

ISSN 2311-0872

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ



ВІСНИК

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

Серія "РАДІОФІЗИКА ТА ЕЛЕКТРОНІКА"

Випуск 27

ISSN 2311-0872

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ

ВІСНИК
ХАРКІВСЬКОГО НАЦІОНАЛЬНОГО
УНІВЕРСИТЕТУ
імені В.Н. КАРАЗІНА

Серія “ РАДІОФІЗИКА ТА ЕЛЕКТРОНІКА ”

Випуск 27

Започаткована 1971 р.

Харків 2017

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 №3 від 28.03. 2018 р.).

Редакційна колегія

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

д.ф.-м.н., проф. **Аркуша Ю.В.**, 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

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. **Чорногор Л.Ф.**, Україна

акад. НАНУ **Яковенко В.М.**, Україна

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

Адреса редакційної колегії: 61022, м. Харків, майдан Свободи, 4
Харківський національний університет імені В.Н. Каразіна, 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 621.396.96

ЧАСТИЧНАЯ МАСКИРОВКА ОБЪЕКТОВ СЛОЖНОЙ ФОРМЫ С ПОМОЩЬЮ РАДИОПОГЛОЩАЮЩИХ МАТЕРИАЛОВ

А.А. Масловский, М.Н. Легенький, А.А. Демченко, Н.Н. Колчигин

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

пл. Свободы 4, Харьков, 61077, Украина

e-mail: maslovskiy@karazin.ua, mlegenkiy@karazin.ua, demchenko@karazin.ua, kolchigin@karazin.ua

Поступила в редакцию 17 октября 2017 г.

В данной работе предложен метод частичной маскировки радиолокационных объектов сложной формы. Проведено численное моделирование измерения эффективной площади рассеяния (ЭПР) объекта с помощью декомпозиционного метода. В рамках данного метода объект разделяется на элементы и в ближней зоне объект облучается антенной поэлементно, далее отражение от каждого элемента суммируется. Выявлены наиболее существенно отражающие участки поверхности объекта. Рассмотрена возможность снижения ЭПР таких элементов поверхности объекта, при этом осуществляется маскировка участков поверхности объекта с помощью радиопоглощающих материалов (РПМ). Проанализировано влияние подобных мероприятий на среднюю ЭПР всего объекта, выявлена оптимальная часть поверхности объекта, которую следует таким образом маскировать, и требуемый при этом уровень снижения отраженного сигнала (фактически – качество используемого РПМ).

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: маскировка, ЭПР, РПМ, объект сложной формы, декомпозиция.

У даній роботі запропоновано метод часткового маскування радіолокаційних об'єктів складної форми. Проведено чисельне моделювання вимірювання ефективної площі розсіювання (ЕПР) об'єкту за допомогою декомпозиційного методу. В рамках даного методу об'єкт розділяється на елементи і в ближній зоні об'єкт опромінюється антенною поелементно, далі відбиття від кожного елемента підсумовується. Виявлено найбільш істотно відбиваючі ділянки поверхні об'єкту. Розглянуто можливість зниження ЕПР таких елементів поверхні об'єкта, при цьому здійснюється маскування ділянок поверхні об'єкта за допомогою радіопоглинаючих матеріалів (РПМ). Проаналізовано вплив подібних заходів на середню ЕПР всього об'єкту, виявлена оптимальна частина поверхні об'єкта, яку слід маскувати таким чином, а також потрібний при цьому рівень зниження відбитого сигналу (фактично - якість використовуваного РПМ).

КЛЮЧОВІ СЛОВА: маскування, ЕПР, РПМ, об'єкт складної форми, декомпозиція.

In this paper, a method of partial cloaking of complex-shaped radar objects is proposed. A numerical simulation of the measurement of the radar cross section (RCS) of an object using the decomposition method is carried out. Within the framework of this method, the object is divided into elements and in the near field zone the object is irradiated by antenna element-by-element, then the reflection from each element is summed. The most significantly reflecting areas of the object surface are revealed. The possibility of reducing the RCS of such elements of the object surface is considered, while cloaking the surface areas of the object with the help of radio-absorbing materials (RAM) is carried out. The influence of such events on the average RCS of the entire facility was analyzed, the optimum part of the surface of the object, which should thus be masked, and the required level of reduction of the reflected signal (in fact, the quality of the used RAM) were detected.

KEYWORDS: cloaking, RCS, RAM, complex shape object, decomposition.

ВВЕДЕНИЕ

Для современной военной промышленности снижение радиолокационной заметности является важной задачей. Для решения данной задачи используются различные методы и мероприятия по снижению уровня отражения от объекта. Среди таких мероприятий следует упомянуть геометрическое изменение конструкции объекта [1] для перераспределения отраженной от объекта энергии, или использование различных радиопоглощающих материалов (РПМ)[2] для снижения уровня отражения от поверхности объекта. Однако, использование таких материалов может быть сопряжено с рядом трудностей. РПМ могут быть достаточно дорогими, слишком тяжелыми, или мешать нормальному функционированию систем открытого объекта. Следовательно, целесообразной становится разработка такого метода, который позволил бы сократить количество использованного РПМ, не потеряв при этом укрывающего эффекта.

Для создания эффективной методики маскировки объекта сложной формы предлагается использовать декомпозиционный метод [3,4]. В рамках данного метода поверхность объекта разделяется на участки и поочередно определяется вклад каждого такого участка. При этом определяется эффективная поверхность рассеяния (ЭПР) соответствующего участка. Подобный метод позволяет легко выявить наиболее заметные участки поверхности объекта: участки с максимальной ЭПР.

В данной работе проведено численное моделирование измерения ЭПР радиолокационного объекта сложной формы декомпозиционным методом. При этом необходимым оказывается метод расчета, позволяющий эффективно определять ЭПР сложных объектов. Отметим, что в этом случае аналитические методы расчета ЭПР не эффективны, что приводит к необходимости использовать различные численные методики [5,6]. Среди таких методов стоит отметить метод Physical Optics – Shouting and Bouncing Ray (PO-SBR) [7,8]. Данный метод дает возможность эффективно получить информацию о радиолокационных характеристиках объекта с помощью посильного, для современных компьютеров, моделирования. Также он широко известен и имеет множество доработок, улучшений и модификаций, используемых для расчета дифракции электромагнитного поля на объектах различной формы и с различными электродинамическими свойствами [9-14]. Ввиду вышеупомянутых преимуществ этот метод был выбран для расчета ЭПР в данной работе.

Представленная работа имеет следующую структуру. В качестве объекта исследования выбрана модель грузовика КРАЗ, представленная на рис. 1. Сначала рассмотрен декомпозиционный метод и его использование для оценки ЭПР исследуемой модели. После этого проведена оптимизация использования РПМ для маскировки данного объекта: определяются наиболее заметные участки (участки с максимальной ЭПР) и исследуется влияние снижения ЭПР этих участков на среднюю ЭПР всего объекта. На основании полученных данных сделаны выводы относительно оптимального использования РПМ и зависимости ЭПР замаскированного объекта от замаскированной площади объекта и качества использованного РПМ.

ДЕКОМПОЗИЦИОННЫЙ МЕТОД

Для проведения расчетов декомпозиционным методом выбрана модель КРАЗ, имеющая размеры: высота – 4.3 метра, длина – 10,9 метров, ширина – 4.5 метра. В рамках предлагаемого метода модель разбивается на небольшие участки, площадь участков составляет порядка нескольких длин волн и отвечает площади, освещаемой на поверхности объекта диаграммой направленности антенны радара, ограниченной по уровню половинной мощности. Декомпозиционный метод подобен методу, предложенному в [1514] для оценки средней ЭПР объектов, состоящих из нескольких цилиндрических объектов. Также известен численный расчетный метод, предложенный в работе [5], в рамках которого поверхность объекта представляется в виде совокупности маленьких плоских треугольников. Суммарное рассеянное поле вычисляется путём когерентного суммирования вклада каждого из этих треугольников. В рамках декомпозиционного метода элементы, на которые разделяется поверхность объекта, имеют значительно более сложную форму. Также, ввиду сложности измерения фазы сигнала, отраженного от различных элементов объекта, вклад каждого из элементов суммируется некогерентно, то есть без учета фазы.

Отметим, что исследуемая модель состоит из трех материалов: железо, резина и стекло. Для моделирования рассеяния электромагнитных волн на данном объекте, каждый материал рассматривается либо как идеальный металл (железо), либо как импедансная поверхность с характерным для этого материала поверхностным импедансом (для стекла – 174 Ом, для резины – 142.5 Ом). После этого проводится моделирование рассеяния электромагнитных волн на объекте с использованием ранее упомянутого метода PO-SBR. Расчеты проводятся для следующего случая: длина волны – 3см, поляризация – горизонтальная, направление распространения падающей электромагнитной волны перпендикулярно к боковому борту КРАЗа.

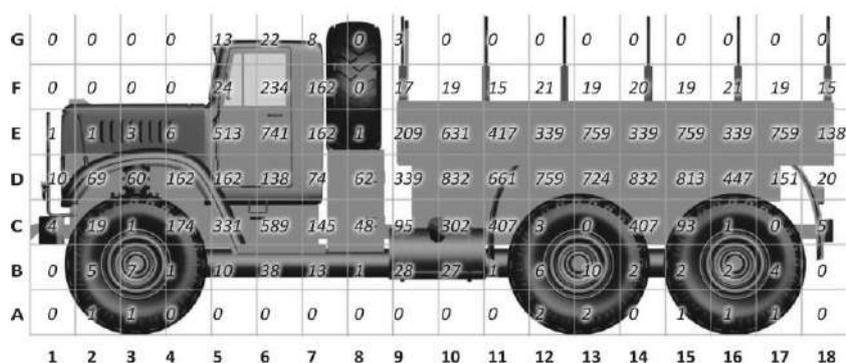


Рис. 1. Общий вид исследуемой модели и значения ЭПР для каждого элемента.

В работе рассмотрена декомпозиция видимой проекции объекта на участки с площадью $0,5\text{ м} \times 0,5\text{ м}$, как показано на рис. 1. При этом исследуемая модель разделяется на 18 элементов в горизонтальном направлении и на 7 в вертикальном – всего исследуются 126 элементов. Для каждого элемента отдельно рассчитывается значение ЭПР $\bar{\sigma}_i$. Полученные значения ЭПР в м^2 представлены на рис. 1 на соответствующих элементах поверхности объекта. Отметим, что моностатическое значение ЭПР для металлической пластины с площадью равной площади элемента при нормальном падении волны равно $\sigma = 4\pi S^2 / \lambda^2 = 873 \text{ м}^2$ [15]. Как видно из рис. 1, для элемента D10 ЭПР приближается к этому значению – здесь форма поверхности объекта близка к плоской металлической пластине.

Дальше оцениваем среднюю ЭПР для полного объекта по формуле [15]:

$$\bar{\sigma} = \sum_i \bar{\sigma}_i. \quad (1)$$

В данном случае она оказывается равной $\bar{\sigma} = 15875 \text{ м}^2$.

Получим также значение ЭПР для всего исследуемого объекта для того же направления падения электромагнитной волны для горизонтальной поляризации оно составляет 158489 м^2 (для металлической пластины такой-же площади значение ЭПР составляет $\sigma = 4\pi S^2 / \lambda^2 = 3,7 \times 10^7 \text{ м}^2$).

ЭПР, полученная с помощью декомпозиционного метода, существенно отличается от точного значения ЭПР, рассчитанного для полной модели для данного ракурса. Такое отличие связано с тем, что данный метод не учитывает соотношения между фазой поля, отраженного от каждого элемента. В данном случае из-за того, что многие участки включают в себя элементы одной и той же плоскости, при расчете точного значения ЭПР отраженное от них поле суммируется синфазно, что приводит к существенному увеличению ЭПР (для данного ракурса мы видим «яркую» точку). Однако, если усреднить значения ЭПР по азимутальному углу в диапазоне от -10° до 10° по углу места (направление ноль градусов соответствует исследуемому ракурсу), то мы получаем среднее значение ЭПР $\bar{\sigma} = 16509 \text{ м}^2$, которое всего лишь на 3,8 % отличается от полученного декомпозиционным методом значения ЭПР.

Отметим, что схожая ситуация будет наблюдаться в случае, если с помощью данного метода будут исследоваться угловые структуры, где существенную роль играет переотраженное между различными элементами поле. В случае, когда исследуемый элемент для декомпозиционного метода представляет собой лишь на одну грань такого углового отражателя (главный лепесток диаграммы направленности антенны «освещает» только такую часть поверхности объекта), то декомпозиционный метод даст значение ЭПР, которое существенно отличается от точного значения. И лишь в случае, когда элемент частично содержит обе грани отражателя, метод даст близкое к точному значение ЭПР.

Таким образом, несинфазное сложение значений ЭПР для небольших элементов в рамках декомпозиционного метода дает возможность оценить среднюю ЭПР объекта, если пренебречь некоторыми физическими механизмами рассеивания волн, такими как переотражение волн на угловых структурах и синфазное суммирование отраженного поля от отдельных элементов больших плоских участков объекта.

АНАЛИЗ ЧАСТИЧНОГО ИСПОЛЬЗОВАНИЯ РПМ ДЛЯ МАСКИРОВКИ ОБЪЕКТА

Как известно [2], одним из эффективных методов радиолокационной маскировки объекта (уменьшения его ЭПР) является использование радиопоглощающих материалов РПМ. Однако, для маскировки всей поверхности объекта требуется большое количество такого материала и подобные мероприятия могут негативно отразиться на функционировании различных систем укрытого объекта. Также следует отметить, что большинство маскирующих сетей применимы только в условиях стоянки.

Описанный выше декомпозиционный метод позволяет выявить элементы объекта, которые вносят наибольший вклад в рассеянное поле («блестящие точки») и маскировать именно их. Для наглядности предложенной идеи на рис. 2 приведены изображения исследуемого объекта. На рис. 2 а объект укрыт маскирующей сетью из РПМ коврового типа (для наглядности на рисунке данный материал изображен существенно прозрачным), на рис. 2 б на объекте прикрыты только «яркие» элементы (выделенные участки поверхности борта и кабины).

Оценим результат таких мероприятий, при этом допустим, что для некоторых элементов значения ЭПР уменьшены в 10 раз – предполагаем, что такие элементы накрыты радиопоглощающим материалом с $R = -10$ дБ. Значения ЭПР для различных элементов объекта в этом случае приведены на рис. 3. Здесь предполагается, что в случае, когда значение ЭПР элемента больше чем 600 м^2 , оно уменьшается в 10 раз. Таким образом, «замаскированными» РПМ оказываются элементы E6, E10, E13, E15, E17, D10, D11, D12, D13, D14, D15.

Теперь рассчитаем среднюю ЭПР для полного объекта для описанного выше случая с помощью формулы (1), она оказывается равной $\bar{\sigma}_c = 8434 \text{ м}^2$. Таким образом, уменьшение ЭПР для наиболее отражающих элементов (ярких точек) приводит к уменьшению средней ЭПР объекта на 47 %. То есть,

уменьшение ЭПР для наиболее отражающих элементов объекта (укрытие их радиопоглощающим материалом) приводит к существенному уменьшению среднего значения ЭПР всего объекта.

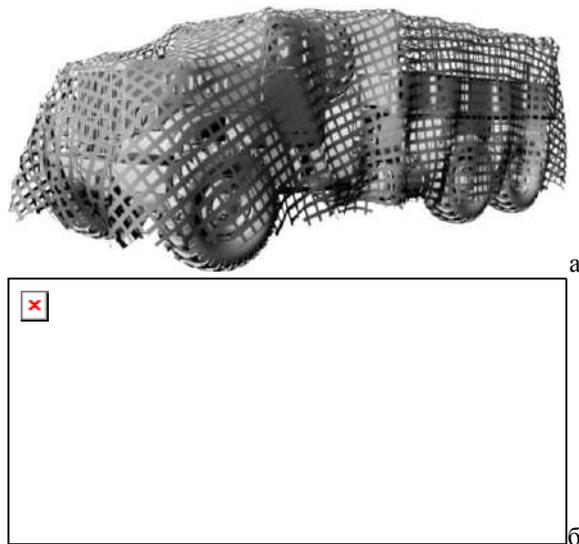


Рис. 2. Способы снижения заметности исследуемого объекта

Тут целесообразно сказать несколько слов о расчете ЭПР модели, элементы которой прикрываются РПМ.

Средняя ЭПР объекта определяется как (1) (при этом i – множество всех элементов объекта). После применения РПМ формулу (1) можно переписать в виде

$$\bar{\sigma} = \sum_i \bar{\sigma}_i = \sum_{i \neq n} \bar{\sigma}_i + \sum_{i=n} \bar{\sigma}'_i, \quad (2)$$

тут n – множество прикрытых РПМ элементов объекта.

Из формулы (2) получаем, что ЭПР для всех замаскированных объектов определяется следующим образом:

$$\sum_{i \neq n} \bar{\sigma}_i = \bar{\sigma} - \sum_{i=n} \bar{\sigma}'_i. \quad (3)$$

Предположим, что при маскировке элемента с помощью РПМ его ЭПР уменьшается в заданное число раз:

$$\bar{\sigma}'_n = R \bar{\sigma}_n, \quad R < 1. \quad (4)$$

Здесь R – коэффициент отражения РПМ. Будем считать, что формула (4) справедлива для всех маскируемых элементов.

Таким образом, ЭПР для объекта с замаскированными элементами определяется по формуле:

$$\sigma = \sum_i \bar{\sigma}_i = \sum_{i \neq n} \bar{\sigma}_i + R \sum_{i=n} \bar{\sigma}_i = \bar{\sigma} - (1-R) \sum_{i=n} \bar{\sigma}_i, \quad (5)$$

где $\bar{\sigma}$ берется из (1). Из формулы (5) понятно, что маскировка отдельных элементов объекта приводит к уменьшению ЭПР всего объекта на величину $(1-R) \sum_{i=n} \bar{\sigma}_i$.

Теперь можно получить зависимость уменьшения ЭПР от участка площади объекта, накрытой радиопоглощающим материалом (фактически от количества элементов, для которых уменьшается значение ЭПР). Эта зависимость представлена на рис.4. На этом рисунке видно, что укрытие приблизительно 10 % объекта с помощью РПМ с коэффициентом отражения $R = -10$ дБ приводит к уменьшению ЭПР в 2 раза, а укрытие 20 % площади объекта – к уменьшению ЭПР в 5 раз. Таким образом, можно сделать вывод, что наибольший вклад в ЭПР объекта дает небольшое количество элементов с наибольшим уровнем отражения и для наиболее существенного уменьшения ЭПР всего объекта имеет смысл маскировать с помощью РПМ именно эти элементы.

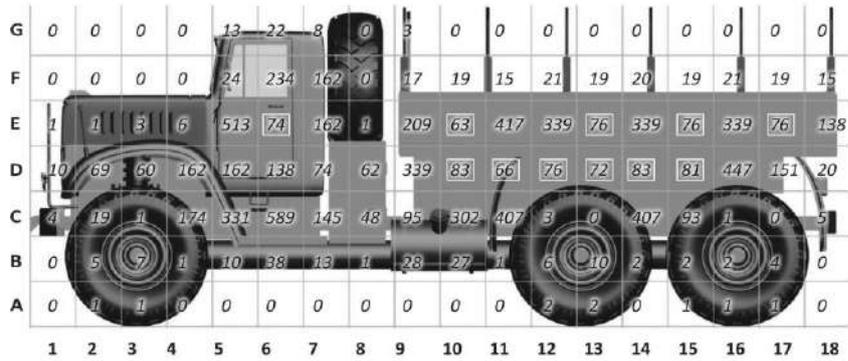


Рис. 3. Значения ЭПР для каждого элемента, в случае, когда ЭПР для некоторых элементов уменьшена в 10 раз (эти элементы выделены).

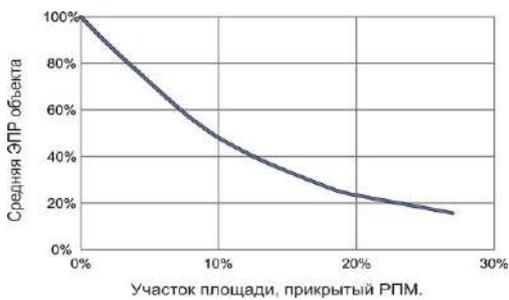


Рис. 4. Зависимость уменьшения средней ЭПР объекта от участка площади, которая укрывается РПМ с R = -10 дБ.

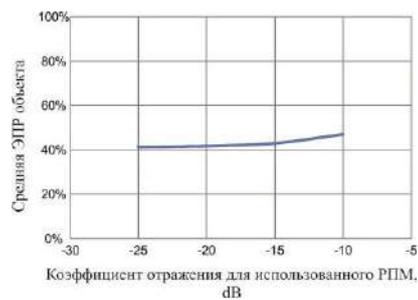


Рис. 5. Зависимость величины уменьшения средней ЭПР объекта от коэффициента отражения использованного РПМ в случае, если им прикрыто 10 % площади объекта.

