 W_0} \int_S (\psi f_2 (y - \rho \sin \varphi) q_2 + \dot{E}_{Sx} \psi f_1) dS + \frac{i}{2\lambda W_0} \int_S \dot{E}_{Sx} \psi dS, \quad (13)$$

$$\dot{H}_z = \frac{1}{4\pi W_S} \int_S q_2 \psi f_1 dS + \frac{i\lambda}{8\pi^2 W_0} \int_S \psi f_2 z q_2 dS, \quad (14)$$

$$q_1 = \dot{E}_{Sx} (x - \rho \cos \varphi) + \dot{E}_{Sy} (y - \rho \sin \varphi), \quad q_2 = \dot{E}_{Sy} (x - \rho \cos \varphi) - \dot{E}_{Sx} (y - \rho \sin \varphi), \quad f_1 = \frac{ik}{r} + \frac{1}{r^2},$$

$$f_2 = \frac{3}{r^4} + \frac{3ik}{r^3} - \frac{k^2}{r^2}. \quad (15)$$

Проделав математические выкладки аналогично [1], легко получить ортогональные компоненты электрического и магнитного полей в сферической системе координат.

Разработанное математическое обеспечение является математической моделью ближней и промежуточной зоны апертурной антенны с раскрывом круглой формы. Для количественного анализа физических закономерностей волновых процессов вблизи апертурных антенн с круглым раскрывом при изменении их размеров необходимо иметь из решения внутренней задачи электродинамики амплитудные и фазовые распределения ортогональных компонент электрического и магнитного полей. Эти данные позволяют также определить состояние поляризации электромагнитной волны в каждой точке излучающего раскрыва антенны. К настоящему времени в строгой постановке известно решение внутренней и внешней задачи только для открытого конца круглого волновода и конического рупора. Для апертурных антенн акустического и оптического типа, широко используемых на практике, общего решения внутренней задачи электродинамики нет из-за разнообразия возможностей возбуждения излучающего раскрыва антенны. Тем не менее анализ физических закономерностей волновых процессов в ближней и промежуточной зонах наблюдения возможен при задании различных вариантов амплитудно-фазовых распределений источников полей в раскрыве, как обычно и делают [5]. Из физических соображений следует, что наиболее полные проявления влияния формы и электрических размеров раскрыва антенны на особенности волновых процессов в ближней зоне будут иметь место при постоянном амплитудном и фазовом распределении поля в раскрыве и при линейной поляризации излучения. Далее рассмотрим именно такой случай при $\dot{E}_{Sy} = 0$ для круглых раскрывов с диаметром, меньшим длины волны, равным нескольким длинам волн и большим электрическим размером.

ВОЛНОВЫЕ ПРОЦЕССЫ В БЛИЖНЕЙ ЗОНЕ АПЕРТУРНЫХ АНТЕНН С РАСКРЫВОМ КРУГЛОЙ ФОРМЫ МАЛЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ РАЗМЕРОВ

Нетрудно видеть, что при размерах излучающего раскрыва, не превышающих одной длины волны, любая точка наблюдения в ближней, промежуточной и дальней зонах находится в пределах одной первой зоны Френеля. Следовательно, в этом случае нет предпосылок для формирования проекторного луча, для которого характерны осцилляции амплитуды и электрического и магнитного поля по мере удаления точки наблюдения от раскрыва антенны. Диаграмма направленности таких антенн широкая и не имеет боковых лепестков, а расстояние дальней зоны, как показано нами в [6], равно примерно двум длинам волн.

Для количественного анализа волновых процессов в ближней зоне апертурных антенн с раскрывом круглой формы согласно приведенной выше математической модели в среде MathCad разработано программное обеспечение решения задачи расчета и анализа амплитудных и фазовых характеристик электрических и магнитных полей на конечном расстоянии от антенны в ее ближней и промежуточной зонах. Для полноты анализа расчеты проведены для трех значений диаметра раскрыва: 0,5; 0,75 и 1,0 длины волны. Как было отмечено выше, амплитудное и фазовое распределение поля в раскрыве приняты постоянными. Поляризация излучения принята линейной и для определенности – вертикальной. На рис.1а представлены расчеты амплитуд векторов напряженности электрического и магнитного полей апертурных излучателей с круглым раскрывом диаметром 0,5 длины волны, 0,75 длины волны и одной длиной волны в зависимости от расстояния от центра раскрыва до точек наблюдения в направлении оси излучателя, т.е. в рассматриваемом случае в направлении главного максимума диаграммы направленности. Из рисунка видно, что как и в случаях линейных излучателей и апертурных излучателей

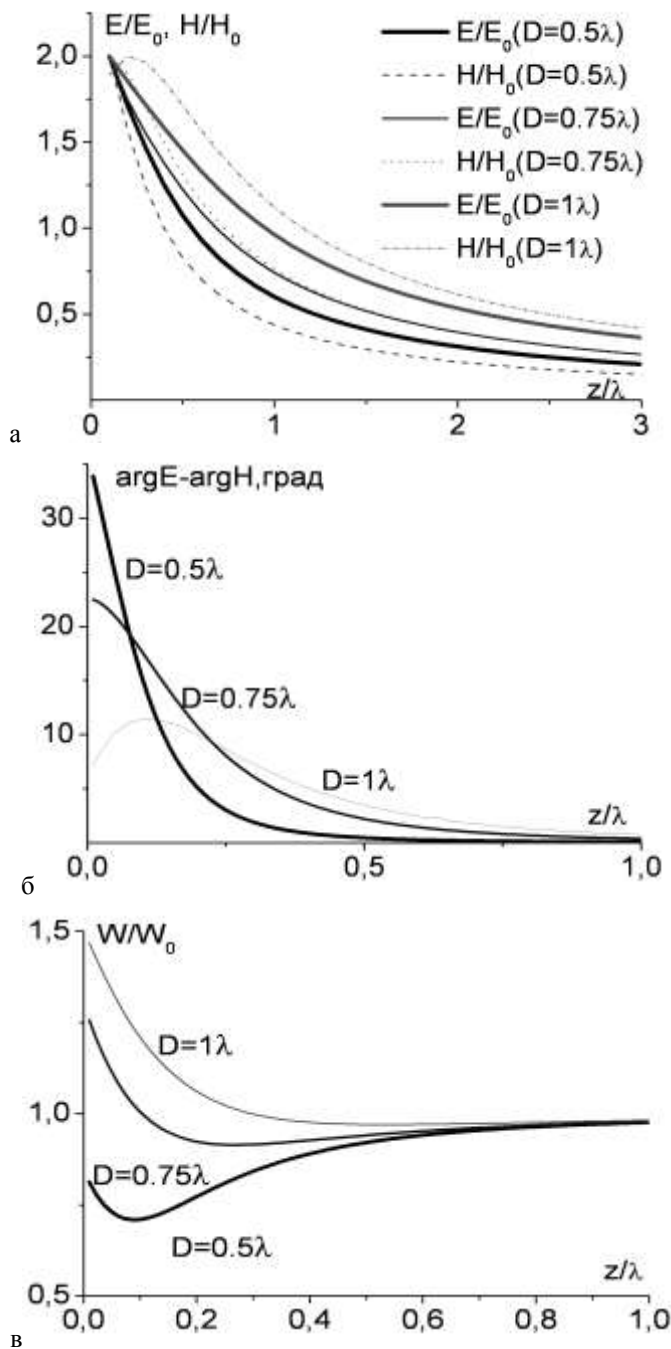


Рис.1. Зависимости амплитуд и разности фаз электрического и магнитного полей, а также волнового сопротивления излучателей с круглым раскрытием от расстояния в направлении нормали к раскрытию при $D = 0,5; 0,75; 1,0$ длины волны

полной мощности электромагнитного поля в области этой точки наблюдения.

Особенностью волнового процесса в ближней зоне антенн является отличие волнового сопротивления пространства в ближней зоне от волнового сопротивления свободного пространства в дальней зоне $W_0 = 120\pi$ Ом [2, 6]. Из рис. 1г, на котором представлена зависимость отношения волнового сопротивления в ближней зоне к волновому сопротивлению раскрытия $W_s = W_0$ от расстояния z/λ в том же направлении нормали к раскрытию, видно, что характер этой зависимости довольно сложный. При этом максимальное отличие сопротивлений тем больше, чем больше диаметр раскрытия.

с прямоугольным и квадратным раскрытием малых электрических размеров [3], прожекторный луч не формируется, а амплитуда полей E и H равномерно уменьшается с увеличением координаты z . Скорость уменьшения амплитуды тем выше, чем меньше электрический размер раскрытия. Их рис.1 видно также, что при $D = 0.5\lambda$ амплитуда электрического поля, отнесена к ее величине в центре раскрытия, т.е. в начале координат больше относительной амплитуды магнитного поля. При $D = \lambda$ относительная амплитуда магнитного поля больше относительной амплитуды электрического поля, а при $D = 0.75\lambda$ поля E/E_0 и H/H_0 в ближней и промежуточной зонах весьма близки друг к другу.

На рис. 1б представлены зависимости от расстояния разности фаз электрического и магнитного полей, рассчитанные для того же направления нормали к раскрытию излучателя. Эта характеристика волнового процесса, как хорошо известно, определяет наличие, локализацию и величину реактивной мощности в ближней зоне антенны. Из рисунка видно, что как и следовало ожидать, максимальный угол сдвига фаз электрического и магнитного поля (достигает примерно 35° вблизи раскрытия) имеет место в случае излучателя с наименьшим диаметром раскрытия. При увеличении электрических размеров раскрытия эта разность фаз и, следовательно, реактивная мощность в ближней зоне, уменьшаются. В частности, при $D = \lambda$ максимальная разность фаз E и H полей не превышает 12° и имеет место на расстоянии около $0,1$ длины волны. На расстоянии $z = \lambda$, т.е. на расстоянии половины расстояния дальней зоны, разность фаз E и H полей не превышает одного градуса. Следовательно, реактивная мощность поля на этом расстоянии не превышает $0,02\%$ от

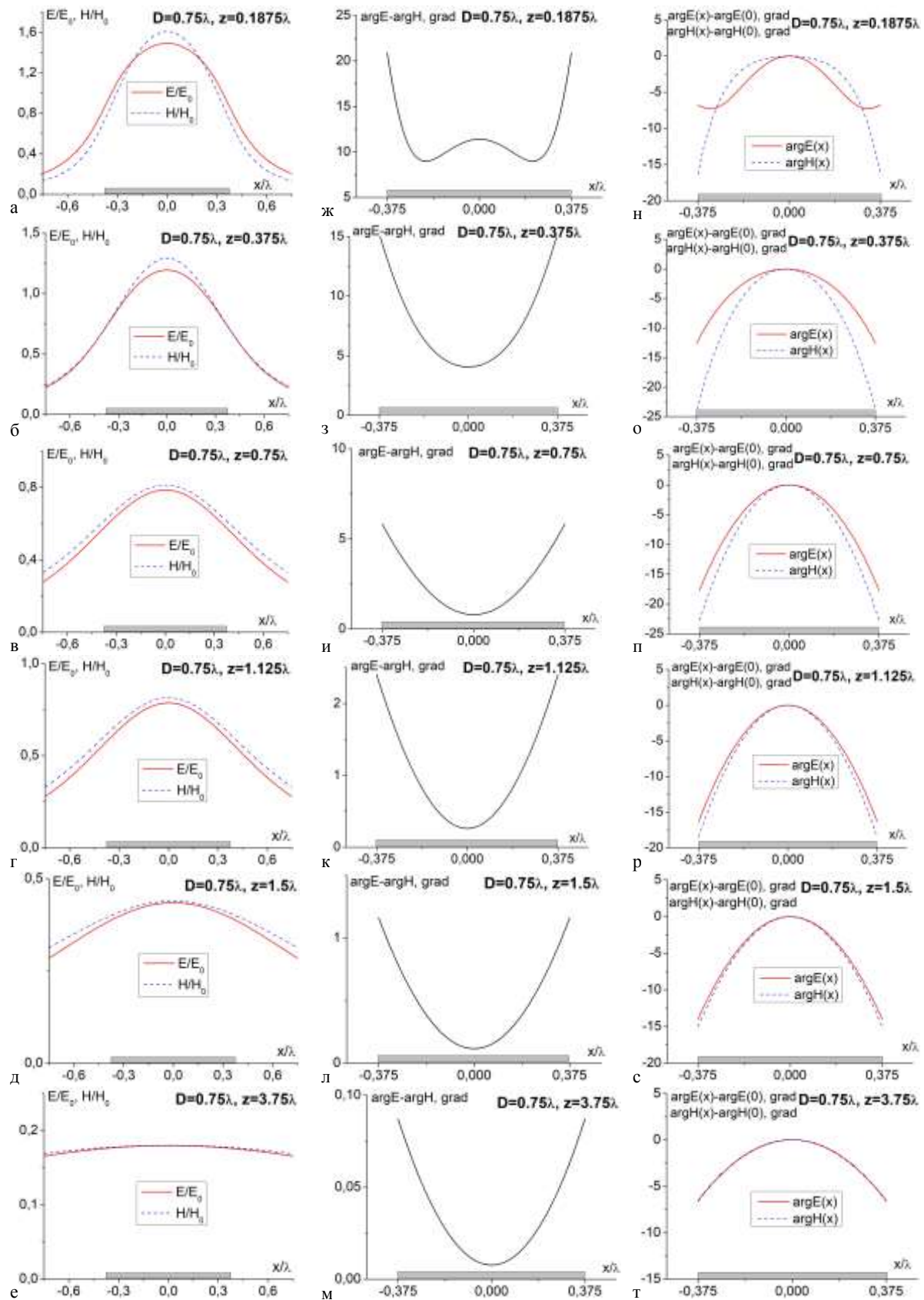


Рис. 2. Амплитудные и фазовые характеристики электрического и магнитного полей в плоскостях, параллельных раскрыву диаметром $0,75$ длины волны

Рассмотрим далее распределение амплитуд и фаз электрических и магнитных полей на плоских поверхностях, расположенных на разных расстояниях от раскрыва перпендикулярно оси излучателя, т.е. на поверхностях $z = const$. Для оценки поперечных размеров прожекторного луча (рис. 2) на горизонтальной оси отмечена величина диаметра излучающего раскрыва антенны. На рис. 2(а-е) приведены расчеты зависимости амплитуд электрического E/E_0 и магнитного H/H_0 полей на плоскостях $z = D/4\lambda$; $D/2\lambda$; D/λ ; $1,5D/\lambda$; $2D/\lambda$ и $5D/\lambda$ от поперечной координаты x/λ , рассчитанные для круглой апертуры диаметром $0,75$ длины волны. Видно, что рассчитанные зависимости имеют плавный регулярно убывающий характер, что подтверждает полученный выше вывод об отсутствии прожекторного луча в ближней зоне апертурных излучателей круглой формы, электрические размеры которых не превышают длины волны. Этот же вывод подтверждают и расчеты зависимости разности фаз электрического и магнитного полей, приведенные для тех же плоскостей $z = const$ (рис. 2ж-м). Так же убедительно подтверждают этот вывод и расчеты фазового распределения электрического и магнитного полей в поперечных плоскостях (рис.2 н-т).

ВОЛНОВЫЕ ПРОЦЕССЫ В БЛИЖНЕЙ ЗОНЕ АПЕРТУРНЫХ АНТЕНН С РАСКРЫВОМ КРУГЛОЙ ФОРМЫ СРЕДНИХ И БОЛЬШИХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ РАЗМЕРОВ

В [3] установлено, что апертурные антенны с раскрывом квадратной и прямоугольной формы формируют в ближней зоне прожекторный луч в случае, если электрические размеры сторон раскрыва больше одной длины волны. Покажем, что этот вывод справедлив и для апертурных антенн с раскрывом круглой формы. На рис.3а-г представлены расчеты, аналогичные приведенным на рис.1, для раскрывов диаметром 2 ; 5 и 10 длин вол. Антенны с такими размерами излучающего раскрыва считаются средней направленности. Из сравнения зависимостей амплитуд полей E/E_0 и H/H_0 от расстояния z/λ в рассматриваемом случае апертуры круглой формы (рис.3а, б) с такими же данными для квадратных апертур, приведенными в [3], видно формирование прожекторного луча протяженностью такой же, как и для квадратных апертур. Однако амплитуды осцилляций поля существенно больше в максимумах и

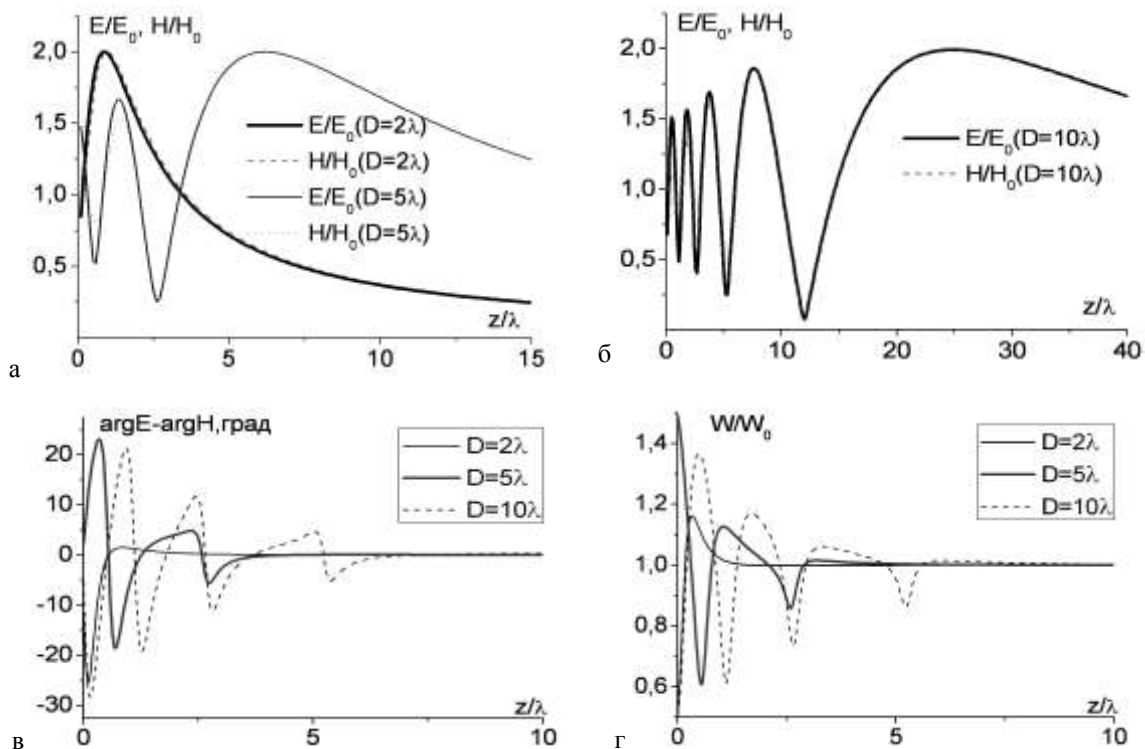


Рис.3. Зависимость амплитуд и разности фаз электрического и магнитного полей и волнового сопротивления апертурных антенн с круглым раскрывом средних электрических размеров от расстояния в направлении нормали к раскрыву

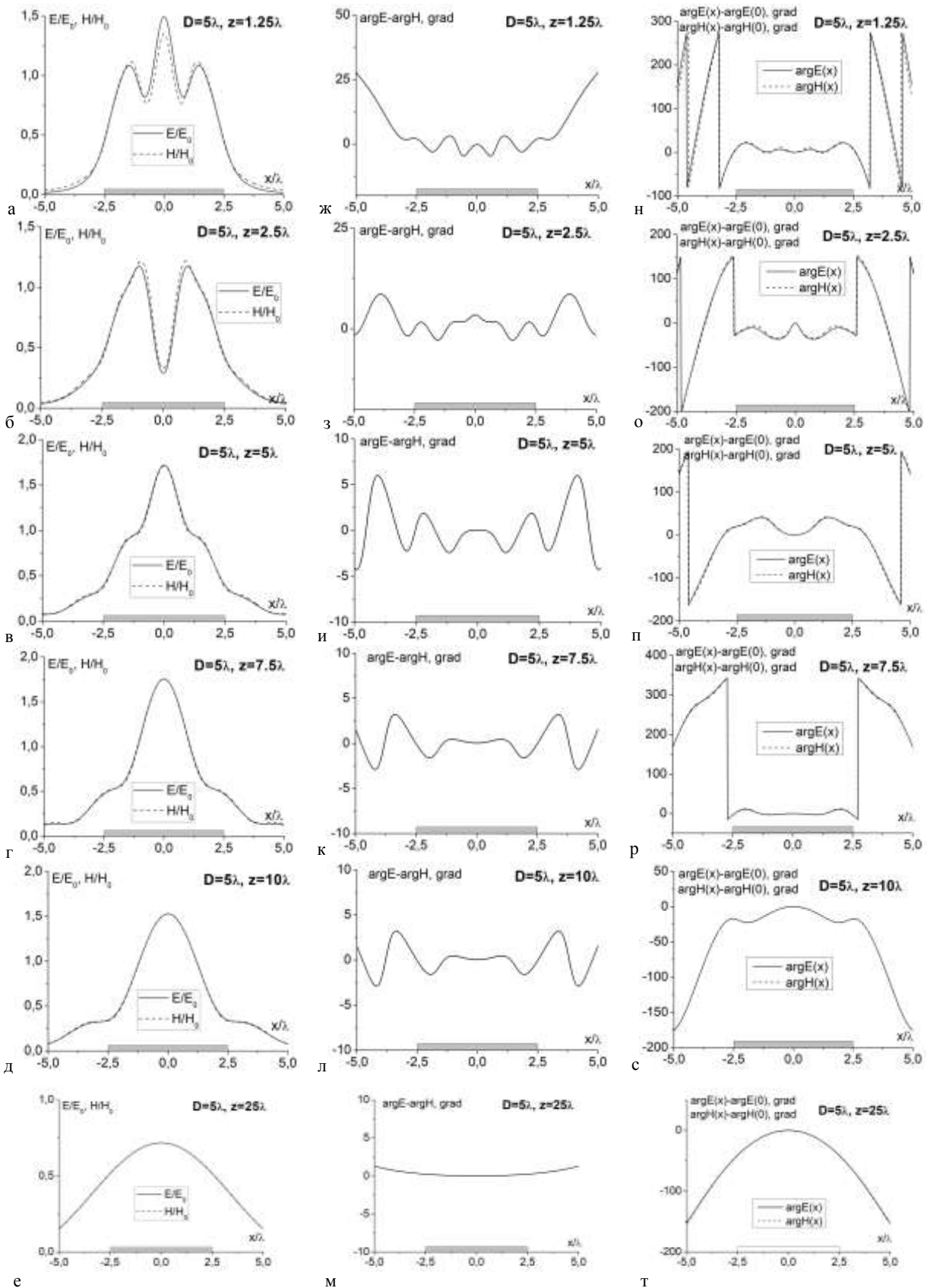


Рис. 4. Амплитудные и фазовые характеристики электрического и магнитного полей в плоскостях, параллельных раскрытию диаметром 5 длин волны существенно меньше в минимумах поля в ближней зоне подобных антенн. Число осцилляций поля в прожекторном луче равно или на единицу меньше числа, равного электрическому размеру раскрытия.

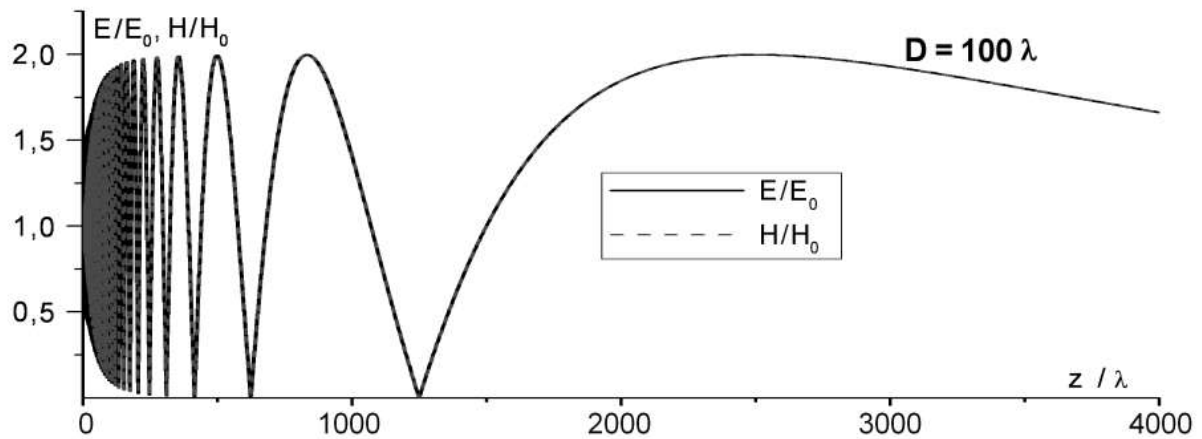
Видно также, что нормированы электрические E/E_0 и магнитные H/H_0 поля отличаются друг от друга незначительно. Из рис. 3в видно, что разность фаз электрического и магнитного поля непосредственно вблизи антенны (на расстояниях, не превышающих диаметр раскрыва антенны) осциллирует в пределах углов примерно от -28 до $+22$. На расстояниях, больших D , отличие разности фаз E и H полей от нуля пренебрежимо мало, что свидетельствует об отсутствии реактивной мощности электромагнитного поля на расстояниях, больших одного размера раскрыва антенны. Отношение волнового сопротивления W в ближней зоне к волновому сопротивлению свободного пространства в дальней зоне W_0 в зависимости от расстояния z вблизи раскрыва также изменяется по осциллирующей закономерности до расстояний, не больших размера раскрыва.

Волновые процессы в прожекторном луче антенн с круглым раскрывом со средней направленностью иллюстрирует рис. 4, на котором представлены расчеты распределения амплитудных и фазовых характеристик электрического и магнитного полей на поперечных плоскостях, расположенных параллельно раскрыву диаметром 5 длин волн на расстояниях, изменяемых от 0,25 до 5,0 диаметра раскрыва. Из сравнения с данными на рис. 2 для слабонаправленных антенн видна динамика формирования прожекторного луча и особенности распределения полей в пространстве вблизи антенны. В частности, из рис. 4 а-е и рис. 4 н-т и дополнительных расчетов оказалось, что локальная неоднородная квазиплоская волна в ближней зоне антенн со средней направленностью имеет место на расстояниях, меньших двух электрических диаметров раскрыва.

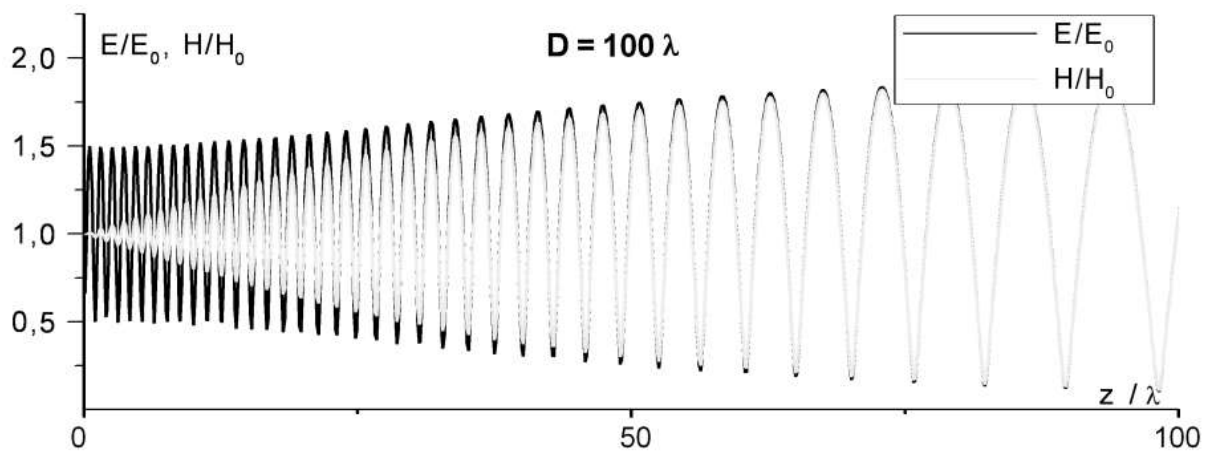
Рассмотрим далее волновые процессы в ближней зоне антенн с круглым раскрывом в случае его больших электрических размеров. На рис. 5а,б представлены расчеты относительных амплитуд электрических и магнитных полей в зависимости от расстояния в направлении нормали к раскрыву диаметром 100 длин волн. Видно, что как и в случае антенн со средней направленностью по мере увеличения расстояния z/λ амплитуды полей изменяются по осциллирующим закономерностям с равномерно нарастающим перепадом амплитуд. На расстояниях, больших 1,0 -1,5 диаметра раскрыва максимумы амплитуды E и H полей достигают удвоенного значения их амплитуд в центре раскрыва, а минимумы уменьшаются до нуля. Таким образом, в волновых явлениях в ближней зоне апертурных антенн со средней и большой направленностью при круглой форме раскрыва принципиально нет возможностей обеспечения близкого к постоянному значению амплитуды и мощности электромагнитного поля в некотором объеме или на плоскости, параллельной раскрыву, в ближней зоне антенны, как это имеет место в случае апертурных антенн с раскрывом квадратной или прямоугольной формы [3, 4]. Второй особенностью волновых процессов в ближней зоне исследуемых антенн являются существенные отличия поведения электрических и магнитных полей в области, непосредственно примыкающей к антенне, на расстояниях, не больших электрического размера раскрыва (рис. 5б). Отметим также существенное увеличение протяженности области прожекторного луча при увеличении диаметра раскрыва. Это же явление имеет место, как показано в [3], и в случае апертурных антенн с раскрывом квадратной и прямоугольной формы.

Из рис. 5в видно, что протяженность области ближних реактивных полей не превышает диаметра раскрыва. На этом же расстоянии исчезают осцилляции отношения волнового сопротивления в ближней зоне к волновому сопротивлению свободного пространства в дальней зоне антенны.

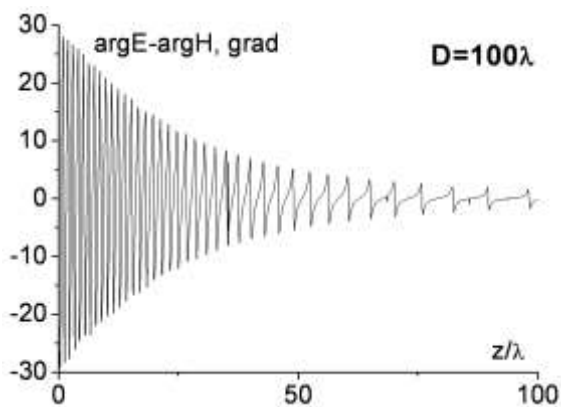
На рис.6 представлены амплитудные и фазовые характеристики электрических и магнитных полей в зависимости от поперечной координаты x/λ , рассчитанные для расстояний от одной четверти диаметра раскрыва до 5 диаметров. Из динамики изменения пространственного распределения амплитуд (рис. 6а-е) и фаз (рис. 6н-т) в зависимости от расстояния от антенны видно, что нормированные электрические E/E_0 и магнитные H/H_0 поля отличаются друг от друга незначительно уже на весьма малых – до одной четверти диаметра раскрыва расстояниях от антенны. Видно также, что в прожекторном луче поперечные градиенты и амплитуд и фаз полей и, следовательно, мощности электромагнитного поля значительно меньше продольных градиентов (рис. 5а-в). Отметим, что квазиплоская локальная неоднородная волна в прожекторном луче, наблюдается на больших расстояниях, отнесенных к длине волны и к диаметру раскрыва, как и в случае апертурных антенн с квадратным и прямоугольным раскрывом больших электрических размеров [3].



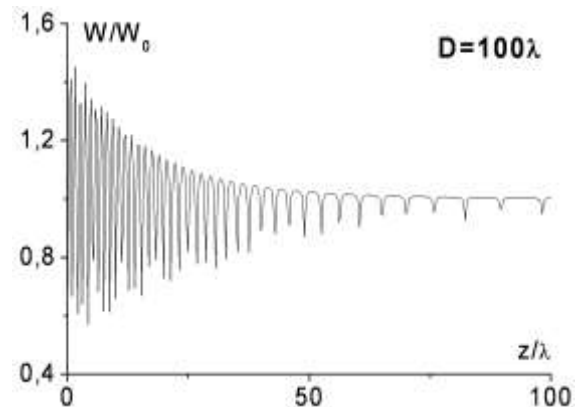
а



б



в



г

Рис. 5. Зависимости амплитуд и разности фаз электрического и магнитного полей и волнового сопротивления апертурной антенны с круглым раскрытием от расстояния до точек наблюдения в направлении нормали к раскрытию при $D=100$ длин волн.

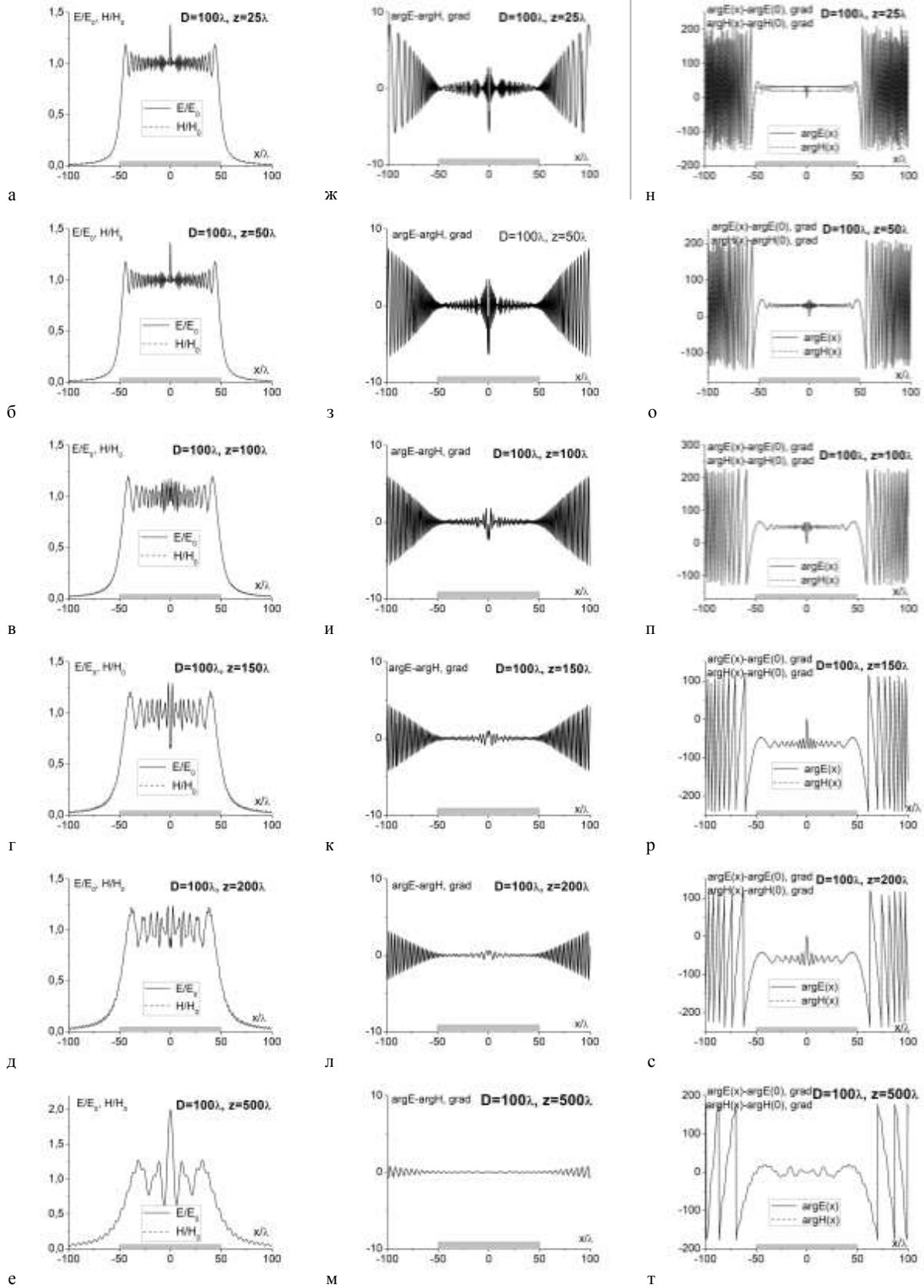


Рис. 6. Амплитудные и фазовые характеристики электрического и магнитного полей в плоскостях, параллельных раскрыву диаметром 100 длин волны

В заключение отметим, что уменьшить градиенты полей в ближней зоне в направлении к раскрытию антенны можно путем использования спадающих к краю амплитудных распределений в синфазном раскрытии. В частности, в [2] показано, что в случае гиперболического и гиперболического в квадрате амплитудного распределения источников поля в синфазном круглом раскрытии размах осцилляций поля в прожекторном луче уменьшается, особенно в последнем случае.

ВЫВОДЫ

На основании решения внешней задачи электродинамики разработано математическое обеспечение для расчета, анализа и исследования волновых процессов в ближней и промежуточной зонах наблюдения апертурных антенн, т.е. антенн акустического и оптического типов, с раскрытием круглой формы. Проведены расчеты амплитудных и фазовых характеристик электрических и магнитных полей на конечных расстояниях от антенны при постоянных амплитудных и фазовых распределениях полей в излучающем раскрытии при изменении его диаметра в широких пределах для антенн с малой, средней и высокой направленностью. В результате анализа данных расчетов показано, что вблизи апертурных антенн с раскрытием круглой формы волновые процессы качественно близки к таковым в случае апертурных антенн с раскрытием квадратной формы, однако количественные данные отличаются существенно. В частности, показано, что при диаметрах раскрытия слабонаправленных антенн, меньших одной длины волны, амплитуды и электрических и магнитных полей равномерно убывают как и в случае квадратных и прямоугольных антенн таких размеров. Расстояние дальней зоны подобных антенн не меньше 1,5 длины волны. При диаметрах излучающего раскрытия, больших одной длины волны, вблизи антенны формируется прожекторный луч цилиндрической формы, в котором амплитуды электрического и магнитного поля образуют локальную квазиплоскую неоднородную волну со средней амплитудой, близкой к амплитуде поля в центре раскрытия, независимо от электрических размеров раскрытия антенны. В направлении главного максимума диаграммы направленности рассматриваемых антенн амплитуды полей в зависимости от расстояния изменяются по осциллирующим закономерностям, причем отличия амплитуд полей максимальны из всех возможных вариантов формы раскрытия. Число экстремумов амплитуд электрических и магнитных полей совпадает и равно числу длин волн, укладывающихся на диаметре раскрытия. При увеличении диаметра раскрытия протяженность области прожекторного луча и в длинах волн и в диаметрах раскрытия увеличивается с большей скоростью, как и в случае апертурных антенн с квадратным раскрытием. Расстояние дальней зоны исследованных антенн хорошо описывается классической формулой $R_{дз} \geq 2D^2/\lambda$. Показано также, что чем больше размеры антенны, тем больше отличаются относительные амплитуды электрических и магнитных полей непосредственно вблизи раскрытия антенны.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Горобец Н.Н. Амплитудные, фазовые и поляризационные диаграммы апертурных антенн в ближней, промежуточной и дальней зонах. // Вестник Харьковского ун-та. №203, Радиофизика и электроника. – 1980. Вып. 9. – С. 26-34.
2. Laybros, S.; Combes, P.F.; Mametsa, H.J. The "Very-Near-Field" Region of Equiphase Radiating Apertures. // IEEE Antennas Propag. Mag., Aug. 2005, V.47, N.4. – p.50-66,
3. Горобец Н.Н., Овсянникова Е.Е. Влияние размеров и формы излучающего раскрытия на характер пространственного распределения поля вблизи антенны. // Вісник Харківськ. нац. ун-ту імені В. Н. Каразіна. № 1094. Радіофізика та електроніка. – 2013. Вип. 23. – С. 51-59.
4. Горобец Н.Н., Овсянникова Е.Е., Шишкова А.В. Формирование равномерного распределения электромагнитного поля в ближней зоне Е-секториальных рупорных антенн // Вісник Харківськ. нац. ун-ту ім. В.Н. Каразіна. № 1038. Радіофізика та електроніка. 2012. Вип. 21. – С. 17-24
5. Шубарин Ю.В. Антенны сверхвысоких частот. - Харьков: Изд. Харьковского гос. университета, 1960. — 285 с.
6. Горобец Н.Н., Овсянникова Е.Е., Шишкова А.В. Расстояние дальней зоны волноводных излучателей. // Вісник Харківськ. нац. ун-ту ім. В.Н. Каразіна. №834, Радіофізика та електроніка, 2008, Вип.13, – С.68-76

УДК 537.87

ЗОНЫ ИЗЛУЧЕНИЯ ИМПУЛЬСНОГО ИЗЛУЧАТЕЛЯ МАЛЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ РАЗМЕРОВ

А. Н. Думин¹, В. А. Плахтий¹, Я. С. Вольвач², О. А. Думина³

¹ Харьковський національний університет ім. В.Н. Каразіна, 61022, г. Харьков, пл. Свободи, 4
E-mail: dumin@karazin.ua

² Material Science & Engineering Department, University of California, San Diego (UCSD), 9500 Gilman Drive,
La Jolla, CA 92093-0418, USA

³ К.З. Харьковський фізико-математический лицей №27 61004, г. Харьков, ул. Мар'їнська, 12/14
Поступила в редакцію 21 марта 2017 г.

Методом векторного потенціала в часовій області розв'язана задача об излучении тонкого импульсного излучателя малых электрических размеров с равномерным распределением электрического тока. Сравняется классическое решение для поля излучения диполя Герца с полученным ранее учетом большего количества слагаемых в разложении в ряд подынтегрального выражения для векторного потенциала, и с точным решением, рассчитанным численно для произвольных расстояний, включая предельно близкие расстояния до излучателя. Анализируются зоны излучения малого источника заданного нестационарного тока с точки зрения классических определений зон и определений, содержащих зависимость от времени, сформулированных Х.Ф. Хармутом. Предложен новый энергетический критерий зон импульсного излучения на основе подхода Х.Ф. Хармута.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: диполь Герца, временная область, нестационарные поля, зоны излучения

Методом векторного потенціалу в часовому просторі розв'язана задача про випромінювання тонкого імпульсного випромінювача малих електричних розмірів з рівномірним розподілом електричного струму. Порівнюється класичний розв'язок для поля випромінювання диполя Герца з отриманим раніше шляхом врахування більшої кількості доданків в розкладанні в ряд підінтегрального виразу для векторного потенціалу, і з точним розв'язком, розрахованим чисельно для довільних відстаней, включаючи гранично близькі відстані до випромінювача. Аналізуються зони випромінювання малого джерела заданого нестационарного струму з точки зору класичних визначень зон і визначень, що містять залежність від часу, сформульованих Х.Ф. Хармутом. Запропоновано новий енергетичний критерій зон імпульсного випромінювання на основі підходу Х.Ф. Хармута.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: диполь Герца, часовий простір, нестационарні поля, зони випромінювання

The problem of the radiation of thin impulse radiator of small electrical sizes with uniform distribution of the electric current is solved by vector potential method in time domain. The classical solution for the Hertzian dipole field is compared with the one obtained earlier by taking into account a larger number of terms in the expansion of the integrand for the vector potential, and with the exact solution calculated numerically for arbitrary distances, including the extremely close distances to radiator. The radiation zones of the small source of a given nonstationary current are analyzed from the point of view of the classical definitions of zones and definitions containing the time dependence, formulated by H.F. Harmuth. New energy criterion for impulse radiation zones is proposed on the basis of H.F. Harmuth approach.

KEY WORDS: Hertzian dipole, time domain, nonstationary fields, radiation zones

ВВЕДЕНИЕ

Излучение многих реальных источников импульсного тока малых электрических размеров можно описать формулами для поля классического электрического диполя Герца во временной области в силу близкого к постоянному амплитудного распределения. Ранее было показано [1], что поведение поля в ближней зоне диполя не может быть точно описано классическими выражениями из-за сложного процесса образования свободной электромагнитной волны [2]. Во-первых, классические формулы получены в результате упрощения решения задачи путем представления подынтегрального выражения для векторного потенциала в виде разложения в ряд Тейлора по степеням малого параметра – отношения расстояния от начала координат до точки излучателя к расстоянию от начала координат до точки наблюдения. Во-вторых, легко видеть, что поток энергии импульсной волны, порожденный компонентами поля, преобладающими в дальней зоне, имеет место, согласно классическим выражениям для поля диполя, на любых сколь угодно близких расстояниях от излучателя. Это противоречит описанию физического процесса формирования электромагнитной волны, представленному ранее еще в работах Г. Герца, например в [3]. Источником электромагнитной волны Герц называл пространство, окружающее излучатель, следовательно, ее энергия не может присутствовать в центре излучателя.

С целью нахождения математического подтверждения правильности представления Г. Герца о процессе излучения, было получено в аналитической форме более точное решение задачи излучения во

временной области [4]. Для этого были учтены дополнительные слагаемые в разложении подынтегрального выражения в ряд Тейлора для векторного потенциала, взяты интегралы по объёму, окружающему источник, и получены аналитические выражения для всех компонент поля при сохранении в явном виде произвольной временной зависимости возбуждающего тока. Показано, что полученные формулы более точно описывают поведение поля вблизи диполя Герца и в пределе, при малых размерах источника тока в продольном направлении и поперечном сечении, переходят в классические выражения [4]. Также полученное решение физически более корректно описывает составляющие электромагнитного поля, преобладающие в дальней зоне потому, что при приближении к источнику они уменьшаются. Тем самым объём, окружающий излучатель, выступает как реальный источник волны [5], что полностью согласуется с физической интерпретацией формирования свободного электромагнитного поля, данной Г. Герцем [3]. Хотя новые выражения для излучаемого поля сложнее, чем классические – содержат толщину источника нестационарного тока и дополнительные степенные зависимости высших порядков от его длины [5], они также не являются точными на крайне близких расстояниях от излучателя, где сходимость ряда Тейлора в подынтегральном выражении для векторного потенциала слишком медленная. В [6] было проведено сравнение временных форм для векторного потенциала классического решения, уточненного и точного, полученного прямым численным расчетом во временной области. Однако, окончательно судить о границах сходимости всех решений можно только из анализа амплитуды компонент электромагнитного поля. В данной статье сравним временные зависимости амплитуд всех компонент излученного поля на разных расстояниях и при разных углах наблюдения.

В случае возбуждения электромагнитной волны в сильноточных устройствах медленным переходным процессом, то есть таким, когда пространственная длительность возбуждающего импульса намного меньше размера излучателя, представляет интерес анализ характерных временных форм и зон излучения. В данной работе используется подход Хармута Х.Ф. [9], основанный на критериях границ зон излучения, зависящих от временных форм возбуждающего тока.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Источником электромагнитного поля является электрический ток, равномерно распределенный по цилиндру длины l , радиуса поперечного сечения r_d и с временной зависимостью $f(t)$

$$f(t) = 1 - \operatorname{th}\left(\frac{t}{\tau}\right),$$

где τ – характерная длительность переходного процесса, причем $f(t)$ может быть как функцией изменения тока $I(t)$, так и заряда $Q(t)$.

Будем искать решение данной задачи во временной области методом векторного потенциала, который в нашем случае дает решение

$$\vec{A}(\vec{r}, t) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_V \frac{\vec{j}(\vec{r}', t - R/c)}{R} dV', \quad (1)$$

а все компоненты поля, излучаемого выбранным выше источником, легко найти из соотношений

$$\begin{cases} \vec{H}(\vec{r}, t) = \frac{1}{\mu_0} \operatorname{rot} \vec{A}(\vec{r}, t); \\ \vec{E}(\vec{r}, t) = -\operatorname{grad} \varphi - \frac{\partial \vec{A}(\vec{r}, t)}{\partial t}. \end{cases}$$

Полагая, что электрический размер излучателя мал по сравнению с длиной волны наивысшей частоты спектра возбуждающего тока, несущую существенную часть его энергии, данный источник можно рассматривать как диполь Герца.

НЕСТАЦИОНАРНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ В ПРОЦЕССЕ БЫСТРОГО ИЗМЕНЕНИЯ ТОКА

Разложение подынтегральной функции в ряд Тейлора позволило получить более строгое представление решения в виде векторного потенциала во временной области в сферической системе координат [4]

$$\vec{A} \vec{r}, t = \frac{z_0 \mu_0 l}{4\pi} \left(a_0 \frac{I}{r} + a_1 \frac{\dot{I}}{4r^2 c} + a_2 \frac{\ddot{I}}{8rc^2} \right);$$

$$a_0 = 1 - \frac{l^2}{24r^2} + \frac{l^2}{8r^2} (\cos^2 \theta) - \frac{r_d^2}{4r^2} + \frac{3r_d^2}{8r^2} (\sin^2 \theta);$$

$$a_1 = -\frac{l^2}{6} + \frac{l^2}{2} (\cos^2 \theta) - r_d^2 + \frac{3r_d^2}{2} (\sin^2 \theta);$$

$$a_2 = \frac{l^2}{3} (\cos^2 \theta) + r_d^2 (\sin^2 \theta).$$

Введя новую переменную $Q(t) = \int I(t) dt$, можно получить выражения для всех компонент поля [4].

Например, поперечная электрическая компонента приобретает следующий вид:

$$E_\theta = \frac{l \sin \theta}{4\pi \varepsilon_0} \times \left(e_{\theta 0} \frac{Q}{r^3} + e_{\theta 1} \frac{\dot{Q}}{cr^2} + e_{\theta 2} \frac{\ddot{Q}}{rc^2} + e_{\theta 3} \frac{\dddot{Q}}{r^2 c^3} + e_{\theta 4} \frac{\ddddot{Q}}{rc^4} \right), \quad (2)$$

где

$$e_{\theta 0} = 1 - \frac{6r_d^2 + l^2}{8r^2} + \left(\frac{13l^2}{8r^2} - \frac{15r_d^2}{4r^2} \right) \cos^2 \theta + \left(\frac{15r_d^2}{8r^2} - \frac{l^2}{4r^2} \right) \sin^2 \theta;$$

$$e_{\theta 1} = 1 - \frac{3r_d^2}{4r^2} - \frac{l^2}{8r^2} + \left(\frac{13l^2}{8r^2} - \frac{7r_d^2}{4r^2} \right) \cos^2 \theta + \left(\frac{7r_d^2}{8r^2} - \frac{l^2}{4r^2} \right) \sin^2 \theta;$$

$$e_{\theta 2} = 1 - \frac{r_d^2}{2r^2} - \frac{l^2}{12r^2} + \left(\frac{19l^2}{24r^2} - \frac{3r_d^2}{2r^2} \right) \cos^2 \theta + \left(\frac{9r_d^2}{8r^2} - \frac{l^2}{12r^2} \right) \sin^2 \theta;$$

$$e_{\theta 3} = \frac{l^2 - r_d^2}{4} \cos^2 \theta + \frac{5r_d^2 \sin^2 \theta}{8} - \frac{r_d^2}{4} - \frac{l^2}{24};$$

$$e_{\theta 4} = \frac{l^2}{24} \cos^2 \theta + \frac{r_d^2}{8} \sin^2 \theta.$$

Легко видеть, что приведенные выражения преобразуются в классические, когда r_d и l стремятся к нулю.

Как указывалось выше, эти выражения также не являются абсолютно точными, поэтому представляет интерес поиск границ применимости приведенных выражений. Для этого проведем численное моделирование для временной зависимости $Q(t) = Q_0 (1 - \text{th}(t/\tau))/2$, где $\tau = 1$ нс, длина излучателя l равна 0,01 м, его радиус $r_d = 0,001$ м, $Q_0 = 1$ Кл.

Чтобы заметить разницу между классическим решением во временной области для диполя Герца, приведенным здесь улучшенным решением и точным решением, полученным прямым численным расчетом выражения (1), при выбранных параметрах возбуждающего импульса расстояние наблюдения, для которого будет заметна разница между этими решениями, следует положить $r = 0,01$ м. Результаты расчетов поперечной составляющей магнитного поля представлены на р. 1 для $\theta = \pi/16$. Видно, что улучшенное решение дает более близкое приближение к точному решению, чем классическое. Что касается больших расстояний наблюдения, то все решения стремятся друг к другу, как и следует из аналитических выражений. На рис. 2 показаны временные зависимости амплитуды магнитного поля для расстояния наблюдения $r = 0,02$ м и для различных углов $\theta = \pi/16, \pi/4, \pi/2$. Можно заметить, что улучшенное решение дает более близкое приближение временных форм к точному при всех углах наблюдения по сравнению с классическим.

ЗОНЫ ИЗЛУЧЕНИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКИ МАЛОГО ИСТОЧНИКА ТОКА

Исследуем излучение, возникающее в ходе переходного процесса в мощной электрической цепи. Пусть источником электромагнитного поля является электрический ток, равномерно распределенный по объёму цилиндра длины $l = 0,2$ м, поперечного сечения $r_d = 0,01$ м и с временной зависимостью тока

$$I(t) = I_0 \left(1 - \text{th} \left(\frac{t}{\tau} \right) \right)$$

где $\tau = 2 \cdot 10^{-4}$ с, $I_0 = 1000$ А.

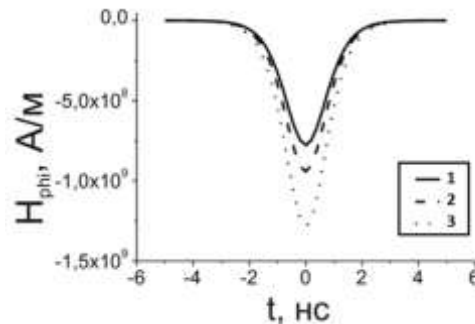


Рис. 1. Временные зависимости амплитуды поперечной составляющей магнитного поля для угла наблюдения $\theta = \pi/16$ на расстоянии наблюдения $r = 0,01$ м, полученные по классическим формулам (1), из улучшенного (2) и точного решения (3).

Для данной задачи удобно построить амплитуды компонент в нормированном виде таким образом, чтобы их временные формы не изменялись в следствие естественного убывания амплитуды в ближней зоне. Для этого амплитуды поперечной и продольной компонент будем умножать на квадрат расстояния до точки наблюдения. Нормированные временные зависимости амплитуды поперечной и продольной составляющих электрического поля на разных расстояниях от источника ($1-10^6$ м) показаны на Рис. 3. Важно отметить, что до расстояния $r = 10^5$ м обе компоненты убывают по закону квазистатического поля. И только резкое нарастание амплитуды поперечной компоненты свидетельствует о формировании электромагнитной волны на больших расстояниях. Для такого источника малых электрических размеров следует использовать критерий внешней границы ближней зоны в виде $r < \lambda/2\pi$ [7] – [8]. Как видно из рис. 3, данный критерий удовлетворительно описывает свойства полей в ближней зоне при условии, что мы, вслед за Л.Г Содиным [9], будем использовать $c\tau = 6 \cdot 10^4$ вместо λ .

Даже для случая гармонической зависимости полей от времени, вопрос о границах зон излучения не является простым и однозначным [10]. Х.Ф. Хармут в [11] предложил критерии дальней зоны, зависящие от временной зависимости возбуждающего тока, основанные на сравнении амплитуд слагаемых поля диполя Герца с разным убыванием в пространстве. Для Н-компоненты поля он имеет следующий вид:

$$R \gg c \left| I(t) / \frac{dI(t)}{dt} \right|. \quad (3)$$

Легко проверить, что это условие преобразуется в случае гармонического сигнала к вышеупомянутому критерию $\lambda/2\pi$. Для выбранной временной формы возбуждающего тока функция в правой части неравенства (3) представлена на рис. 4. Очевидно, что до момента выключения квазистатическое поле заполняет все пространство вокруг излучателя до бесконечности, этим и объясняется бесконечное начальное значение дальней границы ближней зоны. Процесс выключения тока приближает ближнюю границу дальней зоны к излучателю до некоторого значения, поэтому функция на рис. 4 перестает уменьшаться, достигнув значения приблизительно $3 \cdot 10^4$ м. Одной из причин такого поведения также является выбранная временная форма возбуждающего тока, которая лишь асимптотически приближается к нулю, не исчезая полностью. Таким образом, критерий Хармута дает похожий результат с лучшим визуальным представлением того, как граница дальней зоны приближается по мере преобразования энергии квазистатического поля вокруг излучателя все ближе к минимальному постоянному значению, близкому с точностью до порядка к расстоянию формирования свободной электромагнитной волны – ближней границы дальней зоны (см. рис. 3).

Из классических выражений для поля диполя Герца видно, что излучаемая волна в дальней зоне имеет временную форму первой производной по времени от амплитуды возбуждающего тока. Это было проверено экспериментально [12] – [14]. На этой основе ранее предлагались идеи визуального контроля временной формы амплитуды поля для нахождения момента перехода точки наблюдения в дальнюю зону и появления волны из квазистатических компонент поля излучателя. В работе [2] показано преимущество анализа энергии импульсного поля перед другими характеристиками, в том числе для оценки направленных свойств импульсных антенн. Применим идею, заложенную в выражении (3), к энергетическим параметрам магнитного поля. Для этого, в качестве критерия дальней зоны исследуем

отношение энергии волновой составляющей магнитного поля (W_{wave}), представленной членом, содержащим первую производную от тока, и энергии полного магнитного поля (W). График зависимости данного отношения изображён на рис. 5 для $\theta = \pi/4$ в случае возбуждения коротким импульсом $Q(t) = Q_0(1 - \text{th}(t/\tau))/2$, где $\tau = 1$ нс. Предлагаем ближнюю границу волновой зоны определить как расстояние, на котором данное отношение достигает некоторого постоянного уровня, например 0,5 [12], [16]. Такой критерий даёт приблизительную границу дальней зоны в 0,4 м для выбранного возбуждающего тока и излучателя. Интересно проследить изменение положения границы волновой зоны в зависимости от длительности импульса возбуждающего тока, т.е. от τ . На рис. 6 построено отношение энергии волновой компоненты магнитного поля к суммарной энергии магнитного поля для разных расстояний наблюдения и угла $\theta = \pi/4$. Видно, что увеличение длительности импульса приводит к увеличению расстояния до ближней границы волновой зоны. В данном случае это указывает на схожесть с одним из классических критериев дальней зоны из [7]: $R \gg \lambda/2\pi$.

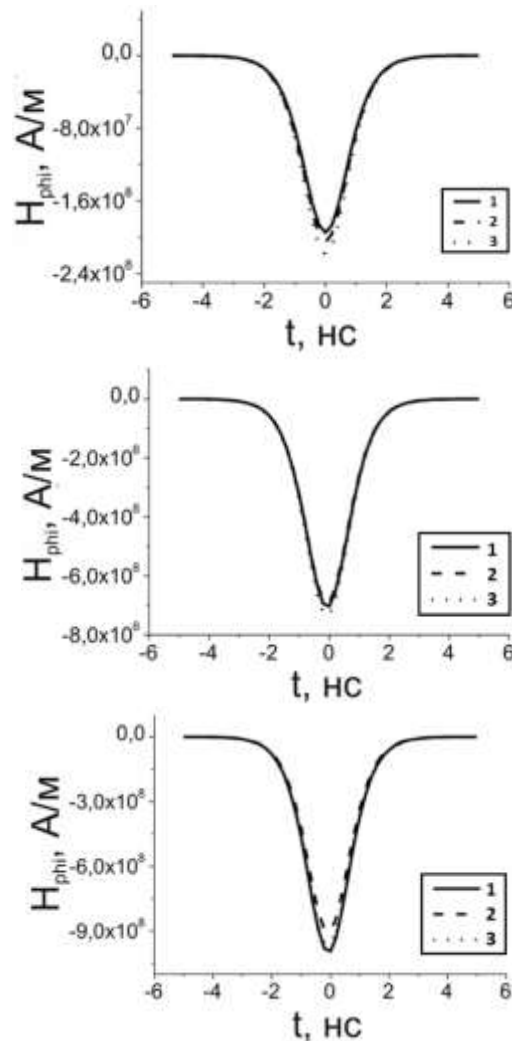


Рис. 2. Временные зависимости амплитуды поперечной составляющей магнитного поля для углов наблюдения $\theta = \pi/16, \pi/4, \pi/2$ (сверху вниз) на расстоянии наблюдения $r = 0,02$ м, полученные по классическим формулам (1), из улучшенного (2) и точного решения (3).

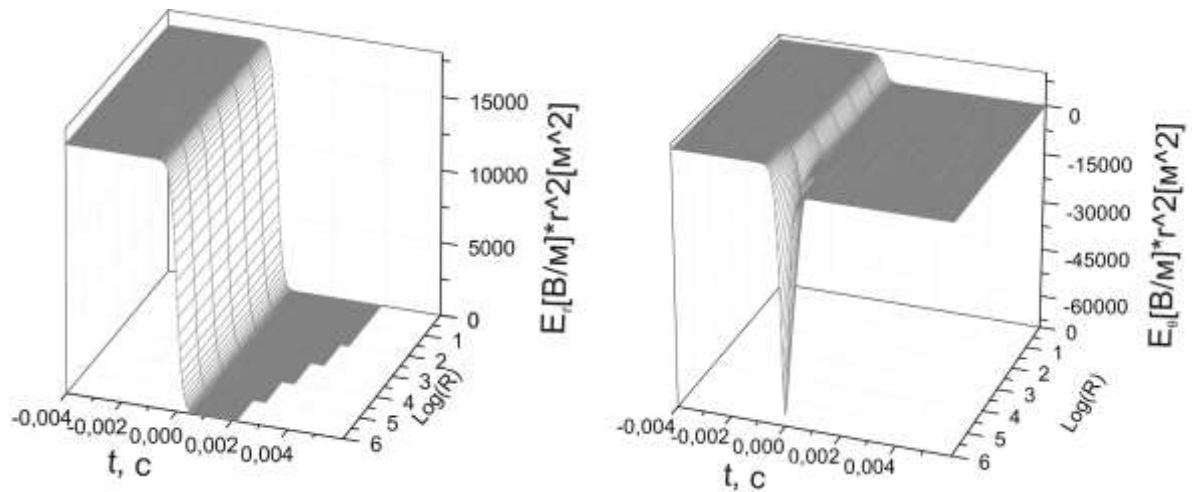


Рис. 3. Временные зависимости нормированных амплитуд продольной и поперечной компонент электрического поля для различных расстояний наблюдения для угла $\theta = \pi/2$.

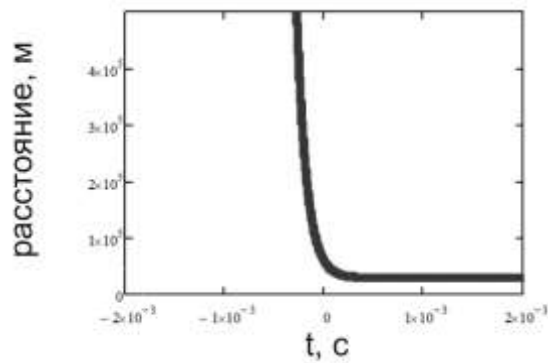


Рис. 4. Зависимость расстояния до ближней границы волновой зоны от времени по определению Хармута (3) для магнитной компоненты.

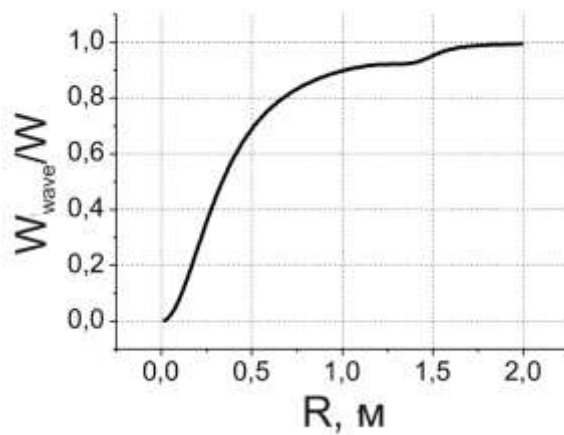


Рис. 5. Отношение энергии волновой компоненты магнитного поля к суммарной энергии магнитного поля в точке наблюдения, удаленной от излучателя на расстояние R , при угле $\theta = \pi/4$.

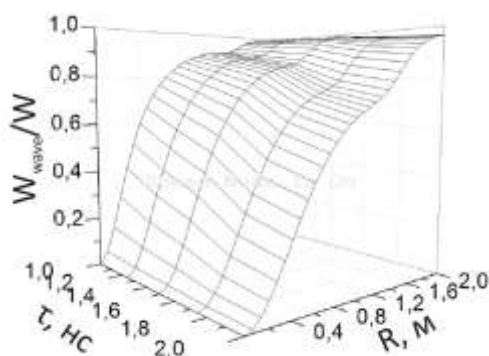


Рис. 6. Отношение энергии волновой компоненты магнитного поля к суммарной энергии магнитного поля при угле $\theta = \pi/4$ в точке наблюдения, удаленной от излучателя на расстояние R , для различных длительностей переходного процесса τ .

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследовано электромагнитное поле электрически малого излучателя, возбуждаемого импульсным током. Изучена трансформация временных форм полей на различных расстояниях, зоны излучения и критерий Хармута границы волновой зоны. Проиллюстрировано, что критерий Хармута, в котором граница дальней зоны зависит от временных параметров возбуждающего источника, в целом согласуется с классическим критерием для излучателя малых электрически размеров. Предложен новый энергетический критерий для нахождения расстояния дальней зоны импульсного излучателя, основанный на анализе отношения энергии волновой компоненты магнитного поля к полной его энергии.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Volvach Y.S., Dumin O.M., Dumina O.O., "The energy of the field radiated by Hertz dipole," Proc. VII International Conf. on Antenna Theory and Techniques (ICATT-2011), Kyiv, Ukraine, pp.86-88, 2011.
2. Schantz H.G., The art and science of ultrawideband antennas. – Artech House, London. – 2005. – 331 pp.
3. Герц Г. Силы электрических колебаний, рассматриваемые с точки зрения теории Максвелла / 50 лет волн Герца -М.: Академия Наук СССР, 1938. С. 92 – 119
4. Dumin O., Volvach I.S., Dumina O., "Transient Near field of Hertzian dipole", Proc. 6th International Conference on Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals (UWBUSIS-2012), Sevastopol, Ukraine, pp. 69-71, 17-21 September 2012.
5. Dumin O.M., Plakhtii V.A., Volvach I.S., Dumina O.O., "Near field of Hertzian dipole excited by impulse current", Proc. 10th International Conference on Antenna Theory and Techniques (ICATT-2015), Kharkiv, Ukraine, pp. 90-92, 21-24 April 2015
6. Думин А.Н., Плахтий В.А., Вольвач Я.С., Думина О.А. Ближнее нестационарное поле диполя Герца // Вісник Харківського національного університету імені В.Н. Каразіна. Радіофізика та електроніка. – 2014, №1115, вип. 24. – С.29-34.
7. Balanis C.A., Antenna Theory. – New York: Wiley. – 1997. – 941 pp.
8. Hansen R.C., Microwave Scanning Antennas. – New York: Academic Press. – 1964. – 442 pp.
9. Содин Л.Г. Импульсное излучение антенны (электромагнитный снаряд) // Радиотехника и электроника. – 1991. – Т.36, №5. – С.1014-1022.
10. Горобец Н.Н. Особенности волновых процессов в ближней зоне датчиков электрического и магнитного поля // Труды III Украинской конференции «Измерения в области ЭМС». – Винница (Украина, 21-25 октября). – 1991. – С.95-100.
11. Хармут Х. Несинусоидальные волны в радиолокации и радиосвязи. – М.: Радио и связь. – 1985. – 376 с.
12. Почанин Г.П., Почанина И.Е., Холод П.В. Антенна большого тока. Ближнее и дальнее поля. Международная научно-техническая конференция "Антенно - фидерные устройства, системы и средства радиосвязи.", г. Воронеж, 28 - 30 мая, 1997, т.1, с.47-56.
13. Почанин Г.П. Излучение сверхширокополосных импульсных электромагнитных полей антеннами большого тока Хармута. Дисс. канд. Физ.-мат. наук: 01.04.03. – Харьков, 2003. – 206 с.
14. Pochanin G.P., Masalov S.A. Large current radiators. Problems and progress Electromagnetic phenomena. – 2007. – Vol.7, №1 (18). – P.45-75.
15. Plakhtii V. A., Dumin O. M., Katrich V. A., Dumina O. O., Volvach I. S. Energy transformation of transient field of herzian dipole // Proc. 16 th IEEE International Conference on Mathematical Methods in Electromagnetic Theory (MMET-2016). – Lviv (Ukraine, July 5-7). – 2016. – EMA-8.
16. Plakhtii V. A., Dumin O. M., Katrich V. A., Dumina O. O. Field regions of impulse current radiator of small size // Proc. 9 th International Kharkiv Symposium On Physics And Engineering Of Microwaves, Millimeter And Submillimeter Waves (MSMW-2016). – Kharkiv (Ukraine, June 21-24). – 2016. – D-27.

УДК 537.87

МІЖМОДОВЕ ПЕРЕТВОРЕННЯ НЕСТАЦІОНАРНОГО ЕЛЕКТРОМАГНІТНОГО ПОЛЯ В НЕЛІНІЙНОМУ НЕОБМЕЖЕНОМУ СЕРЕДОВИЩІ

О. М. Думін, Р. Д. Ахмедов

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

Надійшла до редакції 14 березня 2017 р.

Розглянуто перехідні процеси поширення нестационарного електромагнітного поля у нелінійному середовищі. На основі методу еволюційних рівнянь отримані всі компоненти електромагнітного поля як явні функції простору-часу. Представлений аналіз компонентів поля, а також запропоновані чисельні методи для його розрахунку. На прикладі задачі випромінювання плоского диску з рівномірно розподіленим електричним струмом в однорідне стаціонарне середовище розглянуті ефекти перехідних процесів. На цьому прикладі продемонстровано ітеративний метод врахування нелінійності. Розглянуті ефекти самодії сильного поля у середовищі розповсюдження, що породжені вторинними джерелами електромагнітного поля.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: нестационарне електромагнітне поле, електромагнітний снаряд, плоский диск, слабка нелінійність, нелінійність Керра

Transient processes in nonstationary electromagnetic field for nonlinear medium are considered. All electric and magnetic field components are received by evolutionary approach to transient electrodynamics as functions of space-time domain. The analysis of field components and numerical approach for further field calculation are proposed. Transient effects in the problem of radiation into stationary homogeneous medium of plane disk of homogeneously distributed electric current are considered. The iterative method of nonlinearity accounting is demonstrated on this example. Self-effects generated by secondary sources of electromagnetic field in its propagation process in the medium are considered.