Также можно получить зависимость уменьшения средней ЭПР объекта от величины, на которую уменьшается ЭПР каждого элемента (фактически от качества радиопоглощающего материала) – эта зависимость представлена на рис. 5. По этому рисунку видно, что качество РПМ не оказывает существенного влияния на уменьшение ЭПР. Это может объясняться тем, что после уменьшения ЭПР для некоторого количества наиболее ярких элементов, основной вклад в среднюю ЭПР дает отражение от остальных элементов.

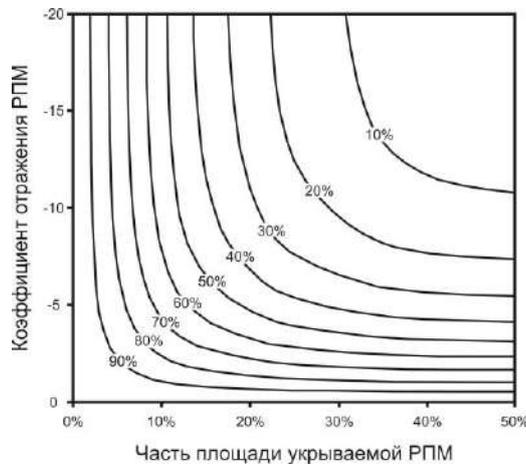


Рис. 6. График зависимости снижения средней ЭПР (в дБ) от коэффициента отражения используемого РПМ (в дБ) и процента поверхности объекта, которая прикрыта РПМ.

На рис. 6 представлен график снижения средней ЭПР исследуемого объекта от коэффициента отражения используемого РПМ (в дБ) и площади поверхности объекта, которая прикрыта РПМ. Стоит отметить, что в данном случае прикрываемые участки объекта выбирались не в случайном порядке, а в порядке убывания их уровня отражения (от наиболее отражающего элемента к наименее отражающему). Исходя из данного графика, можно сделать вывод, что маскировка примерно 20% наиболее отражающих элементов даёт возможность добиться заметного снижения средней ЭПР объекта (остаётся около 40% от

начальной ЭПР), даже при использовании поглощающего покрытия с небольшим коэффициентом отражения (в данном случае -10 дБ).

Отметим, что в данном случае модель исследуется с ракурса, являющегося перпендикулярным к борту автомобиля, поэтому для данного случая отражение от многих элементов будет иметь большое значение. Для других ракурсов визирования элементов с большим уровнем отражения станет меньше и использование данного метода маскировки объекта приведет к еще лучшим результатам.

ВЫВОДЫ

В данной работе предложен метод частичной маскировки поверхности объекта сложной формы. При этом вначале представлено численное моделирование процесса измерения ЭПР объекта сложной формы с применением метода декомпозиции. На примере модели автомобиля КРАЗ поэтапно был показан процесс расчета ЭПР этим методом. В рамках данного метода объект представляется в виде набора элементов, размер которых определяется шириной диаграммы направленности антенны на заданном расстоянии. Для оценки средней ЭПР объекта, ЭПР для этих элементов измеряется в ближней зоне и суммируется. Показано, что средняя ЭПР объекта, полученная таким методом, близка к ЭПР полного объекта, усредненному вблизи ракурса наблюдения.

Из анализа полученных результатов выявлены «яркие точки» объекта, промоделировано использование РПМ для маскировки соответствующих участков поверхности объекта. В работе продемонстрировано что, при маскировке элементов с наибольшей ЭПР, площадь которых составляет всего около 20-25 % процентов общей площади объекта, достигается снижение ЭПР всего объекта на 60% . Также показано, что при маскировке наиболее ярких элементов целесообразно использовать РПМ, дающий небольшое снижение отраженного сигнала. Это объясняется тем, что при укрытии достаточного количества таких элементов, основной вклад в ЭПР начинают давать остальные элементы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Maslovskiy A., Legenkiy M. Analysis of geometrical techniques for reducing radar detectability of on-ground targets //Applied Physics (YSF), 2015 International Young Scientists Forum on. – IEEE, 2015. – С. 1-4.
2. Taravati S., Abdolali A. A new three-dimensional conical ground-plane cloak with homogeneous materials //Progress In Electromagnetics Research M. – 2011. – Т. 19. – С. 91-104. А. Масловский, М. Легенький, и Н. Колчигин, “Decomposition method for complex target RCS measuring”, Proceedings of conference on Electrical and Computer Engineering (UKRCON), Kyiv, 2017.
3. Колчигин Н.Н., Васильченко И.И. Декомпозиционный способ экспериментального определения эффективной площади рассеяния объектов сложной формы// Вестник ХНУ, серия «Радиофизика и электроника», № 405, – 1998 – С. 87-90.
4. Ufimtsev P. Y. Fundamentals of the physical theory of diffraction. – John Wiley & Sons, 2014.
5. Sukharevsky O.I. Electromagnetic Wave Scattering by Aerial and Ground Radar Objects CRC Press, Taylor&Francis Group, 288 p., 2015.
6. Jeng S. K. Near-field scattering by physical theory of diffraction and shooting and bouncing rays //IEEE Transactions on Antennas and Propagation. – 1998. – Т. 46. – №. 4. – С. 551-558.
7. Ling H., Chou R. C., Lee S. W. Shooting and bouncing rays: Calculating the RCS of an arbitrarily shaped cavity //IEEE Transactions on Antennas and propagation. – 1989. – Т. 37. – №. 2. – С. 194-205.
8. Boag A., Michielssen E. A fast physical optics (FPO) algorithm for double-bounce scattering //IEEE Transactions on Antennas and Propagation. – 2004. – Т. 52. – №. 1. – С. 205-212.
9. Bhalla R. et al. 3D scattering center representation of complex targets using the shooting and bouncing ray technique: A review //IEEE Antennas and Propagation Magazine. – 1998. – Т. 40. – №. 5. – С. 30-39.
10. Tao Y. B., Lin H., Bao H. J. KD-tree based fast ray tracing for RCS prediction //Progress In Electromagnetics Research. – 2008. – Т. 81. – С. 329-341.
11. Chen S. H., Jeng S. K. SBR image approach for radio wave propagation in tunnels with and without traffic //IEEE Transactions on Vehicular Technology. – 1996. – Т. 45. – №. 3. – С. 570-578.
12. Bhalla R., Moore J., Ling H. A global scattering center representation of complex targets using the shooting and bouncing ray technique //IEEE Transactions on Antennas and Propagation. – 1997. – Т. 45. – №. 12. – С. 1850-1856.
13. Gao P. C. et al. Mapping the SBR and TW-ILDCs to heterogeneous CPU-GPU architecture for fast computation of electromagnetic scattering //Progress In Electromagnetics Research. – 2012. – Т. 122. – С. 137-154.
14. Штрагер Е.А. Рассеяние радиоволн на телах сложной формы // М.: Радио и связь, 1986 г. – 184 с.
15. Кобак В.О., Радиолокационные отражатели. М.: «Советское радио», 1975 г. – 248 с.

УДК 621.574.4

ДИФРАКЦИОННАЯ ТОМОГРАФИЯ ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ИМПЕДАНСНОЙ ПОВЕРХНОСТИ 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 16 ноября 2017 г.

Предложена схема объединения метода расчета эквивалентного поверхностного импеданса, учитывающего кривизну поверхности, и алгоритма решения обратной задачи восстановления распределения импеданса по данным регистрации поля на некотором замкнутом контуре вне объекта. Это позволяет отнести предлагаемый подход к направлению «дифракционная томография». Как и при других реализациях схемы Ньютона-Канторовича, в качестве информативных параметров могут выступать не только пространственное положение приемной антенны (дифракционная томография), но и частота зондирующего монохроматического сигнала или его поляризационное состояние. Еще одним преимуществом предложенного алгоритма, как и других алгоритмов в рамках схемы Ньютона - Канторовича, является возможность построения итерационной процедуры с помощью многократного повторения процесса нахождения поправки к стартовому значению распределения импеданса (начальному приближению).

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: эквивалентный поверхностный импеданс, обратная задача, томография.

Запропоновано схему об'єднання методу розрахунку еквівалентного поверхневого імпедансу, що враховує кривизну поверхні і алгоритму розв'язання оберненої задачі відновлення розподілу імпедансу за даними реєстрації поля на деякому замкнутому контурі поза об'єктом. Це дозволяє віднести пропонований підхід до напрямку «дифракційна томографія». Як і при інших реалізаціях схеми Ньютона-Канторовича, в якості інформативних параметрів можуть виступати не тільки просторове переміщення антени (дифракційна томографія), але й частота зондуючого монохроматичного сигналу або його поляризаційний стан. Ще однією перевагою запропонованого алгоритму, як і інших алгоритмів в рамках схеми Ньютона - Канторовича, є можливість побудови ітераційної процедури за допомогою багаторазового повторення процесу знаходження поправки до стартового значення розподілу імпедансу (початкового наближення).

КЛЮЧОВІ СЛОВА: еквівалентний поверхневий імпеданс, зворотна задача, томографія.

A scheme is proposed for combining the method of calculating an equivalent surface impedance, taking into account the curvature of the surface and the algorithm for solving the inverse problem of reconstructing the impedance distribution from the field registration data on a certain closed loop outside the object. This allows us to relate the proposed approach to the direction of "diffraction tomography." As with other implementations of the Newton-Kantorovich scheme, not only the spatial position of the receiving antenna (diffraction tomography), but also the frequency of the sensing monochromatic signal or its polarization state, can serve as informative parameters. Another advantage of the proposed algorithm, as well as other algorithms in the framework of the Newton-Kantorovich scheme, is the possibility of constructing an iterative procedure by repeating the process of evaluating the correction to the starting value of the impedance distribution (initial approximation).

KEY WORDS: equivalent surface impedance, inverse problem, tomography.

ВВЕДЕНИЕ

Данная работа является обобщением и развитием методов, предложенных ранее в [1-3]. В частности, в [1] были предложены методы решения двумерных задач дифракции электромагнитных волн на бесконечном цилиндре эллиптического поперечного сечения, поверхность которого с электродинамической точки зрения может характеризоваться величиной эквивалентного поверхностного импеданса. Понятие поверхностного импеданса впервые введено в работах [4-6] и позднее в [7-9] изначально как прием описания рассеяния электромагнитных волн хорошо проводящими поверхностями. Понятно, что модели, используемые для описания процессов дифракции электромагнитных волн на реальных объектах, и возможные математические формулировки краевых задач тесно связаны. Соответственно, прогресс в одной из них невозможен без соответствующего продвижения в другой. С другой стороны, успехи в одной области часто служат фундаментом для развития смежных направлений. В данном случае сначала было предложено использовать импедансные граничные условия для анализа рассеяния электромагнитных волн на цилиндрических поверхностях [1]. Такие граничные условия могут быть вполне строго введены лишь для случая падения плоской волны на плоскую поверхность хорошего проводника [1, 4-6]. Но при выполнении определенных ограничений на параметры задачи [1,5], такие условия с достаточной точностью могут быть использованы и для криволинейных поверхностей, а также для волн с неплоским фазовым фронтом. Позднее оказалось, что

моделирование электрических свойств поверхностей различных материальных сред с помощью эквивалентного поверхностного импеданса позволяет весьма эффективно найти решение многих важных задач. Например, были получены условия импедансного типа для случая комплексной диэлектрической проницаемости, близкой к единице, но при определенных предположениях относительно вида падающего и рассеянного полей. Вопросы, связанные с пределами применимости импедансных граничных условий для криволинейных поверхностей были впоследствии рассмотрены в работе [2]. С другой стороны, обратные задачи, т.е. задачи восстановления распределения поверхностного импеданса криволинейных поверхностей представляют значительный практический интерес в различных областях науки и технических приложениях [3]. Отсутствие достаточно мощных ЭВМ, позволяющих быстро получать решение прямых задач, долгое время сдерживали продвижение исследований в этом направлении, несмотря на их актуальность. Появление современных персональных ЭВМ и одновременное развитие численно ориентированных методов решения обратных задач открывают новые перспективы для дальнейшего прогресса. Поэтому цель данной статьи – объединить идеи, предложенные в [1-3] в единый метод решения задач восстановления свойств криволинейных поверхностей. В соответствии с логикой исследования вначале рассмотрен метод расчета эквивалентного импеданса с учетом кривизны поверхности, а затем приведена соответствующая схема решения обратной задачи.

ВЫВОД ИТОГОВЫХ СООТНОШЕНИЙ ДЛЯ ПОВЕРХНОСТНОГО ИМПЕДАНСА

Изначально понятие поверхностного импеданса z было введено как [4-6]:

$$z = \sqrt{\frac{\mu_\alpha}{\varepsilon_\alpha}} = z_0 z_s, \quad (1)$$

где $z_0 = \sqrt{\mu_0/\varepsilon_0}$ – импеданс свободного пространства, а $z_s = \sqrt{\mu/\varepsilon}$ – относительный поверхностный импеданс, ε , μ – относительные магнитная и диэлектрическая постоянные, или как граничное условие:

$$\mathbf{E} - (\mathbf{E} \cdot \mathbf{n}) \cdot \mathbf{n} = z_s z_0 [\mathbf{n} \cdot \mathbf{H}] \quad (2)$$

где \mathbf{E} , \mathbf{H} – амплитуды полного электрического и магнитного полей на границе раздела.

Вывод соотношений (2) основан на анализе поведения простейших решений уравнений Максвелла – плоских волн [8], принимающих более простой вид, когда волны распространяются вдоль единичного вектора \mathbf{n} в направлении оси Oz. В таком случае, как показано в [2] между компонентами поля будет иметь место связь вида:

$$\mathbf{E} = - \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} [\mathbf{nH}]. \quad (3)$$

где величину $z_0 = \sqrt{\mu/\varepsilon}$, определяющую количественную связь между напряженностями полей, называют импедансом среды.

Далее, полагая $\mathbf{n} = -\mathbf{n}_0$, где \mathbf{n}_0 – внешняя нормаль к границе раздела двух сред (направленная из среды 2 в среду 1), с помощью векторного умножения обеих частей (3) на \mathbf{n}_0 получим следующее соотношение:

$$[\mathbf{n}_0 \mathbf{E}] = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} [\mathbf{n}_0 [\mathbf{n}_0 \mathbf{H}]]. \quad (4)$$

Последнее соотношение эквивалентно (2). Это можно показать, если подставить вместо \mathbf{H} его выражение через вектор напряженности электрического поля, аналогичное (3) $\mathbf{H} = - \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} [\mathbf{n}_0 \mathbf{E}]$, и учесть векторное тождество $[\mathbf{a}[\mathbf{bc}]] = \mathbf{b}(\mathbf{ac}) - \mathbf{c}(\mathbf{ab})$.

Наиболее часто условие (2) употребляется в первом приближении. В таком случае, если предположить, что плоская бесконечная граница разделяет две среды - вакуум и металл, который характеризуется (в пренебрежении токами смещения) диэлектрической проницаемостью $\varepsilon_\alpha = i\sigma_0/\omega$ (σ_0 – проводимость на постоянном токе) то выражение для поверхностного импеданса примет вид:

$$z_s = \sqrt{\frac{\omega\mu}{2\sigma_0}}(1-i) \quad (5)$$

Кроме того, в [2] показано, что применение условия (2) возможно и в случае неоднородных криволинейных поверхностей, разделяющих вакуум и хорошо поглощающую среду, а также в случае падения волн с неплоским фазовым фронтом. Важно, что и в этом случае связь между компонентами полей по-прежнему определяется локальным граничным условием (2), однако фигурирующий там относительный поверхностный импеданс будет уже анизотропным, зависящим от значений электрических параметров среды и геометрии поверхности раздела в каждой точке

$$z_{s\gamma\beta} = \sqrt{\frac{\mu(\alpha, \beta, \gamma)}{\varepsilon(\alpha, \beta, \gamma)}} \left\{ 1 + \frac{1}{2ik(\alpha, \beta, \gamma)d} \left[\frac{1}{\rho_\beta} - \frac{1}{\rho_\gamma} + \frac{1}{2} \frac{1}{\sqrt{g_\alpha}} \ln'_\alpha \frac{\mu(\alpha, \beta, \gamma)}{\varepsilon(\alpha, \beta, \gamma)} \right] \right\} \quad (6)$$

а $z_{s\beta\gamma}$ получается из (6) перестановкой ρ_β и ρ_γ . В этом случае удобно ввести тензор импеданса \hat{z}_s , компонентами которого для двумерных задач будут:

$$\hat{z}_s = \begin{pmatrix} 0 & z_{s\beta\gamma} \\ z_{s\gamma\beta} & 0 \end{pmatrix} \quad (7)$$

Наиболее важный результат состоит в том, что электрические параметры среды и геометрические характеристики поверхности входят в (6) лишь в виде отношения их к d - малому параметру, характеризующему глубину проникновения поля в металл и называемому толщиной скин-слоя. Более точные приближения к граничному условию (2) могут быть получены на основе интегральных представлений полей внутри рассеивателя. Однако в [9] показано, что в такой постановке задача существенно усложняется из-за наличия интегрального оператора в правой части граничного условия.

Как уже говорилось выше, существенным вопросом является точность условий (2),(4). Из соотношения (6) следует, что точность граничного условия (2) можно оценить лишь конкретизировав физико-геометрические параметры объекта. Точные оценки при этом могут быть получены путем сравнения результатов вычислений, полученных сначала с помощью точных граничных условий, а затем с помощью (2). В работе [7] представлены результаты соответствующих вычислительных экспериментов для кругового цилиндра и рассчитаны относительные погрешности, вносимые применением условия (2) но без учета поправки на кривизну поверхности.

На основании полученных результатов и работы [5] авторы также установили, что применение эквивалентного граничного условия (2) эффективно и в случае эллиптического цилиндра с поверхностью, обладающей импедансными свойствами, а погрешность может быть определена из приведенных там диаграмм.

Особый практический интерес представляют цилиндрические поверхности с кусочно-неоднородным азимутальным распределением импеданса [7]. Применение импедансного условия (2) возможно и в этом случае при условии, что параметры среды плавно изменяются на расстояниях, сравнимых с глубиной проникновения поля во вторую среду. Это объясняет результаты соответствующих вычислительных экспериментов, приведенные в [7]. Кроме того, необходимо отметить, что с помощью метода возмущений можно получить аналогичные соотношения для определения компонент тензора импеданса и в некоторых других практически важных случаях. Соотношение (2) действительно будет граничным условием при выполнении требования локальной независимости поля внутри объекта от поля во внешней среде [8]. Импеданс, таким образом, должен определяться только параметрами внутренней среды, при этом важно, что поле внутри объекта должно изменяться в направлении нормали к границе, как и плоская волна, безотносительно к структуре поля вне тела.

В частности, когда границей тела является идеально проводящая координатная поверхность, покрытая слоем диэлектрика, то преломленное поле будет иметь вид плоской волны, движущейся внутрь тела при условии [8]:

$$\varepsilon_{\alpha 2} \mu_{\alpha 2} \gg \varepsilon_{\alpha 1} \mu_{\alpha 1} \quad (8)$$

В таком случае внутри диэлектрика, помимо прошедшей, будет распространяться также и волна, отраженная от идеально проводящей плоскости. При условии малой волновой толщины слоя

$$k_0 \sqrt{\varepsilon \mu} d \ll 1 \quad (9)$$

отклонения распространения волн от нормали будут незначительными. Векторы напряженности электрического и магнитного полей \mathbf{E}, \mathbf{H} внутри слоя должны удовлетворять уравнениям Максвелла. Однако теперь, для построения решения в случае криволинейной координатной границы методом возмущений следует положить, что поля изменяются по закону:

$$\vec{E} = \frac{\vec{A}}{\sqrt{\varepsilon}} \left(e^{-ik_0 \sqrt{\varepsilon \mu} \alpha/d} - e^{ik_0 \sqrt{\varepsilon \mu} (\alpha+2d)/d} \right); \quad \vec{H} = \frac{\vec{B}}{\sqrt{\mu}} \left(e^{-ik_0 \sqrt{\varepsilon \mu} \alpha/d} + e^{ik_0 \sqrt{\varepsilon \mu} (\alpha+2d)/d} \right), \quad (10)$$

где k_0 – волновое число свободного пространства;

ε, μ – относительная диэлектрическая и магнитная проницаемости;

d – толщина слоя;

α – нормальная к поверхности слоя координата.

Если теперь частично проделать выкладки, аналогичные проведенным в [2], то мы придем к так называемому уравнению эйконала [8]. Учет кривизны поверхности диэлектрического слоя на идеально проводящей подложке и соотношений из [8] приведет в координатах эллиптического цилиндра к следующим выражениям для компонент тензора эквивалентного импеданса [1]:

$$z_{sz\eta} = z_{s\eta z} = i \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} \operatorname{tg}(L_\xi) \quad (11)$$

где

$$L_\xi = 2\pi \int_{\xi_c}^{\xi_c-d} a_l \left(\sqrt{ch^2 \xi_c - \cos^2 \eta} / ch \xi_c \right) d\xi \quad (12)$$

a_l – отношение большей полуоси эллипса поперечного сечения к длине волны.

Еще одно направление применения эквивалентных граничных условий – гребенчатые или ребристые периодические структуры, применяющиеся в микроволновой технике. Если, следуя [8] обозначить поперечную толщину ребра через θ , а период через L , глубину канавки между двумя соседними ребрами – d , то ширина канавки будет равна $L - \theta$. Для такой структуры также можно использовать аппарат эквивалентных граничных условий, причем выполняться эти условия должны на воображаемой поверхности, содержащей торцы ребер. В случае канавок малой волновой ширины, т.е. при условии $L - \theta \ll \lambda$ в них будут распространяться только волны Т – типа [1,8]. За счет отражения от дна канавки в пространствах между ребрами возникнут стоячие волны, и поля внутри канавок будут представлять суперпозицию плоских волн. Если предположить, что ребра имеет малую толщину, т.е. что $\theta \ll \lambda$, и усреднить поля в воображаемой плоскости торцов ребер по периоду, то окажется, что соотношения (22) применимы и в этом случае. Однако поверхностный импеданс уже в нулевом порядке относительно d , т.е. для плоской поверхности, будет анизотропным. Если падающее поле имеет отличные от нуля и параллельные ребрам компоненты вектора \mathbf{H} для z_S^H получается соотношение [1]:

$$z_S^H = \frac{E_\beta}{H_z} = i \frac{L - \theta}{L} z_0 \operatorname{tg} kd, \quad (13)$$

а для z_S^E имеем: $z_S^E = 0$ (в предположении, что ребра параллельны образующим цилиндра). На этом заканчивается формально первая часть, связанная с расширением круга объектов, допускающим применение эквивалентных граничных условий.

РЕШЕНИЕ ОБРАТНОЙ ЗАДАЧИ

Следующий этап - решение собственно обратной задачи. Для этого рассмотрим две задачи (14) и (15) – относительно полных полей u и u^{aux} , подчиняющихся уравнениям и условиям:

$$\begin{aligned} (\Delta + k^2)u &= 0, \quad \mathbf{r} \in D. \\ \frac{\partial u}{\partial n_s} + z_s u &= 0, \quad \mathbf{r} \in L_s \end{aligned} \quad (14)$$

$$\begin{aligned}
 (\Delta + k^2)u^{aux} &= 0, \quad \mathbf{r} \in D. \\
 \frac{\partial u^{aux}}{\partial n_s} + z_s^{aux} u^{aux} &= 0, \quad \mathbf{r} \in L_s;
 \end{aligned}
 \tag{15}$$

Здесь $\mathbf{r} = (x, y, 0)$;

L_s – контур в плоскости xOy , отвечающий поверхности рассеивателя;

S – область пространства, внешняя к линии L_s (рис. 1);

k^2 – волновое число во внешней области S .

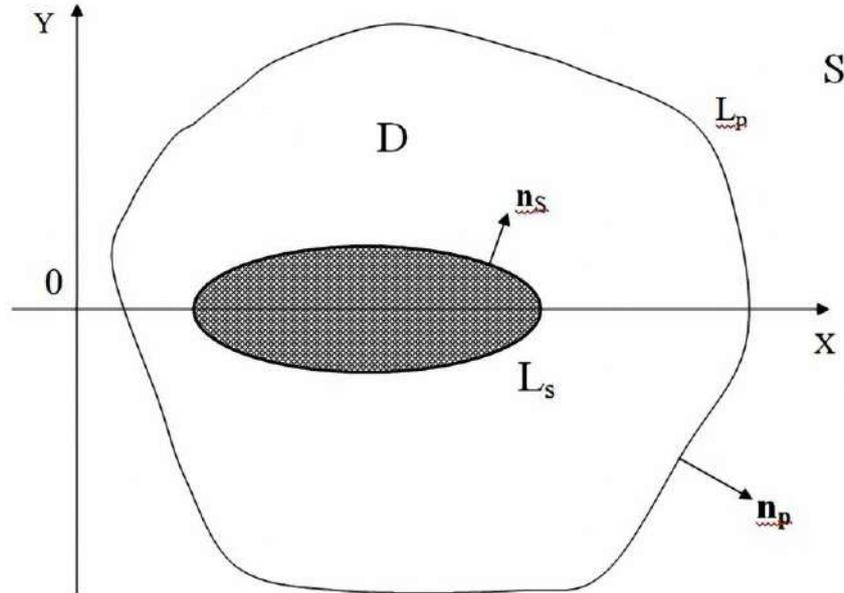


Рис. 1. Геометрия вспомогательной задачи.

z_s и z_s^{aux} – импедансы двух объектов одной и той же формы поперечного сечения – реального и виртуального (пробного) соответственно. В общем случае импедансы являются функциями координат (x, y) точек поверхности L_s : \mathbf{n}_s нормаль к L_s направлена в сторону области S , а u, u^{aux} – полные поля, возникающие при дифракции первичного поля на телах с поверхностными импедансами z_s и z_s^{aux} соответственно, а u_{sc}, u_{sc}^{aux} – рассеянные поля в соответствующих случаях:

$$u = u_{in} + u_{sc} \quad u^{aux} = u_{in}^{aux} + u_{sc}^{aux}.
 \tag{16}$$

Предполагается, что u_{sc}, u_{sc}^{aux} удовлетворяют условию излучения на бесконечности.

Очевидно, что воспользоваться предложенной ранее [10, 11] схемой решения обратной задачи в такой постановке невозможно. Поэтому введем в рассмотрение некоторый контур L_p в плоскости XOY , содержащий внутри рассеиватель (иначе говоря, охватывающий контур L_s). Обозначим через n_p внешнюю нормаль к нему, D – участок плоскости XOY между контурами L_s и L_p . Применим вторую формулу Грина к области D с учетом, что это многосвязная область, ограниченная двумя контурами – L_s и L_p и в ней нет сторонних источников. Из уравнений (14), (15) для u, u^{aux} следует:

$$\begin{aligned}
 0 &= \int_D (u^{aux} \Delta u - u \Delta u^{aux}) dS = \\
 &= \oint_{L_s} \left(u^{aux} \frac{\partial u}{\partial n_s} - u \frac{\partial u^{aux}}{\partial n_s} \right) dl_s - \oint_{L_p} \left(u^{aux} \frac{\partial u}{\partial n_p} - u \frac{\partial u^{aux}}{\partial n_p} \right) dl_p.
 \end{aligned}
 \tag{17}$$

Здесь dl_s и dl_p - элементы длины контуров L_s и L_p соответственно. Знак « \leftarrow » перед вторым интегралом в правой части отражает тот факт, что нормаль \mathbf{n}_p к контуру L_p направлена наружу, а не внутрь области D (Рис.1).

Из граничных условий на L_s (14, 15 – нижние строки) получаем:

$$\oint_{L_s} \left(u^{aux} \frac{\partial u}{\partial n_s} - u \frac{\partial u^{aux}}{\partial n_s} \right) dl_s = \int_{L_s} (z_s^{aux} - z_s) \cdot u u^{aux} dl_s \quad (18)$$

Теперь предположим, что оба рассеивателя – реальный и виртуальный облучаются одинаковыми источниками, расположенными вне области D и преобразуем второй интеграл в (17), чтобы разделить поля, рассеянные разными объектами с учетом (16):

$$\begin{aligned} & \oint_{L_p} \left(u^{aux} \frac{\partial u}{\partial n_p} - u \frac{\partial u^{aux}}{\partial n_p} \right) dl_p = \\ & = \oint_{L_p} \left(u_{sc}^{aux} \frac{\partial u_{in}}{\partial n_p} - u_{in} \frac{\partial u_{sc}^{aux}}{\partial n_p} \right) dl_p + \oint_{L_p} \left(u_{in}^{aux} \frac{\partial u_{sc}}{\partial n_p} - u_{sc} \frac{\partial u_{in}^{aux}}{\partial n_p} \right) dl_p \end{aligned} \quad (19)$$

В (19) отсутствует ряд слагаемых, что следует из представлений (16) и соотношений, вытекающих из уравнений для u_{in} , u_{in}^{aux} и u_{sc} , u_{sc}^{aux} . Например, справедливо:

$$\oint_{L_p} \left(u_{sc}^{aux} \frac{\partial u_{sc}}{\partial n_p} - u_{sc} \frac{\partial u_{sc}^{aux}}{\partial n_p} \right) dl_p = \iint_D (u_{sc}^{aux} \Delta u_{sc} - u_{sc} \Delta u_{sc}^{aux}) = 0. \quad (20)$$

поскольку в области D нет источников и все компоненты падающего и рассеянного полей u_{in} , u_{in}^{aux} и u_{sc} , u_{sc}^{aux} удовлетворяют уравнениям Гельмгольца (14) либо (15).

В итоге, объединив (17–19), мы придем к следующему соотношению:

$$\begin{aligned} & \oint_{L_p} \left(u_{in}^{aux} \frac{\partial u_{sc}}{\partial n_p} - u_{sc} \frac{\partial u_{in}^{aux}}{\partial n_p} \right) dl_p + \oint_{L_p} \left(u_{sc}^{aux} \frac{\partial u_{in}}{\partial n_p} - u_{in} \frac{\partial u_{sc}^{aux}}{\partial n_p} \right) dl_p \\ & = \oint_{L_s} (z_s^{aux} - z_s) \cdot u u^{aux} dl_s \end{aligned} \quad (21)$$

В (21) слева стоят два интеграла по внешнему контуру L_p , причем в подынтегральном выражении в первом случае стоит u_{sc} – рассеянное реальным объектом поле, которое можно измерить, а во втором стоит u_{sc}^{aux} – виртуальное рассеянное поле, которое можно рассчитать с помощью численного моделирования. Далее, при малом различии между z_n^{aux} и z_n можно приближенно положить справа под знаком интеграла в (21) $u^{aux} \cong u$, и обозначить

$$\begin{aligned} & \oint_{L_p} \left(u_{in}^{aux} \frac{\partial u_{sc}}{\partial n_p} - u_{sc} \frac{\partial u_{in}^{aux}}{\partial n_p} \right) dl_p = S, \\ & \oint_{L_p} \left(u_{sc}^{aux} \frac{\partial u_{in}}{\partial n_p} - u_{in} \frac{\partial u_{sc}^{aux}}{\partial n_p} \right) dl_p = S^{aux}. \end{aligned} \quad (22)$$

Тогда получим:

$$S + S^{aux} = \oint_{L_s} (z_s^{aux} - z_s) \cdot u u dl_s \quad (23)$$

Очевидно, что S и S^{aux} зависят от выбора контура D , от частоты (k^2) и от других параметров первичного поля, например от поляризации. Все эти величины могут варьироваться в качестве информативных параметров при определении z_s .

Соотношение (23) составляет, таким образом, основу для построения вычислительного алгоритма решения обратной задачи с помощью схемы, рассмотренной в [10] и основанной на использовании алгоритма Ньютона-Канторовича. Для этого обозначим $\delta z_s = z_s^{aux} - z_s$ и перепишем (23) в виде:

$$\oint_{L_s} \delta z_s \cdot u^2 dl_s = S + S^{aux}. \quad (24)$$

Далее, обозначим $\oint_{L_s} \delta z_s \cdot u^2 dl_s \equiv \hat{L}(\delta z_s)$ и введем в рассмотрение, как и в [10] сглаживающий функционал F по формуле:

$$F[\delta z_s] = \sum_{j=1}^J w_j \cdot \left| S + S^{aux} - \hat{L}(\delta z_s) \right|^2 + \alpha \oint_{L_s} w(r_s) \cdot (z_s^{aux} - z_s) \cdot u^2 dl_s. \quad (25)$$

В (25) знак суммы в первом слагаемом отражает возможность постановки и решения задачи оптимизации с помощью варьирования различных информативных параметров. Мы можем свести исходную задачу к проблеме отыскания минимума сглаживающего функционала

$$F[\delta z_s] \rightarrow \min \quad (26)$$

При этом множество значений информативного параметра $j: \{j=1, J\}$ обеспечивает возможность использования в качестве информативного параметра не только интегралов (22), что будет соответствовать принципам дифракционной томографии, но и частотных либо поляризационных параметров.

Наконец, отметим еще одно преимущество предложенного алгоритма, как и других алгоритмов в рамках схемы Ньютона-Канторовича, состоящее в возможности построения итерационной процедуры. В итоге, вводя в рассмотрение нелинейный, вообще говоря, оператор \hat{A} , мы можем переписать полученную итерационную схему в следующей компактной форме:

$$z_s^{(0)} = z_s^{aux}; \quad (27)$$

$$z_s^{(n+1)} = z_s^{(n)} + \hat{A}^{(n)} \delta z_s^{(n)}; \quad (n = 0, 1, 2, 3 \dots)$$

где n – номер итерации и $z_s^{(0)}$ – начальное приближение для функции, описывающей распределение эквивалентного поверхностного импеданса зондируемого объекта.

Таким образом, предложенная выше схема решения обратных задач, основанная на использовании метода Ньютона-Канторовича, может быть с успехом использована и для восстановления распределений эквивалентного импеданса криволинейных поверхностей.

$$F[\delta z_s] = \int_{L_n} dl_n w_j | R^*(\lambda) - R(\lambda) - L(\lambda) \delta z_s | + \int_{L_n} dl_n v_m(l_n) | \delta z_n(\lambda) |^2 \quad (28)$$

ВЫВОДЫ

Предложена схема объединения метода расчета эквивалентного поверхностного импеданса, учитывающая кривизну поверхности и алгоритм решения обратной задачи восстановления неизвестного распределения импеданса по данным регистрации поля на некотором замкнутом контуре вне объекта. Такая схема позволяет отнести предлагаемый подход к направлению дифракционная томография. Как и в других реализациях схемы Ньютона-Канторовича, в качестве информативных параметров может выступать не только пространственное положение приемной антенны (дифракционная томография), но и частота зондирующего монохроматического сигнала или его поляризационное состояние.

Еще одним преимуществом предложенного алгоритма, как и других алгоритмов в рамках схемы Ньютона – Канторовича, является возможность построения итерационной процедуры с помощью многократного повторения процесса нахождения поправки к стартовому значению распределения импеданса (начальному приближению). Это придает предложенному алгоритму особую важность, поскольку данная задача, как и все реальные постановки обратных задач, относятся к задачам с существенно неполными данными. Иными словами, отсутствие полноты (нехватка) данных и некорректность (неединственность и неустойчивость решения) задачи не позволяют гарантировать, что получено верное и единственное решение. И лишь итерационная процедура дает возможность с помощью многократной коррекции как начального приближения, так и каждый раз заново рассчитываемой поправки к нему, получать более точные результаты.

В плане дальнейшего развития данного подхода можно указать как совершенствование определения и точности расчета эквивалентного поверхностного импеданса, так и развитие схемы решения собственно обратной задачи с привлечением, например, принципа максимума Понтрягина.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Батраков Д.О. Рассеяние электромагнитных волн эллиптическим цилиндром, поверхность которого обладает разнородными электрическими свойствами: Дисс. канд. физ.-мат. наук: 01.04.03 /Батраков Дмитрий Олегович. – Харьков, 1985, 216 с.
2. Батраков Д.О. Применение эквивалентных граничных условий в задачах дифракции электромагнитных волн на криволинейных поверхностях. / Вісник харківського національного університету ім. В.Н. Каразіна. // 2002. - №514. - С. 83-88.
3. 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.
4. Щукин А.Н. Распространение радиоволн. М.: Гос. Изд-во лит. По вопросам связи и радио, 1940, 399с.
5. Леонтович М.А. О приближенных пограничных условиях для электромагнитного поля на поверхности хорошо проводящих тел. В сб.: Исследования по распространению радиоволн (под ред. Б.А. Введенского). М., Л.: Изд-во АН СССР, 1948, с.5 - 12.
6. Рытов С.М. Расчет скин-эффекта методом возмущений. ЖЭТФ, 1940, т.10, в.2,с.180-189.
7. Alexopoulos N.G., Tadler G.A. Accuracy of the Leontovich boundary condition for continuous and discontinuous surface impedances. J. Appl. Phys., 1975, v. 46, N. 8, pp. 3326-3332.
8. Марков Г.Т., Чаплин А.Ф. Возбуждение электромагнитных волн. М.: Энергия, 1967.- 376 с.
9. Mitcher K.M. An integral equation approach to scattering from body of finite conductivity. Radio Sci., 1967, 2, N 12, pp. 1459-1470.
10. 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.
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.

УДК 621.574.4

ОБНАРУЖЕНИЕ ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ В ПЛОСКОСЛОИСТЫХ СРЕДАХ

Д. О. Батраков¹, М. С. Антюфеева¹, Хе Илунь¹, А.Г. Батракова², Чень Дунбо¹

*1- Харьковский национальный университет имени В. Н. Каразина, факультет радиопизики, 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 16 ноября 2017 г.

Проведен сравнительный анализ различных подходов и методов обнаружения и позиционирования подповерхностных неоднородностей. Он показал, что среди неинвазивных (неразрушающих) методов оценки текущего состояния промышленных изделий и строительных конструкций наибольшими перспективами обладают волновые методы, основанные на использовании сверхширокополосных (СШП) импульсных сигналов. Для определения направления цилиндрической протяженной неоднородности предложено использовать явления, связанные с изменением поляризационного состояния зондирующего сигнала и результирующего изменения поляризации дифрагированных волн при различных направлениях неоднородности. Для дальнейшего развития данного метода были проведены лабораторные эксперименты по регистрации СШП импульсных сигналов, отраженных от цилиндрических неоднородностей, как в свободном пространстве, так и в одном из слоев плоскостлой среды.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: сверхширокополосные сигналы, георадары, цилиндрические неоднородности

Проведено порівняльний аналіз різних підходів і методів виявлення та позиціонування підповерхневих неоднорідностей. Він показав, що серед неінвазивних (неруйнуючих) методів оцінки поточного стану промислових виробів і будівельних конструкцій найбільші перспективи мають хвильові методи, засновані на використанні надширококутних (НШС) імпульсних сигналів. Для визначення напрямку циліндричної протяжної неоднорідності запропоновано використовувати явища, пов'язані зі зміною поляризаційного стану зондуємого сигналу і результируєчої зміни поляризації дифрагованих хвиль при різних напрямках неоднорідності. Для подальшого розвитку даного методу були проведені лабораторні експерименти по реєстрації НШС імпульсних сигналів, відбитих від циліндричних неоднорідностей як у вільному просторі, так і в одному з шарів плоскошаруватого середовища.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: надширококутні сигнали, георадари, циліндричні неоднорідності

A comparative analysis of different approaches and methods of detection and positioning of subsurface inhomogeneities is carried out. It's showed that among of the non-invasive (non-destructive) methods of the assessment of the current state of industrial products and building structures, wave methods based on the use of ultra-wideband (UWB) impulse signals have the greatest prospects. To determine the direction of the cylindrical extended inhomogeneity, it is suggested to use phenomena associated with a change in the polarization state of the sensing signal and the resulting change in the polarization of the diffracted waves for different directions of the inhomogeneity. To further develop this method, laboratory experiments were conducted to record UWB pulse signals reflected from cylindrical inhomogeneities both in free space and in one of the layers of a plane-layered medium.

KEY WORDS: ultra-wideband signals, georadars, cylindrical inhomogeneities

ВВЕДЕНИЕ

Многие практически важные задачи современного дистанционного зондирования, неразрушающего контроля и биомедицины с математической точки зрения могут быть сведены к проблемам обнаружения, позиционирования и идентификации различных неоднородностей в материальных средах [1-7]. В качестве материальных (иначе – объемлющих) сред могут выступать строительные конструкции, технические сооружения, например, автомобильные дороги [1,2,5,6], различные ткани живых организмов в биологии и медицине [3]. Как неоднородности (иначе – включения) могут рассматриваться коммуникации (трубы, кабели), трещины в элементах конструкций и сооружениях, а в биологии – кровеносные сосуды. С точки зрения целей зондирования задачи можно условно разделить на:

- определение текущих значений параметров объемлющей среды (с целью оценки качества изготовления либо оценки текущего состояния конструкции);
- обнаружение и идентификация неоднородностей для оценки их влияния на общее функциональное состояние объекта.