KEY WORDS: nonstationary electromagnetic field, electromagnetic missile, static magnetic field, plane disk, weak nonlinearity, Kerr nonlinearity

Рассмотрены переходные процессы распространения нестационарного электромагнитного поля в нелинейной среде. На основе метода эволюционных уравнений получены все компоненты электромагнитного поля как явные функции пространства-времени. Представлен анализ компонент поля, а также предложены численные методы для их расчета. На примере задачи излучения плоского диска с равномерно распределенным электрическим током в однородную стационарную среду рассмотрены эффекты переходных процессов. На этом примере продемонстрирован итеративный метод учета нелинейности. Рассмотрены эффекты самовоздействия сильного поля в среде распространения, которые порождены вторичными источниками электромагнитного поля.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: неустановившееся электромагнитное поле, электромагнитный снаряд, постоянное магнитное поле, плоский диск, слабая нелинейность, нелинейность Керра

ВСТУП

В роботі [1] було описано підхід до побудови електромагнітного поля в слабонелінійному середовищі та аналізу його властивостей на прикладі задачі випромінювання поля в лінійному наближенні плоским диском з рівномірно розподіленим електричним струмом. Існуючі розв'язки даної задачі не підходять поставленій меті [2]: вони не покривають всіх значень простору-часу для всіх компонентів поля або отримані методом, який засновано на перетворенні Фур'є [3]. Дана стаття присвячена дослідженню нестационарного електромагнітного поля диска за допомогою методу еволюційних рівнянь і з використанням ітеративного підходу до врахування слабкої нелінійності середовища як джерела додаткового поля.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧІ

Вперше ця задача була розглянута в [4]. В якості джерела електромагнітного поля вибрано постійний однонаправлений рівномірно розподілений по уявному плоскому диску радіуса R електричний струм із амплітудою A_0 , який включається в нульовий момент часу [4]. Початковий момент спостереження поля, що випромінюється, відповідає принципу причинності спеціальної теорії відносності [5], є моментом коли поле, породжене найближчою точкою джерела в момент увімкнення (подія), досягає точки спостереження.

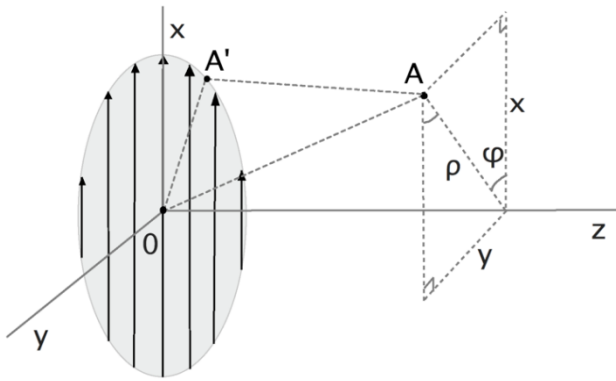


Рис. 1. Геометрія випромінювача

Математично джерело поля можна описати за допомогою дельта-функції Дірака $\delta(z)$ та ступінчастої функції Хевісайда $H(t)$ таким чином:

$$\vec{J}_0(\rho, z, t) = H(t)\delta(z)\{H(\rho) - H(\rho - R)\}\{\vec{\rho}_0 \cos\varphi - \vec{\varphi}_0 \sin\varphi\}.$$

Дане джерело містить неусувні розриви першого роду по граничному кільцю. Відомо, що поле достатньо сильної амплітуди породжує ефекти самодії через середовище [7]. В нашому випадку зона, що обмежена причинним зв'язком з джерелом, виступає в ролі нового джерела. Підхід до отримання слабких нелінійних ефектів поля буде побудований із використанням принципу суперпозиції, розглядаючи окремо реальне джерело та нелінійне [8]. Тобто наш наближений підхід полягає у знаходженні лінійного розв'язку та побудові нелінійної поправки на його основі.

Для зручності введемо нову змінну часу-простору τ^2 :

$$\tau^2 = \frac{c^2 t^2}{\epsilon\mu} - z^2.$$

Внаслідок принципу причинності для одновимірному випадку дана змінна τ буде завжди додатною.

Для початку отримаємо та проаналізуємо розв'язок цієї задачі у відсутності нелінійних властивостей у середовища.

АНАЛІЗ РОЗВ'ЯЗКУ ЛІНІЙНОГО НАБЛИЖЕННЯ

Для застосування методу еволюційних рівнянь потрібно знайти модовий розклад розподілу струму нашого джерела. Підставивши отриманий розклад в праву частину рівняння Клейна-Гордона, запишемо еволюційні коефіцієнти за допомогою методу функції Рімана [9].

Підстановка отриманих еволюційних коефіцієнтів до розкладу електричного поля по базису дозволяє одержати аналітичні вирази для електричних компонент поля в інтегральній формі. Знайшовши значення інтегралу по спектральній змінній, отримаємо електричну компоненту поля, як функцію простору-часу [10]:

$$\vec{E} = \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{bmatrix} = \frac{A_0}{z} \sqrt{\frac{\mu_0 \mu}{\epsilon_0 \epsilon}} \begin{bmatrix} I_1 \cos^2 \varphi + (I_2 - I_1) \sin^2 \varphi \\ I_1 \sin \varphi \cos \varphi + (I_2 - I_1) \sin \varphi \cos \varphi \\ 0 \end{bmatrix}, \quad (1)$$

де $I_1 = I_1(\rho, R, \tau)$ та $I_2 = I_2(\rho, R, \tau)$ представляють собою кусково-визначені функції від циліндричних координат і часу. Саме з вигляду цих функцій, що є інтегралами від потроєного добутку функцій Бесселя першого роду, походить кусково-визначена природа випроміненого нестационарного поля:

$$I_1(\rho, R, \tau) = \begin{cases} 0, & 0 < R < |\rho - \tau| \\ f_1, & |\rho - \tau| \leq R \leq \rho + \tau \\ 1/2, & R > \rho + \tau \end{cases}, \quad I_2(\rho, R, \tau) = \begin{cases} 0, & 0 < R < |\rho - \tau| \\ f_2, & |\rho - \tau| \leq R \leq \rho + \tau \\ 1, & R > \rho + \tau \end{cases}$$

$$f_1 = \frac{\rho^2 + R^2}{4\pi\rho^2} \arccos \frac{\tau^2 - \rho^2 - R^2}{2\rho R} - \frac{\sqrt{4\rho^2 R^2 - (\rho^2 + R^2 - \tau^2)^2}}{4\pi\rho^2} - \frac{|\rho^2 - R^2|}{4\pi\rho^2} \operatorname{arctg} \sqrt{\frac{(\rho - R)^2 (\rho + R)^2 - \tau^2}{(\rho + R)^2 \tau^2 - (\rho - R)^2}},$$

$$f_2 = \frac{1}{\pi} \arccos \frac{\tau^2 + \rho^2 - R^2}{2\rho\tau}.$$

Задача плоского диску неодноразово використовувалась для демонстрації ефекту електромагнітного снаряду [4], який проявляється у незмінності амплітуди випроміненого поля у прожекторній зоні. Аналогічний розв'язок був отриманий у часовому просторі за допомогою методу еволюційних рівнянь [2]. Із розв'язку (1) випливає, що даний ефект має місце в області $R > \rho + \tau$ і забезпечує максимальну амплітуду поля

$$\vec{E} = \vec{x}_0 \frac{A_0}{4} \sqrt{\frac{\mu_0 \mu}{\epsilon_0 \epsilon}} ; \quad \vec{H} = \vec{y}_0 \frac{A_0}{4}.$$

Просторова тривалість явища електромагнітного снаряду в напрямку нормалі до диску дорівнює $\sqrt{\epsilon \mu}(\sqrt{R^2 + z^2} - z)$ та на великих відстанях пропорційна $1/z$ [3].

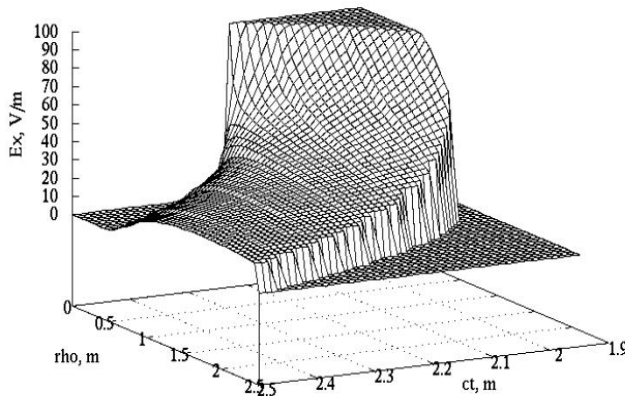


Рис.2. Залежність амплітуди поперечної компоненти електричного поля від поперечної радіальної координати та часу

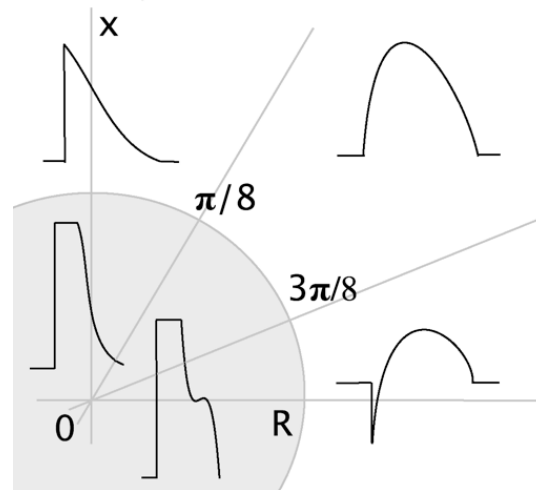


Рис.3. Кутова залежність поперечної електричної компоненти для $z=2R$ та $\rho = R/2$ і $2R$

На рис. 2 зображена залежність амплітуди поперечної компоненти електричного поля від поперечної координати ρ та від часової змінної ct . Як видно на рис. 2, ближче до осі випромінювання просторова тривалість часового відрізка, де поле приймає максимальне значення, збільшується, починаючи з нульової тривалості при $\rho = R$ і досягаючи максимального значення при $\rho = 0$.

На рис. 3 зображені характерні часові форми амплітуди електричної компоненти від кута при $z = 2R$ та $\rho = R/2$ і $\rho = 2R$, які відображають нестационарний характер випроміненого поля. Зауважимо, що в силу симетрії задачі зображено лише першу чверть поперечної проекції системи координат.

Для одержання магнітних компонент поля, проведемо підстановку отриманих раніше еволюційних коефіцієнтів до модового розкладу магнітного поля [13]

$$\vec{H} = \begin{bmatrix} H_x \\ H_y \\ H_z \end{bmatrix} = \frac{A_0}{2} \begin{bmatrix} I_3 \sin \varphi \cos \varphi + (I_4 - I_3) \sin \varphi \cos \varphi \\ I_3 \cos^2 \varphi + (I_4 - I_3) \sin^2 \varphi \\ -2I_5 \sin \varphi \end{bmatrix}. \quad (2)$$

Відмінність цих виразів від розв'язків для електричного поля полягає в тому, що інтегральні форми I_3, I_4, I_5 містять нескінченний ряд невластних інтегралів з так званим трибесселевим ядром. Як видно, поле розглянутого джерела породжує Н-хвилю, що проявляється в наявності поздовжньої компоненти магнітного поля.

Аналітичний вигляд магнітних компонент поля вдалося знайти лише для $\rho = 0$, що відповідає осі випромінювання, таким чином інтегральні форми I_3, I_4, I_5 мають вигляд:

$$I_3|_{\rho=0} = \begin{cases} \frac{1}{2}, R^2 > \tau^2 \\ \frac{R^2}{\tau^2} \sum_{m=0}^{\infty} \left(\frac{ct - z\sqrt{\epsilon\mu}}{ct + z\sqrt{\epsilon\mu}} \right)^{m+1} P_m^{(1,0)} \left(1 - \frac{2R^2}{\tau^2} \right), R^2 < \tau^2 \end{cases}$$

$$I_4|_{\rho=0} = \begin{cases} 1, R^2 > \tau^2 \\ \frac{2R^2}{\tau^2} \sum_{m=0}^{\infty} \left(\frac{ct - z\sqrt{\epsilon\mu}}{ct + z\sqrt{\epsilon\mu}} \right)^{m+1} P_m^{(1,0)} \left(1 - \frac{2R^2}{\tau^2} \right), R^2 < \tau^2 \end{cases}$$

$$I_5|_{\rho=0} = 0.$$

Тут через $P_m^{(\alpha,\beta)} = P_m^{(\alpha,\beta)}(x)$ позначено поліном Якобі

$$P_n^{(\alpha,\beta)}(x) = \frac{1}{2^n} \sum_{m=0}^n C_{n+\alpha}^m C_{n+\beta}^{n-m} (x-1)^{n-m} (x+1)^m.$$

Для використання даної форми поліному при $\alpha = 1$ та $\beta = 0$ в чисельних методах при $n > 18$ обов'язково необхідно застосовувати рекурентне співвідношення

$$f_0(n) = 1;$$

$$f_k(n) = C_{n+1}^k C_n^{n-k} = (f_{k-1}(n) \cdot (n-k+1) \cdot (n-k+2)) \div k^2,$$

а при $n > 64$, також і програмну реалізацію символічного обчислення коефіцієнтів ряду з метою недопущення накопичення помилок чисельних ітерацій.

Так як джерело електричного струму не вимикається і не змінюється, в просторі навколо нього буде сформований деякий розподіл статичного магнітного поля. Наприкінці цього процесу формування у певних точках простору амплітуда усіх компонент електричного поля буде дорівнювати нулю, тому що потік енергії електромагнітного поля також повинен бути нульовим, що і є ознакою кінця формування розподілу статичного поля. Таким чином, статичне магнітне поле

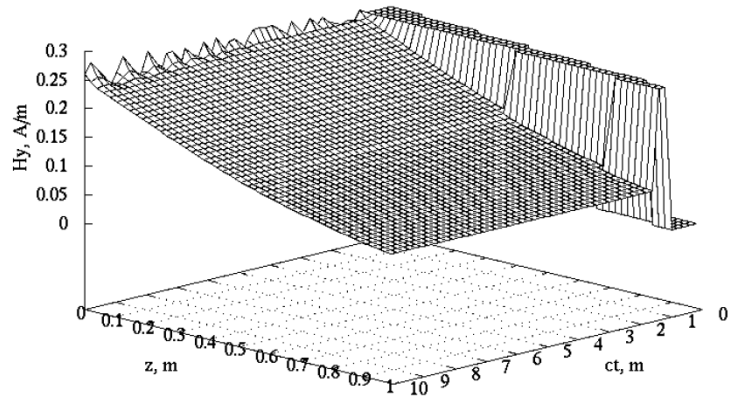


Рис. 4. Поперечне магнітне поле плоского диску, як функція поздовжньої координати та часу

можна отримати при великих значеннях часової змінної. Комп'ютерна побудова значень

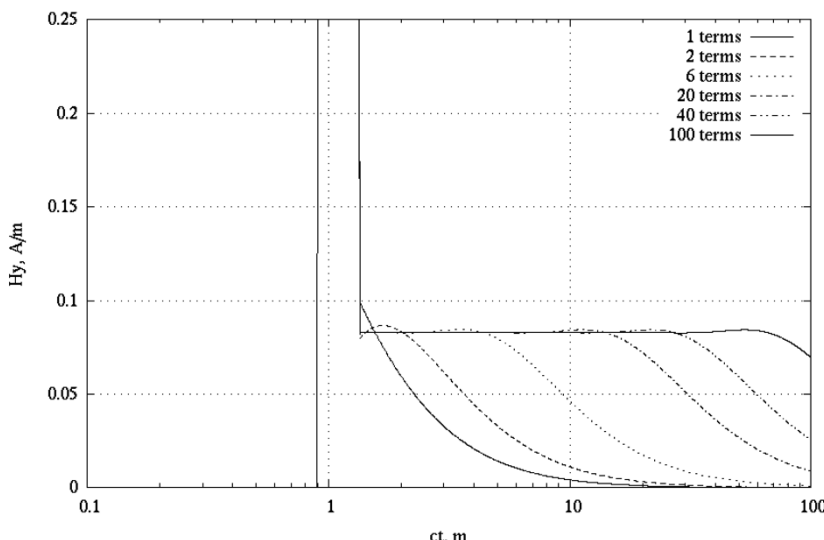


Рис. 5. Амплітуда поперечної компоненти магнітного поля, як функція часу при різній кількості врахованих доданків поліному

$H_y = H_y(ct, z)$, що наведена на рис. 4, показала його стаціонарну природу. Видно, що затухання амплітуди статичного поля пропорційне до R/z та починається зі значення $A_0/4$ безпосередньо перед джерелом поля.

Складний вид розв'язку (2) пояснюється тим, що базисні функції методу еволюційних рівнянь призводять до слабкої сходимості розв'язку для статичного поля, але, все ж таки, при достатньо великій кількості врахованих доданків наведений графік відповідає реальному просторовому розподілу. Невеликі відхилення при малих z є похибкою

чисельного аналізу, причиною якої є наявність сингулярності біля джерела. Як видно на графіку, відносне значення похибки зменшується при віддаленні від джерела. Поблизу сингулярності треба враховувати більшу кількість доданків. На рис. 4, наприклад, враховано 263 члени ряду при невеликих z .

Хвильові процеси на графіку $H_y(ct, z)$ можна аналізувати по певним інтервалам: зона, де поле ще не досягло точки спостереження; зона досягнення поля від усіх точок джерела, де і спостерігається ефект

електромагнітного снаряду; область статичного поля. На графіку $E_x(ct, \rho)$, що наведений на рис. 5, видно, що електричне поле має тільки перші дві зони. Також можна побачити вплив кількості врахованих доданків на амплітуду поля. З рис. 5 видно, що при малих інтервалах спостереження сигналу достатньо малої кількості доданків, чого не скажеш про великі проміжки часу спостереження.

РОЗВ'ЯЗОК ЗАДАЧІ ВИПРОМІНЮВАННЯ В НАБЛИЖЕННІ СЛАБКОЇ НЕЛІНІЙНОСТІ

Проведемо ітеративне врахування слабкої нелінійності середовища, для чого отримаємо аналітичний вигляд виразу вторинного джерела поля при наявності як нелінійності, так і омичних втрат:

$$\vec{J}' = \frac{\partial}{\partial t} \vec{P}'(\vec{E}, \vec{H}) + \sigma \vec{E},$$

де \vec{P}' є нелінійна складова вектору електричної індукції, яка і є причиною нелінійної самодії поля, σ є провідність середовища. Нехай нелінійні властивості середовища відповідають нелінійності Керра. Тоді вектор поляризації матиме такий вигляд:

$$\vec{P}'(\vec{E}) = \chi_3^e \vec{E}^3.$$

Для застосування методу еволюційних рівнянь необхідно представити вторинне джерело струму у вигляді розкладу по власним функціям $\Psi_m = \Psi_m(v, \rho, \varphi)$ [11]:

$$j_m(v) = -\frac{\sqrt{\mu_0}}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^\infty \rho d\rho \vec{J}'[\nabla_\perp \Psi_m^* \times \vec{z}_0].$$

Виконавши інтегрування по азимутальному куту φ , отримаємо чотири непарні симетричні кутові моди j_{-1}, j_1, j_{-3}, j_3 :

$$j_{-1} = i\delta_{m,-1}(-3N_1(m) - N_2(m) - N_3(m) + 3N_4(m) + N_5(m) + N_6(m));$$

$$j_1 = i\delta_{m,1}(-3N_1(m) - N_2(m) - N_3(m) + 3N_4(m) - N_5(m) - N_6(m));$$

$$j_{-3} = i\delta_{m,-3}(-N_1(m) + N_2(m) - N_4(m) + N_5(m));$$

$$j_3 = i\delta_{m,3}(N_1(m) + N_2(m) - N_4(m) + N_5(m)).$$

В порівнянні зі струмом плаского диску в лінійному наближенні з'явилися нові кутові моди: 3 та -3. Наявні у цих виразах інтегральні форми $\{N_n\}_{n=1}^5$ мають параметричний аргумент m та містять циліндричні функції Бесселя:

$$N_1(m) = \frac{3m}{64} \frac{\sqrt{\mu_0} A_0 \chi_3^e(A_0)}{\sqrt{v}} \left(\frac{\mu_0 \mu}{\epsilon_0 \epsilon} \right)^{3/2} \int_0^\infty d\rho J_m(v\rho) I_1^2 \frac{\partial I_1}{\partial t};$$

$$N_2(m) = \frac{m}{64} \frac{\sqrt{\mu_0} A_0 \chi_3^e(A_0)}{\sqrt{v}} \left(\frac{\mu_0 \mu}{\epsilon_0 \epsilon} \right)^{3/2} \int_0^\infty d\rho (I_2 - I_1) \left(\frac{\partial I_1}{\partial t} (I_2 - I_1) + 2I_1 \left(\frac{\partial I_2}{\partial t} - \frac{\partial I_1}{\partial t} \right) \right);$$

$$N_3(m) = \frac{m}{4} \frac{\sqrt{\mu_0} \sigma A_0}{\sqrt{v}} \sqrt{\frac{\mu_0 \mu}{\epsilon_0 \epsilon}} \int_0^\infty d\rho I_1 J_m(v\rho);$$

$$N_4(m) = \frac{3}{128} \sqrt{\mu_0} A_0 \chi_3^e(A_0) \sqrt{v} \int_0^\infty \rho d\rho (J_{m-1}(v\rho) - J_{m+1}(v\rho)) (I_2 - I_1)^2 \left(\frac{\partial I_2}{\partial t} - \frac{\partial I_1}{\partial t} \right);$$

$$N_5(m) = \frac{3}{128} \sqrt{\mu_0} A_0 \chi_3^e(A_0) \sqrt{v} \int_0^\infty \rho d\rho (J_{m-1}(v\rho) - J_{m+1}(v\rho)) \left(I_1 \left(\frac{\partial I_2}{\partial t} - \frac{\partial I_1}{\partial t} \right) + 2 \frac{\partial I_1}{\partial t} (I_2 - I_1) \right);$$

$$N_6(m) = \frac{\sigma \sqrt{\mu_0} A_0 \sqrt{v}}{8} \sqrt{\frac{\mu_0 \mu}{\epsilon_0 \epsilon}} \int_0^\infty \rho d\rho (J_{m-1}(v\rho) - J_{m+1}(v\rho)) (I_2 - I_1).$$

На цьому етапі для побудови компонент нелінійного поля аналітичні перетворення доречно замінити на чисельні розрахунки. Очевидно, що нові кутові моди будуть з'являтися при проведенні

подальших ітерацій. З огляду на те, що $\chi_k^e \gg \chi_{k+1}^e$, можна вважати, що вплив подальших членів ряду у розкладі вектору поляризації не буде суттєвим.

ВИСНОВКИ

Проаналізовано електричне та магнітне поле плаского диску з заданим електричним струмом із часовою залежністю у вигляді функції Хевісайда в наближенні лінійного середовища. Отримання статичного магнітного поля поблизу джерела потребує врахування великої кількості членів ряду. Аналіз впливу похибки розкладу сингулярності джерела показав, що чим ближче точка спостереження до випромінювача, тим більш нестабільна сходимость часового ряду.

Побудовано вторинне джерело нелінійного поля у вигляді поправок для поля лінійного наближення. Вигляд цього джерела свідчить про появу нових кутових мод у випроміненому електромагнітному полі.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Dumin O.M., Akhmedov R.D., Katrich V.A., Dumina O.O. Transient Radiation of Circle with Uniform Current Distribution // 2017 IEEE First Ukraine Conference on Electrical and Computer Engineering (UKRCON), May 29-June 2, 2017, Kyiv, Ukraine.- P. 261-265.
2. Третьяков О.А., Думин А.Н. Излучение нестационарных электромагнитных полей плоским излучателем // Электромагнитные волны & электронные системы. – 1998. – Т.3, N1. – С.12-22.
3. Содин Л.Г. Импульсное излучение антенны с круглой апертурой, возбуждённой единичным скачком тока (переходная диаграмма) // Радиотехника и электроника. – 1992. – Т.37, №10. – С.1783–1787.
4. Wu T.T. Electromagnetic missiles // J. Appl. Phys. – 1985. – V. 57, N7, P. 2370-2373.
5. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Том II: Теория поля. – Москва: Физматлит, 2012. – 536 с.
6. Tretyakov O., Dumin A., Dumina O., Katrich V. Modal basis method in radiation problems // Proc. International Conf. on Math. Methods in Electromagnetic Theory (MMET–2004). – Dnepropetrovsk (Ukraine). – 2004. – P.312–314.
7. Dumin O., Dumina O., Katrich V. Evolution of transient electromagnetic fields in spherical coordinate system // Proc. XI-th International Conf. on Math. Methods in Electromagnetic Theory (MMET–2006). – Kharkiv (Ukraine, June 26-29). – 2006. – P.363–365.
8. Dumin O.M., Katrich V.A., Akhmedov R.D., Tretyakov O.A., Dumina O.O. Evolutionary Approach for the Problems of Transient Electromagnetic Field Propagation in Nonlinear Medium // Proc. XV International Conf. on Math. Methods in Electromagnetic Theory (MMET–2014). – Dnipropetrovsk (Ukraine, Aug. 26-28). – 2014. – P. 57-60.
9. Dumin O.M., Tretyakov O.A., Akhmedov R.D., Stadnik Yu.B., Katrich V.A., and Dumina O.O. Modal Basis Method for Propagation of Transient Electromagnetic Fields in Nonlinear Medium// Proc. 7th International Conference on Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals (UWBUSIS–2014). – Kharkiv (Ukraine, September 15-19). – 2014. – P. 100–103.
10. Dumin O.M., Tretyakov O.A., Akhmedov R.D., and Dumina O.O. Transient electromagnetic field propagation through nonlinear medium in time domain // Proc. 10th International Conference on Antenna Theory and Techniques (ICATT-2015), 21-24 April, 2015, Kharkiv, Ukraine.- P. 93-95.
11. Борисов В.В. Неустоявшиеся поля в волноводах. – Ленинград: Издательство Ленинградского университета, 1991, 156 с.
12. Dumin O.M., Tretyakov O.A., Akhmedov R.D., and Dumina O.O. Evolutionary approach for the problem of electromagnetic field propagation through nonlinear medium // Вісник Харківського національного університету імені В.Н. Каразіна. Радіофізика та електроніка. – 2014. – Вип. 24. – №1115. – С.23–28.
13. Dumin O.M., Akhmedov R.D., Katrich V.A., and Dumina O.O. Propagation of transient field radiated from plane disk in nonlinear medium // Proc. 8th International Conference on Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals (UWBUSIS–2016). – Odessa (Ukraine, September 5-11). – 2016. – P. 77–80.
14. Dumin O., Akhmedov R., Dumina O.O. Transient field radiation of plane disk into nonlinear medium // Праці IEEE Міжнародної конференції з інформаційно-телекомунікаційних технологій та радіоелектроніки (UkrMiCo'2016). – Київ (Україна, вересень 11-15). – 2016. – P. 148–151.
15. Черногор Л. Ф., Милованов Ю. Б. Амплитудное самовоздействие мощных непрерывных проходящих радиоволн в ионосфере: результаты численного моделирования // Радиофизика и радиоастрономия. - 2015. - Т. 20, № 2. - С. 122-132.
16. Smirnov Yu G., Valovik D. V. Nonlinear Effects of Electromagnetic TM Wave Propagation in Anisotropic Layer with Kerr Nonlinearity // Advances in Mathematical Physics, Vol. 2012, – 2012. – 21 p.

УДК 621.373.826

ФОКУСИРОВКА МОД МЕТАЛЛИЧЕСКОГО РЕЗОНАТОРА ТЕРАГЕРЦЕВОГО ЛАЗЕРА

А.В. Дегтярев, Н.Н. Дубинин, В.А. Маслов*Харьковский национальный университет имени В.Н. Каразина, пл. Свободы, 4, Харьков, 61022, Украина
e-mail: a.v.degtyarev@karazin.ua*

Поступила в редакцию 28 апреля 2017 г.

Теоретически на основе векторной теории Рэлея-Зоммерфельда с использованием излучения волноводного терагерцевого лазера ($\lambda = 0,4326$ мм) проведено исследование физических особенностей умеренной и острой фокусировки пучков излучения, возбуждаемых модами лазерного резонатора на основе круглого металлического волновода при различной пространственной поляризации поля. Показано, что в фокальной области линзы в случае острой фокусировки пучка излучения, возбуждаемого радиально поляризованной TM_{01q} модой, наблюдается значительный рост его осевой интенсивности, обусловленный существенным возрастанием в этом случае интенсивности продольной компоненты поля данной моды. Полученные результаты расширяют знания об особенностях фокусировки лазерных пучков терагерцевого диапазона.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: фокусировка, поляризация, терагерцевый лазер, металлический резонатор, моды

Теоретично на основі векторної теорії Релея-Зоммерфельда з використанням випромінювання хвильовідного терагерцевого лазера ($\lambda = 0,4326$ мм) проведено дослідження фізичних особливостей помірної і гострої фокусування пучків випромінювання, що збуджуються модами лазерного резонатора на основі круглого металевого хвильоводу при різній просторової поляризації поля. Показано, що в фокальній області лінзи в разі гострого фокусування пучка випромінювання, що збуджується радіально поляризованою TM_{01q} модою, спостерігається значне зростання його осової інтенсивності, обумовлене істотним зростанням в цьому випадку інтенсивності поздовжньої компоненти поля даної моди. Отримані результати розширюють знання про особливості фокусування лазерних пучків терагерцевого діапазону.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: фокусування, поляризація, терагерцевий лазер, металевий резонатор, моди

Theoretically, based on the Rayleigh-Sommerfeld vector theory using the radiation of a waveguide terahertz laser ($\lambda = 0.4326$ mm), the physical features of the moderate and sharp focusing of radiation beams excited by the modes of a laser cavity based on a circular metal waveguide for various spatial polarization of the field were studied. It is shown that in the focal region of the lens, in the case of sharp focusing of the radiation beam excited by the radially polarized TM_{01q} mode, a significant increase in its axial intensity is observed, due to a significant increase in the intensity of the longitudinal component of the field of this mode in this case. The obtained results broaden the knowledge of the focusing features of the laser beams of the terahertz range.

KEYWORDS: focusing, polarization, terahertz laser, metal resonator, modes

ВВЕДЕНИЕ

Поляризация двумерного когерентного светового излучения в каждой точке пространства представляет невидимое для глаза, но информативное полевое "изображение". Векторные пучки с различной пространственной поляризацией поля привлекают большой интерес в последнее время из-за их интересных физических особенностей и потенциальных применений [1, 2]. Активный интерес исследователей к пучкам с неоднородным аксиально симметричным распределением поляризации стал проявляться после ряда работ, в которых было теоретически показано, что такие сфокусированные пучки позволяют улучшать форму фокального пятна, уменьшить фокусное расстояние и получить более длинную глубину области фокусировки [3–6]. Наибольший практический интерес представляют моды с радиальным и азимутальным направлениями поляризации [7]. В оптическом диапазоне радиально поляризованные лазерные пучки используются при резке металлов, ускорении частиц, изготовлении фотонных кристаллов, ближнепольной микроскопии, захвате частиц, поверхностном плазмон-поляритонном возбуждении. Лазерные пучки с азимутальным типом поляризации излучения оказываются весьма полезными для таких применений как сверление, сварка, возбуждение кольцевых резонаторов метаматериалов, управление движением атомов. В терагерцевом (ТГц) диапазоне пучки с неоднородной пространственной поляризацией предлагается использовать для диагностики поверхности материалов, тонких пленок, биологических объектов, в системах передачи и обработки информации, системах связи, для достижения субволнового разрешения в томографии и т. д.

Ранее в [8] были изучены особенности фокусировки пучков излучения, возбуждаемых модами резонатора ТГц лазера на основе круглого полого диэлектрического волновода. Целью настоящей работы является изучение особенностей структуры поля лазерных пучков излучения, возбуждаемых модами резонатора ТГц лазера на основе круглого металлического волновода в области их фокусировки при различных видах пространственной поляризации данных мод.

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ СООТНОШЕНИЯ

Распространение лазерного излучения в свободном пространстве вдоль оси Oz описывается известными интегралами Рэлея-Зоммерфельда в непараксиальном приближении [9, 10]. В цилиндрической системе координат они имеют вид

$$\left\{ \begin{aligned} E_x(\rho, \varphi, z) &= -\frac{z(ikr-1)}{2\pi r^3} e^{ikr} \int_0^{\infty} \int_0^{2\pi} E_x^0(\rho_0, \varphi_0, 0) \exp\left(ik \frac{\rho_0^2}{2r}\right) \exp\left(-ik \frac{\rho\rho_0 \cos(\varphi_0 - \varphi)}{r}\right) \rho_0 d\rho_0 d\varphi_0, \\ E_y(\rho, \varphi, z) &= -\frac{z(ikr-1)}{2\pi r^3} e^{ikr} \int_0^{\infty} \int_0^{2\pi} E_y^0(\rho_0, \varphi_0, 0) \exp\left(ik \frac{\rho_0^2}{2r}\right) \exp\left(-ik \frac{\rho\rho_0 \cos(\varphi_0 - \varphi)}{r}\right) \rho_0 d\rho_0 d\varphi_0, \\ E_z(\rho, \varphi, z) &= \frac{(ikr-1)}{2\pi r^3} e^{ikr} \int_0^{\infty} \int_0^{2\pi} \left[E_x^0(\rho_0, \varphi_0, 0)(\rho \cos \varphi - \rho_0 \cos \varphi_0) + E_y^0(\rho_0, \varphi_0, 0)(\rho \sin \varphi - \rho_0 \sin \varphi_0) \right] \\ &\quad \times \exp\left(ik \frac{\rho_0^2}{2r}\right) \exp\left(-ik \frac{\rho\rho_0 \cos(\varphi_0 - \varphi)}{r}\right) \rho_0 d\rho_0 d\varphi_0, \end{aligned} \right. \quad (1)$$

где $k=2\pi/\lambda$ – волновое число, λ – длина волны, ρ_0, φ_0 – полярные координаты в области задания исходного поля и ρ, φ, z – цилиндрические координаты в плоскости наблюдения, $r=\sqrt{\rho^2 + z^2}$.

Моды исследуемого резонатора совпадают с модами круглого металлического волновода. Поэтому в начальной плоскости зададим излучение в виде симметричных азимутально и радиально поляризованных TE_{0n} , TM_{0n} и несимметричной линейно поляризованной TE_{1n} мод круглого металлического волновода радиуса a , компоненты электромагнитных полей которых в плоскости источника $z = 0$ имеют известный вид [11]. Используя для описания компонент вектора напряженности электрического поля в произвольной плоскости $z = z_1$ в свободном пространстве формулы (1), получим выражения для поперечных и продольной компонент поля, например TE_{1n} мод:

$$\left\{ \begin{aligned} E_x(\rho, \phi, z_1) &= \frac{z_1(ikr-1)}{r^3} e^{ikr} A_{1n} \sin(2\phi) \int_0^a J_2\left(\chi_{1n} \frac{\rho_0}{a}\right) J_2\left(\frac{k\rho\rho_0}{r}\right) e^{\frac{ik\rho_0^2}{2r}} \rho_0 d\rho_0, \\ E_y(\rho, \phi, z_1) &= -\frac{z_1(ikr-1)}{2\pi r^3} e^{ikr} 2\pi \int_0^a \left[J_0\left(\chi_{1n} \frac{\rho_0}{a}\right) J_0\left(\frac{k\rho_0\rho_0}{r}\right) - J_2\left(\chi_{1n} \frac{\rho_0}{a}\right) J_2\left(\frac{k\rho_0\rho_0}{r}\right) \cos(2\phi) \right] \\ &\quad \times e^{\frac{ik\rho_0^2}{2r}} \rho_0 d\rho_0, \\ E_z(\rho, \phi, z_1) &= \frac{ikr-1}{r^3} e^{ikr} A_{1n} \sin \phi \int_0^a \left\{ J_0\left(\chi_{1n} \frac{\rho_0}{a}\right) J_0\left(\frac{k\rho\rho_0}{r}\right) \rho - i\rho \left[J_0\left(\chi_{1n} \frac{\rho_0}{a}\right) + J_2\left(\chi_{1n} \frac{\rho_0}{a}\right) \right] \right. \\ &\quad \left. \times J_1\left(\frac{k\rho\rho_0}{r}\right) - \rho J_2\left(\chi_{1n} \frac{\rho_0}{a}\right) J_2\left(\frac{k\rho\rho_0}{r}\right) \right\} e^{\frac{ik\rho_0^2}{2r}} \rho_0 d\rho_0, \end{aligned} \right. \quad (2)$$

где χ_{1n} – n -й корень уравнения $J_1(\chi)=0$, $A_{1n} = \frac{1}{\sqrt{2\pi(\chi_{1n}^2 - 1)} J_2(\chi_{1n}) a}$ – нормирующий множитель.