Все методы и вычислительные алгоритмы в рамках постановки задачи опираются на физико-математические модели. В основе выбора конкретной модели лежит набор противоречивых требований. С одной стороны, чем более универсальна модель, тем больший круг практических задач может быть решен на ее основе. Соответственно возрастает и спрос на такие модели. Но в то же время существующие универсальные модели опираются на привлечение соответствующих численных методов. Это, как правило, разновидности метода конечных элементов, метода конечных разностей и метода моментов. При этом универсальный характер методов приводит к значительным требованиям к вычислительным ресурсам. Но это лишь один из недостатков численно ориентированных методов. По мере прогресса в области вычислительных средств значимость этого недостатка будет снижаться. А вот роль ограничений и погрешностей, связанных с проблемой конечной размерности разрядной сетки ЭВМ, будет существовать. Соответствующие трудности проистекают из необходимости решения систем линейных алгебраических уравнений первого либо второго рода (СЛАУ I, СЛАУ II) большой либо даже бесконечной размерности (БСЛАУ) [8-10]. Собственно, погрешности в решении возникают не обязательно ввиду формально большой размерности СЛАУ. Существенную роль играют и свойства матрицы системы, в первую очередь число обусловленности [11]. Решение так называемых плохо обусловленных систем даже не слишком большой размерности может привести к возникновению значительных ошибок в векторе решения СЛАУ. В случае же систем бесконечной размерности возникает необходимость доказательства законности (с математической точки зрения) применения метода редукции для получения численного решения. Только само это обоснование часто представляет собой самостоятельную и достаточно нетривиальную задачу.

Поэтому до сих пор, несмотря на все более широкое распространение систем компьютерного проектирования (Computer Aided Design) и компьютерной инженерии (Computer Aided Engineering), сохраняют свою актуальность так называемые модельные задачи. Под термином модельные задачи подразумевается совокупность относительно простых задач, которые в силу специфической геометрии или других особенностей допускают эффективное аналитическое либо численно-аналитическое решение. Одной из таких моделей является плоскостойкая среда с цилиндрическим включением в одном из слоев. Если продольные размеры включения существенно превосходят все поперечные размеры, то имеет смысл рассматривать модель бесконечного цилиндра. Сами такие задачи также называют плоскими. Т.е., это, по сути, название класса задач математической физики, применяемое в случаях, если: картина изучаемого явления неизменна во всех плоскостях, параллельных некоторой плоскости либо в результате пренебрежения одним из трёх измерений задача может быть сведена к двум измерениям (к двумерному случаю). Более детальную информацию можно найти в работах [12-16] и приведенной там литературе. Однако, как показали эксперименты, при практической реализации идей, основанных на применении этих методов для интерпретации и обработки результатов, возникают и дополнительные трудности, связанные с отличием электродинамических свойств реальных антенн и сигналов, излучаемых ими от теоретических. Поэтому в настоящей работе, в первую очередь, рассмотрены практические аспекты, связанные с реализацией средств обнаружения и позиционирования двумерных цилиндрических неоднородностей, расположенных в одном из слоев плоскостойкой среды. В качестве зондирующего сигнала могут выступать как монохроматические сигналы, так и сверхширокополосные (СШП) импульсы.

ПОСТАНОВКА И РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ ОБНАРУЖЕНИЯ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ (ТРЕЩИН) В КОНСТРУКЦИЯХ ДОРОЖНЫХ ОДЕЖД

Постановку задачи рассмотрим на конкретном примере из области эксплуатации автомобильных дорог с одеждами нежесткого типа. В таком виде результаты могут быть использованы для оценки качества дорог с асфальтобетонным покрытием при строительстве и эксплуатации, а также в биомедицинских исследованиях для определения мест нахождения сосудов и глубины их расположения. Далее под термином «цилиндрическая неоднородность» будем подразумевать цилиндр произвольного гладкого поперечного сечения и такой, что его продольный размер превышает размеры области реального существования зондирующего сигнала. Прежде всего, проведем краткий анализ существующих способов поиска неоднородностей (подповерхностных трещин).

Исторически вначале появились способы обнаружения и определения мест нахождения подповерхностных трещин [17], предусматривающие бурение покрытия. Выявление дефектов осуществлялось при этом путем погружения одного электрода за пределами асфальтобетонного покрытия с обеспечением электрического контакта с основанием, а в качестве другого электрода использовался бур, и между электродами включали напряжение с последовательно соединенным измерителем силы тока. В процессе бурения асфальтобетонного покрытия измеряли значение силы тока и в момент скачкообразного его увеличения судили о наличии трещины в асфальтобетонном покрытии. Недостатком такого способа являлась необходимость бурения асфальтобетонного покрытия, т.е. повреждение дорожной одежды. Кроме того, в литературе описан способ обнаружения

подповерхностных трещин в асфальтобетонном покрытии [18], заключающийся в размещении акустического передатчика и акустического приемника на поверхности дороги с последующим возбуждением передатчика, формированием акустической волны напряжения в исследуемой структуре, регистрацией акустической волны приемником и превращением ее в электрический сигнал. Затем эту волну преобразуют в электрический сигнал и исследуют спектр отражения от различных участков (в том числе с трещинами). Причинами, препятствующими применению этого способа для выявления и определения мест нахождения подповерхностных трещин в асфальтобетонном покрытии, является необходимость обеспечения контакта между поверхностью исследуемой структуры и акустическими передатчиком и приемником. Это требование диктует необходимость на время проведения измерения оставлять акустическую локационную аппаратуру неподвижной и не позволяет проводить поиск трещин во время движения лаборатории. а также необходимо зондирование еще и участка дороги, на котором гарантировано нет трещин, по сравнению с результатам зондирования которого и определяют наличие трещины. К тому же существует большая вероятность пропуска определения трещины, если она проходит вдоль маршрута зондирования из-за того, что сигналы, которые зарегистрированы в таких условиях на неповрежденном и поврежденных участках дороги, почти не отличаются. Еще один способ выявления мест нахождения подповерхностных трещин [19-21] заключается в том, что линейно поляризованную излучающую антенну и линейно поляризованную приемную антенну сверхширокополосного (СШП) импульсного радиолокатора подповерхностного зондирования размещают над поверхностью дорожной одежды таким образом, чтобы направления поляризации обеих антенн совпадали. Затем возбуждают излучающую антенну сверхширокополосным импульсом напряжения и формируют электромагнитную волну в дорожной одежде, принимают электромагнитную импульсную волну приемной антенной, превращают электромагнитный импульсный сигнал в электрический импульс напряжения, который регистрируют и хранят в цифровом виде в памяти компьютера. Далее, с помощью компьютерных программ превращают полученные данные в изображение радиолокационного профиля дорожной одежды, основываясь на опыте оператора радара, находят сигналы, отвечающие трещинам и по данным профиля, считывают по осям длину маршрута и глубину залегания, определяя места нахождения трещин в дорожной одежде. Причинами, препятствующими применению этого способа для выявления подповерхностных трещин в асфальтобетонном покрытии, являются необходимость зондирования еще и участка дороги без трещин, по сравнению с результатами зондирования которых на изображении радиолокационного профиля определяют наличие трещины, а также очень малая амплитуда отраженного трещиной сигнала в условиях, когда трещина расположена поперек вектора индукции электрического поля зондирующего сигнала. Недостатки этого метода обусловлены еще и тем, что в качестве критерия, определяющего наличие трещины в асфальтобетонном покрытии, берут радиолокационное изображение трещины, которое имеет вид отклика гиперболической формы на картинке радиолокационного профиля дорожной одежды. А для этого нужно выполнить зондирование относительно большого участка дороги, при этом нужно, чтобы во время зондирования антенная система обязательно пересекла трещину.

Еще один возможный способ [22] заключается в том, что приемо-передающую антенную систему радиолокатора подповерхностного зондирования размещают над поверхностью дорожного покрытия и выполняют радиолокационное зондирование. В соответствии с данным способом передающая антенна излучает электромагнитное поле с круговой поляризацией (сигнал с синусоидальной временной зависимостью) и принимают отраженное поле одновременно четырьмя линейно поляризованными приемными антеннами. Их располагают на равных расстояниях от оси симметрии излучающей антенны, распределяя равномерно по кругу с угловым шагом 90 градусов и ориентируя направления поляризации соседних приемных антенн под углом 45 градусов друг к другу (рис.1.). После этого с помощью компьютерных программ анализируют зависимость амплитуд принятых сигналов от направлений поляризации приемных антенн, решение о существовании трещины принимают при наличии различий между амплитудами принимаемых сигналов.

Недостатки этого способа обусловлены тем, что для достижения цели нужны четыре приемные антенны, расположенные равномерно по окружности, с ориентацией направления поляризации соседних приемных антенн под углом 45 градусов друг к другу, что затрудняет настройку и повышает вес устройства.

В основу метода, предложенного в [23], положена задача усовершенствования способа выявления подповерхностных неоднородностей в плоскостойких средах во время движения диагностической лаборатории путем применения зондирующего сигнала, который является совокупностью двух линейно поляризованных сигналов, созданных антенной с переключаемой поляризацией. Эта антенна формирует электромагнитное поле зондирующего сигнала с двумя состояниями поляризации, а для приема используются две линейно поляризованные приемные антенны, ориентированные под заранее определенными углами относительно передающей антенны, благодаря чему обеспечивается обнаружение сигналов, отраженных именно неоднородностями, в том числе и подповерхностными

трещинами, георадаром диагностической лаборатории как в неподвижном состоянии, так и при движении по дороге со скоростью транспортного потока без вращения антенной системы.

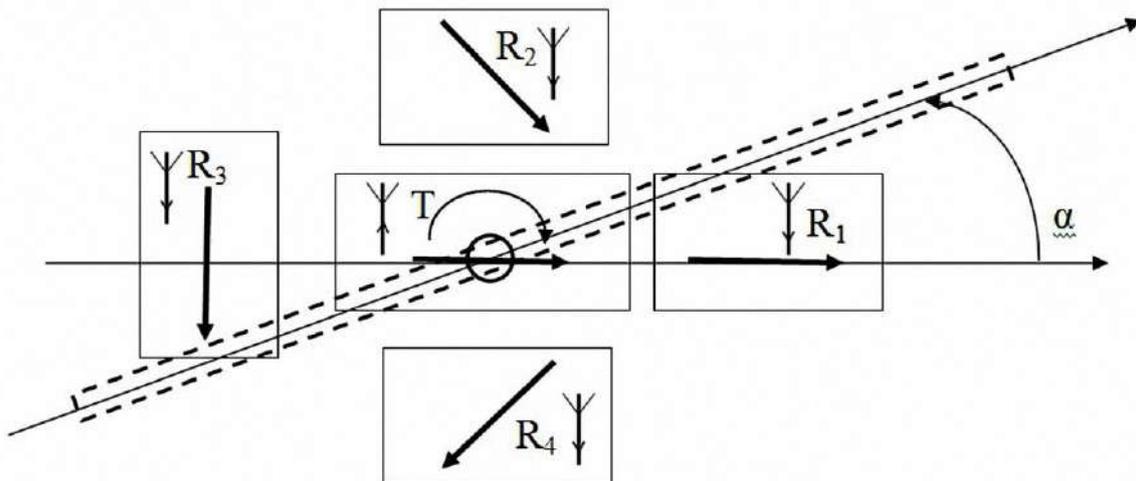


Рис.1. Схема поиска подповерхностных трещин с четырьмя антеннами.

Поставленная задача решается в предложенном в [23] способе выявления мест нахождения неоднородностей (в том числе и подповерхностных трещин в асфальтобетонном покрытии) тем, что излучающую антенну с переключаемой поляризацией (Т на рис.2) [24] и две линейно поляризованные приемные антенны (R1, R2) радиолокатора подповерхностного зондирования размещают над поверхностью исследуемой среды (в том числе дорожной одежды) таким образом, чтобы направления поляризации двух приемных антенн были расположены под углом 60° (см. рис.2) друг к другу.

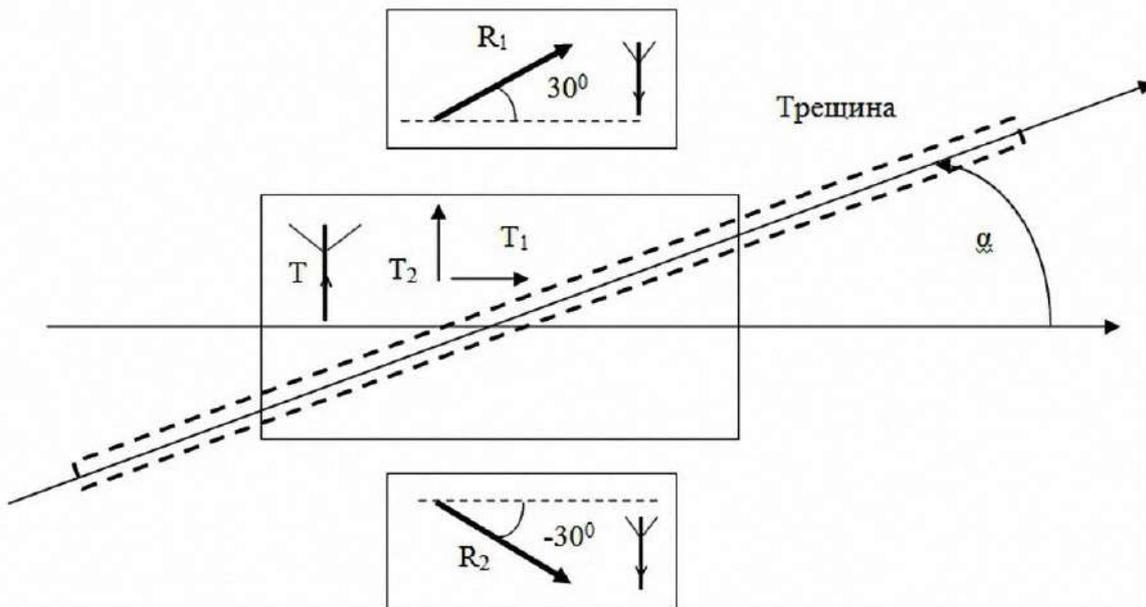


Рис.2. Схема поиска подповерхностных трещин с двумя приемными антеннами.

Затем передающая антенна возбуждается таким образом, чтобы направления поляризации создавали угол $\beta = 30^\circ$ (см. рис.2), и угол $\gamma = 60^\circ$ (второе направление поляризации передающей антенны) в приемных антенн, благодаря чему в исследуемой среде (в том числе дорожной одежде) за счет явления деполаризации формируется в общем случае эллиптически поляризованная дифрагированная электромагнитная волна [25]. Компоненты дифрагированной электромагнитной волны принимают приемными антеннами, превращают электромагнитные волны в электрические сигналы, преобразованные электрические сигналы регистрируют и хранят в цифровом виде в памяти компьютера. С помощью компьютерной программы анализируют зависимость амплитуд принятых электромагнитных

волн от номера приемной антенны, состояния поляризации зондирующей волны и места нахождения антенного блока. Решение о наличии трещины и ее направление принимают при наличии различий между сигналами, принятых двумя приемными антеннами с линейной поляризацией. Если материал среды (в том числе дорожного покрытия) является однородным в горизонтальной плоскости (трещина отсутствует), то амплитуды сигналов в приемных антеннах будут одинаковыми.

Поскольку возможны три основных случая, то алгоритм обработки информации имеет следующий вид:

а) сигналы в приемных антеннах имеют равные амплитуды - тогда угол α может равняться 0° и 90° . При этом, угол $\alpha = 0^\circ$ если при излучении T1 сигналы больше, чем при излучении T2. В противном случае (при условии, что амплитуды равны) угол $\alpha = 90^\circ$.

б) сигналы в приемных антеннах имеют различные амплитуды - тогда угол α не может равняться 0° и 90° . Понятно, что в результате симметрии конструкции антенного блока, достаточно рассмотреть случай $0^\circ \leq \alpha \leq \pm 90^\circ$. В этом случае вывод о направлении трещины (угол α) осуществляется на основе сопоставления показателей приемных и передающей антенн. Например (рис.2), если $\alpha = 30^\circ$, то уровень (амплитуда) сигнала при излучении T1 в R1 будет больше, чем в R2. Вследствие симметрии конструкции, если $\alpha = -30^\circ$, то уровень (амплитуда) сигнала при излучении T1 в R2 будет больше, чем в R1 (рис.3).

в) в промежуточных случаях угол α должен быть в пределах $0^\circ < \alpha < 30^\circ$ или $30^\circ < \alpha < 90^\circ$ и $0^\circ > \alpha > -30^\circ$ или $-30^\circ > \alpha > -90^\circ$. В этом случае вывод о направлении трещины (угол α) осуществляется на основе сопоставления показателей приемных и передающей антенн. Например, если $\alpha = 20^\circ$ (рис.2), то уровень (амплитуда) сигнала в R1 при излучении T1 будет больше, чем в R2. В то же время, уровень сигнала в R1 при излучении T2 будет меньше, чем при излучении T1. Понятно, что при $\alpha = -20^\circ$ ситуация будет зеркальной, то есть уровень сигнала будет больше в R2. Также он будет больше при излучении T1, чем при излучении T2.

Суть данного метода поясняется рис. 2, рис. 3. На рис 2. схематично изображена антенная система, которая состоит из излучающей антенны с переключаемой поляризацией, которая обозначена буквой T, и обозначенных буквами R1, R2 приемных антенн с линейной поляризацией, в которых направления поляризации (обозначены стрелками) ориентированы под углом 60° одна к другой ($+30^\circ$ и -30° в отношении одного из направлений поляризации передающей антенны), а трещина (неоднородность) обозначена штриховой линией и ориентирована под углом α к одному из направлений поляризации передающей антенны T. На рис.3 показаны результаты расчета нормированных амплитуд сигналов в приемных антеннах при изменении направления трещины - угла α (рис.2) от 0° до 180° . Рис.3 показывает, что не существует двух состояний системы с одинаковыми показателями (не существует точки, где бы пересекались все четыре графика).

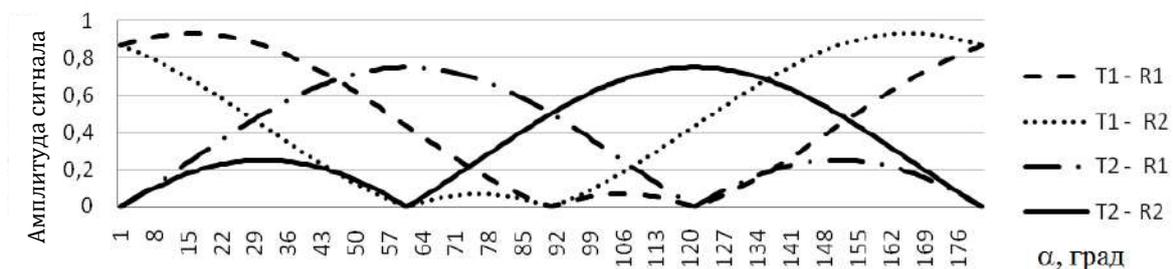


Рис.3. Диаграмма распределения амплитуд дифрагированных волн в зависимости от параметров излучающей антенны.

Для проверки работоспособности предложенного метода было проведено не только численное моделирование, но и лабораторные эксперименты. В процессе выполнения экспериментов исследовались возможности разработанного на кафедре теоретической радиофизики ХНУ измерительного комплекса «TRF-1». В первую очередь в рамках данного направления исследовалась возможность регистрации сигналов, отраженных цилиндрическими неоднородностями. В качестве такой неоднородности была использована металлическая труба (рис. 4). Измерения проводились по стандартной схеме: записывался сигнал прямого прохождения, регистрировалось отражение от листа металла и затем производились измерения отражения от различных конструкций. На рис. 4 показано измерение отражения от металлической трубы, расположенной в свободном пространстве перед стеной здания (материал – бетон). Такая схема измерений и объект (металлическая труба), строго говоря, не являющийся подповерхностной трещиной, были выбраны исходя из задач начального этапа – установления принципиальной возможности регистрации сигналов, отраженных от неоднородностей и первичной

калибровки оборудования с целью дальнейшей разработки антенных блоков, реализующих изложенные выше идеи.



1 – Труба (неоднородность), 2 – антенный блок измерительного комплекса «TRF-1»,
3 – компьютер для регистрации и обработки данных.

Рис.4. Экспериментальные исследования рассеяния СШП импульсных сигналов цилиндрическими объектами (неоднородностями) с помощью измерительного комплекса «TRF-1».

ВЫВОДЫ

Проведенный сравнительный анализ различных подходов и методов обнаружения и позиционирования подповерхностных неоднородностей показал, что среди неинвазивных (неразрушающих) методов контроля качества и текущего состояния промышленных изделий и строительных конструкций наибольшими перспективами обладают волновые методы, основанные на использовании СШП сигналов. Для определения направления цилиндрической протяженной неоднородности предложено использовать явления, связанные с поляризационным состоянием первичного (зондирующего) сигнала и изменения поляризации дифрагированных волн при различных направлениях неоднородности (трещины, трубы ...). Для дальнейшего развития данного подхода были проведены лабораторные эксперименты по регистрации СШП импульсных сигналов, отраженных от цилиндрических неоднородностей, как в свободном пространстве, так и в одном из слоев плоскостной среды. Полученные результаты составляют основу для дальнейших разработок в области неразрушающего контроля и дистанционного зондирования.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Li, Z. & Meng, Z.. A Review of the Radio Frequency Non-destructive Testing for Carbon-fibre Composites. *Measurement Science Review*, 16(2), 2016, pp. 68-76. Retrieved 17 Jan. 2018, doi:10.1515/msr-2016-0010
2. Nunez-Nieto X. Three-dimensional ground-penetrating radar methodologies for the characterization and volumetric reconstruction of underground tunneling./ X. Nunez-Nieto, M. Solla, A. Novo, H. Lorenzo. // *Construction and Building Materials* 71, 2014, 551-560.
3. Non-Destructive Techniques for the Evaluation of Structures and Infrastructure. /Belen Riveiro and Mercedes Solla (Editors) – CRC Press, Taylor and Francis Group, A BAKELMA BOOK, 2016, London, UK, 398 P. DOI 10.1201/b19024-1,
4. Ground penetrating radar, theory and applications / [Jol Harry M. (Editor)]. – Amsterdam : Elsevier B.V., 2009. – 508 p.
5. Saarenketo T. Road evaluation with ground penetrating radar / T. Saarenketo, T. Scullion // *Journal of Applied Geophysics*. – 2000. – Vol. 43. – P. 119–138.
6. Владов М.Л. Введение в георадиолокацию : учеб. пособие [для студ. высш. уч. завед.] / Владов М.Л., Старовойтов А.В. – М. : МГУ, 2004. – 153 с.

7. Вопросы подповерхностной радиолокации : коллективная монография / [под ред. А.Ю. Гринева]. – М. : Радиотехника, 2005. – 416 с.
8. Колтон, Дэвид. Методы интегральных уравнений в теории рассеяния/ Д. Колтон, Р. Кресс// Перевод с англ. Ю. А. Еремина, Е. В. Захарова; Под ред. А. Г. Свешникова.- М. : Мир, 1987, 311 с.
9. Jin J. The Finite Element Method in Electromagnetics/J. Jin // 3rd ed. Wiley-IEEE Press, 2014, 876 P. ISBN 1118571363 9781118571361
10. Батраков Д.О. Дифракция плоской Е-поляризованной волны на цилиндрическом включении в плоскостойкой среде./ Д.О. Батраков, Д.В. Головин // Физические основы приборостроения. 2012 Том 1, № 1, с.16-22
11. Форсайт Дж. Машинные методы математических вычислений / Дж. Форсайт, М. Малькольм, К. Моулер // М.: Мир, 1980. — 280 с.
12. Батраков Д.О. Дифракция цилиндрических волн на плоскостойкой структуре с цилиндрическим включением ./ Д.О. Батраков, Д.В. Головин // Известия ВУЗов – Радиофизика, Н.Новгород, 2013, том 56, №5, с. 337-348.
13. Батраков Д.О. Исследование рассеивающих свойств включений в плоскостойких средах / Д.О. Батраков, Д.В. Головин // Вестник ХНУ – Радиофизика и электроника. – №513 – 2001. – С.12-16.
14. Батраков Д.О. Использование дробных цилиндрических функций для анализа рассеяния электромагнитных волн двумерными включениями в плоскостойких средах / Д.О. Батраков, Д.В. Головин // Вестник ХНУ – Радиофизика и электроника. – №544 – 2002. – С. 80-82.
15. Batrakov D.O. Null-Field method enhancement technique for the investigation of scattering from inclusions in plane-layered media / D.O. Batrakov, D.V. Golovin // Proceedings of MMET'06 Conference, Kharkiv, Ukraine, June 26-29, – 2006, p.507-509.
16. Batrakov D.O. Application of Tikhonov regularization technique to investigation of the electromagnetic field scattered by inclusion in multilayered media / D.O. Batrakov, D.V. Golovin // Proceedings of MSMW'2010, Kharkov, Ukraine, June 21-26, – 2010, p. 1-3.
17. патент RU 2213826 C2 "Способ обнаружения дефектов асфальтобетонного покрытия", МПК7 E01C23 / 01 G01N27 / 00, 10.10.2003.
18. патент EP 0519045 B1 "Non-destructive materials testing apparatus and technique for use in the field" МПК7 G01N 3/30, G01N 3/06, G01N 3 / 02 G01N 29/12, G01N 29/04, G01N 3/04, 11.09.1996.
19. Diamanti N., Redman D., Giannopoulos A. A Study of GPR vertical crack responses in pavement using field data and numerical modelling // Proc. of the XIII International Conference "Ground penetrating radar" (Lecce, Italy) - 2010. - P.224-228. ISBN: 978-1-4244-4605-6.
20. Bavusi M., Loperte A., Lapenna V., Soldovieri F. Rebars and defects detection by a GPR survey at a L'Aquila school damaged by the earthquake of April 2009 // Proc. of the XIII International Conference "Ground penetrating radar" (Lecce, Italy) - 2010. - P.245-249. ISBN: 978-1-4244-4605-6,
21. Ahmad, N., Lorenzl, H., and Wistuba, M . Crack detection in asphalt pavements, how useful is GPR? // 6th Int. Workshop on "Advanced ground penetrating radar ", (Aachen, Germany) – 2011.
22. Пат. 108136 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. – u201511193; заявл. 13.11.2015; опубл. 11.07.2016, Бюл. № 13/2016
<http://base.ukrpatent.org/searchINV/search.php?action=viewdetails&IdClaim=225043>
23. Пат. 121483 Україна, (51) МПК E01C 23/00, G01R 29/08 (2006.01) Спосіб виявлення та визначення напрямку у тому числі і підповерхневих тріщин в асфальтобетонному покритті / Батраков Д.О., Батракова А. Г., Почанін Г.П., Орленко О.А.; заявник та патентоутримувач Харківський національний автомобільно-дорожній університет; Харківський національний університет ім. В.Н. Каразіна; Батраков Д.О., Батракова А. Г., Почанін Г.П., Орленко О.А. – u201705440; заявл. 02.06.2017; опубл. 11.12.2017, Бюл. № 23/2017 <http://base.uipv.org/searchINV/search.php?action=search>
24. патент RU 2414779 C1 "Микрополосковая антенна с переключаемой поляризацией" МПК6 H01Q 9/00 (2006.01). Рег. номер заявки: 2009145547/09. Опубликовано: 20.03.2011 Бюл. № 8 <http://www.freepatent.ru/images/patents/46/2414779/patent-2414779 .pdf>
25. Ваганов Р.Б. Каценеленбаум Б.З. Основы теории дифракции М. : Наука. Главная редакция физико-математической литературы, 1982. - (Современные физико-технические проблемы). - 272 с.

УДК 621.574.4

ОБ ОДНОМ АЛГОРИТМЕ ВОССТАНОВЛЕНИЯ СТРУКТУРЫ ПЛОСКОСЛОИСТЫХ СРЕД ДЛЯ ТЕХНИЧЕСКИХ И БИМЕДИЦИНСКИХ ПРИЛОЖЕНИЙ

**Д. О. Батраков, М. С. Антюфеева, Чень Дунбо,
А. В. Антюфеев, Хе Илунь, Ю. В. Аркуша**

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

Поступила в редакцию 16 ноября 2017 г.

В работе рассмотрен метод решения задачи измерения толщины слоев плоских неоднородных сред с учетом потерь (затухания). Затухание может быть вызвано как наличием проводимости у материалов слоев, так и регистрацией приемными антеннами лишь части поля, которое рассеяно внутренними границами. При решении использованы модели среды с проводимостью и численный алгоритм, опирающийся на послыное определение толщины и комплексной диэлектрической проницаемости слоев. Для зондирования использованы сверхширокополосные импульсы георадара. Основная идея, положенная в основу обработки данных, состоит в первоначальной калибровке георадара. Эта операция предполагает определение амплитуды и фазы волны, отраженной от листа металла, размещенного на наружной поверхности исследуемой среды. Далее алгоритм в полуавтоматическом режиме осуществляет определение толщины и диэлектрической проницаемости внутренних слоев среды.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: измерение толщины, георадары, подповерхностное зондирование, комплексная диэлектрическая проницаемость

У роботі розглянуто метод вирішення задачі вимірювання товщини шарів плоских неоднорідних середовищ з урахуванням втрат (загасання). Загасання може бути викликано як наявністю провідності у матеріалів шарів, так і реєстрацією приймальними антенами лише частини поля, яке розсіяно внутрішніми кордонами. При вирішенні використані моделі середовища з провідністю і чисельний алгоритм, який спирається на пошарове визначення товщини і комплексної діелектричної проникності шарів. Для зондування використані надширококутні імпульси георадара. Основна ідея, покладена в основу обробки даних, полягає в початковому калібруванні георадара. Ця операція передбачає визначення амплітуди і фази хвилі, відбитої від листа металу, розміщеного на зовнішній поверхні досліджуваного середовища. Далі алгоритм в напівавтоматичному режимі здійснює визначення товщини і діелектричної проникності внутрішніх шарів середовища.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: вимірювання товщини, георадары, підповерхневе зондування, комплексна діелектрична проникність

In this paper we consider a method for solving the problem of measuring the thickness of layers of planar inhomogeneous media with allowance for losses (damping). The attenuation can be caused both by the presence of conductivity in the materials of the layers, and by the registration of the receiving antennas only of the part of the field that is scattered by the internal boundaries. In the solution, we used models of a medium with conductivity and a numerical algorithm based on a layer-by-layer determination of the thickness and complex dielectric permittivity of the layers. Ultra-wideband radar pulses were used for sensing. The main idea underlying the data processing is the initial calibration of the GPR. This operation involves determining the amplitude and phase of a wave reflected from a sheet of metal placed on the outer surface of the medium under study. Further, the algorithm in the semi-automatic mode determines the thickness and dielectric constant of the inner layers of the medium.

KEY WORDS: thickness measurement, GPR, subsurface sensing, complex dielectric permittivity

ВВЕДЕНИЕ

Задачи определения внутренней структуры плоскостойких сред при одновременной оценке характеристик материалов слоев являются актуальными в таких технических приложениях, как мониторинг технического состояния строительных сооружений и конструкций дорожных одежд [1-6]. Еще одно направление использования результатов в этом направлении – биомедицинские исследования [7]. Развитие элементной базы радиоэлектронных устройств и прогресс в области вычислительной техники открывают новые возможности, в том числе за счет использования сверхширокополосных (СШП) импульсных сигналов [7-9]. Взаимодействие СШП импульсных сигналов со слоистонеоднородными средами (не только плоскостойкими, но также и с радиально слоистыми [10]) представляет собой сложный пространственно-временной процесс. Естественно, что на начальных этапах исследований в данном направлении привлекались, в первую очередь, простейшие модели и

решались соответствующие задачи. В частности, рассматривались среды с малой проводимостью, что позволяло использовать в качестве модели материалы, характеризующиеся чисто действительными значениями диэлектрической проницаемости [5,11,12]. Это позволяло свести задачу для каждого структурного элемента (слоя) к отысканию двух действительных чисел – толщины и диэлектрической проницаемости. В то же время, такая постановка не позволяла исследовать практически важные задачи определения характеристик сред с затуханием (потерями). Следует отметить, что с физической точки зрения затухание сигнала может быть вызвано не только наличием проводимости. Например, в случае применения георадаров для контроля текущего состояния покрытий автомобильных дорог, высота антенного блока над поверхностью покрытия составляет 25 см. С учетом значения центральной частоты 1000 МГц и размеров антенн порядка 20 см это означает, что исследуемый объект нельзя считать находящимся в ближней зоне антенны/антенного блока. Следовательно, применение теоретических результатов, полученных для отражения плоских волн или расположения объектов в дальней зоне, без предварительных исследований и корректировок используемых моделей может привести к появлению значительных погрешностей в результатах интерпретации данных. Следует также отметить, что для задач восстановления непрерывного профиля диэлектрической проницаемости даже при наличии в среде проводимости ранее были разработаны соответствующие методы и алгоритмы. Они были основаны как на измерении комплексного коэффициента отражения в некотором диапазоне частот или при разных значениях поляризации зондирующей волны [13-18], так и на измерении мощности рассеянного в дальнюю зону монохроматического сигнала при разных значениях частоты [19,20]. При этом в случае рассмотрения плоскостройной среды предполагалось, что сама эта среда имеет конечную толщину и расположена на полубесконечной подложке, значение диэлектрической проницаемости которой известно. Таким образом, можно говорить о двух классах связанных задач по восстановлению структуры/профиля диэлектрической проницаемости – непрерывного профиля на подложке с известными свойствами и кусочно-постоянного распределения на полубесконечной подложке, но с неизвестными априори параметрами. Для решения этих задач были разработаны вычислительные алгоритмы и программное обеспечение, с помощью которых проведены ряд численных экспериментов.

Поэтому цель настоящей работы – развитие ранее предложенных физико-математических моделей взаимодействия электромагнитных волн с неоднородными средами и создание на базе этих моделей вычислительных алгоритмов интерпретации данных дистанционного зондирования природных и искусственных сред, неразрушающего контроля качества промышленных изделий/строительных конструкций и биомедицинских исследований.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ КАЛИБРОВКИ ИМПУЛЬСНОГО ГЕОРАДАРА

Вначале рассмотрим проблему учета потерь. Для этого необходимо принять во внимание затухание волны по мере распространения [21]. Но сначала рассмотрим наиболее простой случай – отражение импульса от плоской границы раздела двух сред. Предполагается, что импульс падает нормально к границе из среды с известными параметрами (без затухания) на среду с потерями. Предположим также отсутствие дисперсии. В итоге, следуя принятой ранее логике [5,21], обозначим $\sqrt{\varepsilon_i} = n_i$, где n_i – показатель преломления i -го слоя считается комплексной величиной, реальную и мнимую части которой будем обозначать n_i' и n_i'' соответственно. Очевидно, что применять алгоритм определения $\sqrt{\varepsilon_i} = n_i$ в ранее приведенном виде [5] уже нельзя, поскольку для вычисления комплексного числа n_i нужно, вообще говоря, знать два действительных числа. Одно число – амплитуда отраженного импульса уже известно из эксперимента. Для дальнейшего продвижения необходимо учесть, что само понятие диэлектрической проницаемости имеет смысл для монохроматических волн. Поэтому рассматриваемые импульсы представим в виде разложений в ряды Фурье. Напомним, что при георадарном зондировании происходит постоянное периодическое излучение и прием импульсов. Иными словами, несмотря на аперриодический характер собственно зондирующего импульса, сам сигнал является периодическим с периодом, значительно превосходящим длительность импульса. Это необходимо для того, чтобы иметь возможность регистрации и обработки сигналов, отраженных от внутренних границ. С математической точки зрения это позволяет использовать вместо интегралов ряды Фурье, что несколько упрощает задачу. Далее, как известно, фаза плоской монохроматической волны есть величина относительная и определена с точностью до некоторой аддитивной постоянной. Для однозначного определения фазы необходимо иметь некоторую удобную точку начала отсчета. В таком случае предлагается использовать сигнал, отраженный от идеально проводящей поверхности, совпадающей с наружной границей плоскостройной среды. Поскольку коэффициент отражения от такой границы равен -1, т.е. при отражении амплитуда не меняется, а фаза меняется на π , то удобно принять в качестве начальной фазы фазу сигнала (Фурье компоненты), отраженного от идеально проводящей поверхности, расположенной там же, где будет находиться наружная поверхность исследуемой среды. Еще раз подчеркнем, что

расстояние от поверхности до антенны и параметры среды (воздуха) во всех случаях должны быть одинаковыми. В этом случае набег фазы (т.е. оптическая длина пути) будет одинаков, что ввиду относительности фазы позволит отсчитывать ее от некоторого значения, условно соответствующего фазе в точке падения зондирующего сигнала на поверхность. Это фактически означает, что фаза колебания, пришедшего в приемную антенну при отражении от идеально проводящей поверхности равна π . Т.е. набег фазы на пути от передающей антенны до приемной для удобства принимается кратным 2π и к нему добавляется (или вычитается, что эквивалентно) π , чтобы учесть отражение от идеального проводника. После замены идеально проводящей поверхности на границу плоскостройной среды (в простейшем случае – поглощающего полупространства) фаза колебания изменится. Обозначим набег фазы в этом случае через ϕ_0 . Тогда после сокращения на одинаковый фазовый набег (который мы предположили кратным 2π) получим для комплексного коэффициента отражения формулу:

$$R_{0,1} = \frac{A_1 e^{i\phi_0}}{A_0 e^{i\pi}}. \quad (1)$$

В (1) A_0, A_1 – амплитуды сигналов, отраженных от идеально проводящей поверхности и от границы исследуемой среды соответственно. Амплитуда A_0 при этом является амплитудой падающей волны. Таким образом, необходимо рассмотреть еще одну вспомогательную задачу об определении комплексного показателя преломления одной среды по известным значениям амплитуды и относительного изменения фазы отраженной от плоской границы раздела плоской монохроматической волны. Предполагается, что показатель преломления среды, из которой падает волна, известен.

Эта задача в свою очередь приводит к необходимости рассмотрения соответствующей прямой задачи о вычислении комплексного коэффициента отражения плоской монохроматической волны от плоской границы раздела двух сред с известными показателями преломления (в общем случае комплексными). Итогом решения этой задачи является вычисление фазы коэффициента отражения. Это позволит создать алгоритм для моделирования отражения волн от плоских границ раздела сред с поглощением с одной стороны и записать решение задачи по восстановлению параметров плоскостройной среды с другой.

Постановка вспомогательной прямой задачи состоит в следующем. Пусть на плоскую границу раздела двух сред или в общем случае внешнюю границу плоскостройной среды нормально падает плоская монохроматическая волна. Требуется определить комплексный показатель преломления среды (либо наружного слоя).

МЕТОД РЕШЕНИЯ ЗАДАЧИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ТОЛЩИНЫ И КОМПЛЕКСНОЙ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ ПЛОСКОСЛОИСТОЙ СРЕДЫ

Решение задачи начнем с того, что запишем формулы для коэффициентов отражения (R) и прохождения (T) плоской монохроматической электромагнитной волны через плоскую границу раздела двух диэлектриков в следующем виде [21]:

$$R_{m-1,m} = \frac{n_{m-1} - n_m}{n_{m-1} + n_m} \quad (2)$$

$$T_{m-1,m} = \frac{2n_{m-1}}{n_{m-1} + n_m}. \quad (3)$$

В (2), (3) приняты следующие обозначения: номер слоя, из которого на границу падает волна (верхний слой) и номер слоя в который через границу проходит волна (нижний слой); n_{m-1} , n_m – показатели преломления соответствующих $m-1$, m – материалов; при этом $m=1, 2, \dots, M$, M – общее количество слоев. Зависимость от времени далее примем в виде $e^{i\omega t}$. В таком случае волна будет распространяться вдоль оси OZ , если волновое число $k > 0$. Поскольку показатель преломления первой среды (n_0) предполагается известным, а также из экспериментальных измерений согласно описанной выше схеме предполагается известным комплексный коэффициент отражения $R_{m-1,m}$, то для определения показателя преломления второй среды получаем формулу:

$$n_1 = n_0 \cdot \frac{(1 - R_{0,1})}{(1 + R_{0,1})} \quad (4)$$

Здесь предполагается, что значение величины $R_{0,1}$ определено согласно (1). Затем необходимо вычислить толщину первого слоя. Исходной информацией для этого служит реальная часть показателя преломления первого слоя n'_1 и временная задержка t_i сигнала, отраженного от нижней границы первого слоя. Согласно общей теории распространения волн фазовая скорость сигнала в слое с номером i равна $v_i = c/n_i$. Тогда, согласно основному уравнению радиолокации, для толщины i -го слоя h_i имеем:

$$h_i = v_i \Delta t_i / 2 \tag{5}$$

где: Δt_i – задержка сигнала, т.е. время распространения сигнала от верхней границы слоя к нижней и обратно. Соответственно и двойка в знаменателе возникает из-за того, что сигнал проходит слой дважды – в прямом и обратном направлении.