Поле на входе и выходе линзы радиуса a_l опишем с использованием функции фазовой коррекции [12] $T(\rho)=\exp(-i\rho^2/\lambda F)$, где F – фокусное расстояние линзы. Вновь применив к компонентам вектора напряженности электрического поля, найденным после фазовой коррекции, интегральные преобразования Рэлея-Зоммерфельда получим аналитические выражения для поперечных и продольной компонент поля TE_{1n} мод в свободном пространстве на расстоянии z_2 от линзы:

$$\begin{cases}
 E_x(\tau, \Theta, z_2) = \frac{z_1 z_2 (ik\gamma - 1)}{\gamma^3} e^{ik\gamma} A_{1n} \sin(2\Theta) \\
 \quad \times \int_0^{a_l} \int_0^a \frac{(ikr-1)}{r^3} J_2\left(\chi_{1n} \frac{\rho_0}{a}\right) \exp\left(ik \frac{\rho_0^2}{2r}\right) J_2\left(\frac{k\rho_0\rho}{r}\right) \\
 \quad \times \exp\left(ik \frac{\rho^2}{2\gamma}\right) J_2\left(\frac{k\tau\rho}{\gamma}\right) T(\rho) \rho_0 d\rho_0 \rho d\rho, \\
 E_y(\tau, \Theta, z_2) = \frac{z_1 z_2 (ik\gamma - 1)}{\gamma^3} e^{ik\gamma} A_{1n} \times \int_0^{a_l} \int_0^a \frac{(ikr-1)}{r^3} \\
 \quad \times \exp\left(ik \frac{\rho^2}{2\gamma}\right) \exp\left(ik \frac{\rho_0^2}{2r}\right) \left[J_0\left(\frac{k\tau\rho}{\gamma}\right) J_0\left(\frac{k\rho_0\rho}{r}\right) J_0\left(\chi_{1n} \frac{\rho_0}{a}\right) \right. \\
 \quad \left. - \cos(2\Theta) J_2\left(\frac{k\tau\rho}{\gamma}\right) J_2\left(\frac{k\rho_0\rho}{r}\right) J_2\left(\chi_{1n} \frac{\rho_0}{a}\right) \right] T(\rho) \rho_0 d\rho_0 \rho d\rho, \\
 E_z(\tau, \Theta, z_2) = \frac{-(ik\gamma - 1)}{\gamma^3} e^{ik\gamma} A_{1n} \sin \Theta \int_0^{a_l} \int_0^a \left[J_2\left(\chi_{1n} \frac{\rho_0}{a}\right) J_2\left(\frac{k\rho_0\rho}{r}\right) \right. \\
 \quad \left. + J_0\left(\chi_{1n} \frac{\rho_0}{a}\right) J_0\left(\frac{k\rho_0\rho}{r}\right) \right] \left[\tau \left(J_2\left(\frac{k\tau\rho}{\gamma}\right) + J_0\left(\frac{k\tau\rho}{\gamma}\right) \right) + 2i\rho J_1\left(\frac{k\tau\rho}{\gamma}\right) \right] \\
 \quad \times \exp\left(ik \frac{\rho_0^2}{2r}\right) T(\rho) \rho_0 d\rho_0 \rho d\rho,
 \end{cases} \quad (3)$$

где τ, Θ, z_2 – цилиндрические координаты в плоскости наблюдения за линзой, $\gamma = \sqrt{\tau^2 + z_2^2}$. Аналогично получены выражения для всех компонент вектора напряженности электрического поля TE_{0n} и TM_{0n} мод в свободном пространстве до линзы и в фокальной области линзы.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА

Используя полученные выражения были изучены поперечные распределения суммарной интенсивности поля $I = |E_x|^2 + |E_y|^2 + |E_z|^2$ и его отдельных компонент исследуемых резонаторных мод в области минимального размера фокального пятна сфокусированных пучков излучения. Фокусное расстояние линзы F выбиралось соответствующим условиям умеренной фокусировки (числовая апертура линзы [13] $NA = a_l / F \leq 0,7$, a_l – радиус линзы) и острой фокусировки ($NA = 1$). Длина волны излучения была выбрана в средней части терагерцевого диапазона $\lambda = 0,4326$ мм (линия генерации лазера с оптической накачкой на молекуле НСООН). Диаметр волновода выбран равным $2a = 20$ мм.

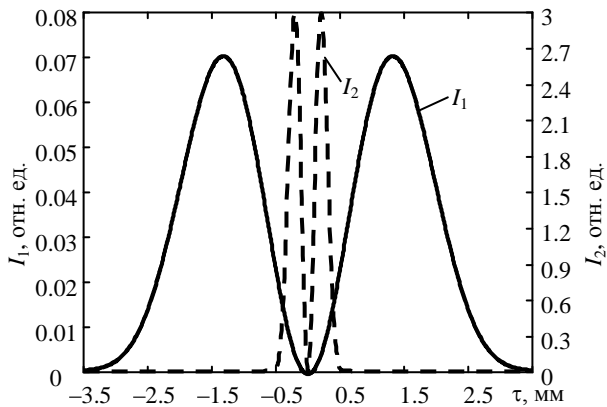


Рис. 1. Расчетные радиальные распределения суммарной интенсивности поля TE_{01q} моды при умеренной I_1 и острой I_2 фокусировках.

На рис. 1 – 3 приведены радиальные распределения интенсивности поля для трех мод с различной пространственной поляризацией резонатора ТГц лазера с круглым металлическим волноводом – симметричных азимутально поляризованной TE_{01q} и радиально поляризованной TM_{01q} мод, а также несимметричной TE_{11q} моды поляризация которой близка к линейной. Сплошные кривые соответствуют умеренной фокусировке излучения линзой радиусом $a_l = 30$ мм с фокусным расстоянием $F = 160$ мм ($NA = 0,2$), пунктирные – острой фокусировке линзой того же радиуса с $F = 30$ мм ($NA = 1$).

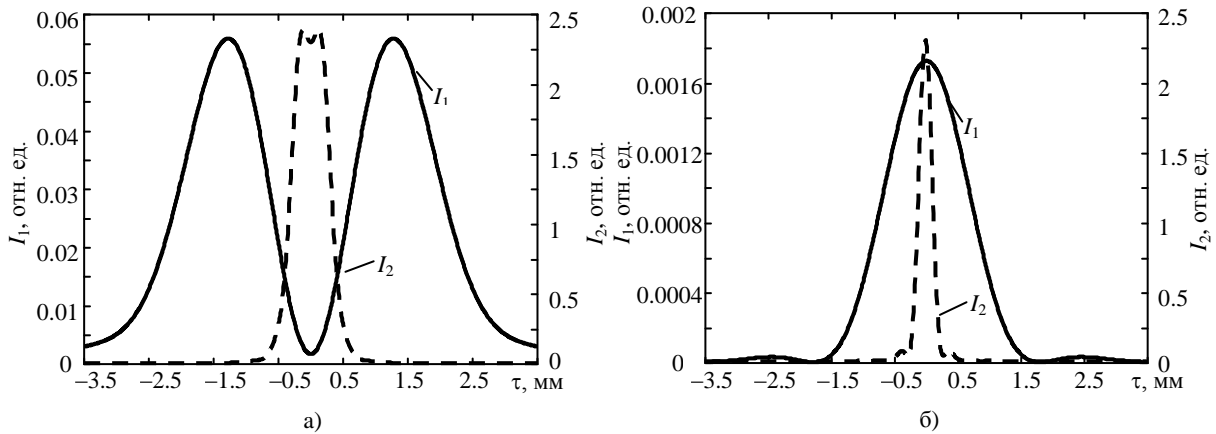


Рис. 2. Расчетные радиальные распределения суммарной интенсивности поля TM_{01q} моды (а) и интенсивности поля ее продольной компоненты (б) при умеренной I_1 и острой I_2 фокусировках.

Отметим некоторые характерные особенности. Поперечное распределение суммарной интенсивности поля азимутально поляризованной TE_{01q} моды металлического резонатора в области минимального размера сфокусированных пучков излучения сохраняет кольцеобразный вид (рис. 1) как при умеренной, так и при острой фокусировках. Эти результаты совпадают с результатами, полученными для моды TE_{01q} лазерного резонатора на основе круглого полого диэлектрического волновода [8].

Для радиально поляризованной TM_{01q} моды при острой фокусировке в поперечном распределении поля наблюдается значительный рост осевой интенсивности (рис. 2,а), который отсутствует при умеренной фокусировке. Это объясняется тем, что продольная компонента TM_{01q} моды имеет максимум поля на оси пучка (рис. 2,б). При этом, если при $NA = 0,2$ ее величина составляет $\sim 0,0018$, то при $NA = 1$ она возрастает до 2,2.

Существенный рост интенсивности продольной компоненты поля для несимметричной TE_{11q} моды наблюдается в области минимального размера фокального пятна – с 0,003 при $NA = 0,19$ до 4,2 при $NA = 1$ (рис. 3). Однако форма поперечного распределения суммарной интенсивности поля этой моды изменяется несущественно и максимум распределения поля находится на оси пучка. Лишь при острой фокусировке в поперечном распределении суммарной интенсивности поля появляется незначительный провал в центре пучка (рис. 3, а).

Для изучения влияния числовой апертуры линзы на относительный вклад продольной компоненты поля в суммарную интенсивность мод был проведен расчет при различных значениях параметра NA в фокальной области линзы по выражению:

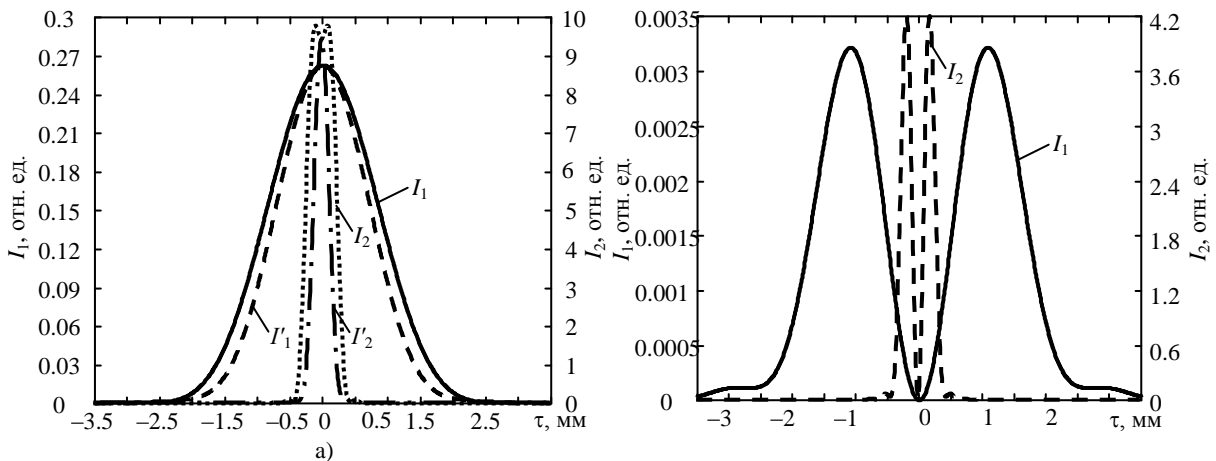


Рис. 3. Расчетные радиальные распределения суммарной интенсивности поля TE_{11q} моды (а) и интенсивности поля ее продольной компоненты (б) при умеренной I_1 и острой I_2 фокусировках.

$$\eta = \frac{\int_0^{2\pi} \int_0^{\infty} |E_z(\tau, \Theta, z)|^2 \tau d\tau d\Theta}{\int_0^{2\pi} \int_0^{\infty} |E_x(\tau, \Theta, z)|^2 \tau d\tau d\Theta + \int_0^{2\pi} \int_0^{\infty} |E_y(\tau, \Theta, z)|^2 \tau d\tau d\Theta + \int_0^{2\pi} \int_0^{\infty} |E_z(\tau, \Theta, z)|^2 \tau d\tau d\Theta}. \quad (4)$$

Результаты расчетов представлены на рис. 4. Как видно из приведенных рисунков при увеличении числовой апертуры линзы ($NA \sim 1$) существенно возрастает вклад продольной компоненты поля в суммарную интенсивность мод – для моды TM_{01q} до 18 % и для моды TM_{02q} до 34 % (рис. 4, а). Данный рост продольной компоненты и приводит к изменению радиального профиля TM_{0mq} мод при острой фокусировке. Более значительный рост продольной компоненты поля наблюдается для TE_{1mq} мод. В частности, для TE_{12q} моды при острой фокусировке он достигает 65 % (рис. 4. б).

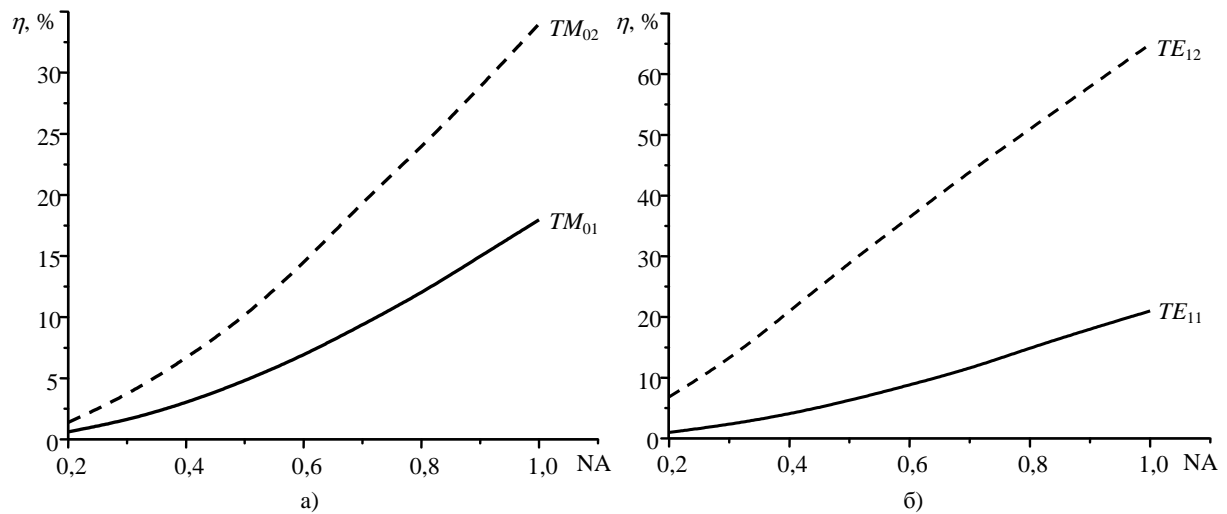


Рис. 4. Зависимости относительного вклада продольной компоненты поля TM_{0mq} (а) и TE_{1mq} (б) мод в их суммарную интенсивность при различных значениях числовой апертуры линзы.

ВЫВОДЫ

В работе теоретически исследованы физические особенности умеренной и острой фокусировок в свободном пространстве пучков излучения, возбуждаемых модами резонатора ТГц лазера на основе круглого металлического волновода с различной пространственной поляризацией поля.

Показано, что в фокальной области линзы в случае острой фокусировки пучка излучения, возбуждаемого радиально поляризованной TM_{01q} модой, наблюдается значительный рост его осевой интенсивности, обусловленный существенным возрастанием в этом случае интенсивности продольной компоненты поля данной моды. Для моды TE_{11q} , с поляризацией близкой к линейной, также наблюдается рост интенсивности продольной компоненты поля, однако профиль поперечного распределения суммарной интенсивности данной моды в этом случае изменяется несущественно.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Zhan Q. Cylindrical vector beams: from mathematical concepts to applications / Q. Zhan // *Advances in Optics and Photonics*. – 2009. – Vol. 1, No. 1. – P.1–57.
2. Brown T.G. Unconventional polarization states: beam propagation, focusing, and imaging / T. G. Brown // *Progress in Optics*. – 2011. – Vol. 56. – P.81–129.
3. Quabis S. Focusing light into a tighter spot / S. Quabis, R. Dorn, M. Eberler et al. // *Opt. Commun.* – 2000. – Vol. 179. – No. 1–6. – P.1–7.
4. Kozawa Y. Sharper focal spot formed by higher-order radially polarized laser beams / Y. Kozawa, S. Sato // *JOSA A*. – 2007. – Vol. 24, No. 6. – P.1793–1798.
5. Zhan Q. Focus shaping using cylindrical vector beams / Q. Zhan, J. Leger // *Opt. Express*. – 2002. – Vol 7. – P.324–331.
6. Chen Ziyang. Tight focusing of light beams: effect of polarization, phase, and coherence / Ziyang Chen, Limin Hua, Jixiong Pu // *Progress in Optics*. – 2012. – Vol. 57. – P. 219–260.

7. Drevinskas R. Laser material processing with tightly focused cylindrical vector beams / R. Drevinskas, J. Zhang, M. Beresna et al. // *Applied Physics Letters*. – 2016. – Vol. 108, No. 22. – P.221107.
8. Гурин О. В. Распространение и фокусировка мод диэлектрического резонатора терагерцевого лазера / О. В. Гурин, А. В. Дегтярев, В. А. Маслов и др. // *Радиофизика и электроника*. – 2014. – Т. 5 (19), № 3. – С. 84–91.
9. Luneburg R. K. *Mathematical theory of optics* / R. K. Luneburg. – University of California Press, Berkeley, Calif., 1996. – 448 p.
10. Zhang Y. Vector propagation of radially polarized Gaussian beams diffracted by an axicon / Y. Zhang, L. Wang, C. Zheng // *J. Opt. Soc. Am. A*. – 2005. – Vol. 22, No. 11. – P. 2542–2546.
11. Справочник по волноводам : пер. с англ. / под ред. Я.Н. Фельда. – М. : Сов. Радио, 1952. – 432 с.
12. Гудмен Дж. Введение в фурье-оптику / Дж. Гудмен. Пер. с англ. / под ред. Г.И. Косоурова. – М.: Мир, 1970. – 364 с.
13. Greivenkamp J. E. *Field guide to geometrical optics*. Vol. 1. / J. E. Greivenkamp. – Bellingham, WA : SPIE Press, 2004. – 128 p.

УДК 539.1.078

**ДВОЧАСТОТНИЙ ЛАЗЕР НА БАРВНИКУ ДЛЯ СПЕКТРОСКОПІЇ АТОМІВ
ЦИНКУ В ТРИПЛЕТНИХ РІДБЕРГІВСЬКИХ СТАНАХ n^3P_{012}** **А.І. Ткачев¹, М.Л. Погребняк¹, В.І. Кисленко²**¹Харківський національний університет імені В.Н. Каразіна, факультет радіофізики,
біомедичної електроніки та комп'ютерних систем, пл. Свободи 4, Харків, 61022, Україна²Київський національний університет імені Тараса Шевченка, вул. Володимирська 64/13, Київ, 01601, Україна

Надійшла до редакції 25 травня 2017 р.

В даній статті наведено опис імпульсного лазера на розчині барвника Coumarin 153. Лазер має незалежне налаштування частот і працює на 2х частотах в діапазоні довжин хвиль $\lambda = 452-493$ нм. У статті розглядаються основні переваги та недоліки даного лазера. Лазер призначений для збудження атомів цинку зі стану 4^3P^0 , до рідбергівських станів n^3P_{012} . Наведений в роботі метод є нетрадиційним для збудження Zn I в триплетні nS і nP стани. У статті показано, що застосування даного методу з використанням двочастотного лазера істотно спрощує збудження атомів цинку в триплетні рідбергівські стани n^3P_{012} .

КЛЮЧОВІ СЛОВА: Рідбергівський атом, триплетні стани, лазерне збудження, цинк

В данной статье приведено описание импульсного лазера на растворе красителя Coumarin 153. Лазер обладает независимой настройкой частот и работает на 2х частотах в диапазоне длин волн $\lambda = 452-493$ нм. В статье рассматриваются основные преимущества и недостатки данного лазера. Лазер предназначен для возбуждения атомов цинка из состояния 4^3P^0 , в ридберговские состояния n^3P_{012} . Приведенный в работе метод является нетрадиционным для возбуждения Zn I в триплетные nS и nP состояния. В статье показано, что применение данного метода с использованием двухчастотного лазера существенно упрощает возбуждение атомов цинка в триплетные ридберговские состояния. n^3P_{012} .

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: Ридберговский атом, триплеты, лазерное возбуждение, цинк

In this paper a description of a pulsed dye laser on the Coumarin 153 is given. The laser has an independent tuning of frequencies and operates at 2 frequencies in the wavelength range $\lambda = 452-493$ nm. The main advantages and disadvantages of this laser are considered in the article. The laser is designed to excite zinc atoms from the 4^3P^0 state, to the Rydberg states of n^3P_{012} . The method, that is presented in this work, is not traditional for the excitation of Zn I into triplet nS and nP states. In the paper it is shown, that application of this method using a two-frequency laser greatly simplifies the excitation of zinc atoms into triplet Rydberg states n^3P_{012} .

KEYWORDS: Rydberg atom, triplets, laser excitation, zinc**ВСТУП**

Мікрохвильова спектроскопія атомів цинку з метою визначення та істотного уточнення значень квантового дефекту робить тільки перші кроки. Дотепер опубліковано лише одну роботу, де такого роду дослідження виконані і лише для D, F та G синглетних станів атомів цинку [1].

Квантовий дефект в триплетних станах вивчався раніше методами лазерної спектроскопії в роботах [2-4], проте точність вимірювання частот переходів там завжди була порівняно невисокою. Вимірювання частот переходів триплетних атомів цинку в рідбергівських станах методом мікрохвильової радіоспектроскопії, забезпечує точність визначення частот переходів на 3-4 порядки вище тієї, що дає "класична" лазерна спектроскопія.

Експериментальне устаткування для проведення таких вимірювань є досить складним. Воне включає до свого складу високовакуумну камеру з джерелом та пристроями формування пучка нейтральних атомів, систему лазерного збудження атомів з основного в рідбергівські стани з заданими головним та орбітальним квантовими числами, джерело мікрохвильового випромінювання для збудження переходів між рідбергівськими станами під дією цього випромінювання з високоточним вимірюванням частоти переходів, систему детектування рідбергівських атомів методом польової іонізації, комп'ютерну систему управління складовими спектрометра і первинної обробки отриманої інформації.

Найбільш громіздким і ненадійним елементом спектрометра є система лазерного збудження атомів з основного в триплетні рідбергівські стани, з яких будуть здійснюватись мікрохвильові переходи. Така система збудження найчастіше будується на комбінації випромінювань двох або трьох вузькосмугових лазерів з перестроюванням частоти на розчинах органічних барвників, або гармонік цих лазерів. Як правило, для накачування лазерів на розчинах барвників використовується друга гармоніка лазера на

ітрію-алюмінієвому гранаті з неодимом. В умовах обмежень в виборі барвників, оптичних елементів будови лазерів, можливості лазерів накачування важливим стає економія випромінювання збудження.

Традиційний метод отримання Zn I в триплетних nS і nP станах, полягає в тому, що Zn I збуджується випромінюванням з довжиною хвилі $\lambda = 307,5$ нм, при якому відбувається перехід в порівняно довгоживучий ($\tau = 250$ нс), найнижчий триплетний стан 4^3P з енергією $E = 32501,42$ cm^{-1} , а потім методом двочастотного лазерного накачування збуджуються в рідбергівські стани за однією зі схем: $4^3P_1 \rightarrow 5^3S \rightarrow n^3P$ або $4^3P_1 \rightarrow ^3D_0 \rightarrow nF$.

Нашою метою є отримання рідбергівських триплетних $^3P_{0,1,2}$ станів (рис. 1). В роботі [2] ці стани одержані шляхом 3х ступеневого накачування, де переходи атомів цинку відбуваються за схемою $4^1S_0 \rightarrow 4^3P_1 \rightarrow 5^3S_1 \rightarrow n^3P_{0,1,2}$. В цілому такий метод вимагає наявності 3-х лазерів на барвнику, де використовуються для накачування YAG : Nd³⁺ лазер та ексимерний лазер.

Ми пропонуємо іншу схему збудження атомів цинку в триплетні стани $n^3P_{0,1,2}$, яка містить меншу кількість лазерів на барвниках. В цій схемі використовуються більш доступні лазери накачування та простіші в налаштуванні лазери на барвниках.

Для збудження переходу першого ступеня $4^1S_0 \rightarrow 4^3P_1$ використовується друга гармоніка лазера на барвнику DCM з $\lambda = 615$ нм, який в свою чергу накачується другою гармонікою YAG:Nd³⁺ лазера (532нм). Енергія імпульсу випромінювання другої гармоніки неодимового лазера становить близько 10 мДж. Це дозволило отримати енергію імпульсу лазера на барвнику (615 нм) близько 1,8 мДж та енергію імпульсу його другої гармоніки (УФ випромінювання з довжиною хвилі 307,5 нм) - 0,8 мДж, що необхідно для збудження переходу першого ступеня атомів цинку у рідбергівські стани. Тривалість імпульсів лазера на барвнику склала 12-15 нс

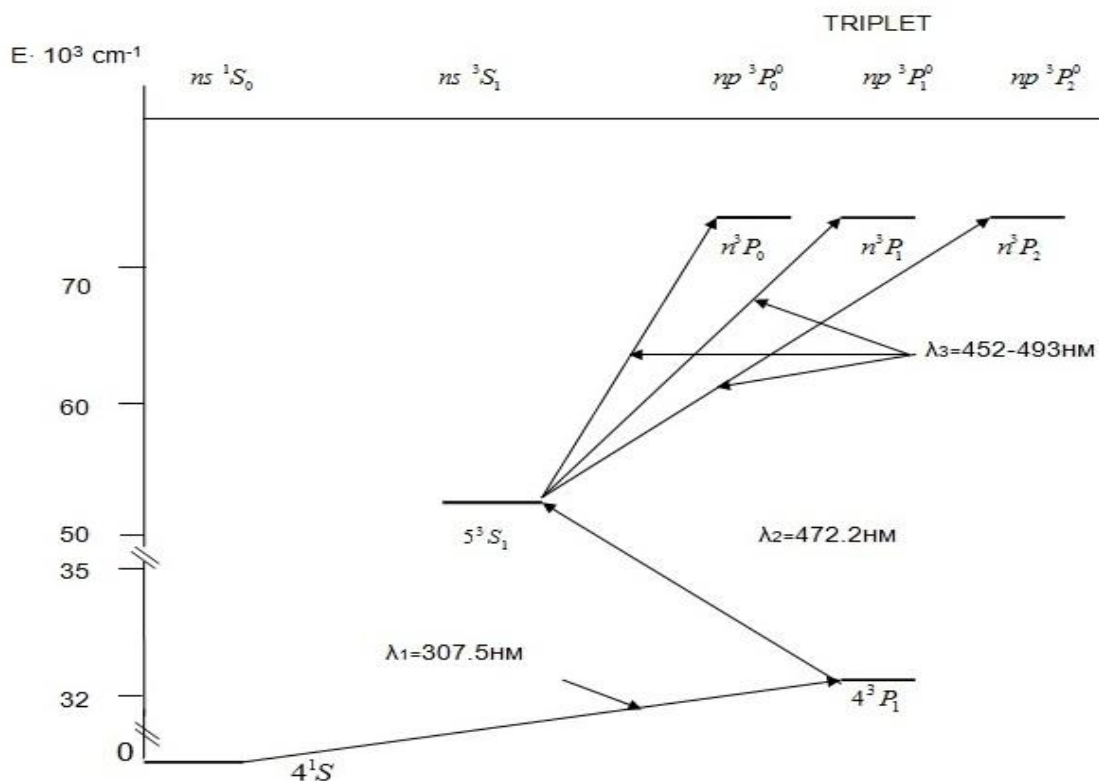


Рис.1. Енергетичні рівні цинку: трьохступенева система збудження

Збудження переходів другого та третього ступеня здійснюється за допомогою двочастотного лазера на барвнику Coherent 153. Для накачування двочастотного лазера використано молекулярний азотний лазер енергія імпульсу якого становить 1 мДж. Загальна енергія імпульсу випромінювання лазера на барвнику на обох частотах становила близько 0,3 мДж. Тривалість імпульсів лазерів на барвнику склала ~5 нс, часова затримка між лазерами на DCM та Coherent 153 становить близько 2 нс, що не перевищує час життя проміжних рівнів [4].

ДВОЧАСТОТНИЙ ЛАЗЕР, ЩО ПРАЦЮЄ В СИНЬО-ЗЕЛЕНІЙ ОБЛАСТІ ВИПРОМІНЮВАННЯ З НЕЗАЛЕЖНОЇ ПЕРЕБУДОВОЮ ЧАСТОТИ

В якості активного середовища лазера використовується розчин барвника Coumarin 153 зі смугою флуоресценції 452-493 нм. Джерелом накачування може служити 3я гармоніка YAG: Nd³⁺ лазера (355 нм), або N₂ лазер ($\lambda = 337$ нм). У нашій роботі ми використовуємо N₂ лазер з енергією в імпульсі близько 1мдж та тривалістю імпульсу 5 нс.

Лазер побудований за схемою з поперечним накачуванням та ковзним падінням променя з кювети на дифракційну ґратку. Незалежна селекція 2-х хвиль забезпечується застосуванням в різних порядках дифракції ґратки 2-х дзеркал, відбиті промені яких потрапляють на ґратку, створюючи таким чином позитивний зворотний зв'язок на різних частотах (рис.2).

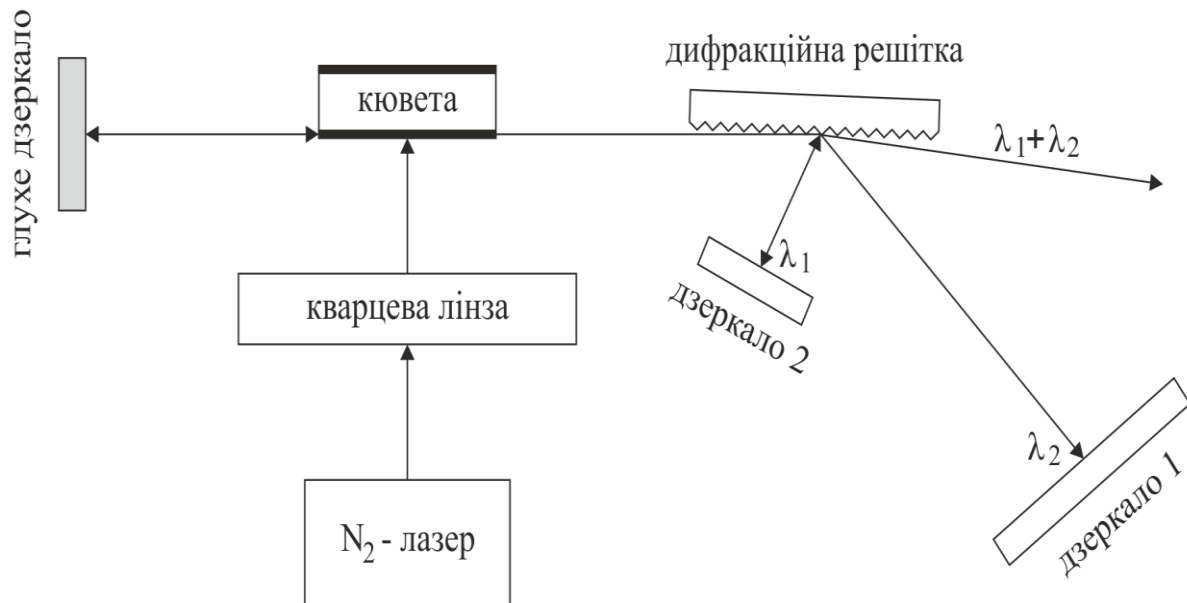


Рис.2. Схема роботи двочастотного лазера з незалежним перестроюванням частоти

Незалежне перестроювання частоти λ_1 та λ_2 в межах смуги флуоресценції Coumarin 153 досягається простим поворотом дзеркал 1 і 2. Розв'язка виходу здійснюється у нульовому порядку дифракції. Це призводить до того, що обидва лазери випромінюють в одному напрямку і не розходяться при перебудові частоти λ_1 та λ_2 .

Перевагою двочастотного лазера в запропонованій схемі двочастотного резонансного збудження атомів є те, що він замінює два лазера на барвниках з усім набором елементів: кювет з проточним розчином фарбника, дифракційні ґратки, дзеркала (1 і 2), тобто зменшується в 2 рази кількість різних елементів лазера, відпадають втрати від розподілу потужності накачування N₂ лазера і елементів оптичної системи, зведення променів λ_1 та λ_2 перед введенням їх в область взаємодії. Безумовним є вигреш у вартості пристрою і поліпшенні його властивостей за рахунок зменшення витрат на пристрої поділу енергії лазера накачування і систем зведення вихідних променів.

Особливістю роботи такого лазера є отримання імпульсу на різних частотах поблизу будь-якої точки, де частоти сильно зближуються. У цих точках спостерігається перекачка енергії випромінювання з λ_1 на λ_2 потужності імпульсу, однак, область взаємодії не перевищує 2-3 нм.

Для точного настроювання на необхідні довжини хвиль ми використовуємо дуговий розряд цинку, за допомогою якого спостерігаються лінії люмінесценції (рис.3). За допомогою цих ліній проводиться попереднє налаштування лазерів на барвниках на потрібні довжини хвиль для збудження атомів цинку. На рис.4 наведено приклад випромінювання лазера на барвнику з двома довжинами хвиль, де одна довжина хвилі фіксована (на рисунку розміщена на вершині голки) а інша має великий діапазон перестроювання. На рис. 5 наведено приклад налаштування лазерів за допомогою дугового розряду ліній цинку.