Знание толщины слоя позволяет на следующем этапе определить амплитуду падающей на нижнюю границу первого слоя волны. Знание этой амплитуды совместно с амплитудой отраженной от этой границы волны в точке приема позволяет вычислить коэффициент отражения $R_{1,2}$. При этом следует учесть, что амплитуда волны после однократного прохождения слоя ослабевает пропорционально величине $e^{-k_0 n''_1 h_i}$, где $k_0 = \omega/c$. Таким образом, для расчета комплексного коэффициента отражения от нижней границы первого слоя можно воспользоваться общими принципами работы [5], но уже с учетом затухания волн. Для этого учтем, что амплитуда волны, падающей на нижнюю границу верхнего слоя теперь с учетом затухания будет определяться выражением:

$$A_{1,2} = A_0 \cdot T_{0,1} \cdot e^{-k_0 n''_1 h_i} \tag{6}$$

Здесь: A_0 – как и в (1) амплитуда волны, падающей на верхнюю границу исследуемой среды. Вообще говоря, часть энергии этой волны отражается назад в направлении верхней границы, а часть проходит в следующий слой. Чтобы определить соотношение между этими частями необходимо знать коэффициенты отражения и прохождения волны теперь уже при переходе из первого слоя во второй. Как уже сказано выше, в первую очередь необходимо определить коэффициент отражения $R_{1,2}$. Но на импульсном сигнале, который зарегистрирован георадаром будет отображен импульс, прошедший после отражения от нижней границы верхнего слоя вверх до наружной границы среды, затем прошедший через наружную границу в верхнее полупространство и далее попавший в приемную антенну. Поскольку предполагается, что фаза отраженного сигнала сравнивается с фазой падающего сигнала, но отраженного от идеально проводящей поверхности, и в верхнем полупространстве приемная антенна расположена в той же точке, за точку отсчета сигнала логично принять отражение от верхней границы. В таком случае необходимо принять во внимание указанные выше переотражения сигнала и учесть их. Для этого можно воспользоваться методом синтеза сигналов подобным тому, что предложен ранее в [5]. Суть метода заключается в последовательном определении коэффициента прохождения электромагнитных волн через верхнюю границу по формуле (3). При этом подразумевается, что на начальном этапе уже определена комплексная диэлектрическая проницаемость верхнего слоя. Значение диэлектрической проницаемости верхнего слоя позволяет рассчитать амплитуду волны, падающей на нижнюю границу верхнего слоя и ослабление сигнала после прохождения слоя в двух направлениях (вниз и вверх). Иными словами, зная время прохождения сигнала между двумя границами в прямом и обратном направлениях и значение диэлектрической проницаемости среды, можно вычислить скорость распространения волн в такой среде – v . Соответствующие формулы приведены, например, в [22]:

$$v = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon'} \cdot \sqrt{\frac{1}{2} \sqrt{1 + \sqrt{1 + \text{tg}^2 \delta}}} } = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon'} \cdot \sqrt{\frac{1}{2} \sqrt{1 + \sqrt{1 + \frac{16 \pi^2 \sigma^2}{(\varepsilon' \omega)^2}}} }}, \tag{7}$$

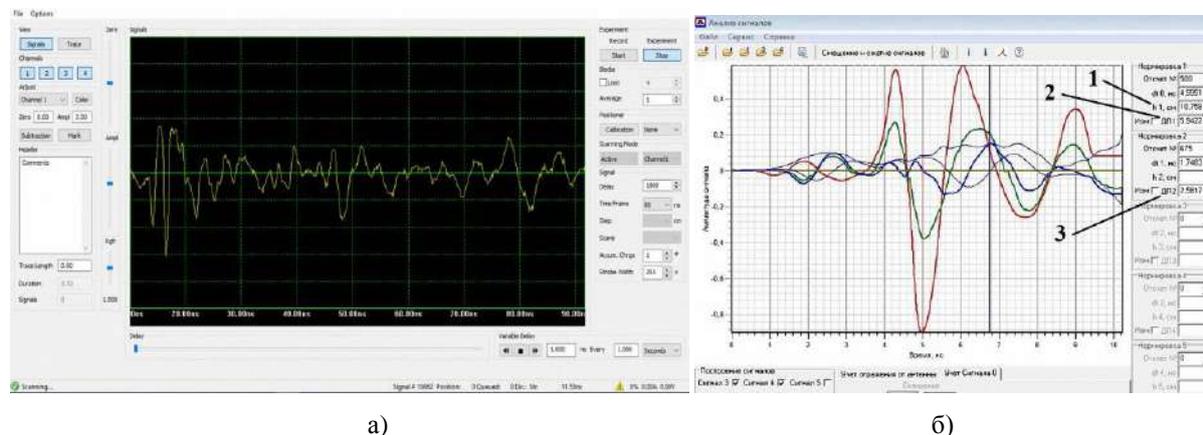
где приняты обозначения: $\text{tg} \delta = \varepsilon''/\varepsilon'$, ε' , ε'' – действительная и мнимая часть комплексной диэлектрической проницаемости, σ – проводимость среды. Далее необходимо учесть, что амплитуда реального сигнала, зарегистрированного приемной антенной георадара определяется помимо соотношения диэлектрических проницаемостей еще как минимум тремя основными факторами: амплитудой первичного сигнала, потерями в среде и несовершенством модели. Под термином несовершенство модели будем подразумевать тот факт, что ввиду ограниченности апертуры передающей и приемной антенн, в приемную антенну попадает лишь часть мощности сигнала, отраженного

границами. Причем, чем дальше расположена граница по отношению к антенному блоку георадара, тем эта часть меньше. Это означает, что даже при отсутствии затухания часть мощности сигнала (амплитуда соответствующей отметки на радарограмме) поступающая в приемную антенну от границ раздела слоев будет тем меньше, чем дальше расположены границы. Для учета этого эффекта предлагается ввести дополнительный корректирующий множитель. Простейший способ определения величины этого множителя состоит в проведении процедуры калибровки георадара (антенного блока), например, с помощью первоначального отбора кернов на заранее выбранных участках покрытия автомобильной дороги [23]. При наличии в конструкции нескольких слоев предложенную процедуру можно продолжить для определения параметров нижних слоев: значений толщины и комплексной диэлектрической проницаемости.

Процесс получения первичных данных состоит из набора последовательно выполняемых стандартных процедур [5, 23, 24]: сначала регистрируют сигнал прямого прохождения, затем – отражение от листа металла, расположенного на поверхности зондируемой среды (конструкции) и далее производят перемещение прибора вдоль заранее намеченной трассы с одновременной записью радарограммы. На рис. 1 показан измерительный комплекс (георадар) «TRF-1» (а), и процесс его калибровки (б). На рис. 2 дан вид окна программы регистрации (а) и первичной обработки сигналов (б) георадара «TRF-1».



Рис.1. Общий вид измерительного комплекса «TRF-1» (а) и процесс регистрации зондирующего сигнала (б).



1 – значение определенной толщины верхнего слоя среды,
2, 3 – определенные в полуавтоматическом режиме значения диэлектрической проницаемости верхнего (2) и нижнего (3) слоев двухслойной среды.

Рис.2. Вид окна первичной регистрации данных (а) и вид окна обработки сигналов с помощью программного комплекса «GeoVizu» (б).

Таким образом, проведенное численное моделирование и лабораторные эксперименты показали работоспособность предложенного подхода и возможность его дальнейшего развития в направлении совершенствования процедуры калибровки и повышения уровня автоматизации как первичной обработки, так и интерпретации полученных данных.

ВЫВОДЫ

Рассмотренный метод решения задачи измерения толщины слоев плоских неоднородных сред с учетом потерь является развитием и обобщением предложенных ранее методов и алгоритмов решения актуальных электродинамических и технических задач. Причиной затухания может быть как наличие проводимости у материалов слоев, так и другие особенности физических процессов, например, регистрация приемными антеннами лишь части поля, рассеянного внутренними границами. При решении использованы модели среды с проводимостью и развит предложенный ранее численный алгоритм, опирающийся на послойное определение толщины и комплексной диэлектрической проницаемости слоев.

При практической реализации предложенного метода для зондирования использованы сверхширокополосные импульсы измерительного комплекса (георадара) «TRF-1». Основная идея, положенная в основу обработки данных, состоит в первоначальной калибровке георадара. Эта операция предполагает определение амплитуды и фазы волны, отраженной от листа металла, размещенного на наружной поверхности исследуемой среды. Далее алгоритм и программное обеспечение позволяют в полуавтоматическом режиме осуществлять определение толщины и диэлектрической проницаемости внутренних слоев среды. При этом вначале определяется диэлектрическая проницаемость верхнего слоя, а затем вычисляется его толщина, далее определяются значения диэлектрической проницаемости и толщины нижних слоев. Проведенные эксперименты показали работоспособность предложенного подхода и перспективы его дальнейшего развития.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ground penetrating radar, theory and applications / [Jol Harry M. (Editor)]. – Amsterdam : Elsevier B.V., 2009. – 508 p.
2. Saarenketo T. Road evaluation with ground penetrating radar / T. Saarenketo, T. Scullion // *Journal of Applied Geophysics*. – 2000. – Vol. 43. – P. 119–138.
3. Владов М.Л. Введение в георадиолокацию : учеб. пособие [для студ. высш. уч. завед.] / Владов М.Л., Старовойтов А.В. – М. : МГУ, 2004. – 153 с.
4. Батракова А.Г. Оценка состояния дорожных одежд с привлечением георадарных технологий : монография / А.Г. Батракова. – Х. : ХНАДУ, 2013 – 152 с.
5. 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.
6. Вопросы подповерхностной радиолокации : коллективная монография / [под ред. А.Ю. Гринева]. – М. : Радиотехника, 2005. – 416 с.
7. Батраков Д.О. Обработка импульсных сигналов при толщинометрии биологических тканей и неразрушающем контроле / Д.О. Батраков // *Вісник Харківського національного університету імені В.Н.Каразіна*. – Х. : ХНУ, 2016. – вип. 25. – С. 48-52. – (Серія: «Радіофізика та електроніка»)
8. Hsieh CH. A UWB Radar Signal Processing Platform for Real-Time Human Respiratory Feature Extraction Based on Four-Segment Linear Waveform Model. / CH Hsieh, YF Chiu, YH Shen, TS Chu, YH Huang // *IEEE Trans Biomed Circuits Syst*. 2016 Feb;10(1):219-30. doi: 10.1109/TBCAS.2014.2376956. Epub 2015 Feb 3. <https://www.ncbi.nlm.nih.gov/pubmed/25667357>
9. Baboli M. A new algorithm for detection of heart and respiration rate with UWB signals. / M Baboli O. Boric-Lubecke, V Lubecke // *Conf Proc IEEE Eng Med Biol Soc*. 2012;2012:3947-50. doi: 10.1109/EMBC.2012.6346830. <https://www.ncbi.nlm.nih.gov/pmc/articles/PMC4900818/>
10. Батраков Д. О. Обратная задача для слоисто-неоднородного кругового цилиндра в частотной области. // *Вісник Харківського національного університету імені В.Н.Каразіна*. – Х. : ХНУ, 2017. – вип. 26. – С. 3-9. – (Серія: «Радіофізика та електроніка»).
11. 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.
12. Pochanin, G. P.; Masalov, S. A.; Ruban, V. P.; Kholod, P. V.; Batrakov, D. O.; Batralkova, 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. Uno T. Inverse scattering method for one-dimensional inhomogeneous layered media / T. Uno and S. Adachi // *IEEE Trans. Antennas Propagat.*-Dec. 1987.-Vol. AP-35, N 12, P.1456-1466.

14. 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.
15. Zhuck N.P. Inverse scattering problem in the polarization parameters domain for isotropic layered media: solution via Newton-Kantorovich iterative technique / N.P Zhuck and D. O. Batrakov // Journal of Electromagnetic Waves and Applications, 1994, Vol. 8, No. 6, PP.759-779.
16. Batrakov D.O., Zhuck N.P. Solution of a General Inverse Scattering Problem Using the Distorted Born Approximation and Iterative Technique. Inverse Problems. - Feb., 1994. - vol.10, № 1. - P.39-54.
17. 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.
18. Батраков Д.О. Качество и эффективность обработки информации при радиоволновом контроле слоистонеоднородных диэлектриков многочастотным методом. Дефектоскопия РАН. – 1998. - №8. - С.68-76.
19. 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.
20. 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.
21. Борн М. Основы оптики / М. Борн, Э. Вольф. // М. : Наука. – 1973. – 720 с.
22. Финкельштейн М.И. Радиолокация слоистых земных покровов / М.И. Финкельштейн, В.Л. Мендельсон, В.А. Кутев ; [под ред. М.И. Финкельштейна]. – М. : Советское Радио. – 1977. – 176 с.
23. М 02071168-725:2013. Методика комплексного моніторингу автомобільних доріг методами підповерхневого зондування. Дата прийняття 01.01. 2013. Розробник Харківський національний автомобільно дорожній університет.
24. Рекомендації щодо визначення товщини конструктивних шарів існуючого дорожнього одягу : Р В. 2.3-218-02071168-781:2011 – [Чинний від 2001-12-12]. – К. : Державна служба автомобільних доріг України (Укравтодор), 2011. – 58 с. – (Рекомендації).

УДК 537.87

НЕСТАЦІОНАРНЕ ВИПРОМІНЮВАННЯ ІМПУЛЬСНОГО СТРУМУ СКЛАДНОГО ПРОСТОРОВОГО РОЗПОДІЛУ

О. М. Думін, В. А. Плахтій, О. А. Прищенко

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

E-mail: dumin@karazin.ua

Надійшла до редакції 28 листопада 2017 р.

Розглядається задача випромінювання імпульсного струму складного просторового розподілу, який апроксимується скінченим набором диполів. Досліджуються три варіанти плоских випромінювачів, які з різною точністю апроксимують криволінійний струм. Дані задачі розв'язуються за допомогою методу векторного потенціалу в часовому просторі, що дає змогу отримати всі векторні компоненти випроміненого поля. Одержані результати порівнюються із класичними для одиночного диполя Герца, що збуджується струмом із довільною залежністю від часу. Аналізуються процеси перетворення електромагнітного поля поблизу випромінювача і в його хвильовій зоні. Обговорюється критерій границі хвильової зони для даного типу випромінювачів.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: часовий простір, нестационарне поле, диполь Герца, імпульсний струм, ближня зона

Рассматривается задача излучения импульсного тока сложного пространственного распределения, которое аппроксимируется конечным набором диполей. Исследуются три варианта плоских излучателей, которые с разной точностью аппроксимируют криволинейный ток. Данные задачи решаются с помощью метода векторного потенциала во временном области, что позволяет получить все векторные компоненты излученного поля. Полученные результаты сравниваются с классическими для одиночного диполя Герца, который возбуждается током с произвольной зависимости от времени. Анализируются процессы преобразования электромагнитного поля вблизи излучателя и в его волновой зоне. Обсуждается критерий границы волновой зоны для данного типа излучателей.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: временная область, нестационарное поле, диполь Герца, импульсный ток, ближняя зона

The problem of radiation of impulse current of a complex spatial distribution which is approximated by a finite set of dipoles is considered. Three versions of flat radiators that approximate the curvilinear current with different level of accuracy are investigated. These problems are solved using the vector potential method in time domain that allows to get all vector components of the radiated field. The obtained results are compared with the classical ones for the single Hertz dipole excited by a current with an arbitrary time dependence. The processes of electromagnetic field transformation near the radiator and in its wave zone are analyzed. The criterion of the boundary of a wave zone for a given type of radiators is discussed.

KEY WORDS: time domain, transient field, Hertzian dipole, impulse current, wave zone, near zone

ВСТУП

Основні особливості процесу випромінювання і перетворення енергії електромагнітної хвилі стають більш зрозумілими, якщо їх досліджувати у часовому просторі. У випадку, коли цей процес описано аналітичним розв'язком, всі питання стосовно передачі інформації, причинно-наслідкових зв'язків у перетворенні електромагнітного поля в процесі його поширення можна легко перевірити. Нестационарні сигнали продовжують цікавити широке коло науковців та інженерів через їх розповсюдженість у природі та сучасних пристроях перетворення електричної енергії. Через популярність потужних випрямлячів та інверторів із ширинно-імпульсною модуляцією струмів, що приєднуються до сонячних панелей та енергосистем електромобілів, виникає необхідність дослідити їх вплив на іншу радіоелектронну апаратуру [1]. Нестационарні сигнали можуть вносити помилки в цифрові лінії та впливати на роботу пристроїв радіочастотної ідентифікації [2]. Також актуальним залишається дослідження однієї із найпотужніших імпульсних перешкод для сучасних електронних пристроїв – блискавки [3]. Відомо, що швидке вимкнення великого струму може сильно вплинути на екрановані кабелі літаків і вивести із ладу бортові пристрої [3], а також спричинити пошкодження екранованих кабелів, які закопані у землю [4].

Модель диполя Герца зручно використовувати для дослідження шкідливого впливу високих напруг електростатичних розрядів на виробництві [5]. Загальновідомий розв'язок цієї задачі складається зі статичної, індуктивної та радіаційної компоненти. Раніше було зазначено, що процес формування вільної електромагнітної хвилі в об'ємі, що оточує джерело, не може бути описано за допомогою класичних виразів для диполя [6]. Це було відмічено ще в роботах Г. Герца [7]. Використавши більше складових в розкладі Тейлора підінтегральної функції для векторного потенціалу, був отриманий покращений

розв'язок задачі випромінювання електричного диполя Герца в аналітичній формі [8]. Цей розв'язок більш точно описує поведінку ближнього поля диполя Герца в об'ємі, що оточує випромінювач. Саме цей об'єм є реальним джерелом хвилі з точки зору Г. Герца [7]. Крім того, покращений розв'язок враховує вплив товщини і довжини диполя. Важливо відмітити, що отримані формули не є точними [8]. Вони також мають певні межі застосування і перестають бути вірними на дуже близьких відстанях від випромінювача.

Останнім часом потужності імпульсних електромагнітних систем значно збільшилися. Прикладом такої системи є рельсотрон. Він призначений для розгону об'єктів за допомогою сили Лоренца значної величини, що виникає при протіканні великого електричного струму через рухомий провідник. У зв'язку з тим, що немає теоретичних обмежень для верхньої межі значення цієї сили, рельсотрон здатен розганяти металічні предмети до надзвукових швидкостей [9], [10]. Чисельний розрахунок дає можливість точно змоделювати розподіл струму і величину сили Лоренца [11, 12]. У свою чергу, нам цікаві характеристики електромагнітного поля, що випромінює дана система. У зв'язку з тим, що розміри даної системи набагато менші ніж характерна довжина хвилі, що випромінюється, в якості моделі випромінювача можна використати електричний диполь Герца із заданою часовою залежністю збуджуючого струму. Але також становить інтерес вплив обтікання струму вздовж криволінійної поверхні металевго предмета на випромінене електромагнітне поле. Цей вплив має бути помітним на малих відстанях спостереження від випромінювача. Таким чином, варто провести дослідження ближнього поля даної випромінюючої системи. З цією метою в даній роботі розглядаються три варіанти апроксимації просторового розподілу збуджуючого струму, що якісно повторюють його розподіл на поверхні рельсотрону: два паралельні диполі з синхронним збудженням, випромінювач у формі чотирикутника, що ділить збуджуючий струм на дві гілки та правильний шестикутник. В усіх цих варіантах максимальний геометричний розмір випромінюючої системи є однаковим для того, щоб мати змогу порівняти отримані результати з випромінюванням одиночного електричного диполя Герца, який розташований в центрі системи координат.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧІ

Незалежно від моделі розподілу струму, всі параметри випромінювачів, що наведені нижче, обрані таким чином, щоб розрахунки випромінених полів можна було якісно порівняти [8, 13 – 15].

Джерелом електромагнітного поля є електричний струм з максимальним значенням амплітуди повного струму $I_0 = 1000$ А з рівномірним розподілом по циліндру довжини $l = 0,2$ м і радіусу поперечного перетину $r_d = 0,01$ м та з часовою залежністю $f(t)$:

$$f(t) \sim 1 - \text{th}\left(\frac{t}{\tau}\right), \quad (1)$$

де $\tau = 2 \cdot 10^{-4}$ с – характерна тривалість імпульсу.

В даній роботі будуть порівнюватись поля випромінювання трьох просторових розподілів струму з полями випромінювання одного диполя Герца. На рис. 1 зображена геометрія задачі для синхронного збудження двох паралельних диполів з однаковими збуджуючими струмами $I_1 = I_2 = I_0/2$. Другий варіант джерела представляє собою ромб, який складається з двох гілок струму однакової величини, кожна з яких складається із двох повернутих диполів, як показано на рис. 2, де $I_1 = I_2 = I_0/2$ та $I_3 = I_4 = I_0/2$. Ще більш плавне обтікання моделюється набором диполів у вигляді шестикутника, який аналогічним чином формує дві гілки по три диполі у кожній, що відображено на рис. 3, де $I_1 = I_3 = I_5 = I_0/2$ та $I_2 = I_4 = I_6 = I_0/2$.