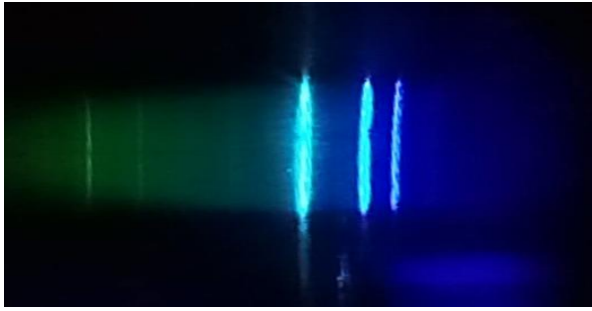


Рис.3. Люмінесценція у дуговому розряді цинку (482нм., 472,2нм, 481нм)

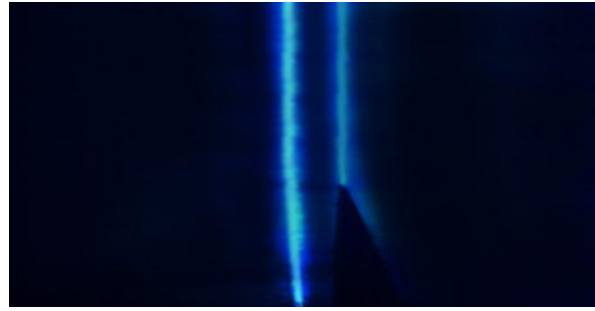


Рис.4. Приклад випромінювання лазера на барвнику з двома довжинами хвиль (фіксована хвиля 472,2 знаходиться на голці)



Рис.5. Приклад налаштування лазерів по дуговому розряду ліній цинку

ВИСНОВКИ

Перевагою використання двочастотного лазера в запропонованій схемі двочастотного резонансного збудження атомів є те, що він замінює два лазера на барвниках з усім набором елементів: кювет з проточним розчином фарбника, дифракційні ґратки, дзеркала (1 і 2), тобто зменшується в 2 рази кількість різних елементів лазера, відповідають втрати від розподілу потужності накачування N_2 лазера і елементів оптичної системи зведення променів λ_1 та λ_2 перед введенням їх в область взаємодії пучка атомів з лазерним випромінюванням. Тобто має місце вииграш у вартості пристрою і поліпшенні його якості за рахунок зменшення втрати енергії із-за відсутності розподілу енергії між двома лазерами на барвниках та систем зведення вихідних променів.

Особливістю роботи такого лазера є можливість незалежного перестроювання частоти обох лазерів за винятком вузької зони, де частоти їх надто зближуються. В таких зонах відбувається перекачування енергії до лінії з нижчим порогом генерації. Однак такі області в нашому двочастотному лазері занадто малі (2-3 нм) в порівнянні з діапазоном генерації.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. A.S. Kutsenko Millimeter-wave spectroscopy of Zn I in 1D_2 , 1F_3 and 1G_4 Rydberg states/ K.B. MacAdam, S.F. Dyubko, N.L. Pogrebnyak // J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 48, November 2015, pp. 1-6.
2. Kompitsas M, Baharis C and Pan Z 1994 J. Opt. Soc. Am. 11 697.
3. Nawaz M, Nadeem A, Bhatti S and Baig M 2006 J. Phys. B.: At. Mol. Opt. Phys. 39 871
4. Nadeem A, Nawaz M, Bhatti S and Baig M 2006 Opt. Commun. 259 834

УДК 621.396.77

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ДИНАМИЧЕСКОЙ СПЕКТРАЛЬНОЙ ФИЛЬТРАЦИИ ОПТИЧЕСКИХ ИЗОБРАЖЕНИЙ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ АКУСТООПТИЧЕСКОГО ПРОЦЕССОРА

Л. Ф. Купченко, В. Д. Карлов, О. А. Гурин, А. С. Рыбьяк, Н. В. Слабунова

*Харьковский национальный университет Воздушных Сил им. И. Кожедуба, вул. Сумська 77/79, г. Харьков,
61023, Украина*

E-mail: kupch@meta.ua

Поступила в редакцию 09 июня 2017 г.

Экспериментально исследуется процесс управляемой динамической спектральной фильтрации оптических изображений отличающихся различными спектральными свойствами. Аппаратная функция акустооптического процессора формировалась на основе априорных сведений о спектральных свойствах объекта и фона таким образом, чтобы обеспечить подавление спектральных составляющих излучения фона. Источниками оптического излучения служили три полупроводниковых лазера, работающих в диапазонах красного, зеленого и синего участков спектра. В качестве элементов имитирующих геометрические и спектральные свойства отражающих поверхностей объекта и фона использовались зеркала и абсорбционные светофильтры. Количественная оценка спектральной фильтрации изображений объекта и фона осуществлялась с использованием амплитудно-пространственных характеристик на выходе пространственного фотоприемника.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: динамическая спектральная фильтрация, акустооптическая фильтрация изображений.

Експериментально досліджується процес керованої динамічної спектральної фільтрації оптичних зображень, що відрізняються різними спектральними властивостями. Апаратна функція акустооптичного процесора формувалася на основі априорних відомостей про спектральні властивості об'єкта і фону таким чином, щоб забезпечити зменшення спектральних складових випромінювання фону. Джерелами оптичного випромінювання служили три напівпровідникових лазера, що працюють в діапазонах червоної, зеленої та синьої частини спектра. У якості елементів, що імітують геометричні та спектральні властивості поверхонь об'єкта та фону використовувалися міри і вбирні світлофільтри. Кількісна оцінка спектральної фільтрації зображень об'єкта та фону здійснювалася з використанням амплітудно-просторових характеристик на виході просторового фотоприймача.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: динамічна спектральна фільтрація, акустооптична фільтрація зображень.

The process of controlled dynamic spectral filtration of optical images characterized by different spectral properties is studied experimentally. The hardware function of the acousto-optic processor was formed on the basis of a priori information about the spectral properties of object and background in a way to provide the suppression of spectral components of optical radiation background. As the sources of optical radiation three semiconductor lasers operating in the red, green and blue spectral regions were used. As the elements imitating the geometric and spectral properties of the reflecting surfaces of the object and background, test pattern and absorption filters were used. Quantitative estimation of the spectral images filtration of object and background was carried out using the amplitude-spatial characteristics at the output of the spatial photodetector.

KEYWORDS: dynamic spectral filtration, acousto-optical filtration of images.

ВВЕДЕНИЕ

Спектральная фильтрация изображений (изображающая спектроскопия) используется для обнаружения и идентификации объектов, для визуализации и анализа их структуры. Отличительная черта спектральных изображений состоит в том, что структурные особенности наблюдаемого объекта могут проявляться путем изменения контраста изображений полученных в определенных спектральных интервалах [1]. Для спектральной селекции изображений используются перестраиваемые широкоапертурные акустооптические светофильтры, которые позволяют формировать изображения объектов в широком спектральном интервале.

Динамическая фильтрация в оптико-электронных системах является дальнейшим развитием принципов изображающей спектроскопии и представляет собой управляемую спектральную

фильтрацию. Отличие от видеоспектрометров состоит в том, что в оптико-электронных системах с динамической спектральной фильтрацией устройство селекции разлагает принятое излучение в спектр, и обеспечивает управляемое изменение коэффициента пропускания спектральных составляющих, таким образом, чтобы обеспечить максимальное подавление излучения фона [2].

Спектральной фильтрации изображений посвящены работы [3], в которых показано, что пространственное разрешение определяется линейной и угловой апертурой акустооптического фильтра, а также длиной волны светового излучения. Определены пути уменьшения оптических aberrаций и хроматических смещений изображений, обусловленных акустооптическим взаимодействием.

Экспериментальным исследованиям динамической спектральной фильтрации посвящена работа [4]. Предполагалось, что спектральные свойства входных сигналов принадлежащих "объекту" либо "фону" постоянны по всей исследуемой поверхности, поэтому для имитации входных сигналов использовались абсорбционные светофильтры с постоянными спектральными свойствами по всей апертуре. Эффективность процесса спектральной фильтрации определялось по величине контраста сигналов принадлежащих объекту и фону, до и после фильтрации. Однако вопросы спектральной фильтрации изображений не исследовались.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

В настоящей статье экспериментально исследуется процесс управляемой спектральной фильтрации оптических изображений с использованием акустооптического спектрометра. В эксперименте в качестве элементов имитирующих геометрические и спектральные свойства отражающих поверхностей "объекта" и "фона" использовались миры и пространственно совмещенные с ними абсорбционные светофильтры, а источниками оптического излучения служили три полупроводниковых лазера, работающих в диапазонах красного, зеленого и синего участков спектра.

Для разрешения одного элемента изображения с размером A_1 оптическая система акустооптического спектрометра должна обладать угловой апертурой $\Delta\theta \geq \lambda/A_1$, которая, в основном определяется расходимостью акустического пучка. Если в оптической схеме используется телескоп с увеличением M , то требование к угловой апертуре записывается в виде $\Delta\theta \geq M\lambda/A_1$. Увеличение телескопа выбирается из условий сопряжения размеров изображения с линейной апертурой акустооптического процессора $A = Ma$. Максимальное число разрешаемых элементов изображения определяется отношением $N = A/A_1$ и равно $N \leq \Delta\theta a/\lambda$.

Таким образом, максимальное число разрешаемых по критерию Релея элементов изображения акустооптическим спектрометром определяются его угловой апертурой в основном определяемой расходимостью звукового пучка $\Delta\theta$ линейной апертурой a , а также длиной волны света.

Эффективность процесса спектральной фильтрации изображений определялось по величине пространственно-контрастных характеристик принадлежащих "объекту" и "фону" до и после фильтрации.

Повышения контраста изображений K обеспечивается путем уменьшения коэффициента пропускания для спектральных составляющих принадлежащих фону – В с минимальным уменьшением коэффициента пропускания для спектральных составляющих объекта – Т.

$$K = \frac{T - B}{T + B}. \quad (1)$$

Процесс спектральной фильтрации будем исследовать с использованием векторного представления оптического излучения, при котором спектральные составляющие сигнала представляются в виде векторов в многомерном спектральном пространстве, величина которых определяет спектральную яркость оптического сигнала.

Математической основой спектральной селекции фоновой компоненты является операция вычисления скалярного произведения равного нулю, что реализуется при перпендикулярном расположении векторов фона и фильтра. Вектор фильтра вычисляется с использованием априорных сведений о спектральных характеристиках вектора объекта и вектора фона на основании следующего выражения [2].

$$\vec{F} = \frac{\vec{T} - N \cdot \vec{B}}{\|\vec{T} - N \cdot \vec{B}\|}, \quad (2)$$

где $N = \frac{\vec{T}^T \cdot \vec{B}}{\vec{B}^T \cdot \vec{B}}$ - проекция вектора объекта на вектор фона.

Акустооптические процессоры различают на когерентные и некогерентные. В когерентных процессорах осуществляются линейные преобразования относительно комплексной амплитуды светового поля, а в некогерентных выполняют линейные преобразования относительно интенсивности поля. Поэтому сигналы на входе некогерентных акустооптических процессоров полученные в результате решений не могут принимать отрицательных значений.

Действительно в многомерном спектральном пространстве вектор фильтра будет иметь, по крайней мере, одну отрицательную координату. Это означает, что интенсивность излучения в некотором спектральном интервале имеет отрицательное значение. Так как интенсивность светового излучения может иметь только положительное значение, то для реализации спектральной фильтрации необходимо использовать операцию вычитания изображений, полученных путем пропускания через фильтры, характеристики которых описываются векторами \vec{F}^+ и \vec{F}^- .

Значения этих векторов формируются при разложении вектора фильтра \vec{F} на два вектора с положительными координатами. При формировании вектора фильтра \vec{F}^+ положим все отрицательные значения координат, отображающих отрицательное значение спектральных составляющих равными нулю. При формировании вектора фильтра \vec{F}^- положим все координаты, имеющие положительные значения, равными нулю, а отрицательные значения со знаком плюс. Например, если вектор фильтра имеет вид $\vec{F} = [F_1 \ -F_2 \ -F_3]^T$, то векторы \vec{F}^+ и \vec{F}^- необходимо представить следующим образом: $\vec{F}^+ = [F_1 \ 0 \ 0]^T$, $\vec{F}^- = [0 \ F_2 \ F_3]^T$.

В работе [5] показано, что акустооптические светофильтры с изменяемым коэффициентом пропускания можно рассматривать как элемент акустооптического процессора. Управляемая спектральная фильтрация изображений в таком процессоре реализуется как математическая операция вычисления «скалярного умножения вектора фильтра на вектор фона», что можно также представить в виде попарного произведения проекций векторов фона и фильтра и последующего их суммирования. Физической реализацией этой операции является дифракция оптического излучения на многочастотной управляемой по амплитуде ультразвуковой волне. Оптический сигнал на выходе системы представляет собой не что иное, как результат произведения сигнала на входе и коэффициента пропускания. При этом управление величиной дифракционной эффективности осуществляется путем изменения амплитуды звуковой волны.

На рис.1 в трехмерном пространстве изображено расположение векторов объекта и фона, обеспечивающих спектральную фильтрацию сигнала фона акустооптическим процессором. Показано,

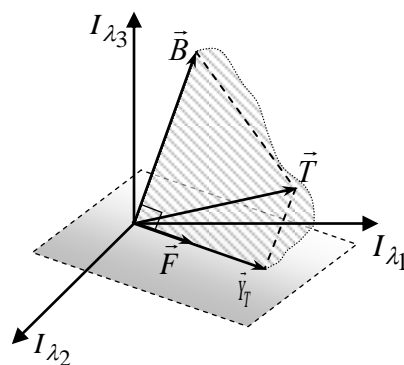


Рис. 1. Векторное представление сигналов объекта, фона и фильтра

что вектор, иллюстрирующий спектральные свойства объекта занимает произвольное положение, а вектор фона и фильтра ортогональны. Скалярное произведение векторов объекта и фильтра отлично от нуля $(\vec{T} \cdot \vec{F}) \neq 0$ и характеризуют величину сигнала на выходе акустооптического процессора.

Для реализации операции умножения в оптических процессорах используются элементы с управляемой прозрачностью. В акустооптике понятие “управляемая прозрачность” связано с дифракционной эффективностью акустооптического взаимодействия, которая представляет собой отношение квадратов амплитуды дифракционной составляющей напряженности электрического поля E_1 к напряженности электромагнитного излучения, попадающего на входной зрачок оптической системы E [6]:

$$\eta = \left| \frac{E_1}{E} \right|^2 = \frac{1}{1 + \gamma_1^2} \sin^2 \left(\frac{\Delta n}{n} \frac{kl}{2} \sqrt{1 + \gamma_1^2} \right), \quad (3)$$

где $\gamma_1 = \varepsilon/q$ – отношение параметра расстройки $\varepsilon = 1 + 2k \sin \theta / k_0$ к параметру Рытова $q = (\Delta n/n) \cdot (k/k_0)^2$; $\Delta n/n$ – относительное изменение показателя преломления среды вызванное ультразвуком.

Выражение (3) справедливо, в случае выполнения условия брэгговского синхронизма, когда свет падает на фронт ультразвуковой волны под углом Брэгга $\sin \theta_B = k_0/2k$ и обеспечивается объемное взаимодействие света с ультразвуком, т. е. когда параметр Клейна-Кука $Q = k_0^2 l / k \geq 1$, где k и k_0 – волновые числа света и звука, l – длина акустооптического взаимодействия.

Управление величиной дифракционной эффективности, достигается путём изменения амплитуды звуковой волны, связанной с величиной относительного изменения коэффициента преломления соотношением [1]

$$\frac{\Delta n}{n} = \sqrt{\frac{M_2 P_{ак}}{lb}}, \quad (4)$$

где M_2 – коэффициент акустического качества среды; $P_{ак}$ – акустическая мощность, l и b – размеры возбуждателя ультразвука.

В оптических процессорах математическая операция суммирования осуществляется путем пространственного сложения нескольких световых лучей. В акустооптическом процессоре это обеспечивается сложением дифракционных составляющих образовавшихся в результате брэгговской дифракции на многочастотной ультразвуковой волне.

Угловое положение дифракционных компонент связано с проекциями волновых векторов света на оси координат $k_1 = k \cdot \cos \theta$, $k_2 = k \cdot \sin \theta$ с волновым числом звука k_0 соотношением

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{k_2 + k_0}{k_1} \approx \frac{\lambda \cdot f_0}{v_0}, \quad (5)$$

где f_0 и v_0 – частота и скорость звука, λ – длина волны света.

Соответственно световые компоненты с различными длинами волн, дифрагируя на многочастотном ультразвуке складываются на границе звукового поля в единый световой пучок, что и обеспечивает операцию сложения.

Из приведенных соотношений следует, что контрастность изображения формируемого на выходе акустооптического процессора зависит, от аппаратной функции (вектора фильтра) вычисленной на основе априорных сведений о спектральных характеристиках изображения объекта и фона, а также от соответствия аппаратной функции спектральным свойствам цели и фона.

Целью статьи является исследование процесса управляемой динамической фильтрации оптических изображений, отличающихся различными спектральными свойствами и при различных значениях аппаратной функции.

ОСНОВНОЙ РАЗДЕЛ

Методика проведения эксперимента состояла в следующем:

1. В акустооптическом спектрометре обеспечивался брэгговский режим акустооптического взаимодействия многочастотной ультразвуковой волны с лазерным излучением красного, зеленого и синего участков спектра при фиксированном угле взаимодействия света и звука.

2. Устанавливалась количественная зависимость между дифракционной эффективностью акустооптического спектрометра и величиной высокочастотного напряжения на его входе, для каждой из трех компонент полихроматического лазерного излучения и соответствующей ей высокочастотной составляющей.

3. Вычислялась аппаратная функция (вектор фильтра) акустооптического спектрометра с использованием выражения (2) для двух изображений отличающихся по спектральным характеристикам.

4. Определялась относительное значение частотных составляющих управляющего сигнала с использованием пространственного положения вектора фильтра и вычислялась величина напряжения высокочастотных генераторов.

5. Оптическое излучение с выхода акустооптического спектрометра регистрировалось матричным фотоприемником и отображалось на экране ЭВМ, что позволило результаты спектральной фильтрации изображений представить в виде амплитудно-пространственных характеристик.

Структурная схема экспериментальной установки, представленная на рис.2, включает следующие функциональные устройства:

- оптического канала формирования изображения;
- акустооптического процессора;
- канала обработки изображений.

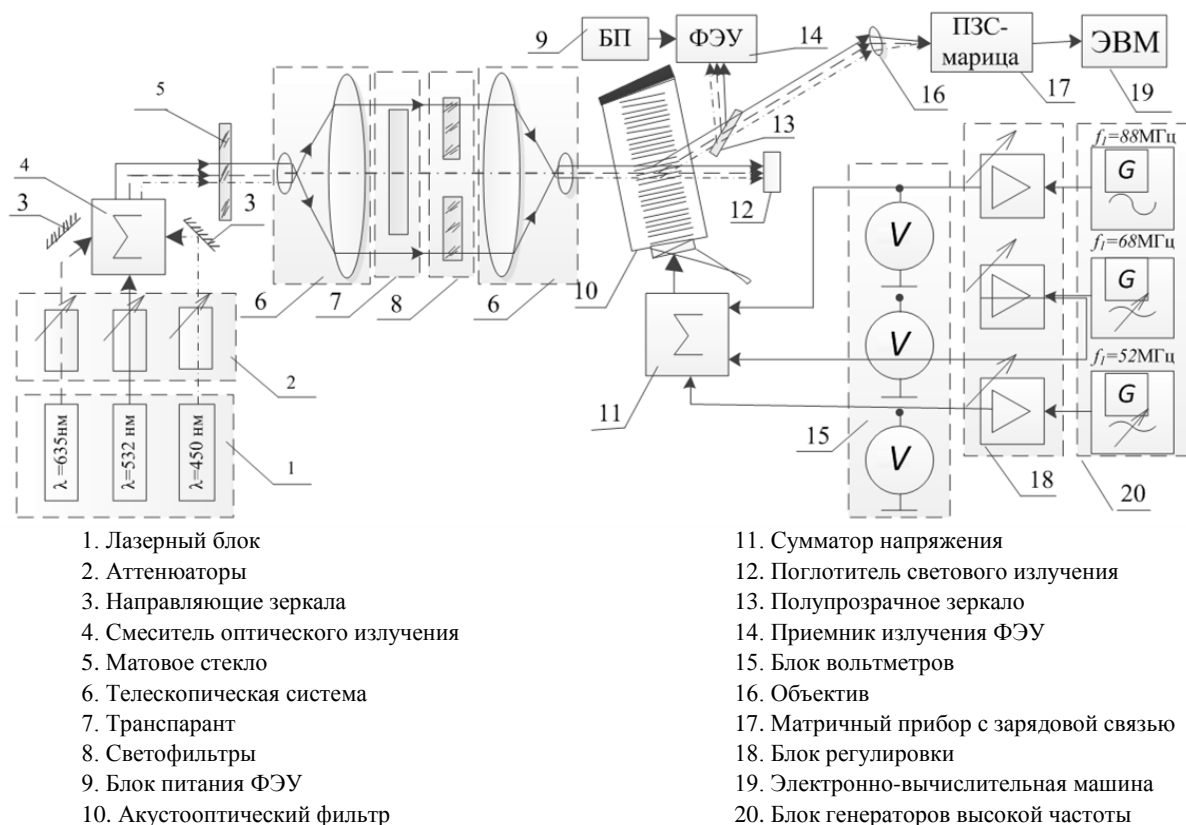


Рис.2. Структурная схема экспериментальной установки по исследованию спектральной фильтрации оптических изображений

Оптический канал формирования изображения состоял из следующих элементов: источник и формирователь оптического излучения, включающий три полупроводниковых лазера, работающих в диапазонах красного, зеленого и синего участков спектра (1); аттенюаторы (2); зеркала (3); смеситель (4)

матовое стекло (5); устройство формирования оптических сигналов, включающее телескопическую систему (6); транспарант (7); два сменных абсорбционных светофильтра (8).

Акустооптический процессор включал в себя: акустооптический модулятор на кристалле парателлурита (10), обеспечивающий дифракционную эффективность до 30-50%, три высокочастотных генератора (20) с широкополосными двухкаскадными усилителями напряжения (18) формирующих управляющие сигналы на частотах $f_1 = 52\text{МГц}$, $f_2 = 68\text{МГц}$, $f_3 = 68\text{МГц}$, а в качестве сумматора напряжения (11) применялся трехканальный телевизионный сплиттер.

Канал обработки изображений включал в себя: ПЗС матрицу (17) для преобразования пространственного светового излучения в электрический сигнал, ПВЭМ (19) для регистрации изображения и ФЭУ-51 (14) для измерения суммарного оптического излучения.

В соответствии с целью статьи проведено четыре эксперимента по спектральной фильтрации, в которых исследовались амплитудно-пространственные характеристики изображений на выходе акустооптического спектрометра при различных спектральных характеристиках светофильтров отображающих спектральные свойства «объекта» и «фона». Спектральные характеристики светофильтров СС-6, СС-2, ОС-11 и ЖЗС-6, которые были использованы в четырех экспериментах для имитации спектральных характеристик «объекта» и «фона» представлены на рис. 3.

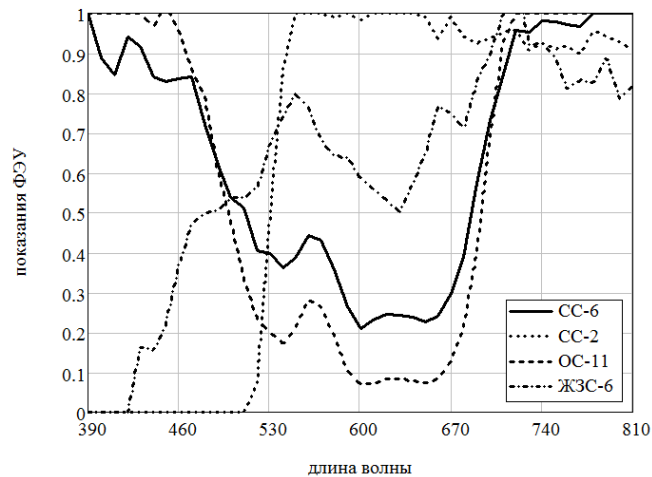


Рис. 3. Зависимость коэффициента пропускания абсорбционных светофильтров СС-6, СС-2, ОС-11 и ЖЗС-6 от длины волны

В первом и втором экспериментах использовались светофильтры существенно отличающихся по спектральным характеристикам для «фона» оранжевый светофильтр ОС-11 и «объекта» синий светофильтр СС-2.

В первом эксперименте исследовались свойства дифрагированных на многочастотном ультразвуке оптических изображений при равенстве амплитуд частотных составляющих ультразвука. Это соответствовало отсутствию управляющего сигнала. В этом случае изображения на выходе акустооптического спектрометра отображающие яркостные свойства пространственных составляющие «фона» и «объекта» примерно одинаковые (см. рис.4а).

Во втором эксперименте в соответствии со спектральными характеристиками «фона» и «объекта» вычислялась аппаратная функция, обеспечивающая минимальный коэффициент пропускания для спектральных составляющих принадлежащих «фону». Из сравнительного анализа амплитудно-пространственных характеристик (рис. 4б) следует, что в результате спектральной фильтрации удалось существенно уменьшить сигнал принадлежащий «фону» и некоторым уменьшением сигнала «объекта».

В третьем эксперименте осуществлялась спектральная фильтрация изображений спектральные характеристики, которых отличались незначительно. Для отображения спектральных свойств изображений использовались синие светофильтры СС-6 и СС-2. Анализ амплитудно-пространственных характеристик показал, что, во-первых, на выходе акустооптического спектрометра сформирован сигнал, средняя величина которого меньше чем в первых двух экспериментах, а во-вторых, в этом случае удалось лишь частично подавить сигнал принадлежащих «фону». По-видимому, это объясняется малым числом управляемых каналов спектральной фильтрации необходимым в данном случае.

В четвертом эксперименте аппаратная функция не соответствовала спектральному составу управляющего сигнала обеспечивающего селекцию. В эксперименте аппаратная функция была рассчитана для фильтрации спектральных составляющих принадлежащих светофильтру ОС-11, а в качестве сигнала принадлежащих «фону» использовался светофильтр ЖЗС-6. Результаты исследований представлены на рис.4г из анализа, которых следует, что в процессе спектральной фильтрации удалось лишь частично уменьшить величина излучения принадлежащих «фону».

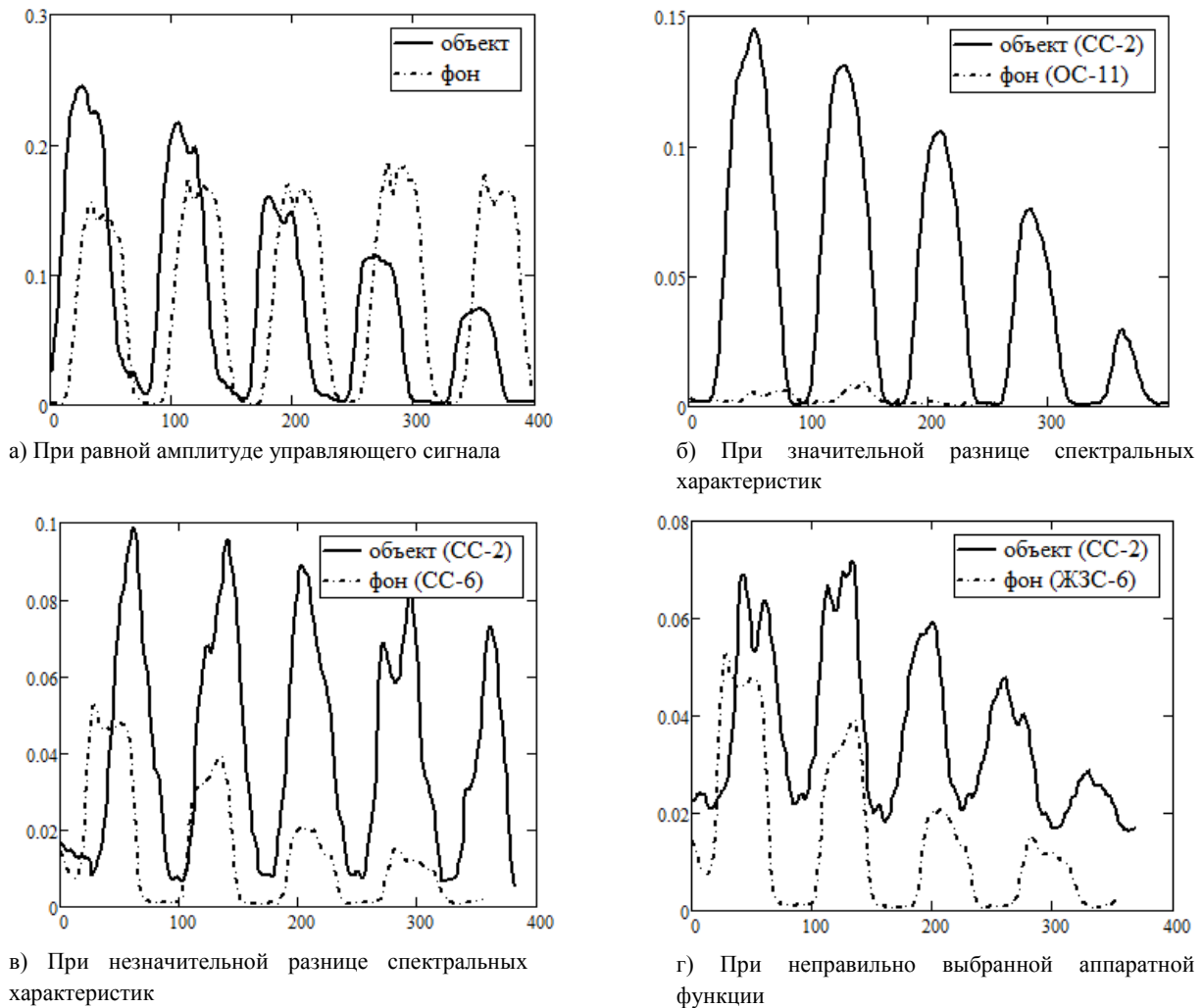


Рис. 4. Амплитудно-пространственные характеристики изображений объекта и фона

ВЫВОДЫ

Исследована динамическая спектральная фильтрация оптических изображений с различными спектральными свойствами с использованием акустооптического процессора. К особенностям физического эксперимента следует отнести применение в качестве источников излучения трех лазеров красного, зеленого и синего участков спектра и многочастотной управляемой по амплитуде ультразвуковой волны. Показано, что эффективная спектральная селекция цветных изображений обеспечивается в случае, когда спектральные характеристики изображений существенно отличаются. Если спектральные характеристики изображений отличаются незначительно, то эффективную селекцию изображения обеспечить не удастся, что, по-видимому, объясняется малым числом управляемых каналов спектральной фильтрации используемых в эксперименте.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. В.И.Балакший, В.Н.Парыгин, Л.Е.Чирков. Физические основы акустооптики. – М.: Радио и связь. 1985. – 285 с.
2. Купченко Л. Ф. Динамическая спектральная фильтрация оптического излучения в оптоэлектронных системах / Л. Ф. Купченко, А. С. Рыбьяк // Электромагнитные волны и электронные системы. – Международный научно-технический журнал. – М.: Радиотехника, 2011. – Т.16, Вып. 4. – С. 32 – 43.
3. Акустооптические процессоры спектрально типа // Под ред. В.В. Проклова, В.Н. Ушакова. Монография, – М.: Радиотехника, 2012. – 192 с.
4. Купченко Л.Ф., Гурин О.А., Рыбьяк А.С., Вдовенков В.Ю. Экспериментальные исследования процесса динамической спектральной фильтрации с использованием взаимодействия лазерного излучения с многочастотной акустической волной // Прикладная радиоэлектроника. – 2016. – Т. 15, №2, – С.100-104.
5. Купченко Л.Ф., Слабунова Н.В., Гурин О.А. Акустооптический процессор в оптоэлектронной системе, обеспечивающий динамическую спектральную фильтрацию // Прикладная радиоэлектроника. – 2016. – Т. 15, №4. – С.359-361.
6. Акустооптические эффекты при сильном взаимодействии. Теория и эксперимент (Метод непрерывных дробей при решении акустооптических задач) Под ред. Л.Ф. Купченко: Монография. – Х.:ООО «ЭДЕНА» 2009.–264.

УДК 621.382.001.63

ЭЛЕМЕНТ ЭНЕРГОНЕЗАВИСИМОЙ ПАМЯТИ НА ОСНОВЕ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК

К.Г. Слабый, А.Г. Пашенко

*Харьковский национальный университет радиоэлектроники, пр. Науки 14, Харьков 61166,
e-mail: Constantine-1992@yandex.ua*

Поступила в редакцию 10 марта 2017 г.

В работе предложен перспективный элемент флэш-памяти, использующий в качестве ячейки хранения информации массив самоорганизованных квантовых точек, применяемых как промежуточный слой в структуре полевого транзистора с модулированным легированием. Описаны физические основы хранения информации в предлагаемом элементе памяти. Представлена схематическая структура изучаемого элемента на основе структуры GaAs/AlGaAs MODFET транзистора, а также его функционирование в режиме записи, чтения, стирания и хранения информации. Структуру слоя квантовых точек предлагается выращивать на основе принципа самосогласованного роста Странского-Крастанова. Цикл перезаписи в ячейке памяти на основе квантовой точки осуществляется изменением напряжения на затворе, так же, как и в традиционной флэш-памяти. **КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА:** квантовая точка, флэш-память, механизм Странского-Крастанова, туннелирование, полупроводниковые соединения III-V группы.

У роботі запропоновано перспективний елемент флеш-пам'яті, який застосовує в якості комірки зберігання інформації масив самоорганізованих квантових точок, використаних як проміжний шар у структурі польового транзистора з модульованим легуванням. Описано фізичні основи зберігання інформації в запропонованому елементі пам'яті. Представлена схематична структура досліджуваного елемента на основі структури GaAs / AlGaAs MODFET транзистора, а також його функціонування в режимі запису, читання, стирання і зберігання інформації. Структуру прошарку квантових точок пропонується вирощувати на основі принципу самоузгодженого зростання Странського-Крастанова. Цикл перезапису в комірці пам'яті на основі квантової точки здійснюється зміною напруги на затворі, так само, як і в традиційній флеш-пам'яті.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: квантова точка, флеш-пам'ять, механізм Странського-Крастанова, тунелювання, напівпровідникові сполуки III-V групи.

This paper proposes a perspective flash memory element which is used as a storage cell array of self-assembled quantum dots as an intermediate layer in the structure of a field effect transistor with modulated doping. Described the physical basis of information storage in the proposed memory cell. A schematic structure of the element and its operation of recording, reading and erasing of information storage studied based on GaAs / AlGaAs MODFET transistor structure. The structure of the layer of quantum dots is proposed to grow on the basis of the principle of self-consistent growth of Stransky-Krastanov. The rewriting cycle in a memory cell based on a quantum dot is performed by changing the gate voltage, as well as in traditional flash memory.

KEY WORDS: quantum dot, flash memory, Stranski-Krastanov growth mechanism, tunneling, binary semiconductors compounds (III-V).

ВВЕДЕНИЕ

Текущий прогресс в области полупроводниковой памяти обусловлен существенным уменьшением масштабов функциональных размеров структурных элементов схем, таких как логические узлы и ячейки памяти. Однако, так как функциональные размеры приближаются к масштабам, в которых существенное значение имеют эффекты квантовой механики, возможность дальнейшего увеличения степени интеграции при использовании современных полупроводниковых технологий достигнет своего предела уже в ближайшие годы. Размеры структурных элементов приближаются к единицам нанометров что приводит к большому количеству туннельных токов утечки. Следовательно, должны быть найдены новые перспективные пути для дальнейшего развития технологии полупроводниковых микросхем.

Сегодняшний рынок памяти делится в основном между двумя полупроводниковыми технологиями хранения информации, динамическими оперативными запоминающими устройствами (ДОЗУ) и флэш-памятью [1], обе имеют свои преимущества и недостатки. ДОЗУ обладает высоким быстродействием, но энергозависима ввиду необходимости циклического обновления информации в ячейках памяти. Флэш-память наоборот – энергонезависима с возможностью хранения информации в течении нескольких лет, но обладает относительно низкой скоростью записи и считывания информации. Ввиду противоположности положительных и отрицательных качеств ДОЗУ и флэш-памяти существует тенденция к разработке технологии которая сочетала бы в себе как и высокое быстродействие, так и длительное время хранения информации (к примеру: FeRAM, MRAM или PCRAM [2]). Однако на данный момент из-за проблем с обеспечением приемлемой надежности и стоимости ни одна из таких технологий не пошла в массовое производство.