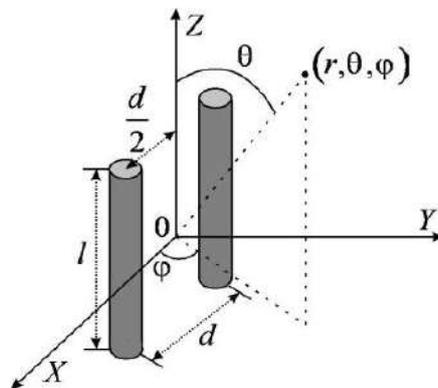


Рис. 1. Геометрія задачі для апроксимації струму з використанням двох паралельних диполів

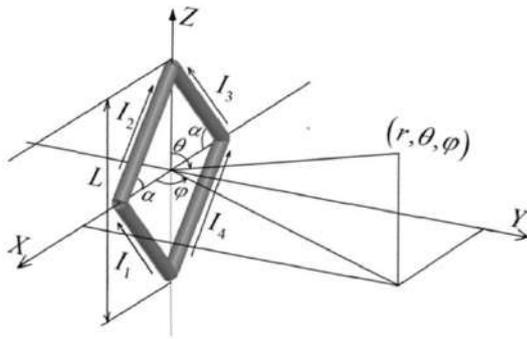


Рис. 2. Геометрія задачі для чотирьох диполів

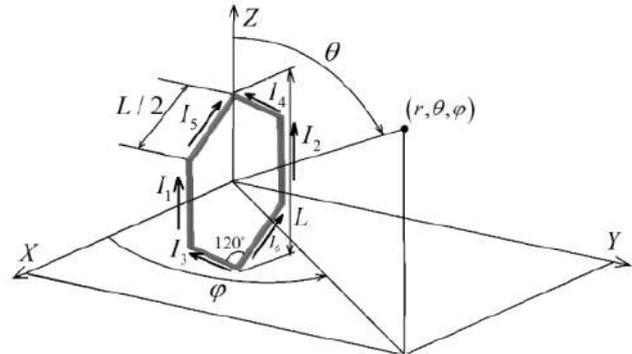


Рис. 3. Геометрія задачі для шести диполів

РОЗВ'ЯЗАННЯ ЗАДАЧ

Розв'язок задачі випромінювання одного диполя в загальній формі можна знайти шляхом застосування метода векторного потенціалу, і він має вигляд квадратури

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

яка використовується для знаходження амплітуд складових магнітного та електричного поля

$$\begin{cases} \vec{H}(\vec{r}, t) = \frac{1}{\mu_0} \text{rot} \vec{A}(\vec{r}, t); \\ \vec{E}(\vec{r}, t) = -\text{grad} \varphi - \frac{\partial \vec{A}(\vec{r}, t)}{\partial t}. \end{cases} \quad (5)$$

У першому, класичному наближенні амплітуда поперечної електричної компоненти має такий вигляд:

$$E_\theta(t, r, \theta) = \frac{L \sin(\theta)}{4\pi\epsilon} \left(\frac{I(t)}{cr^2} + \frac{dI(t)}{c^2 r} \right), \quad (6)$$

тоді, як врахування більшої кількості доданків у розкладі підінтегральної функції в формулі (4) дозволило отримати покращені вирази [9], як, наприклад, для поперечної електричної компоненти:

$$E_\theta = \frac{\sin \theta l}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{I\left(\frac{t-r}{c}\right)}{cr^2} \left(1 - \frac{3r_d^2}{4r^2} - \frac{l^2}{8r^2} + \frac{13l^2}{8r^2} \cos^2 \theta - \frac{7r_d^2}{4r^2} \cos^2 \theta + \frac{7r_d^2}{8r^2} (\sin^2 \theta) - \frac{l^2 \sin^2 \theta}{4r^2} \right) + \frac{\dot{I}\left(\frac{t-r}{c}\right)}{rc^2} \left(1 - \frac{r_d^2}{2r^2} - \frac{l^2}{12r^2} + \frac{19l^2}{24r^2} \cos^2 \theta - \frac{3r_d^2}{2r^2} \cos^2 \theta + \frac{9r_d^2}{8r^2} (\sin^2 \theta) - \frac{l^2 \sin^2 \theta}{12r^2} \right) \right), \quad (7)$$

що більш точно описує поведінку поля поблизу випромінювача.

Проводячи зміщення та повороти систем координат для розв'язків (6) і (7) за допомогою кутів Ейлера та використовуючи принцип суперпозиції, можна одержати в аналітичному вигляді розв'язки поставлених задач.

ЧИСЛОВЕ МОДЕЛЮВАННЯ

Для випадку двох паралельних диполів розглянемо графіки часових залежностей амплітуди поперечної електричної компоненти, що зображені на рис. 4, і які розраховані за допомогою класичних формул (6) та покращених (7) для $\theta = \pi/4$, $\varphi = \pi/4$, $r = 0,3$ та $r = 1$ м. Для зручності порівняння на них також побудовані часові залежності поля одиночного диполя. З рис. 5 видно, що навіть при таких невеликих відстанях спостережень r моделі одного диполя та двох диполів відповідають розв'язкам, що близькі один до одного. Амплітуди поздовжніх компонент електричного поля практично однакові для цих моделей. На відміну від них, магнітні компоненти значно відрізняються через вплив магнітних полів повернутих одиночних диполів. Що стосується поперечної складової електричного поля, то різниця між результатами класичної та покращеної формул менша, ніж між моделями одного або двох диполів.

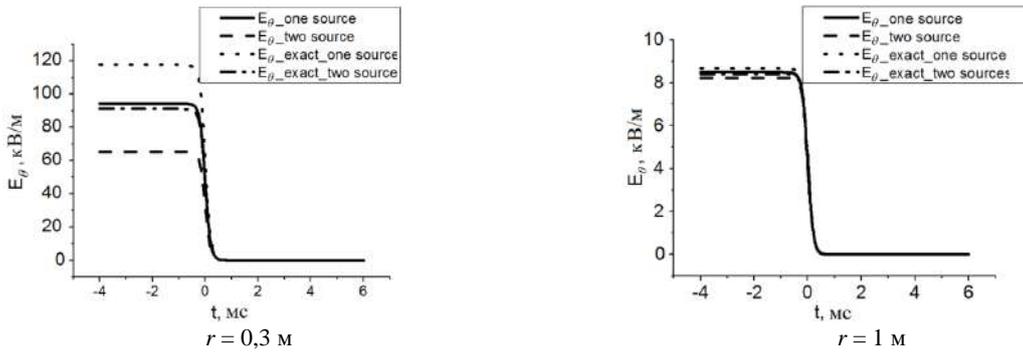


Рис. 4. Часова залежність поперечної компоненти електричного поля для кутів спостереження $\theta = \pi/4$, $\varphi = \pi/4$.

На більшій відстані спостереження розв'язки для поздовжньої складової електричного поля збігаються так само, як і для магнітної компоненти. Усі амплітуди компонент поля зменшуються зворотно пропорційно квадрату відстані, що означає, що електромагнітна хвиля ще не сформована в точці спостереження. Отже, зовнішня межа ближньої зони для даної задачі може бути описана як $r < \lambda/2\pi$, де замість λ треба взяти характерну просторову тривалість випроміненого імпульсу у дальній зоні. Плавна та відносно повільна зміна струму збудження приводить до значної величини межі дальньої зони, приблизно 10^5 м. На більш близьких відстанях амплітуди поперечних електричних та магнітних складових мають однакову часову залежність, таку, як і у струму збудження, що проілюстровано на рис. 5. Починаючи з відстані 10^5 м часова залежність амплітуди електричного поля приймає вигляд першої похідної за часом струму збудження (1), і нормалізована до відстані в квадраті амплітуда починає суттєво зростати, що є ознакою процесу виникнення вільної електромагнітної хвилі. Поведінка поперечного магнітного поля аналогічна, але амплітуда поздовжньої електричної компоненти часову форму не змінює при будь-якій відстані спостереження.

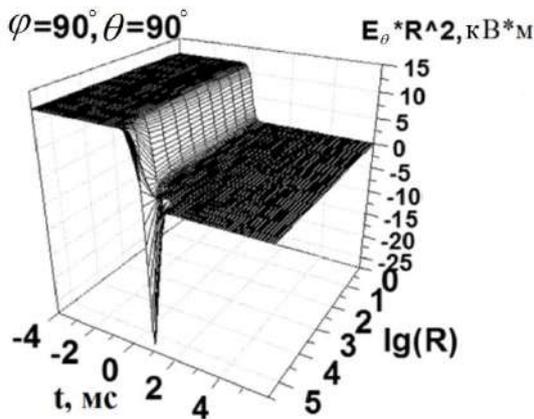


Рис. 5. Нормована часова залежність амплітуди поперечної компоненти електричного поля для різних відстаней спостереження і кутів спостереження $\theta = \pi/2$, $\varphi = \pi/2$.

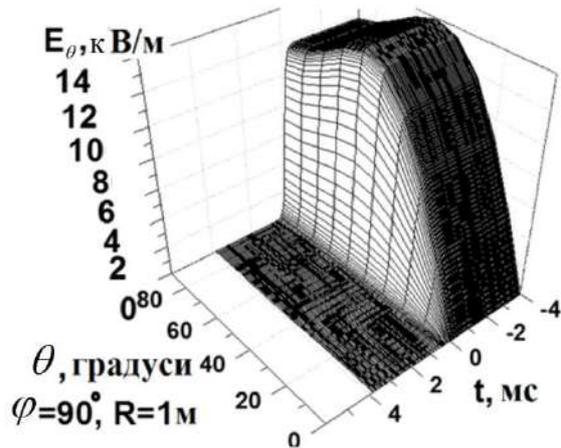


Рис. 6. Часова та кутова залежність амплітуди поперечної компоненти електричного поля для відстані спостереження $r = 1$ м і кута спостереження $\varphi = \pi/2$.

Цікаво розглянути кутову залежність полів поблизу випромінювача та її відміну від класичної $\sin(\theta)$. Кутова залежність амплітуди магнітного поля має форму, що аналогічна випадку одного диполя. У той же час залежність амплітуди поперечної електричної компоненти, як показано на рис. 6, має незвичний максимум під кутом $\theta = 50^\circ$. Це можна пояснити малою відстанню спостереження $r = 1$ м та впливом повороту і розміщення кожного із чотирьох диполів, що швидко зменшується на більших відстанях спостереження.

Для визначення відстані, на якій амплітуди електричного поля системи із чотирьох диполів та одиночного диполя будуть майже однаковими, зобразимо на рис. 7 часові залежності амплітуди поперечної складової електричного поля для різних відстаней спостереження. Видно, що починаючи з відстані $r = 2$ м, часова форма цих амплітуд майже однакова.

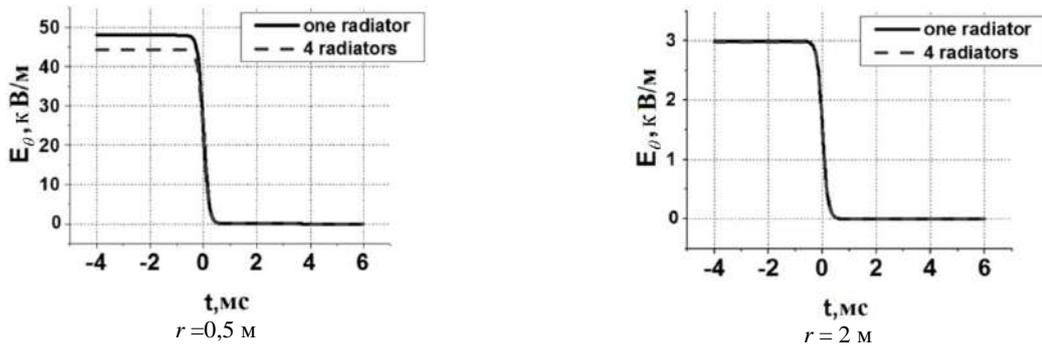


Рис. 7. Часова залежність амплітуди поперечної компоненти електричного поля для різних відстаней спостереження і кутів $\theta = \pi/2$ і $\varphi = \pi/2$.

Ще більш точна апроксимація процесу обтікання струму по криволінійній траєкторії може бути реалізована використанням шести диполів, що розташовані у формі правильного шестикутника, який показаний на рис. 3. На рис. 8 представлена кутова залежність амплітуди поперечної компоненти електричного поля для малих відстаней спостереження. Під кутом $\theta = 40^\circ$ присутній максимум, який на більших відстанях зникає, аналогічно випадку чотирьох диполів.

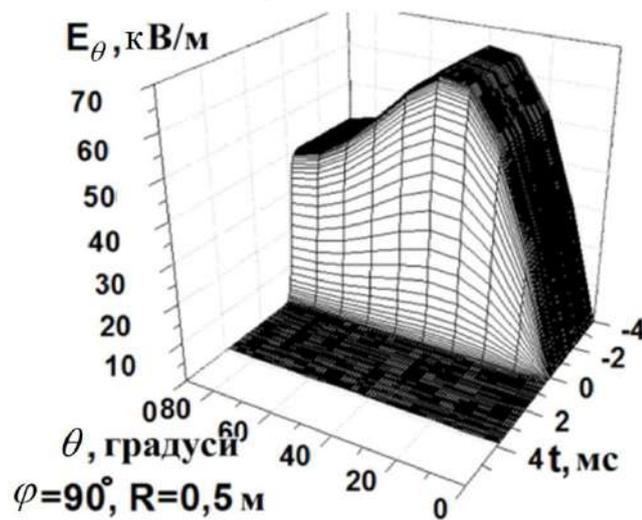


Рис. 8. Часова та кутова залежність амплітуди поперечної компоненти електричного поля для відстані спостереження $r = 0,5$ м та кута спостереження $\varphi = \pi/2$.

Перевіркою правильності отриманого розв'язку є його порівняння із розв'язком для одиночного диполя. Як ілюструють залежності на рис. 9, ці розв'язки збігаються на відстані спостереження $r = 4$ м.

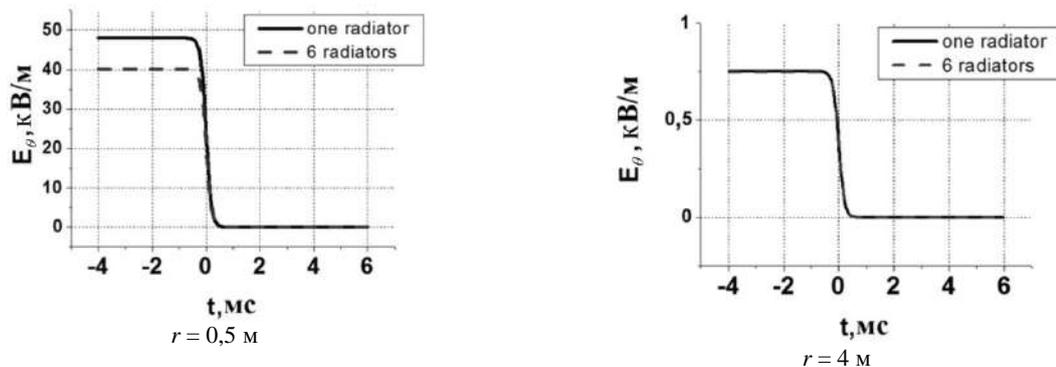


Рис. 9. Часова залежність амплітуди поперечної компоненти електричного поля для кутів спостереження $\theta = \pi/2$, $\varphi = \pi/2$ та різних відстаней r .

ВИСНОВКИ

Показано, що використання покращеного розв'язку для задач випромінювання систем електричних диполів Герца малих електричних розмірів не є принципово важливим. Уточнення розв'язку, що суттєво впливає на значення амплітуд полів на малих відстанях, за значущістю не перевершує вплив окремих повернутих та зміщених диполів. Обґрунтовано критерій межі хвильової зони для даного випромінювача, який у цьому випадку пов'язаний тільки із характерною тривалістю випроміненого імпульсу і зовсім не залежить від розмірів випромінювача. Перевірка впливу апроксимаційних моделей опису криволінійного струму засвідчила, що модель одиночного електричного диполя Герца може бути застосована як розв'язок цієї задачі, якщо відстань спостереження перевищує 4 м. Проте на менших відстанях необхідно використовувати більш складні просторові розподілу моделі імпульсного збуджуючого струму. Дослідження зміни часової форми поперечної електричної складової поля дає змогу рекомендувати до використання аналіз цієї залежності з метою визначення відстані до випромінювача.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Luszcz J., Smolenski R. Low frequency conducted emissions of grid connected static converters // IEEE Electromagnetic Compatibility Mag. – 2015. – V.4, N1. – P.86–100.
2. Pous M., Silva F. Prediction of the impact of transient disturbances in real-time digital wireless communication system // IEEE Electromagnetic Compatibility Mag. –2014. – V.3, N3. –P.76–82.
3. Vogel M.H. Impact of lightning and high-intensity radiated fields on cables in aircraft // IEEE Electromagnetic Compatibility Mag. –2014. – V.3, N2, P.56–61.
4. Tanaka H., Baba Y., Barbosa C.F. Effect of shield wires on the lightning-induced currents on buried cables // IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility – 2016.V.58, N3, P.738–746.
5. Maloney T. Pulsed Hertzian dipole radiation and electrostatic discharge events in manufacturing // IEEE Electromagnetic Compatibility Mag. – 2013.V.2, N3, P.37–46.
6. Schantz H.G. The art and science of ultrawideband antennas, Artech House, London, 2005. – 331 p.
7. Герц Г. Силы электрических колебаний, рассматриваемые с точки зрения теории Максвелла / 50 лет волн Герца -М.: Академия Наук СССР, 1938. С. 92 – 119
8. 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). – 17-21 September 2012. –P.69–71.
9. Rodger D., Leonard P.J., Eastham J.F. Modelling electromagnetic rail launchers at speed using 3D finite elements//IEEE Transactions on Magnetics. – Jan. 1991. –V.27, N.1. –P. 314–317.
10. Engel T.G., Neri J.M., Veracka M. J. Characterization of the Velocity Skin Effect in the Surface Layer of a Railgun Sliding Contact –IEEE Transactions on Magnetics. – July 2008. –V.44, N.7. –P.1837–1844.
11. Tan S., Lu J., Zhang X., Li B., Zhang Y., Jiang Y. – The Numerical Analysis Methods of Electromagnetic Rail Launcher With Motion //IEEE Transactions on Plasma Science. –Dec. 2016. –V.44, N.12. –P.3417–3423.
12. Hsieh K.T., Kim B.K. 3D modeling of sliding electrical contact //IEEE Transactions on Magnetics. – Jan 1997. –V.33, N.1, P.237–239.
13. Dumin O.M., Plakhtii V.A., Katrich V.A., Dumina O.O., Volvach I.S. Radiation of two small impulse current radiators // Proc. 8th International Conference on Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals (UWBUSIS–2016). – Odessa (Ukraine). – September 5-11 2016. – P. 81–84.
14. Plakhtii V.A., Dumin O.M., Prishchenko O.A. Transient radiation of system of four noncollinear dipoles // Proc. 2017 IEEE First Ukraine Conference on Electrical and Computer Engineering (UKRCON–2017). – Kiev (Ukraine). – May 29 2017-June 2 2017. – P. 225–228.
15. Plakhtii V.A., Dumin O.M., Prishchenko O.A. Near Radiation Zone of Six Short Impulse Radiators // Proc. Young Scientists Forum on Applied Physics and Engineering (YSF–2017). – Lviv (Ukraine). – Oct. 17-20 2017. – P.229–232.

УДК 537.87

ВИПРОМІНЮВАННЯ ТА РОЗПОВСЮДЖЕННЯ ЕЛЕКТРОМАГНІТНОГО СНАРЯДУ В НЕЛІНІЙНОМУ 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 21 листопада 2017 р.

Розв'язана задача випромінювання нестационарного струму в нелінійний простір. Поле, що породжує ефект електромагнітного снаряду, розглянуто в якості прикладу нелінійного впливу поля самого на себе. Нелінійні властивості враховані в матеріальних рівняннях середовища як додаткова компонента вектору поляризації. Кубічна нелінійність вибрана в якості нелінійної складової вектору поляризації.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: нелінійність Керра, нестационарне випромінювання, плоский диск, електромагнітний снаряд

The solving of the problem of radiation of transient current into nonlinear medium is carried out. Field that generates electromagnetic missile effect is considered as an example of nonlinear influence of the field to itself. Nonlinear properties are accounted in constitutive relations as additional component of polarization vector. Cubic nonlinearity is chosen as nonlinear term of polarization vector.

KEY WORDS: Kerr nonlinearity, transient radiation, plane disk, electromagnetic missile

Решается задача излучения нестационарного тока в нелинейное пространство. Поле, которое порождает эффект электромагнитного снаряда, рассмотрено в качестве примера нелинейного влияния поля самого на себя. Нелинейные свойства учтены в материальных уравнениях среды как дополнительная компонента вектора поляризации. Кубическая нелинейность выбрана в качестве нелинейной составляющей вектора поляризации.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: нелинейность Керра, нестационарное излучение, плоский диск, электромагнитный снаряд

ВСТУП

Ця стаття присвячена дослідженню нестационарного електромагнітного поля, що випромінюється плоским диском, за допомогою методу еволюційних рівнянь із використанням ітеративного підходу для врахування ефектів самодії поля у нелінійному середовищі. В якості нелінійних властивостей середовища вибрано кубічну нелінійність Керра, що також є наближенням п'ятого порядку малості у розкладі Тейлора функції поляризації.

Ефект «електромагнітного снаряду» був відкритий у задачі випромінювання плоского диску з рівномірним розподілом нестационарного електричного струму [1]. Він спостерігається в прожекторній зоні випромінювача і полягає у тому, що енергія поля згасає повільніше ніж зворотно пропорційно квадрату відстані. Наведений в [1] розв'язок у частотній області не підходить для подальшого використання у нелінійних задачах через відсутність явної залежності від часу. Крім того необхідно, щоб лінійний розв'язок задачі плоского диску описував поле для всіх значень просторових координат та для довільних проміжків часу спостереження. Така умова викликана тим, що кожна точка простору, що причинно пов'язана з первинним джерелом поля, стає джерелом наведеного струму через взаємодію потужного випромінювання та середовища. При таких умовах наявні розв'язки лінійної задачі не підходили для аналізу нелінійного випромінювання, тому спочатку було побудовано загальний лінійний розв'язок, що відповідає даним умовам [2].