Одним из потенциальных кандидатов на роль технологии которая могла бы объединить преимущества быстрой скорости записи и длительного времени хранения информации является память, основанная на самоорганизованных квантовых точках (КТ) [3]. Ввиду большого количества различных возможных комбинаций материалов III-V группы которые пригодны для создания наноразмерных гетероструктур выступающих в качестве ячейки хранения информации эта технология имеет существенный потенциал [4]. Помимо длительного времени хранения, память на основе квантовых точек может обеспечить высокое быстродействие. В данной работе исследуется возможность создания элемента флеш-памяти на основе транзистора с модулированным легированием за счет применения в его структуре слоя квантовых точек (либо, в перспективе, одной квантовой точки). Структура транзистора с модулированным легированием обеспечивает высокое быстродействие, а квантовые точки выполняют функцию ячеек хранения информации.

УСТРОЙСТВО ФЛЕШ-ПАМЯТИ НА САМООРГАНИЗОВАННЫХ КВАНТОВЫХ ТОЧКАХ

Для организации массива квантовых точек, на данный момент наиболее применим метод самосогласованного роста по механизму Странского - Крастанова, так как он технически отработан и хорошо изучен в современной микроэлектронике [5]. Причиной образования квантовых точек в процессе самоорганизации является уменьшение энергии деформации. Так, если на подложке из арсенида галлия растить слой арсенида индия, параметры решетки которого больше, то возникнут упругие напряжения, приводящие к росту островков (квантовых точек) InAs на поверхности GaAs. Поверхность покрывается пирамидками InAs с размерами в несколько нанометров. Оказывается более выгодным формирование островков по сравнению с однородно-напряженной поверхностью. Рост пирамид происходит до полного снятия упругого напряжения на вершине пирамиды. Образование согласованно-напряженных островков на поверхности зависит от двух параметров: рассогласования решеток и количества осажденного на поверхность материала. Минимум энергии соответствует образованию одинаковых по размеру и форме островков. Таким образом, при применении молекулярно-лучевой эпитаксии можно получить массив квантовых точек с минимальным разбросом параметров и пригодным для применения в микроэлектронике [3] (см. рис. 1).

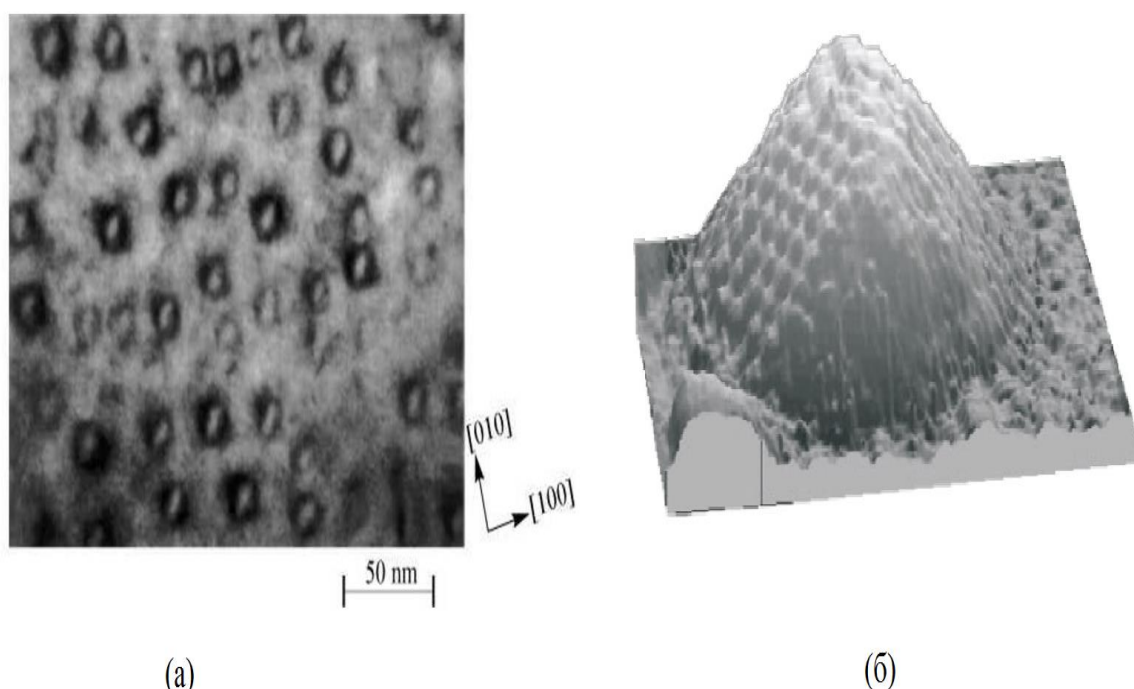


Рис. 1. Квантовые точки InAs в матрице GaAs, где (а) – массив КТ, (б) увеличенная КТ

Использование полупроводниковых соединений III-V группы в отличие от системы кремний/диоксид кремния позволяет проектировать необходимую форму зонной структуры за счет введения неоднородностей в структуру элемента. Существует широкое разнообразие бинарных соединений III-V группы многие из которых можно в различных пропорциях комбинировать друг с другом (см. рис.2) для получения необходимых параметров [4]. Кроме того, соединения III-V группы могут быть легированы для изменения структуры энергетических зон, что невозможно в SiO₂.

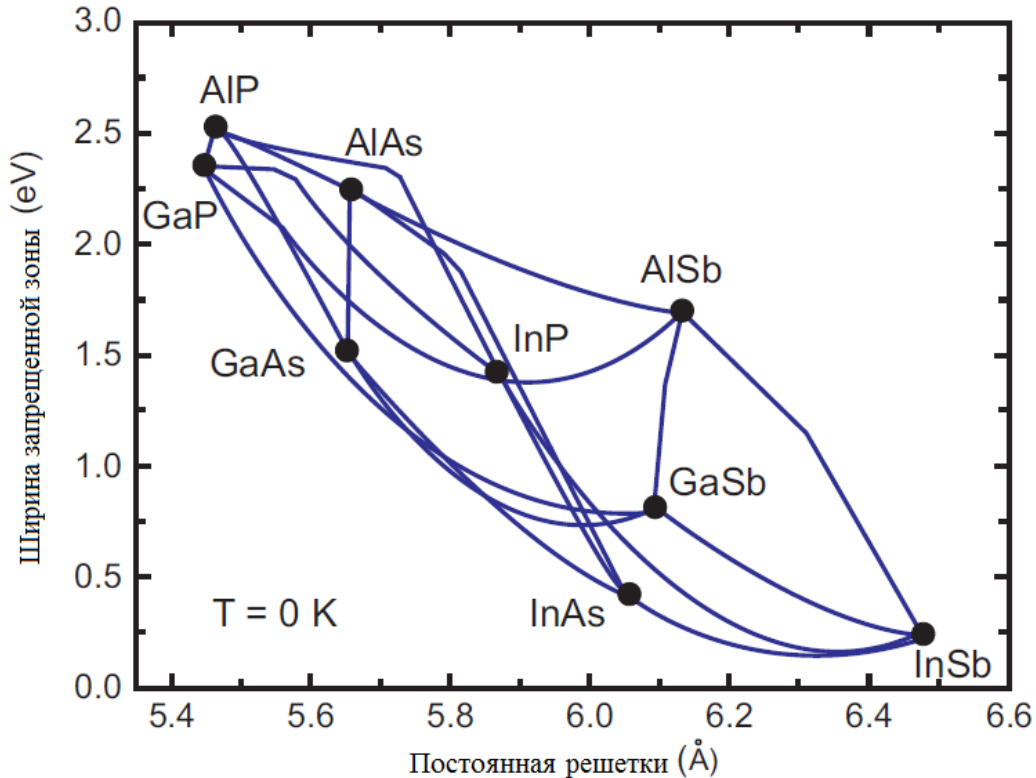


Рис. 2. Зависимость ширины запрещенной зоны от постоянной решетки для различных полупроводниковых соединений III-V группы. Чёрные точки – бинарные соединения, синие линии – тройные.

Использование квантовых точек в элементе флэш-памяти даёт много преимуществ. Во время роста квантовых точек, полная энергия сводится к минимуму (рост КТ происходит до полного снятия упругого напряжения на вершине пирамиды), что приводит к минимизации количества деформаций и дислокаций на поверхностном слое полупроводника, на котором выращены квантовые точки [6] (который выполняет роль подложки для них). Это приводит к очень высоким значениям энергии локализации в квантовых точках, даже если система КТ/полупроводниковая подложка весьма напряжена (ввиду разницы в значениях постоянной решетки необходимой для возможности самосогласованного роста квантовых точек по механизму Странского - Крастанова [5]). Это позволяет комбинацию материалов, которые имеют большое рассогласование параметров решеток. Кроме того, большое сечение захвата носителей заряда в квантовых точках (обычно, от 10^{-14} до 10^{-12} см²), которое на порядок больше, чем для обычных ловушек в полупроводниках [7], приводит к очень малому времени захвата для электронов и дырок с временными масштабами в диапазоне от пикосекунд [8]. Это может обеспечить очень высокую скорость записи информации в флэш-памяти на КТ сопоставимую с быстродействием современных ДОЗУ. Квантовые точки также позволяют использовать дырки в качестве носителей информации, что обеспечивает большее время хранения информации из-за большей эффективной массы дырок по сравнению с электронами и ввиду более низкой вероятности их туннелирования [9].

Применение квантовых точек в модулированно легированном полевом транзисторе (MODFET) позволяет использовать его структуру в качестве элемента памяти. Квантовые точки являются слоем нанесенным выше полупроводникового слоя в котором образуется двумерный электронный газ в MODFET. Заряды внутри квантовых точек снижают подвижность двумерного газа и уменьшают плотность его носителей заряда за счет эффекта поля [10]. Следовательно, логическое состояние хранящееся в квантовых точках (ноль или единица) может быть обнаружено путем измерения тока сток/исток.

Структура элемента памяти на основе КТ схематически показана на рис. 3. Она состоит из слоя самоорганизованных квантовых в структуре полевого транзистора с модулированным легированием (MODFET), с большей шириной запрещенной зоны чем у материала КТ (к примеру, массив InSb КТ в структуре GaAs/AlGaAs). Квантовые точки являются ячейками хранящими заряд, используемыми в качестве носителей информации, в то время как структура MODFET используется для выполнения операций с памятью, таких как запись, считывание и стирание информации из КТ.

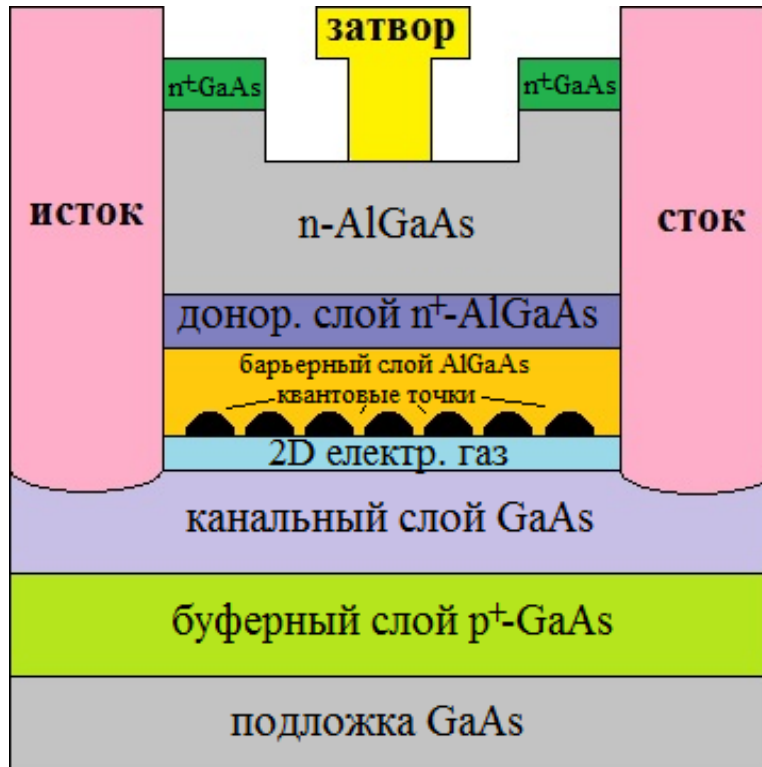


Рис. 3. Пример ячейки флэш-памяти на КТ на основе структуры GaAs/AlGaAs MODFET транзистора

ФУНКЦИОНИРОВАНИЕ ЭЛЕМЕНТА ФЛЭШ-ПАМЯТИ НА ОСНОВЕ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК

Операции с памятью для устройства ячейки флэш-памяти на основе КТ, использующего дырки в качестве носителей информации, схематически показаны на рис. 4. В режиме хранения информации (рис. 4 (а)), когда логическая единица записана в квантовых точках (заполненные КТ), потенциальный барьер, формирующийся удерживающим потенциалом (энергией локализации) в КТ, предотвращает утечку дырок из квантовых точек, а, если хранится логический ноль, потенциальный барьер необходим для того, чтобы не допустить проникновение дырок из окружающего слоя внутрь квантовых точек. В режиме записи информации (рис. 4 (б)) для того, чтобы зарядить КТ, прикладывается такое напряжение прямого смещения на затвор, что энергетические уровни квантовых точек полностью выше уровня Ферми, и дырки захватываются из валентной зоны окружающей КТ. Этот процесс захвата чрезвычайно быстрый, потенциально достигая уровня нескольких пикосекунд при комнатной температуре [11]. Для стирания информации (рис. 4 (в)) прикладывается напряжение обратного смещения затвора. Увеличивается изгиб зон вокруг квантовых точек, что делает потенциальный барьер более узким. Это повышает вероятность туннелирования, и дырки из квантовых точек туннелируют через барьер в валентную зону. Считывание информации с квантовых точек осуществляется с помощью измерения тока сток-исток. При хранении логической единицы в КТ уменьшается концентрация носителей заряда в слое двумерного электронного газа и их подвижность внутри канала, что напрямую видно по значению тока сток-исток.

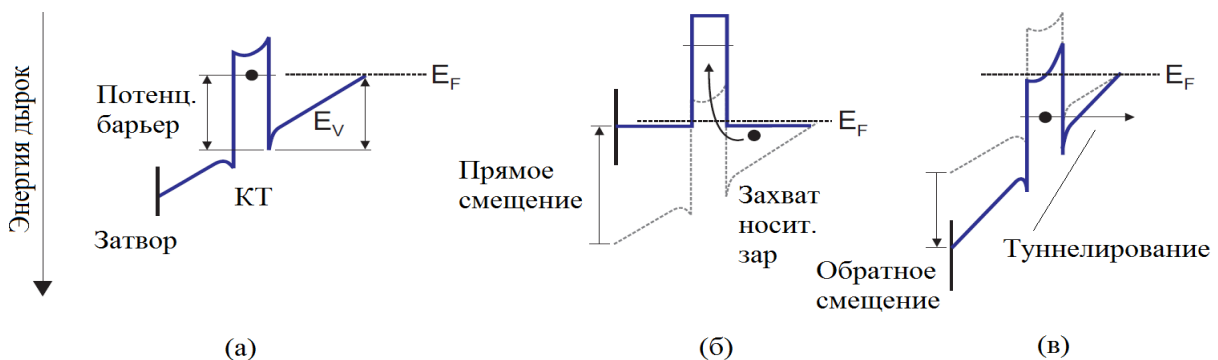


Рис. 4. Схема функционирования элемента памяти на основе квантовых точек, использующего для хранения информации дырки

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Из всех современных альтернативных направлений по улучшению характеристик энергонезависимой памяти самой перспективной является технология использования в качестве структурного элемента хранения информации ячейки памяти на основе квантовых точек, так как она, при обеспечении значительного улучшения характеристик (повышение быстродействия, времени хранения информации, увеличение степени интеграции), помимо этого, наиболее производственно близка к ныне используемой традиционной полупроводниковой технологии, что значительно облегчает переход к массовому использованию данной технологии. Для организации массива квантовых точек, на данный момент наиболее применим метод самосогласованного роста по механизму Странского - Крастанова, так как он технически отработан и хорошо изучен в современной микроэлектронике. Также использование квантовых точек в качестве структурной основы для ячеек флеш-памяти не требует разработки новой схемотехнической базы и полностью совместимо с распространенными архитектурами флеш-памяти.

Рассмотренная в данной работе схематическая модель показывает принципиальную возможность создания элемента флэш-памяти на основе внесения в конструкцию модулировано-легированного транзистора дополнительного слоя самоорганизованных квантовых точек, выполняющих функцию ячейки памяти. Применения структуры модулировано-легированного транзистора обеспечивает высокое быстродействие, за счет высокой подвижности носителей заряда, а квантовые точки – длительное время хранения информации благодаря квантовым эффектам, свойственным наноструктурам с размерами, сопоставимыми с размером волны Де Бройля.

Цикл перезаписи в ячейке памяти на основе квантовой точки осуществляется изменением напряжения на затворе, так же, как и в традиционной флеш-памяти.

Разработанная структурная схема позволяет проведение дальнейших исследований по данной тематике за счет подбора оптимальных пар материалов квантовой точки/окружающего полупроводникового слоя, за счет математического моделирования и подбора эмпирических данных.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Макушин М. Рынок полупроводникового оборудования перспективы и экономические аспекты развития литографии. - Электроника: НТБ, 2010, №2.
2. L. Geppert. "The new indelible memories—it's a three-wayrace in the multibillion-dollar memory sweepstakes," IEEE Spectrum. – 2003.– Vol. 40, No. 3/ – P.p. 48–54.
3. Демиховский, В.Я., Вугальтер Г.А. Физика квантовых низкоразмерных структур. – М.: Логос, 2000. – 57 с.
4. Астахов, М.В. Перспективные материалы. — М.В. Астахов, А.В. Белый, Н.Е. Капуткина. – Витебск: УО "ВГТУ Витебск", 2009. – 76 с.
5. Оура К., Лифшиц В. Г., Саранин А. А. и др. Введение в физику поверхности. Под ред. В. И. Сергиенко. – М.: Наука. – 2006. – 490 с.
6. Эсаки, Л. Молекулярно-лучевая эпитаксия и развитие технологии полупроводниковых сверхрешеток и структур с квантовыми ямами В кн: Молекулярно-лучевая эпитаксия и гетероструктуры.: Пер. с англ. - Под ред. Л. Ченга, К Плога, Л. Эсаки. - М.: Мир, 1989.
7. T. Muller, F. F. Schrey, G. Strasser, and K. Unterrainer, Ultrafast intraband spectroscopy of electron capture and relaxation in InAs/GaAs quantum dots, Appl. Phys. Lett. 83(17), 2003.
8. M. Geller, A. Marent, E. Stock, D. Bimberg, V. I. Zubkov, I. S. Shulgunova, and A. V. Solomonov, Hole capture into self-organized InGaAs quantum dots, Appl. Phys. Lett. 89(23), 2006.
9. Слабый К.Г. Распределение зарядов в структуре элемента энергонезависимой памяти на основе квантовой точки - 19-й международный молодежный форум «Радиоэлектроника и молодежь в XXI веке»: Сб. материалов форума.- Харьков: ХНУРЭ, 2015.
10. Астахов, М.В., Белый А.В., Капуткина Н.Е. – Перспективные материалы. – Витебск: УО "ВГТУ Витебск", 2009.
11. Слабый К.Г. Ячейка флеш-памяти на основе квантовой точки - VIII международная научная конференция «Функциональная база наноэлектроники»: Сб. научных трудов. – Харьков: ХНУРЭ, 2015.

УДК 621.382.2

ВЛИЯНИЕ УДАРНОЙ ИОНИЗАЦИИ НА ГЕНЕРАЦИЮ ДИОДОВ НА ОСНОВЕ НИТРИДОВ

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@karazin.ua, kyrylo.prykhodko@karazin.ua
Поступила в редакцию 25 мая 2017 г.

Рассматривается работа диодов на основе соединений AlGaN и InGaN в режиме с ограничением накопления объемного заряда. Анализируется эффективность генерации диодов с учетом возможности возникновения ударной ионизации. Анализ работы диодов проводился с использованием метода Монте-Карло в приближении локальной зависимости скорости ударной ионизации от электрического поля. Определены максимальные эффективности генерации диодов на заданной частоте и частотный диапазон их работы. Получены энергетические характеристики диодов с различной длиной и составом материала. Молярная доля алюминия и индия менялась от 0 до 0,4. Показано, что ударная ионизация оказывает наибольшее влияние на работу InGaN – диодов и приводит к уменьшению эффективности их генерации.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: ударная ионизация, эффективность генерации, диапазон частот, широкозонный полупроводник, напряженность электрического поля.

Розглядається робота діодів на основі сполук AlGaN та InGaN в режимі обмеження накопичення об'ємного заряду. Аналізується ефективність генерації діодів із урахуванням можливості виникнення ударної іонізації. Аналіз роботи діодів проводився із використанням методу Монте-Карло у наближенні локальної залежності швидкості ударної іонізації від напруженості електричного поля. Визначені максимальні ефективності генерації діодів на заданій частоті та частотний діапазон їх роботи. Отримані енергетичні характеристики діодів з різною довжиною і складом матеріалу. Молярна частка алюмінію і індію змінювалась від 0 до 0,4. Показано, що ударна іонізація найбільше впливає на роботу InGaN – діодів та призводить до зменшення ефективності їх генерації.

КЛЮЧЕВІ СЛОВА: ударна іонізація, ефективність генерації, діапазон частот, широкозонний напівпровідник, напруженість електричного поля.

The operation of AlGaN and InGaN – based diodes in limited space accumulation regime is considered. The generation efficiency to obtain taking impact ionization into account is analyzed. The analysis of the diodes operation was performed using Monte Carlo technique. The impact ionization rate is described in local electric field approximation. The maximal generation efficiencies of diodes under specified frequency and there operation frequency ranges are determined. The energy characteristics have been obtained for different diode's lengths and material compositions. The Al and In fractions were changed from 0 to 0,4. The impact ionization is showed to effect strongly to operation of InGaN – based diodes and to lead to efficiency decreasing.

KEYWORD: impact ionization, generation efficiency, frequency range, wide band semiconductor, electric field strange.

ВВЕДЕНИЕ

Анализируя зависимость мощности от частоты для современных твердотельных приборов с использованием традиционных полупроводниковых материалов, можно отметить, что рабочие частоты приборов достигают отметки чуть более 300 ГГц при выходной мощности в единицы милливольт. Однако, обращает на себя внимание тот факт, что наибольшие мощности в несколько киловатт в см-диапазоне получены именно с помощью диодов, работающих в режиме ограничения накопления объемного заряда (ОНОЗ), на арсениде галлия [1]. Такие мощности реализуются при использовании длинных диодов и напряжения питания, действующего в течение короткого промежутка времени (~20-30 нс). Таким образом, для импульсной работы с высокими уровнями мощности ОНОЗ-диоды являются наиболее перспективными [2].

Одним из возможных решений в направлении повышения рабочей частоты приборов, работающих в ОНОЗ-режиме, является использование широкозонных полупроводников. Такие полупроводники в настоящее время находят все более широкое применение во многих оптоэлектронных и электронных приборах.

Среди широкозонных полупроводников самыми многообещающими являются SiC и нитриды (III). Известно, что приборы, основанные на SiC или GaN, по характеристикам намного превосходят приборы, основанные на GaAs или Si. Преимущество нитридов (III) можно использовать для создания активных элементов на частоты более 300 ГГц.

Целью данной работы является анализ работы ОНОЗ-диодов на основе тройных нитридных соединений AlGaN и InGaN с учетом возможного развития в них ударной ионизации.

МОДЕЛЬ И РЕЗУЛЬТАТЫ

Известно, что в ОНОЗ-режиме в диодах с междолинным переносом электронов в объеме полупроводника не успевает образовываться объемный заряд. Как правило, ОНОЗ-диод работает в резонаторе и напряжение на нем в течение большей части периода больше порогового напряжения, соответствующего началу участка с отрицательной дифференциальной проводимостью (ОДП). За это время в объеме не должен накопиться

объемный заряд, даже если какая-то доля заряда накопилась – она должна рассосаться за время, в течении которого напряжение меньше порогового. Условия реализации ОНОЗ-режима известны в литературе [2].

Диапазон частот, на которых может реализоваться ОНОЗ режим, определяется из критерия существования такого режима, и составляет при $n = 10^{16} \text{ см}^{-3}$ для InN [3] – $26 \text{ ГГц} < f \ll 3600 \text{ ГГц}$, для GaN [3] – $26 \text{ ГГц} < f \ll 3000 \text{ ГГц}$, для AlN [3] – $10 \text{ ГГц} < f \ll 1400 \text{ ГГц}$.

Следует отметить, что напряженности электрического поля в объеме нитридных полупроводников, соответствующие участку с ОДП, могут составлять сотни и тысячи кВ/см и достигать критических значений, при которых возможно развитие ударной ионизации в объеме. Возникновение ударной ионизации при больших напряженностях электрического поля приводит к возрастанию концентрации носителей и резкому росту тока через диод, что создает дополнительную нелинейность вольтамперной характеристики. [3]

Времена перехода электронов из центральной долины в боковые в нитридах составляют около $2 \cdot 10^{-13} \text{ с}$, что на порядок меньше, чем в GaAs. В результате, инерционность перераспределения электронов между долинами зоны проводимости проявляется на частотах более 100 ГГц. Поэтому аналитическую зависимость дрейфовой скорости от электрического поля можно использовать только для оценок на частотах до 100 ГГц, а для оценки работы диодов на более высоких частотах нужно использовать методы, учитывающие инерционность перераспределения носителей заряда. В качестве такого метода был выбран метод Монте-Карло. Параметры материала и детали расчета выбирались аналогично [4].

Ударная ионизация рассматривалась в предположении, что она протекает во всем объеме диода и находится на стадии зарождения. В этом случае ток через диод I не намного отличается от тока в отсутствие ударной ионизации I_0 ($\Delta I = I - I_0 \ll I_0$). Учитывая малые времена развития ударной ионизации в нитридах, можно считать процесс развития ударной ионизации независимым от частоты и при работе диода в режиме ОНОЗ использовать локальную зависимость коэффициентов ударной ионизации от электрического поля $\alpha(E)$ совместно с методом Монте-Карло. Таким образом, приращение тока ΔI и ток через диод можно представить в виде [5]:

$$\Delta I = I_0 \int_0^L \alpha(E(x)) dx, \quad (1)$$

$$I = I_0 \left(1 + \int_0^L \alpha(E(x)) dx \right). \quad (2)$$

Влияние резонатора учитывается заданием на диоде соответствующего напряжения в виде [2]

$$U(t) = U_0 + U_1 \sin \omega t, \quad (3)$$

где U_0 - напряжение питания, U_1 - амплитуда переменного напряжения (определяется действием резонатора), f - частота, на которую настроен резонатор. Эффективность генерации (η) или коэффициент полезного действия определяется в виде:

$$\eta = \frac{\int_0^T U_1(t) J(t) dt}{U_0 \int_0^T J(t) dt} \cdot 100\%. \quad (4)$$

Выражения для $\alpha(E(x))$ в дрейфовом приближении берется в виде:

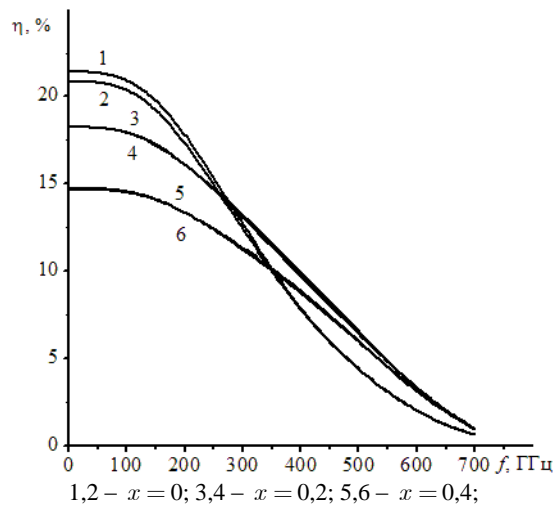
$$\alpha(E) = A \exp\left(-\frac{B}{E}\right). \quad (5)$$

Пороговое поле ударной ионизации в базовом материале (GaN) составляет величину порядка 3 МВ/см. Таким значениям наиболее соответствуют данные приведенные в табл. [6] для $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$:

Таблица. Значение коэффициентов A и B .

	GaN	$\text{Al}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{N}$	$\text{Al}_{0,4}\text{Ga}_{0,6}\text{N}$	$\text{Al}_{0,6}\text{Ga}_{0,4}\text{N}$
$A, \text{ см}^{-1}$	$1,138 \cdot 10^7$	$1,5126 \cdot 10^7$	$2,0647 \cdot 10^7$	$1,7974 \cdot 10^7$
$B, \text{ МВ} \cdot \text{ см}^{-1}$	23,8933	31,6707	36,6251	37,7751

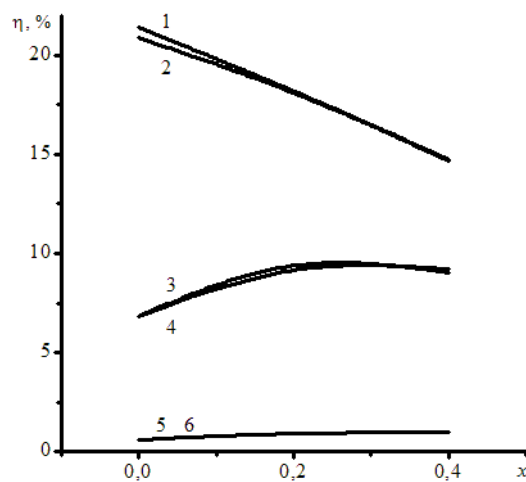
Для заданных значений U_0 , U_1 и частоты резонатора f определялась форма тока через диод $J(t)$. С использованием формулы (4), находилась величина η . Затем из полученных значений выбиралось наибольшее η . Максимальная эффективность вычислялась как с учетом, так и без учета ударной ионизации. Полученные зависимости максимального КПД от частоты для $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ -диодов показаны на рис. 1.



1,3,5 – без ударной ионизации; 2,4,6 – с ударной ионизацией.
 Рис. 1. Зависимость эффективности генерации диода на основе $Al_xGa_{1-x}N$ от частоты.

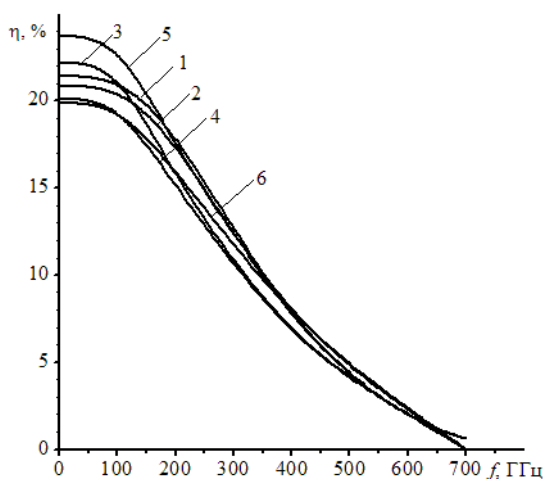
Максимальное значение КПД без учета ударной ионизации составляет при $x = 0$ – 22 %, $x = 0,2$ – 17 %, $x = 0,4$ – 14,5 %. Влияние ударной ионизации ослабляется с ростом содержания алюминия в составе соединения, причем, только при $x = 0$ заметно отличие в кривых, полученных с учетом и без учета УИ. Отличие наблюдается только при малых частотах сигнала. В этом случае максимум эффективности получается при больших величинах переменной составляющей U_1 .

С другой стороны, полученные результаты показывают, что $Al_xGa_{1-x}N$ является более высокочастотным материалом по сравнению с GaN. Наибольшая разница наблюдается при малом содержании Al, например между GaN и $Al_{0,2}Ga_{0,8}N$ и менее заметна, например, между $Al_{0,2}Ga_{0,8}N$ и $Al_{0,4}Ga_{0,6}N$. Это иллюстрируется зависимостями максимальной эффективности от молярной доли алюминия x (рис. 2).



1,2 – $f = 100$ ГГц; 3,4 – $f = 400$ ГГц; 5,6 – $f = 700$ ГГц;
 1,3,5 – без ударной ионизации; 2,4,5 – с ударной ионизацией.
 Рис. 2. Зависимость эффективности генерации диода на основе $Al_xGa_{1-x}N$ от содержания алюминия.

Зависимости максимального КПД от частоты для $In_xGa_{1-x}N$ -диодов с разным составом показаны на рис. 3. В этом случае видно, что влияние ударной ионизации усиливается с ростом содержания индия в составе соединения. Максимальное значение наблюдается на низких частотах и без учета ударной ионизации составляет для $x = 0$ – 21,4 %, $x = 0,2$ – 22,2 %, $x = 0,4$ – 23,7 %. С учетом ударной ионизации эффективность генерации при $x = 0,2$ падает до 20 %, а при $x = 0,4$ до 15,7 %. Очевидно, что дальнейшее увеличение содержания индия приведет к еще большему снижению КПД.



1,2 – $x = 0$; 3,4 – $x = 0,2$; 5,6 – $x = 0,4$;
1,3,5 – без ударной ионизации; 2,4,6 – с ударной ионизацией.

Рис. 3. Зависимость эффективности генерации диода на основе $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ от частоты.

Из полученных результатов следует, что использование $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ является более перспективным в отсутствия ударной ионизации. Все приведенные выше результаты получены при длине области умножения $L = 10$ мкм. Таким образом, можно предположить, что при рассмотренном содержании индия для $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ ($x=0..0,4$) для диодов с длиной меньше 10 мкм влияние ударной ионизации меньше, что позволит получать более высокие значения КПД, что иллюстрируется зависимостью, показанной на рис. 4.

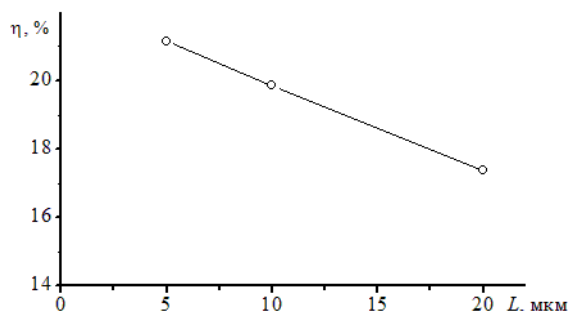


Рис. 4. Зависимость эффективности генерации диода на основе $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ от его длины при содержании индия $x = 0,4$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенный анализ диодов на основе соединений AlGaN и InGaN , работающих в режиме ОНОЗ, показал, что ударная ионизация в них может существенно сузить диапазон работы диода по напряженности электрического поля и уменьшить эффективность генерации. В особенности, это касается диодов на основе соединения $\text{In}_{0,4}\text{Ga}_{0,6}\text{N}$, для которого при учете ударной ионизации при длине области умножения 10 мкм результаты расчета показали снижение КПД с 23,7% до 15,7%. Ожидается, что в диодах с большей длиной этот эффект будет более выражен, что сужает выбор возможных материалов на основе соединений нитридов (III), пригодных для работы диодов в ОНОЗ-режиме.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Copeland J.A. LSA Oscillator diode theory. – J. Appl. Phys. / J.A. Copeland. – 1967. – Vol. 38. – P. 3096-3103.
2. Зи С. Физика полупроводниковых приборов / С.Зи. – М.: Мир. – 1984. – Т.2. – 456 с.
3. Влияние ударной ионизации на эффективность генерации коротких диодов на основе GaN / Боцула О. В., Прохоров Э. Д., Свергун Д. С., Приходько К. Г. // Вісник Харківського національного університету імені В. Н. Каразіна. Серія «Радіофізика та електроніка». – 2014. – № 10. – Вип. 22. – С. 62 – 65.
4. Botsula O.V. Impact ionization in short $\text{Al}_2\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ -based diodes. / Botsula O. V., Pryhodko K. H., Zozulia V. A. // Telecommunications and Radio Engineering. – 2017. – Vol. 76, No. 1. – Pp. 61-71.
5. Боцула О.В. Генерация гармоник и умножение частоты при ударной ионизации в GaN-диодах. /Боцула О. В., Павленко Д. В., Прохоров Э. Д. // Радиофизика и электроника, ИПЭ НАНУ. – 2009. – Т. 14. – № 2. – С. 212–217.
6. Bulutay C. Electron Initiated Impact Ionization in AlGaIn Alloys Semicond//Sci. Technol./ C. Bulutay. – 2002. – №17. – P.59–62.

УДК 551.558,551.596,534.221,550. 388

РЕГУЛЯРИЗАЦИЯ АЛГОРИТМА РАСЧЕТА ВЫСОТНО-ВРЕМЕННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК, ОПИСЫВАЮЩИХ ДИНАМИКУ ПАДЕНИЯ ЧЕЛЯБИНСКОГО МЕТЕОРОИДА

Ю. Б. Милованов, Л. Ф. Черногор

Харьковский национальный университет имени В. Н. Каразина, пл. Свободы, 4, г. Харьков, 61022, Украина
E-mail: Leonid.F.Chernogor.@univer.kharkov.ua

Поступила в редакцию 21 апреля 2017 г.

Предложен самосогласованный подход к анализу данных наблюдений метеороидов в атмосфере Земли. Определены стабилизирующие функционалы для алгоритма регуляризации. Рассчитана траектория падения Челябинского метеороида. Определены временные зависимости массы и миделя космического тела. Временные зависимости параметров траектории, массы и миделя смоделированы цепочками кубических сплайнов. Учтена априорная информация в виде монотонно убывающих временных зависимостей массы и скорости, а также светимости в абсолютных звездных величинах и метеоритной нормировке. Определены параметры регуляризации.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: метеороид, функционал, регуляризация, самосогласованная задача, устойчивость, сплайн.

Запропоновано самоузгоджений підхід до аналізу даних спостережень метеороїдів в атмосфері Землі. Визначені стабілізуючі функціонали для алгоритма регуляризації. Розраховано траєкторію падіння Челябинського метеороїду. Визначено часові залежності маси та міделя космічного тіла. Часові залежності параметрів траєкторії, маси та міделя змодельовані рядами кубічних сплайнів. Враховано априорну інформацію у формі монотонно спадаючих часових залежностей маси та швидкості, а також світіння в абсолютних зоряних величинах і метеоритному нормуванні. Визначено параметри регуляризації.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: метеороїд, функціонал, регуляризація, самоузгоджена задача, стійкість, сплайн.

A self-consistent approach to analyzing observational data on meteoroids in Earth's atmosphere has been suggested. The functionals stabilizing the regularization algorithm are determined. The Chelyabinsk meteoroid passage path is estimated. The temporal dependences of celestial body mass and midsection are determined. Cubic splines are used for modeling the temporal dependences of the passage path, mass, and the midsection. A priori information on the elements of the passage path and the meteorite flare radiated energy is taken into account as monotonically descending temporal dependences. The regularization parameters are determined.

KEY WORDS: meteoroid, functional, regularization, self-consistent task, steadiness, spline.

ВВЕДЕНИЕ

Как известно, падение метеороида произошло в 03:20:26 UT 15 февраля 2013 г. вблизи г. Челябинск (Российская Федерация) [1 – 11]. Метеороид имел массу около 11 килотонн и скорость более 18 км/с [1]. При решении обратной задачи уравнения движения Челябинского метеороида встал вопрос о корректности методики расчета. В качестве исходных данных использовались результаты наблюдений из работы [1]. Методика расчета включала в себя различные уравнения и эмпирические соотношения. Сопоставление расчетной и экспериментальной траекторий движения позволит определить основные параметры метеороида. К ним относятся масса и мидель. Измерения координат траектории падения и величины светимости имеют определенную погрешность. Малые изменения траектории в пределах погрешности измерений благодаря большой кинетической энергии метеороида, предполагают значительную энергетику физических процессов, сопровождающих падение. Истинная траектория движения благодаря высокой инерционности будет максимально приближена к прямой. Формально увеличивается множество возможных решений, что является признаком некорректности задачи. С другой стороны, существует дополнительная априорная информация, позволяющая значительно сузить область возможных решений и получить разумное решение.

МЕТОДЫ РЕШЕНИЯ

Различные подходы к решению некорректных задач давно известны (см., например, [12, 13]). В частности, в основе одного из таких подходов лежит фундаментальное понятие регуляризирующего

оператора или алгоритма. Регуляризирующий алгоритм помогает выбрать решение или, по крайней мере, сузить область поиска. Описанные в [12, 13] примеры применения регуляризирующих операторов, обобщают хорошо известные правила практических вычислений. Описанный в [12, 13] метод регуляризации, основанный на использовании понятия регуляризирующего оператора, можно рассматривать как формализацию и обоснование используемой регуляризации по здравому смыслу.

Уравнение движения метеороида в атмосфере имеет вид (см., например, [2, 14])

$$m \frac{d\mathbf{v}}{dt} \approx -C_d \frac{\rho v^2}{2} S_m \frac{\mathbf{v}}{v} \quad (1)$$

где $m=m(t)$ – масса метеороида, $S_m=S_m(t)$ – мидель, C_d – коэффициент сопротивления воздуха, ρ – плотность воздуха $\mathbf{v}(t) = d\mathbf{r}(t)/dt$, – скорость.

Если плотность воздуха и коэффициент сопротивления известны, то масса и мидель являются неизвестными параметрами. Решение уравнения (1) сравниваем с исходными данными, приведенными на рис. 1. Траектория падения является следствием инерционных свойств метеороида и, следовательно, согласно уравнению (1), имеет непрерывную производную до второго порядка. Используем это свойство и представим траекторию падения как цепочку кубических сплайнов. В этом случае мы не только получаем аналитические зависимости скорости и ускорения от времени, но также имеем возможность оценить другие параметры уникального метеороида. Будем искать решение уравнения методом подбора.

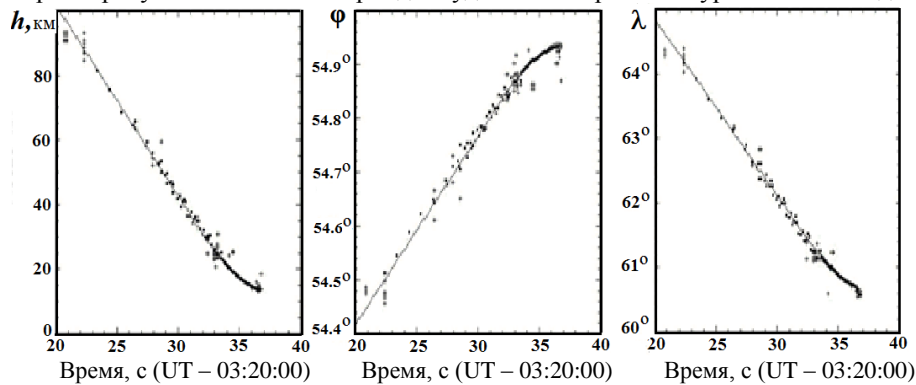


Рис. 1. Траектория падения метеороида – высота, широта и долгота по материалам работы [1]

Для сужения области возможных решений воспользуемся стабилизирующими функционалами. Дополнительные сведения получаем из эмпирических соотношений для интенсивности излучения [14]

$$I_1 = 10^{2.72-0.4M} \quad (2)$$

и моделью интенсивности излучения движущихся космических тел в атмосфере Земли

$$I_2 = -\tau_i \frac{d}{dt} \frac{mv^2}{2}, \quad (3)$$

где τ_i – коэффициент светимости, определяется из работы [15], $M(t)$ – светимость в абсолютных звездных величинах [1].

Сравнивая интенсивности в (2) и (3), определим стабилизирующий функционал для согласования массы метеороида и интенсивности излучения.

$$\Omega_1[\mathbf{q}] = \sum_{k=1}^N (I_1 - I_2)^2. \quad (4)$$

Переменная $\mathbf{q} = \{\mathbf{v}; m, S_m\}$ – решение задачи. Сумма ведется по всем расчетным точкам. Для определения значения миделя используем уравнение (1). Пусть \mathbf{r}_0 – пробная траектория, а \mathbf{r} – результат расчета по уравнению (1). Так как пробную траекторию мы выбираем из доверительной области наблюдений, эту траекторию можно назвать также экспериментальной. Предварительное требование согласовывать выбор траектории с результатом решения уравнения движения является регуляризирующим фактором.

Для оценки величины миделя введем стабилизирующий функционал, используя пробную (экспериментальную) траекторию и расчетную. Для удобства возьмем не координаты, а абсолютные значения скоростей

$$v_0 = \left\| \frac{d}{dt} \mathbf{r}_0 \right\|, \quad v = \left\| \frac{d}{dt} \mathbf{r} \right\|, \quad \Omega_2[\mathbf{q}] = \sum_{k=1}^N (v - v_0)^2. \quad (5)$$

Двойные вертикальные линии обозначают норму вектора. Если первый функционал дает оценку погрешности в инерции движения, т.е. $m(t)$, то второй дает оценку миделя, S_m . Величина миделя S_m выбирается в зависимости от задачи. Если метеороид слабо разрушается при полете в плотных слоях атмосферы, например, состоит из железа и никеля, то при известной плотности вещества метеороида и массе легко рассчитывается мидель для шара по известным формулам:

$$S_m = \pi r_m^2, \quad r_m = \left(\frac{3m}{4\pi\rho}\right)^{1/3}.$$

Напротив, каменный метеороид, испытывая предельные нагрузки, непрерывно разрушается, что приводит к образованию облака осколков. В отличие от железно-никелевого метеороида, мидель увеличивается. В этом случае мидель является неизвестным параметром и участвует в минимизации функционала. Челябинский метеороид был каменным [1].

Общая погрешность в определении координат

$$\delta^2 = \sum_{k=1}^N \|\mathbf{r} - \mathbf{r}_0\|^2 = \sum_{k=1}^N \|A\mathbf{q} - \mathbf{r}_0\|^2,$$

где A – оператор, соответствующий уравнению (1).

Решение находим минимизацией функционала

$$F(\mathbf{q}) = \sum_{k=1}^N \|A\mathbf{q} - \mathbf{r}_0\|^2 + \alpha_1 \Omega_1[\mathbf{q}] + \alpha_2 \Omega_2[\mathbf{q}]. \quad (6)$$

Выбор согласующих параметров регуляризации α_1 и α_2 зависит от качества априорных данных, а также от различной ценности моделей интенсивности излучения и торможения. Если таких сведений нет, то параметры α_1 и α_2 становятся независимыми и рассчитываются совместно с другими параметрами, такими как масса и мидель. Считаем параметры регуляризации независимыми и расчетными.

РЕЗУЛЬТАТЫ РЕГУЛЯРИЗАЦИИ

На рис. 2-4 приведены результаты нахождения оптимальных координат траектории падения. Это широта, долгота и высота соответственно. Штриховыми линиями отмечена область погрешности наблюдений. Тонкой линией с отметками узловых точек показана начальная траектория для процесса минимизации \mathbf{r}_0 . Толстой линией отмечен конечный результат – траектория \mathbf{r} , на которой был достигнут минимум функционала (6).

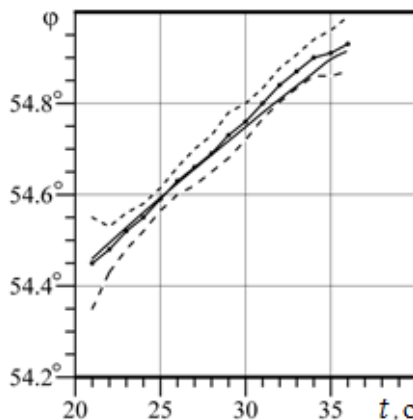


Рис.2. Зависимость широты от времени

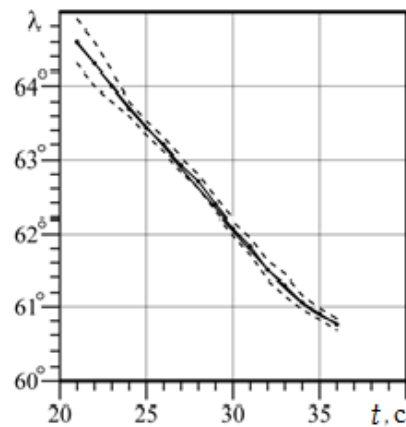


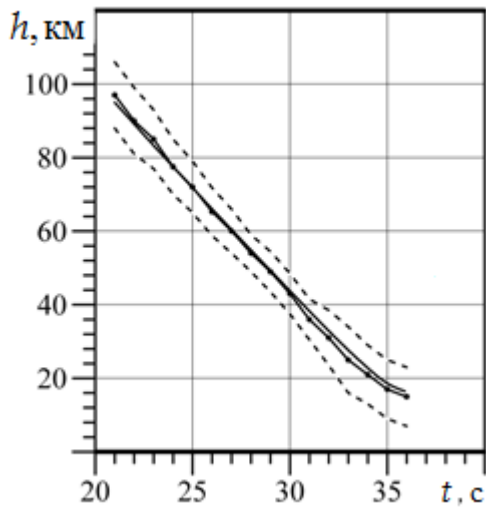
Рис.3. Зависимость долготы от времени

На рис. 5 приведены результаты минимизации функционала (6) – временные зависимости интенсивности экспериментальной I_1 по (2) и согласно модели I_2 по (3). Экспериментальная кривая выделяется узловыми точками.

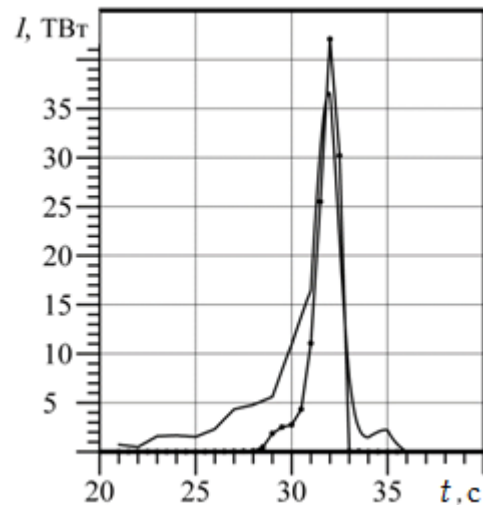
На рис. 6 приведена высотная зависимость скорости метеороида для пробной и расчетной траектории. Штриховой линией выделена пробная, экспериментальная, скорость. Расчетная скорость показана сплошной линией.

По достижению минимального значения функционала (6) параметры регуляризации установились на следующих значениях

$$\alpha_1 \approx 1.08 \text{ км}^2/\text{ТВт}^2, \quad \alpha_2 \approx 0.056 \text{ с}^2.$$



Время, с (UT – 03:20:00)
Рис.4. Зависимость высоты от времени



Время, с (UT – 03:20:00)
Рис.5. Зависимость интенсивности излучения от времени

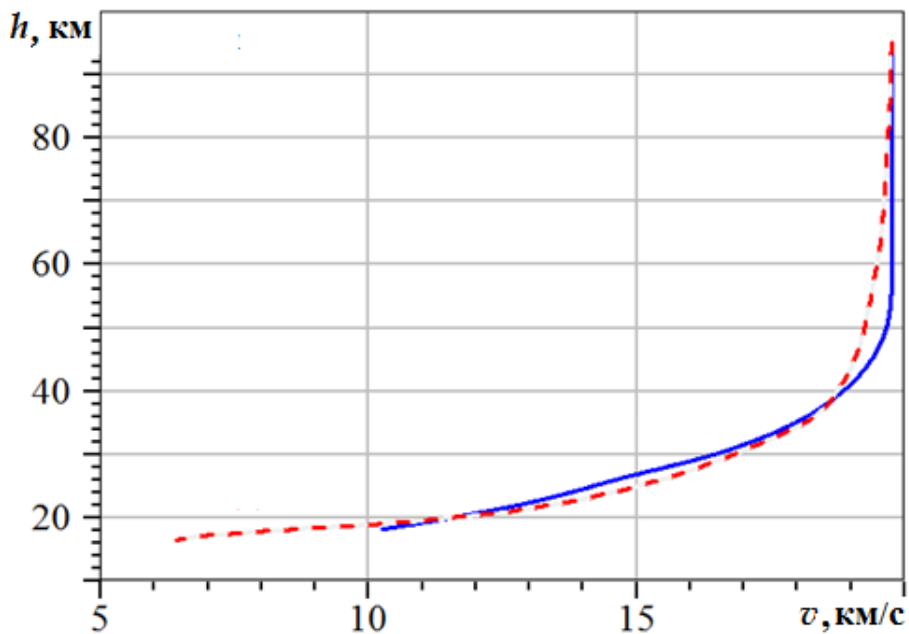


Рис.6. Зависимость скорости от высоты

ОБСУЖДЕНИЕ

Приведение некорректной задачи к корректной обычно происходит привнесением априорных данных о решении в различной форме, часто в виде регуляризирующего оператора. При этом область допустимых значений должна оставаться достаточно широкой для содержательного поиска неизвестного решения. «Перегруженность» априорными данными о решении может сделать процедуру поиска бессмысленной, так как мы заранее опишем результат. Признаки корректной задачи по Ж. Адамару следующие: решение существует, решение единственно и задача поиска устойчива.

Так как в нашем случае используемые ограничения довольно «мягкие», то легко можно подобрать параметры уравнения движения (1) такие, чтобы согласовать решение с наблюдениями. Тем самым обеспечить гарантированность решения. С учетом стабилизирующих функционалов и дополнительных требований в виде монотонности временных зависимостей скорости и массы, данная задача решается как самосогласованная.

Отметим, что решений, получаемых минимизацией функционала (5), может быть множество. И все они в какой-то мере удовлетворяют предъявляемым требованиям. В нашем случае этот факт не принципиален. Ведь наша задача состояла не только в оценивании параметров метеороида и процессов, сопровождающих падение, но и в оценке качества различных методик. Возможности получения нового знания о физике процессов, сопровождающих падения крупных космических тел.

Как известно, устойчивость по Адамару предполагает, что сколь угодно малые изменения в экспериментальных данных приводят к сколь угодно большим изменениям в решениях. В нашем случае задача была сведена к корректной благодаря подбору необходимого и достаточного количества «стабилизаторов», сужающих область возможных решений.

ВЫВОДЫ

1. В результате решения самосогласованной задачи, уравнения движения со стабилизаторами и ограничениями, рассчитана траектория падения, а также определены временные зависимости массы и миделя. Начальная масса метеороида оценена в 10 кило тонн.
2. Относительно большая погрешность в согласовании интенсивностей излучения предполагает дальнейшее развитие модели интенсивности излучения при движении метеороидов в атмосфере Земли.
3. Минимизация функционала позволила определить параметры регуляризации α_1 и α_2 .
4. Предложенный алгоритм расчета траектории движения с учетом приведенных априорных данных регуляризирует поиск решения и делает задачу корректной.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Chelyabinsk Airburst, Damage Assessment, Meteorite Recovery, and Characterization / O. P. Popova, P. Jenniskens, V. Emel'yanenko [et al.] // Science. – 2013. – V. 342. No 6162. – P. 1069 – 1073.
2. Черногор Л. Ф. Плазменные, электромагнитные и акустические эффекты метеорита "Челябинск" / Л. Ф. Черногор // Инженерная физика. – 2013. – № 8. – С. 23 – 40.
3. Chernogor L. F. The physical effects associated with Chelyabinsk meteorite's passage / L. F. Chernogor, V. T. Rozumenko // Problems of Atomic Science and Technology. – 2013. – Vol. 86, No 4. – P. 136 – 139.
4. Chernogor L. F. Ionosphere disturbances accompanying the flight of the Chelyabinsk body / L. F. Chernogor, V. V. Barabash // Kinematics and Physics of Celestial Bodies. – 2014. – V. 30, N. 3. – P. 126–136.
5. Chernogor L. F. Geomagnetic field effects of the Chelyabinsk meteoroid / L. F. Chernogor // Geomagnetism and Aeronomy. – 2014. – V. 54, N. 5. – P. 613 – 624.
6. Chernogor L. F. Ionospheric effects of the Chelyabinsk meteoroid / L. F. Chernogor // Geomagnetism and Aeronomy. – 2015. – Vol. 55, No. 3 – P. 353–368.
7. Chernogor L. F. Disturbance in the Lower Ionosphere That Accompanied the Reentry of the Chelyabinsk Cosmic Body / L. F. Chernogor // Cosmic Research. – 2017. – Vol. 55. – No. 5. – P. 323–332.
8. Chernogor L. F. Parameters of Infrasonic Waves Generated by the Chelyabinsk Meteoroid on February 15, 2013 / L. F. Chernogor, O. I. Liashchuk // Kinematics and Physics of Celestial Bodies. – 2017. – Vol. 33, No. 2. – Pp. 79 – 87.
9. Милованов Ю. Б. Численное моделирование эффектов пролета Челябинского космического тела / Ю. Б. Милованов, Л. Ф. Черногор // Ukrainian conference on space research. Uzhhorod, Ukraine. 8 – 12 September 2014. Abstracts. – Kyiv, 2014. – P. 36.
10. Chernogor L. F. The system spectral analysis method: a case study of acoustic effects from the Chelyabinsk meteoroid / L. F. Chernogor, N. B. Shevelev // Proceedings of the XVII International Young Scientists' Conference on Applied Physics. May, 23-27, 2017, Kyiv, Ukraine – P. 178 – 179.
11. Черногор Л.Ф. Высотно-временные характеристики, описывающие динамику падения Челябинского метеороида / Л. Ф. Черногор, Ю. Б. Милованов // 17 Украинская конференция по космическим исследованиям: [21–25 августа 2017 г.], Одесса, Украина. – Киев. – 2017. – С. 163.
12. Тихонов А. Н. Методы решения некорректных задач / А. Н. Тихонов, В. Я. Арсенин // М.: Главная редакция физико-математической литературы, 1979. – 284 с.
13. Лаврентьев М. М. Теория операторов и некорректные задачи / М. М. Лаврентьев, Л. Я. Савельев. – Новосибирск: Издательство института математики, 2010. – 912 с.
14. Кручиненко В. Г. Математико-фізичний аналіз метеороного явища / В. Г. Кручиненко. – К.: Наукова думка, 2012. – 294 с.
15. The flux of small near-Earth objects colliding with the Earth / P. Brown, D. Pack., W.N. Edwards, E. Tagliaferri // Nature. – 2002. – V. 420. – P. 294 – 296.

УДК 550. 388

СТАТИСТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ МЕТЕОРОИДОВ МЕТРОВОГО РАЗМЕРА В АТМОСФЕРЕ ЗЕМЛИ

Л. Ф. Черногор, Н. Б. Шевелев

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

Поступила в редакцию 23 апреля 2017 г.

Рассмотрены статистические параметры 722 болидов, исходные данные о которых взяты из базы данных НАСА. Построены кумулятивные зависимости числа событий от начальной кинетической энергии, энергии свечения и распределение числа событий по массам. Установлены соответствующие эмпирические соотношения. Объяснено расхождение наблюдательных данных и аппроксимации. Показаны закономерности, подтверждающие статистику для большего числа вторжений космических тел в атмосферу Земли.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: падение космических тел, кумулятивная зависимость, аппроксимации статистических зависимостей

Наведено статистичні параметри 722 болідів, вихідні дані про які взяті з бази даних НАСА. Побудовані кумулятивні залежності числа випадків від початкової кінетичної енергії, енергії свчення та розподіл числа подій за масами. Встановлені відповідні емпіричні співвідношення. Роз'яснюється відмінність даних спостережень і апроксимації. Показано закономірності, що підтверджують статистику для більшого числа входжень космічних тіл в атмосферу Землі.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: падіння космічних тіл, кумулятивна залежність, апроксимації статистичних залежностей

This paper deals with 722 celestial body parameter statistics retrieved from the NASA database. The cumulative distributions of the yearly number of events for the initial kinetic energy, the radiated energy, and their mass are plotted. The corresponding empirical relations are fitted. The discrepancy between the observational data and their approximation is explained. The laws confirming the statistics for the larger number of celestial bodies intruding into Earth's atmosphere are determined.

KEY WORDS: celestial body passage, cumulative distribution, statistical dependence approximation

ВВЕДЕНИЕ

Исследование падений достаточно крупных космических тел, именуемых миниастероидами, на Землю является актуальной задачей, представляющей значительный научный и практический интерес.

Научный интерес заключается в изучении большого количества физических эффектов и процессов, сопровождающих вторжение космических тел в атмосферу Земли. Как известно, при этом возмущаются все подсистемы, входящие в систему Земля (внутренние оболочки) – атмосфера – ионосфера – магнитосфера [1]. Следовательно, при этом появляется возможность выявить недостаточно изученные прямые и обратные, положительные и отрицательные связи между подсистемами.

Практический интерес заключается в оценке частоты падений космических тел и возможных последствий таких событий. Важнейшим является своевременное предсказание столкновений метеороидов с нашей планетой. К сожалению, в настоящее время эта проблема находится в состоянии, далеком от ее решения. Так, падение Челябинского метеороида 15 февраля 2013 г. для жителей Челябинской области оказалось полной неожиданностью, в результате чего пострадало более 1600 человек, частично были разрушены постройки. Нанесенный ущерб превысил 30 млн долл. США. Начальная кинетическая энергия Челябинского метеороида составляла около $1.88 \cdot 10^{15}$ Дж, а энергия свечения – $3.75 \cdot 10^{14}$ Дж, начальная масса – около 11 кт, размер – около 18 м, а угол наклона траектории – около 18° [2, 3]. Если бы этот угол был больше 60° , последствия падения космического тела, как показало наше численное моделирование, были бы куда серьезнее.

Целью данной работы является построение кумулятивных зависимостей числа событий от начальной кинетической энергии и энергии свечения метеороидов, а также от массы космических тел.

ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ

Для построения указанных зависимостей использовалась база спутниковых данных НАСА [4], где информация о метеороидах сведена в таблицу. Представлены такие параметры болидов: место падения, высота области максимального свечения (км), начальная скорость и ее компоненты (м/с), энергия свечения E_r (Дж) и начальная кинетическая энергия E_k (кт ТНТ). При помощи инфракрасных датчиков спутниковая система позволяет обнаруживать свечение миниастероидов с энергией свечения не

менее $2 \cdot 10^{10}$ Дж и удельной мощностью источника излучения не менее 10^9 Вт/ср. Этим параметрам свечения соответствуют минимальные размеры космических тел около 0.3–1 м в зависимости от их состава и объемной плотности.

РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИЙ

В статье [5] автор проанализировал 300 событий вторжения метеороидов в атмосферу Земли, которые имели место с февраля 1994 г. по сентябрь 2002 г., и получил кумулятивные зависимости числа столкновений подобных тел с Землей за 1 год. Данные, описанные в этой работе, не ограничивались только лишь спутниковыми регистрациями, наряду с ними автор привел и данные акустических и инфразвуковых наблюдений. Кроме того, в работе [5] произведена аппроксимация полученной зависимости степенным законом и вычислены характерные коэффициенты.

Авторы данной работы предприняли попытку построить аналогичную зависимость за такой же период и аппроксимировать ее похожим законом. Результаты аппроксимации приведены на рис. 1. Видно, что для 211 событий вторжения тел в атмосферу Земли $n \sim E_k^{-0.8844}$ (Здесь и далее в работе n – кумулятивное число событий, т.е. общее число событий, отнесенное к интервалу времени τ).

Из рис. 2 видно, что $n \sim E_k^{-0.8551}$, т.е. эта зависимость лишь незначительно отличается от зависимости, приведенной на рис. 1, где $n \sim E_k^{-0.8844}$. Из этого рисунка можно также сделать вывод, что за 29.5 лет – с 1988 по 2017 гг. – из 722 регистраций болидов было лишь одно событие, у которого $\lg E_k \approx 2.64$ или $E_k \approx 440$ кт ТНТ – пролет и взрыв Челябинского космического тела [2, 3].

Распределение числа событий по энергии свечения приведено на рис. 3. Очевидно, что меньшим значениям энергии свечения соответствует большее число событий падений космических тел.

Рис. 4 и рис. 5 иллюстрируют изменение числа событий по массам. Масса болидов была определена по данным о E_k и v , где E_k – начальная кинетическая энергия тел, v – их скорость при вхождении в плотные слои атмосферы Земли. Поскольку последняя была определена лишь в 158 случаях (что составляет приблизительно 22% от общего числа событий), большую часть регистраций пришлось исключить из рассмотрения. Следует также отметить, что временной интервал, рассматриваемый авторами работы, для этих зависимостей составляет 19.75 лет, а не 29.5 лет, как это было на предыдущих рисунках. Связано это прежде всего с тем, что скорость впервые была измерена 4 января 1998 г., ранее измерений скорости не было. Видно, что $n \sim m^{-0.6032}$.

Для сравнения, на рис. 6 показано распределение числа событий по массам, полученное в работе [16] по 56 событиям падений космических тел. Они были зарегистрированы сетью наблюдательных камер MORP, расположенных в западной Канаде [6]. Промежуток времени регистрации составлял 11 лет – с 1974 по 1985 г. В указанной работе были проанализированы массы фрагментов (в г) метеороидов и построены зависимости в логарифмическом масштабе. Для удобства сравнения массы фрагментов метеороидов, приведенные в работе [6], были переведены в тонны. Результаты распределения числа событий по массам, опираясь на исходные данные [6], приведены на рис. 5.

Из рис. 4, 5 видно, что масса Челябинского космического тела более чем на порядок отличается от массы остальных тел, поэтому авторами работы была предпринята попытка анализа всех известных масс космических тел без учета Челябинского метеороида. Результаты приведены на рис. 7, 8. Из рис. 7 следует, что $n \sim m^{-0.6355}$.

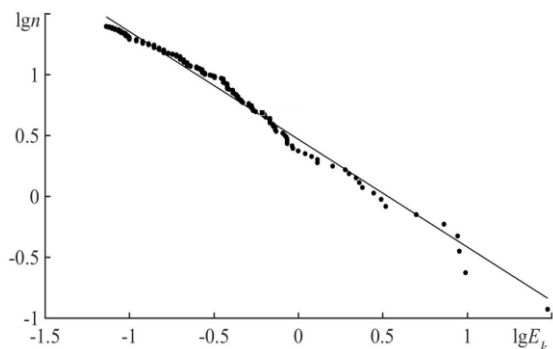


Рис. 1. Распределение числа событий по начальной кинетической энергии (кт ТНТ) метеороидов по данным [5] в интервале времени с февраля 1994 по сентябрь 2002 г. Интервал времени $\tau \approx 8.5$ лет.

Аппроксимация степенным законом:

$$\lg n = -0.8844 \lg E_k + 0.4676, \quad R \approx 0.9922, \\ \sigma \approx 0.05177, \quad N \approx 211.$$

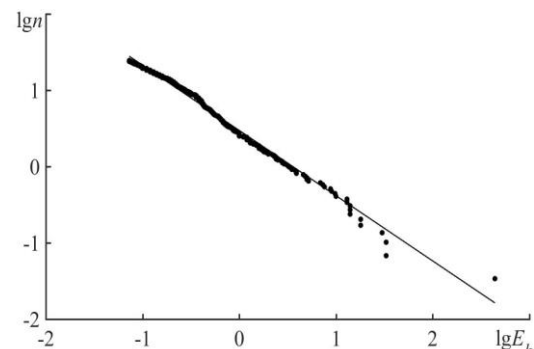


Рис. 2. Зависимость числа событий от начальной кинетической энергии (в кт ТНТ) метеороидов. Интервал времени $\tau \approx 29.5$ лет, аппроксимация степенным законом:

$$\lg n = -0.8551 \lg E_k + 0.4726, \quad R \approx 0.9946, \\ \sigma \approx 0.04442, \quad N \approx 722.$$

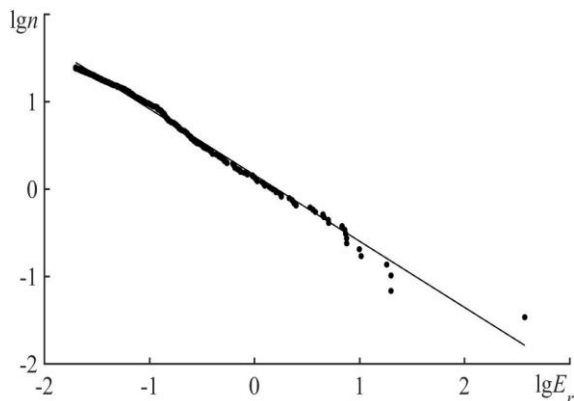


Рис. 3. Зависимость числа событий от энергии свечения болидов (ТДж). Интервал времени $\tau \approx 29.5$ лет, аппроксимация степенным законом: $\lg n = -0.7578 \lg E_r + 0.1588$, $R \approx 0.9947$, $\sigma \approx 0.04368$, $N \approx 722$.

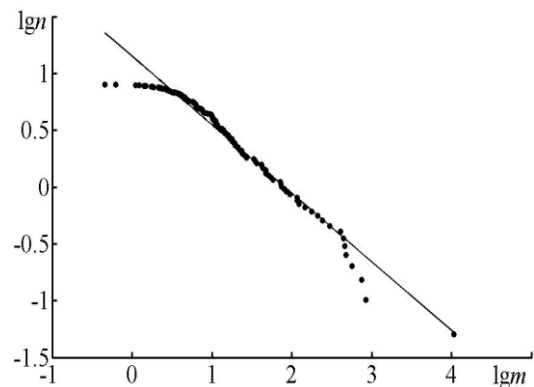


Рис. 4. Зависимость числа событий от начальной массы космических тел (в т). Интервал времени $\tau \approx 19.75$ лет, аппроксимация степенным законом: $\lg n = -0.6032 \lg m + 1.1497$, $R \approx 0.9808$, $\sigma \approx 0.08039$, $N \approx 158$.

ОБСУЖДЕНИЕ

Несмотря на достаточно высокий коэффициент достоверности аппроксимации $R \approx 0.9808$, наблюдается заметное отклонение экспериментальных данных от закона аппроксимации в интервалах $\lg m \in [-0.3; +0.3]$ и $\lg m \in [2.7; 3.0]$ (рис. 4). Первое расхождение связано с высокими скоростями (от 29 вплоть до 49 км/с) и относительно малой массой метеороидов (0.11 – 0.18 кт ТНТ). Второе отклонение, вероятно всего, связано с тем, что масса Челябинского метеороида составила около 11 кт, а $\lg m \approx 4.03$, в силу чего в результате построения степенной зависимости пренебрегалось массой меньших метеороидов, у которых $\lg m \in [2.7; 3.0]$, и прямая прошла через точку $[0; 4.03]$. Как и в предыдущих случаях, здесь наблюдается обратная пропорциональность, т.е. с ростом массы уменьшается число событий.

Из рис. 5, где показано распределение числа событий по массам, видно, что аппроксимация полиномом второй степени несколько улучшает коэффициент достоверности и уменьшает погрешность. Это видно из уменьшения среднеквадратичного отклонения σ примерно на 20%.

Коэффициенты при $\lg m$, а также свободные члены в нашем случае (-0.6032) и в [16] (-0.6803) отличаются незначительно, что свидетельствует о тесной взаимосвязи двух параметров (см. рис. 4 и 5). Подчеркнем, что в работе [6] был проведен статистический анализ именно по метеоритам, т.е. телам, упавшим на поверхность Земли, а в [4] база данных составлена по болидам, свечение которых в момент их вторжения в плотные слои атмосферы регистрировали инфракрасные датчики. Кроме того, база данных НАСА [4] содержит большее число событий ($N \approx 722$), поэтому больший объем статистики по полетам болидов, несомненно, дает лучший результат. Тем не менее, угол наклона, характеризуемый

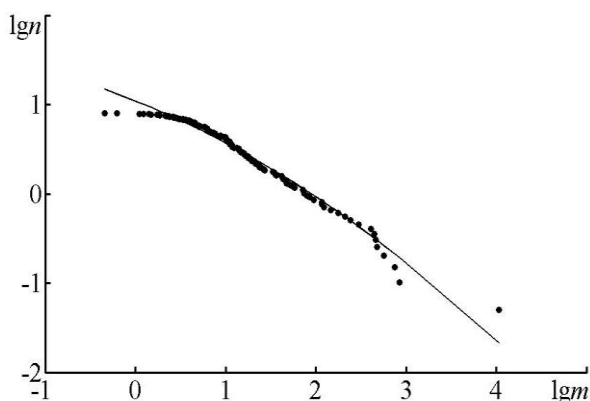


Рис. 5. Зависимость числа событий от начальной массы космических тел (в т). Интервал времени $\tau \approx 19.75$ лет, аппроксимация полиномом 2 степени: $\lg n = -0.0667 \lg^2 m - 0.4049 \lg m + 1.0412$, $R \approx 0.9882$, $\sigma \approx 0.06327$, $N \approx 158$.

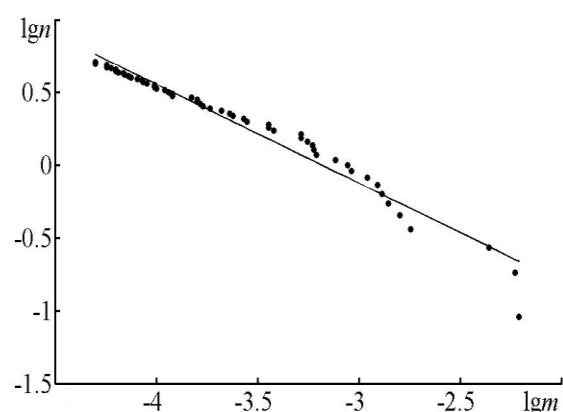


Рис. 6. Зависимость числа событий от начальной массы космических тел (в т) (по данным из работы [6]). Интервал времени $\tau \approx 11$ лет, аппроксимация степенным законом: $\lg n = -0.6803 \lg m - 2.1641$, $R \approx 0.9795$, $\sigma \approx 0.07919$, $N \approx 56$.

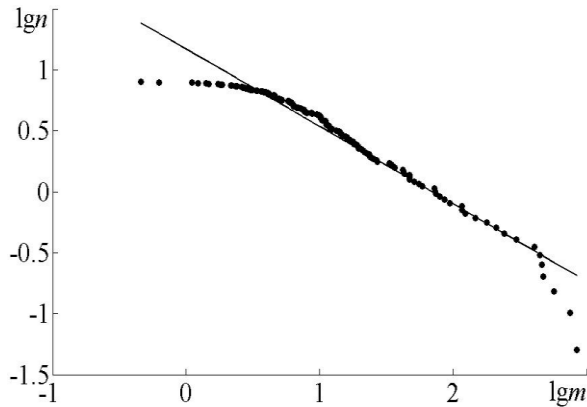


Рис. 7. Зависимость числа событий от начальной массы космических тел (в т) без учета Челябинского космического тела.

Аппроксимация степенным законом:
 $\lg n = -0.6355 \lg m + 1.1712$, $R \approx 0.9716$,
 $\sigma \approx 0.09746$, $N \approx 157$, интервал времени
 $\tau \approx 19.75$ лет

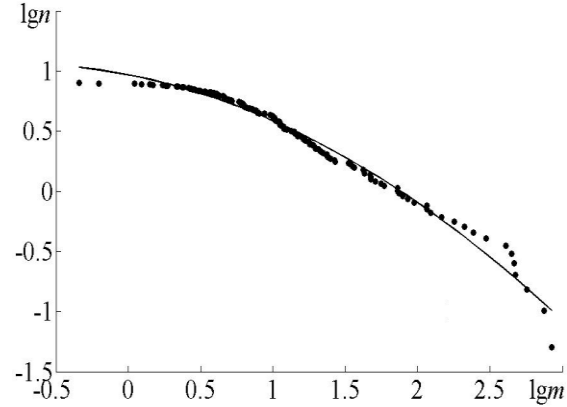


Рис. 8. Зависимость числа событий от начальной массы космических тел (в т) без учета Челябинского космического тела.

Аппроксимация полиномом 2 степени:
 $\lg n = -0.1489 \lg^2 m - 0.2341 \lg m + 0.9687$,
 $R \approx 0.9921$, $\sigma \approx 0.05178$, $N \approx 157$, интервал
 времени $\tau \approx 19.75$ лет.

коэффициентом при $\lg m$, в обоих случаях достаточно близок. Для метеоритов свободный член в аппроксимации составляет около (-2.16) (см. рис. 6), а для метеороидов, проанализированных нами, он равняется $(+1.17)$, т.е. разница между ними составляет 3.31. Это означает, что в среднем число выявленных метеоритов на площади в 10^6 км^2 меньше числа метеороидов, регистрируемых спутниковой системой, примерно в 2040 раз. При площади Земного шара $5 \cdot 10^8 \text{ км}^2$ и приведение к площади 10^6 км^2 указанное число уменьшится в 500 раз до 4.08. При этом число первых тел составляет около 24% от числа вторых тел.

Из рис. 7 видно, что коэффициент достоверности приблизительно такой же, как и в случае анализа с включением Челябинского космического тела. Поскольку из графика видно явно выраженную параболическую зависимость, целесообразным считалось аппроксимировать ее также полиномом второй степени. Результаты представлены на рис. 8. Видно, что такая аппроксимация улучшает R , однако наглядного физического смысла она не имеет.

Полученное распределение числа событий по кинетическим энергиям хорошо согласуется с результатами, полученными автором работы [5]. В нашем случае коэффициент наклона при $\lg E_k$ составил 0.88 ± 0.03 , в то время как в [5] он равен 0.90 ± 0.03 . В то же время свободный коэффициент отличается не более чем на 20%. Также по большей выборке статистических данных ($N \approx 158$) уточнены соотношения между числом падений космических тел и их массами, ранее полученные автором работы [6]. Показано, что коэффициент, отвечающий за угол наклона, отличается не более, чем на 12%.

ВЫВОДЫ

На большем статистическом материале подтверждена достаточно сильная статистическая связь между числом событий и начальной кинетической энергией, числом событий и энергиями свечения, числом событий и начальной массой космического тела.

На большем статистическом материале уточнены эмпирические зависимости числа событий от кинетической энергии, энергии свечения и массы метеороидов с размером примерно 1 – 10 м.

Оценена доля числа метеоритов в числе метеороидов, фиксируемых спутников системой ($\sim 24\%$).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Chernogor L. F. Earth – Atmosphere – Geospace as an Open Nonlinear Dynamical System / L. F. Chernogor, V. T. Rozumenko // Radio Physics and Radio Astronomy. – 2008. – V. 13, № 2. – P. 120 – 137.
2. Chelyabinsk airburst, damage assessment, meteorite, and characterization / O. P. Popova, P. Jenniskens, V. Emelyanenko [et. al.] // Science. – 2013. – V. 342. – P. 1069 – 1073.
3. Chernogor L. F. The physical effects associated with Chelyabinsk meteorite's passage / L. F. Chernogor, V. T. Rozumenko // Problems of Atomic Science and Technology. – 2013. – Vol. 86, No 4. – P. 136 – 139.
4. <https://cneos.jpl.nasa.gov/fireballs/>
5. Brown P. G. The flux of small near-Earth objects colliding with the Earth / P. Brown, R. E. Spalding, D. O. ReVelle, E. Tagliaferri // Nature. – 2002. – V. 420. – P. 294–296.
6. Halliday I., Blackwell A., Griffin A. The flux of meteorites on the Earth's surface / I. Halliday, A. Blackwell, A. Griffin // Meteoritics & Planetary Science. – 1989. – T. 24. – №. 3. – P. 173-178.

УДК 550.388

GEOMAGNETIC VARIATIONS CAUSED BY ROCKET LAUNCHES FROM THE PLESETSK AND THE BAIKONUR COSMODROMES

L. F. Chernogor, K. P. Garmash, V. T. Rozumenko, K. O. Smirnova

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

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

Received for editing on June 15, 2017.

Изложены результаты системного спектрального анализа временных вариаций уровня горизонтальных компонент геомагнитного поля, сопровождавших старты и полеты ракет Союз и Протон с космодромов Плесецк и Байконур в 2014 – 2017 гг. Получены основные параметры сигналов, связанных с возмущениями геомагнитного поля. Развита теоретическая модель волновых возмущений, генерируемых стартами и полетами ракет, находится в хорошем соответствии с результатами наблюдений.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: системный спектральный анализ, магнитометр, старт ракеты, возмущения.

Представлені результати системного спектрального аналізу часових варіацій рівня горизонтальних компонент геомагнітного поля, що супроводжували старту та польоти ракет Союз і Протон з космодромів Плесецк та Байконур в 2014-2017 рр. Отримано основні параметри сигналів, які пов'язані зі збуреннями геомагнітного поля. Розвинута теоретична модель хвильових збурень, які генеруються стартами та польотами ракет, добре узгоджується з результатами спостережень.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: системний спектральний аналіз, магнітометр, старт ракети, збурення.

Results from the system spectral analysis of variations in the geomagnetic field horizontal components, which are associated with the orbital maneuvering subsystem engine burns and the firing of the booster stages of the Soyuz and Proton rockets at the Plesetsk and the Baikonur cosmodromes, are presented for the 2014 – 2017 period. Main signal parameters connected with geomagnetic field disturbances were obtained. A theoretical model of wave disturbances generated by the firing of the booster stages has been developed, and good agreement between the observations and the model output has been found.

KEY WORDS: system spectral analysis, magnetometer, rocket launch, disturbances.

INTRODUCTION

The Fourier transform is commonly used for analyzing spectra. To localize a process in the time domain, the short-time Fourier transform is employed. To improve the resolution in the period range under study, L. F. Chernogor advanced a modified short-time Fourier transform termed the adaptive Fourier transform [1]. The adaptive Fourier transform is the Fourier transform in a sliding window with a width adjusted to be equal to a fixed number of harmonic periods. However, the short-time Fourier transform has a resolution in the time domain better than the adaptive Fourier transform. To equalize the drawbacks of these transforms, the wavelet transform is used, which permits the space and time resolutions attain an optimum. The capabilities of the above integral transformations complement each other by compensating the deficiencies of one of the transforms with the merits of the others. The joint use of these integral transformations is termed the system spectral analysis (SSA).

The aim of this study is to present the results from the SSA of the time variations in the geomagnetic field associated with the orbital maneuvering subsystem engine burns and the firing of the booster stages of the Soyuz and Proton rockets at the Plesetsk and the Baikonur cosmodromes.

FACILITY AND TECHNIQUES

The measurements have been acquired with the very sensitive fluxgate magnetometer located at the V. N. Karazin Kharkiv National University Magnetic Observatory (49°39' N geographic latitude, 36°56' E geographic longitude; 45°20' N geomagnetic latitude and 119°20' E geomagnetic longitude). The magnetometer digitally acquires measurements of fluctuations with periods of 1 – 1,000 s in the geomagnetic south-north (H component) and geomagnetic west-east (D) directions. The minimum fluctuation amplitudes are fundamentally limited by the level of internal noise of 0.5–500 pT in 1 – 1,000 s period range, respectively. GPS is used for clock synchronization with an error of equal to or less than ± 0.5 s [1 – 3].

The SSA was preceded by band-pass filtering in the period intervals of 1–10 s, 10–100 s, and 100–1,000 s and a thorough study of the state of space weather. The time intervals with increased magnetic activity (indices $\geq a_p \geq 3$, $A_p \geq 3$,

$K_p \geq 1$, $|D_{st}| \geq 8$ nT) have been excluded from the further analysis. Over these time intervals, the variations in the horizontal components were not caused by rocket engine burns, but space sources.

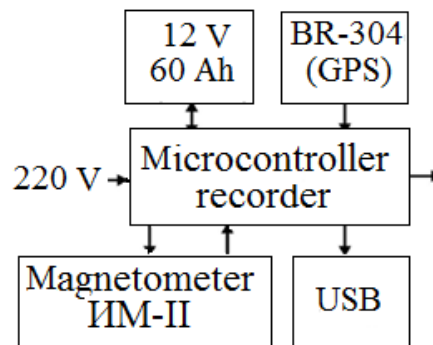


Fig. 1. The magnetometer

INFORMATION ABOUT THE COSMODROMES AND ROCKETS

The database that contains information about the effects of the firing of the booster stages of approximately 5,000 rockets and orbital maneuvering subsystem engine burns has been collected in V. N. Karazin Kharkiv National University [1 – 6].

The launches took place from the various cosmodromes all over the world. The nearest cosmodromes to the V. N. Karazin Kharkiv National University Magnetic Observatories are the Plesetsk (Russian Federation) and Baikonur (Republic of Kazakhstan) cosmodromes, which are located at a distance of 1,500 km and 2,200 km, respectively.

In this paper, the largest space vehicles, Soyuz and Proton of 297 tons and 711 tons mass, respectively, are chosen for study. The effects from the rocket launches that occurred over the 2014–2017 interval have been analyzed.

OBSERVATIONS

Almost all rocket launches are associated with changes in the character of variations in the geomagnetic field (Fig. 2 – Fig. 5). In these figures vertical solid line shows the moment of rocket launch, vertical dotted line shows the moment of sunrise. The amplitude of the oscillations most frequently increases by a factor of 1.5–2 (up to 1–2 nT). Sometimes, it decreases, and the wave oscillation, which exists before the arrival of the wave disturbance due to the rocket launch, is inhibited. The time delay between the response in the geomagnetic field and the firing of the booster stages equals to approximately 40–80 min and 65–130 min for the Plesetsk and Baikonur cosmodromes, respectively. The duration of the quasi-periodic disturbances (with the period spectra in 10–15 min period range) equals to 30–60 min and weakly depends on the distance between the cosmodromes and the Magnetic Observatory.

The SSA permits the time delay of the signal, its spectral content, and the duration to be determined with an error sufficient for many practical application [1 – 6].

MECHANISMS FOR THE GENERATION AND PROPAGATION OF THE DISTURBANCES

Propagation speed for the arrival of the disturbance can be calculated from the distance between the cosmodrome and the Magnetic Observatory and the time delay between the response in the geomagnetic field and the orbital maneuvering subsystem engine burns and the firing of the booster stages. It turns out to be dependent on the geospace state, the time of day, season, and to be equal to approximately 0.3–0.6 km/s. As is well known, such a speed is characteristic of the internal gravity waves (IGWs) in the terrestrial atmosphere. These waves are waves in the neutral density with periods of approximately 10 – 180 min, and with gravity as a restoring force. Their phase speed, for periods equal to or greater than 10 min, is smaller than the speed of sound in the atmosphere, which increases with altitude in 100–400 km range from 0.3 to 1 km/s.

The IGW amplitude attains a maximum value on a relative scale between 200 and 250 km altitude where their phase speed usually do not exceed 0.5–0.6 km/s. Their damping depth is equal to 3,000–5,000 km, therefore such waves propagate virtually on a global scale.

The IGWs modulate the electron density in the ionosphere as they propagate through the atmosphere, i.e., they generate traveling ionospheric disturbances, from which periodic variations arise in ionospheric currents, causing quasi-periodic variations in the geomagnetic field with the same period. Through modeling, we demonstrate that the IGW relative amplitude of 2–3% causes variations in the horizontal components of the geomagnetic field of approximately 1 nT, which has been observed in the experiments [3, 5].

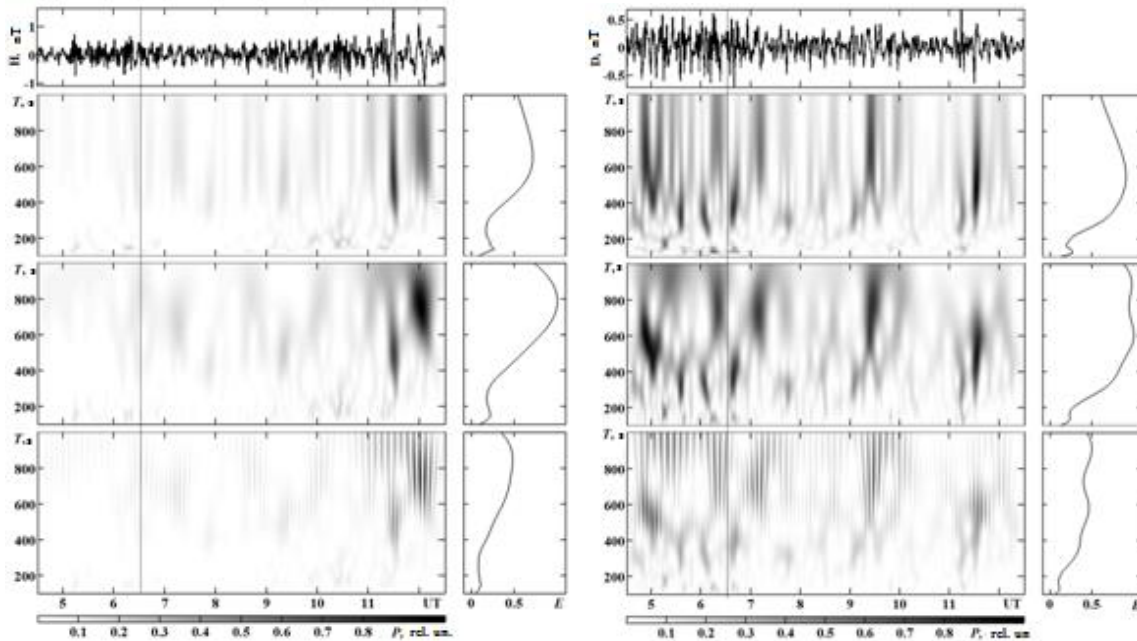


Fig. 2. H- and D-component variations in the 100–1000-s period interval during *Soyuz 2.1.b* launch on May 25, 2017 from the Plesetsk cosmodrome.

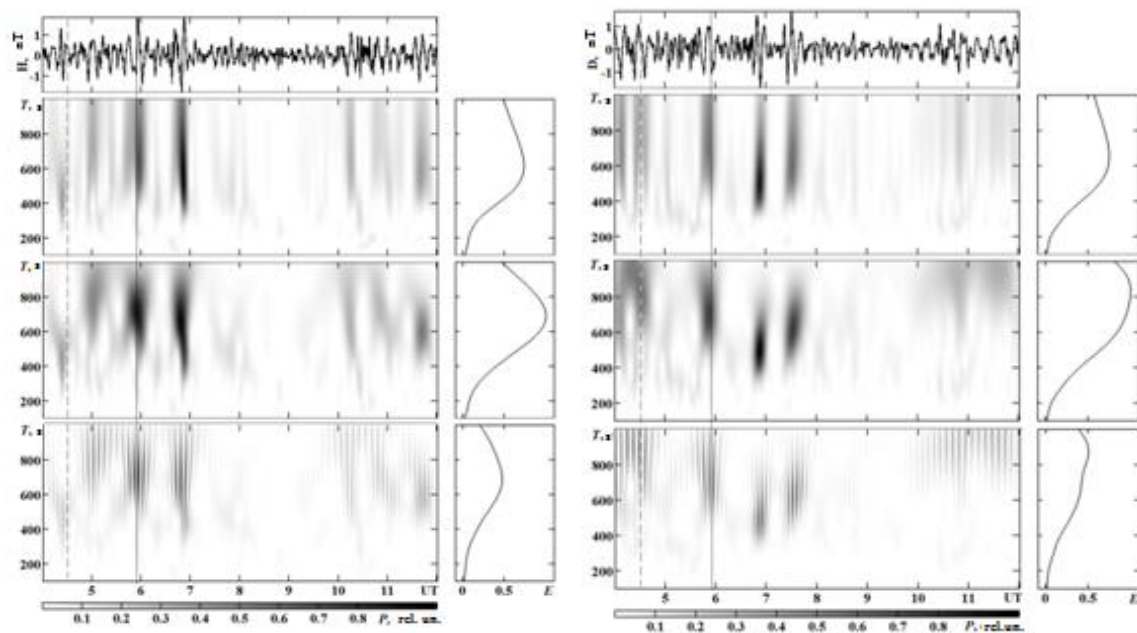


Fig. 3. H- and D-component variations in the 100–1000-s period interval during *Soyuz U* launch on February 22, 2017 from the Baikonur cosmodrome.

CONCLUSIONS

Observations of variations with periods of 1 – 1,000 s in the geomagnetic field that were associated with the firing of the booster stages that took place at different cosmodromes all over the world have been made over the years. The SSA revealed the basic parameters of the wave trains caused by the firing of the booster stages. A theoretical model of wave disturbances generated by the firing of the booster stages has been developed, and good agreement between the observations and the model output has been found.

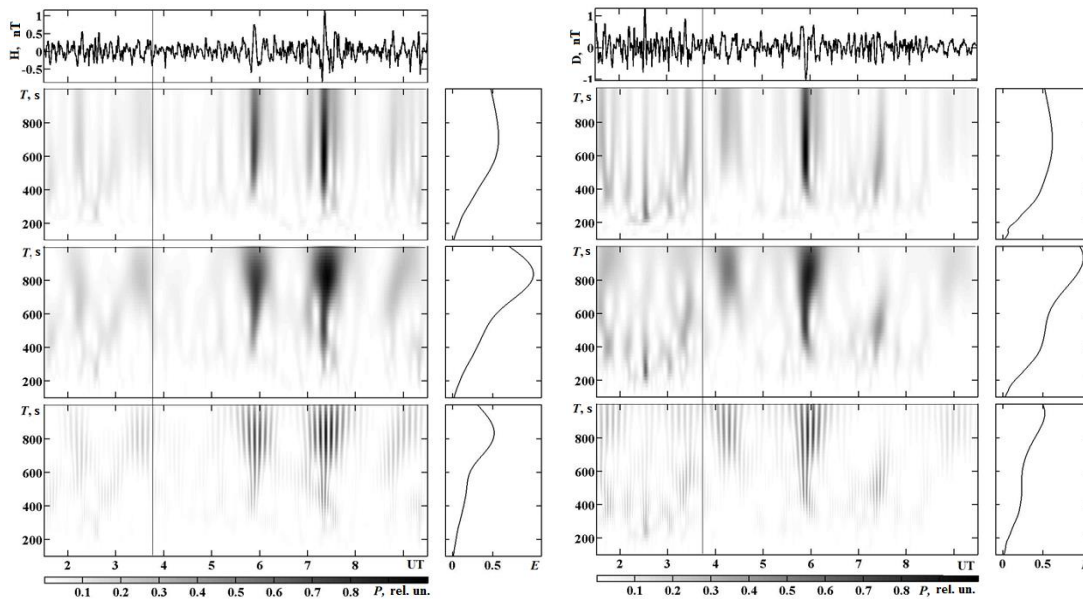


Fig. 4. H- and D-component variations in the 100–1000-s period interval during *Proton M* launch from the Baikonur cosmodrome on June 8, 2017.

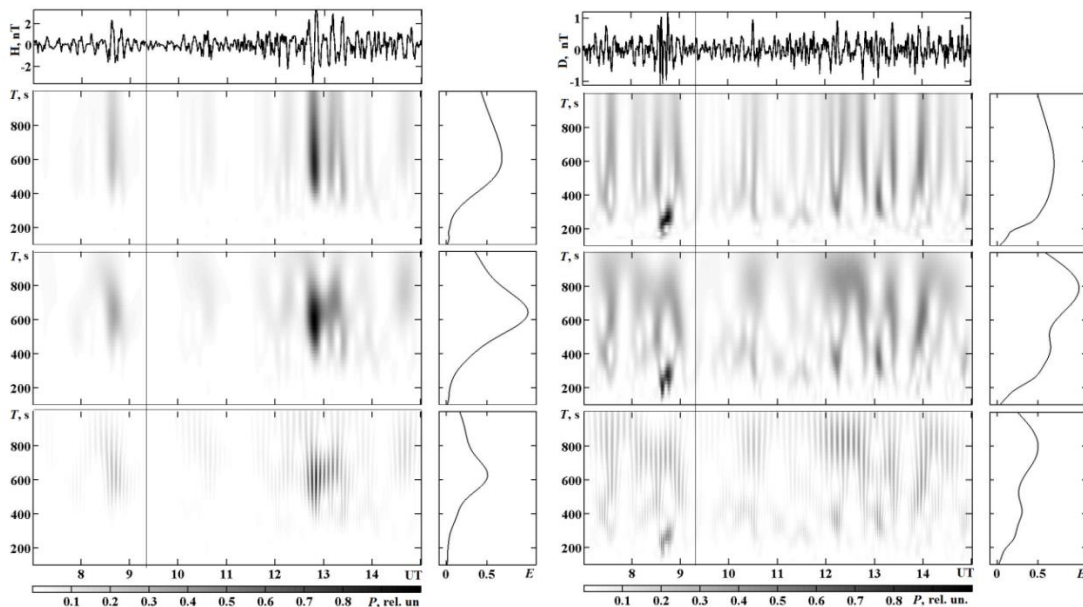


Fig. 5. H- and D-component variations in the 100–1000-s period interval during *Soyuz 2.1.a* launch from the Baikonur cosmodrome on June 14, 2017.

REFERENCES

1. L. F. Chernogor, *Radiophysical and Geomagnetic Effects of Rocket Engine Burns*, (in Russian). Kharkiv, Ukraine: Kharkiv V. N. Karazin National University Press, 2009.
2. L. F. Chernogor, Blaunstein N., *Radiophysical and Geomagnetic Effects of Rocket Burn and Launch in the Near-the-Earth Environment*. Boca Raton, London, New York: CRC Press. Taylor & Francis Group, 2013.
3. L. F. Chernogor, "On a possible impact of rocket and space technology on the Earth's magnetic field,"(in Russian), in: *Impact of Rocket and Space Technology on the Environment*, Adushkin V. V., Kozlov S. I., Silnikov M. V., Eds. Moscow: GEOS, 2016, pp. 483 – 517.
4. K. P. Garmash et al., "Geomagnetic Pulsations Associated with Rocket Launches from Cosmodromes all over the World," (in Russian), *Space Science and Technology*, vol. 15, no. 1, pp. 31 – 43, Jan. 2009.
5. L. F. Chernogor, "Magneto-Ionospheric Effects of Active Experiments Conducted on February 18, 2004" *Cosmic Research*, vol. 49, no. 4, pp. 292 – 307, Aug. 2011.
6. L. F. Chernogor, "Geomagnetic Effect of Launches and Flights of Large Spacecraft" *Cosmic Research*, vol. 51, no. 6, pp. 413 – 426, Nov. 2013.

4.11.1937 – 19.10.2014



Эдуард Дмитриевич Прохоров

4 ноября 2017 г. исполнилось бы 80 лет известному ученому в области твердотельной электроники, талантливому педагогу, бывшему неизменному члену редколлегии журнала "Вестник университета" доктору физико-математических наук, профессору Прохорову Эдуарду Дмитриевичу.

После окончания с отличием радиофизического факультета Харьковского государственного университета в 1959 году Э.Д. Прохоров начал свою научную деятельность в Харьковском государственном университете, которая продолжалась 55 лет.

В 1967 г. он защитил кандидатскую, а в 1978 г. — докторскую диссертацию. В 1980 г. ему было присвоено звание профессора, а в 1995 году звание академик АН ВШ Украины.

С 1979 по 2014 г. Э. Д. Прохоров руководил проблемной лабораторией полупроводниковой техники.

Прекрасный физик-экспериментатор с глубоким пониманием теории, Эдуард Дмитриевич успешно работал в различных направлениях полупроводниковой электроники. Но наибольшую известность в научных кругах ему принесли его пионерские работы по освоению миллиметрового, субмиллиметрового диапазонов длин волн твердотельными приборами с междолинным переносом электронов, а также приборами с туннельными, резонансно-туннельными и лавинными эффектами, которые дали возможность продвинуться в область коротких миллиметров, создать новые микро и нано-структуры с высокой эффективностью генерации в терагерцовом диапазоне.

Научная деятельность Э. Д. Прохорова всегда отличалась сочетанием экспериментальных и теоретических исследований. Его активная научная деятельность подтверждена большим количеством научных публикаций – более 400 научных трудов, 10 учебных пособий, 3 монографии, авторские свидетельства и патенты.

Активную научную деятельность Э. Д. Прохоров сочетал с не менее активной педагогической деятельностью. На протяжении многих лет он читал курсы по физике и электронике полупроводниковых приборов для студентов радиофизического факультета.

Им подготовлены десятки специалистов, бакалавров, магистров, 12 кандидатов и 3 доктора физико-математических наук.

Научная, педагогическая и организационная деятельность Э. Д. Прохорова высоко оценены. Он является лауреатом премии, диплома, медали «За кращу наукову працю» МОН Украины за монографию (1985), лауреатом академической награды – премии имени Ярослава Мудрого АН ВШ Украины (2004), обладателем звания «Заслуженный научный сотрудник» (2006), диплома и премии АН ВШ Украины и ХНУ имени В.Н. Каразина за учебные пособия по твердотельной электронике.

Все, кому посчастливилось работать с Эдуардом Дмитриевичем, всегда будут помнить его человечность, доброжелательность, скромность и жизнелюбие.

ЗМІСТ

<i>Батраков Д.О.</i> Обратная задача для слоисто-неоднородного кругового цилиндра в частотной области	3
<i>Батраков Д.О., Белошенко К.С., Батракова А.Г., Антюфеева М.С.</i> Использование поляризационных параметров георадара для контроля плоскостойких сред	10
<i>Батраков Д.О., Антюфеева М.С., Батракова А.Г., Антюфеев А.В., Фан Хаоцзе.</i> Применение георадаров для идентификации подповерхностных дефектов в дорожных покрытиях	17
<i>Горобец Н.Н., Овсянникова Е.Е.</i> Волновые процессы в ближней зоне апертурных антенн с раскрывом круглой формы	24
<i>Думин А.Н., Плахтий В.А., Вольвач Я.С., Думина О. А.</i> Зоны излучения импульсного излучателя малых электрических размеров	35
<i>Думин О. М., Ахмедов Р. Д.</i> Міжмодове перетворення нестационарного електромагнітного поля в нелінійному необмеженому середовищі	42
<i>Дегтярев А.В., Дубинин Н.Н., Маслов В.А.</i> Фокусировка мод металлического резонатора терагерцевого лазера	48
<i>Ткачев А.І., Погребняк М.Л., Кисленко В.І.</i> Двочастотний лазер на барвнику для спектроскопії атомів цинку в триплетних рідбергівських станах n^3P_{012}	54
<i>Купченко Л. Ф., Карлов В. Д., Гурин О. А., Рыбьяк А. С., Слабунова Н. В.</i> Экспериментальные исследования динамической спектральной фильтрации оптических изображений с использованием акустооптического процессора	58
<i>Слабый К.Г., Пащенко А.Г.</i> Элемент энергонезависимой памяти на основе квантовых точек	66
<i>Боцула О. В., Приходько К. Г.</i> Влияние ударной ионизации на генерацию диодов на основе нитридов	71
<i>Милованов Ю. Б., Черногор Л. Ф.</i> Регуляризация алгоритма расчета высотно-временных характеристик, описывающих динамику падения челябинского метеороида	75
<i>Черногор Л. Ф., Шевелев Н. Б.</i> Статистические характеристики метеороидов метрового размера в атмосфере земли	80
<i>Chernogor L. F., Garmash K. P., Rozumenko V. T., Smirnova K. O.</i> Geomagnetic variations caused by rocket launches from the Plesetsk and the Baikonur cosmodromes	84

CONTENTS

<i>Batnikov D.O.</i> The inverse problem for a layered inhomogeneous circular cylinder in the frequency domain	3
<i>Batnikov D.O., Beloshenko K.S., Batnikova A.G., Antyufeyeva M.S.</i> The use of GPR polarization parameters for the control of plane-layered media condition	10
<i>Batnikov D.O., Antyufeyeva M.S., Batnikova A.G., Antyufeyev O.V., Fang Haojie.</i> The use of GPRs for identifying subsurface defects in road pavement	17
<i>Gorobets N.N., Ovsyannikova O.E.</i> Wave processes in the near zone of aperture antennas with the opening of a circular shape	24
<i>Dumin O.M., Plakhtii V.A., Volvach I.S., Dumina O.O.</i> Zones of radiation of impulse radiator of small electric sizes	35
<i>Dumin O.M., Akhmedov R.D.</i> Modal transformation of nonstationary electromagnetic field in unbounded nonlinear medium	42
<i>Degtyarev A.V., Dubinin N.N., Maslov V.A.</i> Modes focusing of metal resonator of terahertz laser	48
<i>Tkachev A.I., Pogrebnyak N.L., Kyslenko V.I.</i> Two-frequency dye laser for spectroscopy of zinc atoms in triplet Rydberg states n^3P_{012}	54
<i>Kupchenko L.F., Karlov V.D., Gurin O.A., Rybiak A.S., Slabunova N.V.</i> Experimental investigation of dynamic spectral filtration of optical images using an acousto-optic processor	58
<i>Slabiy K.G., Pashchenko A.G.</i> Element of non-volatile memory based on quantum dots	66
<i>Botsula O.V., Prykhodko K.H.</i> Impact ionization effect on the generation of nitride-based diodes	71
<i>Milovanov Yu.B., Chernogor L.F.</i> Regularization algorithm for calculating height and temporal characteristics describing the dynamics of Chelyabinsk meteoroid passage through the atmosphere	75
<i>Chernogor L.F., Shevelev N.B.</i> The statistical characteristics of meter-size meteoroids in the earth atmosphere	80
<i>Chernogor L.F., Garmash K.P., Rozumenko V.T., Smirnova K.O.</i> Geomagnetic variations caused by rocket launches from the Plesetsk and the Baikonur cosmodromes	84

Наукове видання

ВІСНИК ХАРКІВСЬКОГО НАЦІОНАЛЬНОГО УНІВЕРСИТЕТУ
імені В.Н. Каразіна

Серія
“Радіофізика та електроніка”

Випуск 26

Збірник наукових праць

Українською, російською та англійською мовами

Підписано до друку 27.10.2017. Формат 60×84/8.

Папір офсетний.

Друк ризографічний.

Ум. друк. арк.9,2. Обл.-вид. арк. 11,1. Наклад 100 пр. Зам.№

Ціна договірна.

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

Надруковано з готового оригінал-макету у друкарні ФОП Петров В.В.
Єдиний державний реєстр юридичних осіб та фізичних осіб-підприємців.

Запис №2480000000106167 від 08.01.2009.

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