В цій роботі отримано розв'язок задачі нестационарного випромінювання плоского диску в нелінійному просторі. Хоча сам розв'язок представлений тільки у вигляді кратного інтегралу від циліндричних функцій, це дозволяє проводити числовий розрахунок амплітуд полів.

Через те, що задача розв'язана в часовому просторі, буде зручно використовувати термінологію теоретичної фізики для прив'язки до просторово-часового континууму [3]. Точку у чотиривимірній системі координат, де три – просторові, а одна – час, називаємо подією, а область визначення деякого процесу в цій системі координат – інтервалом.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧІ

В якості первинного джерела струму розглянуто плоский диск з постійною рівномірною розподіленою густиною електричного струму, що напрямлений вздовж вісі ОХ. Вважаємо, що струм

вмикається одночасно на всій поверхні диску та має часову залежність в формі функції Хевісайда $H(t)$. Тому з'являється необхідність у застосуванні таких методів розв'язання, які враховують перехідні процеси. Розглянемо задачу випромінювання в циліндричній системі координат і розв'яжемо методом еволюційних рівнянь для нульових початкових за часом і граничних за координатою z умов та стороннього джерела

$$\vec{J}_0(\rho, z, t) = \vec{x}_0 A_0 H(t) \delta(z) \{H(\rho) - H(\rho - R)\}. \quad (1)$$

Метод еволюційних рівнянь – це різновид методу неповного розділення змінних, в якому відділяються залежності шуканих функцій від поперечних координат. Тоді саме залежності цих функцій від поздовжньої координати і часу є еволюційними рівняннями, які доповнюються матеріальними рівняннями середовища. Для розв'язання задачі випромінювання плаского диску у нелінійне середовище використаємо такий вираз для вектору індукції електричного поля у випадку кубічної нелінійності середовища:

$$\vec{D} = \epsilon_0 \epsilon \vec{E} + \epsilon_0 \xi_3 (\vec{E} \cdot \vec{E}) \vec{E}. \quad (2)$$

Перший доданок відповідає лінійному наближенню, а другий, що містить нелінійну частину вектору поляризації, – нелінійній поправці до лінійного розв'язку. Ця нелінійна частина матеріальних рівнянь описує нелінійне керрівське середовище. Як відомо, слабка нелінійність може бути представлена у вигляді розкладу вектору поляризації в ряд Тейлора по степенях вектору напруженості електричного поля, і ми можемо врахувати тільки один його член. Пропонується ітеративний підхід до розв'язання нелінійної задачі, що дозволяє отримати нелінійне поле із заданою похибкою [4].

Перша ітерація методу відповідає використанню тільки лінійної частини матеріальних рівнянь. Розв'язок для амплітуд складових електричного поля має кусково-визначену область значень [5] і записується у вигляді:

$$\vec{E} = \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{bmatrix} = \frac{A_0}{z} \sqrt{\frac{\mu_0 \mu}{\epsilon_0 \epsilon}} \begin{bmatrix} I_1 \cos^2 \varphi + (I_2 - I_1) \sin^2 \varphi \\ I_1 \sin \varphi \cos \varphi + (I_2 - I_1) \sin \varphi \cos \varphi \\ 0 \end{bmatrix}. \quad (3)$$

Кусково-визначена область значень I_1 та I_2 включає всі аргументи крім азимутального кута φ та ілюструє вплив принципу причинності на поле у довільній точці спостереження, що породжується струмом джерела. Відсутність кутової залежності в інтервалах випромінювання S_1 , S_2 , S_3 пояснюється осьовою симетрією форми джерела. Перша область інтервалів описує поле, яке має постійну амплітуду та відповідає за ефект електромагнітного снаряду. Фізично це означає, що область випромінювання на диску, яка досягла точки спостереження, має форму круга для інтервалу

$$S_1 \subset 0 < \frac{c^2 t^2}{\epsilon \mu} - z^2 < (\rho - R)^2 \quad (4)$$

і завдяки цьому забезпечує постійну амплітуду поля для усіх z .

Область S_1 зустрічається лише в прожекторній зоні випромінювача, де $\rho < R$. Друга область інтервалів відповідає проміжку часу, коли точки спостереження досягає поле точкових джерел на диску у формі сектора кола:

$$S_2 \subset (\rho - R)^2 < \frac{c^2 t^2}{\epsilon \mu} - z^2 < (\rho + R)^2. \quad (5)$$

Остання область відповідає інтервалам, що починаються з моменту, коли на точку спостереження вплине поле від найвіддаленішої точки джерела:

$$S_3 \subset (\rho + R)^2 < \frac{c^2 t^2}{\epsilon \mu} - z^2. \quad (6)$$

Тоді в точці спостереження електричне поле відсутнє, а магнітне – постійна величина [5]. Лінійний кусково-визначений розв'язок \vec{E} буде використаний в новій ітерації для розрахунку нелінійної поправки. Ця ітерація буде виконана з нелінійною частиною вектору електричної індукції \vec{D} , що породжує еквівалентний вторинний електричний струм

$$\vec{J}' = \epsilon_0 \xi_3 \frac{\partial \vec{E}^3}{\partial t} = \epsilon_0 \xi_3 \frac{\partial}{\partial t} \left((\vec{E} \cdot \vec{E}) \begin{bmatrix} E_\rho \\ E_\varphi \\ 0 \end{bmatrix} \right), \quad (7)$$

який розглядається як нове джерело. Просторова та часова залежність компоненти E_x електричного поля зображена на рис. 1.

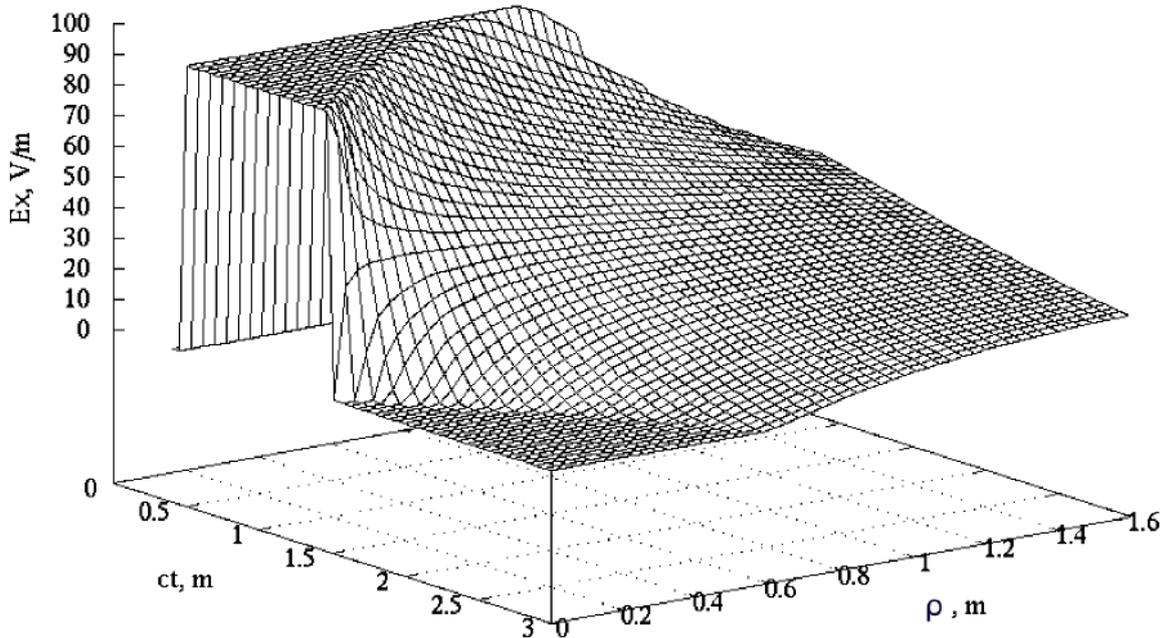


Рис. 1. Залежність амплітуди компоненти OX електричного поля від часу та радіальної координати для відстані $z = R/2$ від диску радіуса R при $\varphi=0$.

По аналогії з розв'язанням лінійної задачі розглянемо процес випромінювання цього струму в циліндричній системі координат методом еволюційних рівнянь. Підставивши до залежності $\vec{j}'(\vec{E})$ вираз для поля \vec{E} , отримаємо векторну функцію

$$\vec{j}' = \begin{bmatrix} j'_\rho \\ j'_\varphi \\ j'_z \end{bmatrix} = \frac{\epsilon_0 \xi_3 A_0^3}{8} \frac{\partial}{\partial t} \left((I_1^2 \cos^2 \varphi + (I_2 - I_1)^2 \sin^2 \varphi) \begin{bmatrix} I_1 \cos \varphi \\ (I_1 - I_2) \sin \varphi \\ 0 \end{bmatrix} \right). \quad (8)$$

Візьмемо похідну за часом аналітично. При цьому необхідно врахувати кусково-визначену область значень I_1 та I_2 , що залежить від часу, записавши їх за допомогою функції Хевісайда

$$I_\alpha = f_\alpha H\left(\frac{c^2 t^2}{\epsilon \mu} - z^2 - (\rho - R)^2\right) + \left(\frac{1}{\alpha} - f_\alpha\right) H\left(\frac{c^2 t^2}{\epsilon \mu} - z^2 - (\rho + R)^2\right), \quad (9)$$

де $\alpha = 1$ або 2 , а $f_\alpha = f_\alpha(\rho, t, z)$ – значення I_α в області S_2 [6]. В такому вигляді I_α тепер можна диференціювати за часом:

$$\frac{\partial I_\alpha}{\partial t} = \frac{\partial f_\alpha}{\partial t} \left[H\left(\frac{c^2 t^2}{\epsilon \mu} - z^2 - (\rho - R)^2\right) - H\left(\frac{c^2 t^2}{\epsilon \mu} - z^2 - (\rho + R)^2\right) \right] + \frac{2}{\alpha} \frac{ct}{\sqrt{\epsilon \mu}} \delta\left(\frac{c^2 t^2}{\epsilon \mu} - z^2 - (\rho + R)^2\right). \quad (10)$$

Побудуємо отриману залежність струму від часу та радіальної координати для тих же інтервалів, як на рис. 1.

На рис. 2 бачимо розподіл густини електричного струму, що породжується полем у лінійному наближенні, яке проілюстровано на рис. 1. Варто відзначити, що максимальне значення вторинного струму зліва менше в 8 разів, хоча амплітуда вихідного джерела струму на диску менше лише в 2 рази, що є ознакою нелінійних явищ. Для побудови струму використовувались формули похідної для I_α , яка містить дельта-функцію, що не побудована на графіку, однак ми нехтувати нею не будемо.

НЕЛІНІЙНЕ ЕЛЕКТРИЧНЕ ПОЛЕ

Наступні кроки будуть спрямовані на отримання поправки до лінійного поля \vec{E} , що викликано врахуванням нелінійних ефектів. Давайце позначимо \vec{E}' як нелінійну поправку для електричного поля. Аналогічно до розв'язання лінійної задачі випромінювання запишемо джерело через базисні функції $\Psi_m = \Psi_m(\rho', \varphi')$ [6]

$$j_m(v|t', z') = -\frac{\sqrt{\mu_0}}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi' \int_0^\infty \rho' d\rho' \vec{j} [\nabla_\perp \Psi_m^* \times \vec{z}_0]. \quad (11)$$

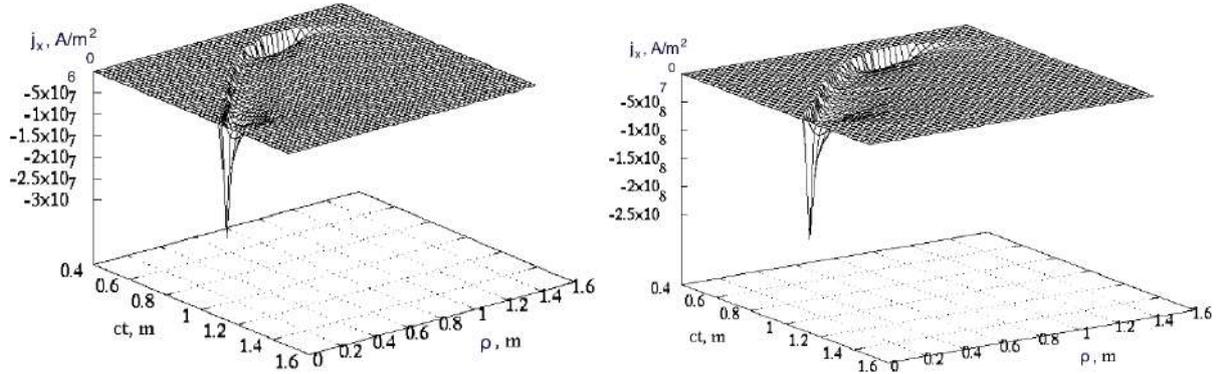


Рис. 2. Амплітуди струму вторинного джерела для вихідної амплітуди 1А (зліва) або 2А (справа) на відстані $z = R/2$ від джерела при $\varphi=0$.

Моди азимутального кута мають дискретну область визначення, а поле визначається сумою модів джерела. Область визначення дискретних кутових мод нескінченна [7]. Інтегруючи по азимутальному куту φ , отримаємо чотири ненульові моди поля нелінійної поправки

$$j_m(v|t', z') = \epsilon_0 \xi_3 \frac{iA_0^3 \sqrt{\mu_0}}{4^3 \sqrt{v}} \left(\frac{\mu_0 \mu}{\epsilon_0 \epsilon}\right)^{3/2} \int_0^\infty N_m^{sum}(v|r') d\rho', \quad (12)$$

де $m \in (-\infty, \infty)$. Кутова мода джерела j_m є функцією безперервного модового спектру v та просторових координат r' , що позначені штрихом. Під інтегралом знаходиться функція $N_m^{sum}(v|r')$, яка відмінна від нуля лише для $m \in \{\pm 1, \pm 3\}$:

$$\begin{aligned} N_{-1}^{sum}(v|r') &= -3N_1(-1) - N_2(-1) + 3N_3(-1) + N_4(-1); \\ N_1^{sum}(v|r') &= -3N_1(1) - N_2(1) + 3N_3(1) - N_4(1); \\ N_{-3}^{sum}(v|r') &= -N_1(-3) + N_2(-3) - N_3(-3) + N_4(-3); \\ N_3^{sum}(v|r') &= N_1(3) + N_2(3) - N_3(3) + N_4(3). \end{aligned} \quad (13)$$

Тут через $N_n(m)$ визначено деякі плавні функції від аргументів m, v, ct', ρ', z' :

$$\begin{aligned} N_1(m) &= 3mJ_m(v\rho')I_1^2 \frac{\partial I_1}{\partial t}; \\ N_2(m) &= mJ_m(v\rho')(I_2 - I_1) \left(\frac{\partial I_1}{\partial t} (I_2 - I_1) + 2I_1 \left(\frac{\partial I_2}{\partial t} - \frac{\partial I_1}{\partial t} \right) \right); \\ N_3(m) &= -3v\rho' \frac{J_{m-1}(v\rho') - J_{m+1}(v\rho')}{2} (I_2 - I_1)^2 \left(\frac{\partial I_2}{\partial t} - \frac{\partial I_1}{\partial t} \right); \\ N_4(m) &= -v\rho' \frac{J_{m-1}(v\rho') - J_{m+1}(v\rho')}{2} I_1 \left(I_1 \left(\frac{\partial I_2}{\partial t} - \frac{\partial I_1}{\partial t} \right) + 2 \frac{\partial I_1}{\partial t} (I_2 - I_1) \right). \end{aligned} \quad (14)$$

Аналітичне інтегрування по радіальній координаті ρ' можна спробувати скориставшись властивістю дистрибутивності інтегралу Рімана. Отримаємо суму 32-х інтегралів такого типу для I_1 та I_2 :

$$j_m(v|t', z') \sim \sum A_{\alpha\beta\alpha} \int_0^\infty I_\alpha I_\beta \frac{\partial I_\alpha}{\partial t} J_m(v\rho') d\rho', \quad (15)$$

де $A_{\alpha\beta\alpha}$ – деяка функція, що не залежить від ρ' , а I_α – це частина лінійного розв'язку (I_1 або I_2 , причому $\alpha \neq \beta$). На даний момент аналітично знайти значення інтегралів не вдалось, тому майбутній аналіз виразів поля доведеться проводити методами числового розрахунку. Знайдемо еволюційні коефіцієнти, підставимо їх до модового розкладу векторів поля [6] і отримаємо

$$E'_\rho = -\frac{\epsilon_0 \xi_3 A_0^3}{4^3} \left(\frac{\mu_0 \mu}{\epsilon_0 \epsilon}\right)^2 E_4 \left[\sum_{m=-\infty}^\infty \cos m\varphi N_m^{sum}(v|r') \frac{J_{m-1}(v\rho') + J_{m+1}(v\rho')}{2} \right]. \quad (16)$$

Таким чином, ми одержали вираз для електричної компоненти поля в явному вигляді за допомогою інтегрального оператора E_4 . Після інтегрування не залишаться штрихованих змінних r' та змінної неперервного спектру ν . Інтегральний оператор E_4 є кратним чотиривимірним невластним інтегралом, що містить похідну від функції Рімана [6]:

$$E_4[f(\nu|t', \rho', z')] = \int_0^\infty d\nu \int_0^\infty d\tau' \int_0^\infty d\rho' \int_0^\infty dz' [H(\Delta\tau - \Delta z) J_0(\nu\sqrt{\Delta\tau^2 - \Delta z^2})]'_\tau f(\nu|t', \rho', z'), \quad (17)$$

де $\tau = \frac{ct}{\sqrt{\epsilon\mu}}$ – добуток часу на швидкість світла в середовищі, що вимірюється в метрах. Сумування по азимутальним поперечним модам поля винесено під кратний інтеграл для прискорення числового розрахунку:

$$E'_x = -\frac{\epsilon_0 \xi_3 A_0^3}{2 \cdot 4^3} \left(\frac{\mu_0 \mu}{\epsilon_0 \epsilon}\right)^2 E_4[\sum_{m=-\infty}^\infty e_m^x(\nu|r) \cdot N_m^{sum}(\nu|r')], \quad (18)$$

де

$$e_m^x(\nu|r) = \cos \varphi \cos m\varphi (J_{m-1}(\nu\rho) + J_{m+1}(\nu\rho)) + \sin \varphi \sin m\varphi (J_{m-1}(\nu\rho) - J_{m+1}(\nu\rho)). \quad (19)$$

Аналізуючи графіки на рис. 1 та 2 легко побачити, що знак наведеного струму є протилежним до вихідного струму джерел, таким чином нелінійність середовища забирає енергію поля та зменшує амплітуду нестационарного сигналу. Нагадаємо, що поле E'_x – це не повний вираз, а поправка до поля, отриманого в лінійному наближенні. Напруженість електричного поля з нелінійною поправкою має вигляд:

$$\vec{E} = \begin{bmatrix} E_x + E'_x \\ E_y + E'_y \\ 0 \end{bmatrix} \quad (20)$$

Компоненту E'_y можна знайти, підставивши до (18) замість $e_m^x(\nu|r)$ функцію

$$e_m^y(\nu|r) = -\sin \varphi \cos m\varphi (J_{m-1}(\nu\rho) + J_{m+1}(\nu\rho)) - \cos \varphi \sin m\varphi (J_{m-1}(\nu\rho) - J_{m+1}(\nu\rho)). \quad (21)$$

Ітеративний підхід до врахування нелінійності дозволяє отримати розв'язок з необхідною точністю для узагальненої слабкої нелінійності врахувавши відповідну кількість доданків ряду Тейлора, тобто

$$\vec{E} = \begin{bmatrix} E_x + E'_x + E''_x + \dots \\ E_y + E'_y + E''_y + \dots \\ 0 \end{bmatrix}. \quad (22)$$

Для числового розрахунку поля необхідно виконати оцінку кратного невластного інтегралу від швидкоосцилюючої функції з кусково-визначеною областю значень, тобто застосувати оператор

$$E_4 = \int_0^\infty d\nu \int_0^\infty d\tau' \int_0^\infty d\rho' \int_0^\infty dz' [H(\Delta\tau - \Delta z) J_0(\nu\sqrt{\Delta\tau^2 - \Delta z^2})]'_\tau. \quad (23)$$

Похідну по τ від функції Рімана можна розрахувати аналітично, тоді інтегральний оператор матиме такий вигляд

$$E_4 \left[\sum_{m=-\infty}^\infty f_m(\beta) \right] = \int_0^\infty d\nu \int_0^\infty d\rho' \int_0^\infty dz' \left(\sum_{m=-\infty}^\infty f_m(\alpha) - \int_0^{\tau-z+z'} \nu^2 \Delta\tau \frac{J_1(\nu\sqrt{\Delta\tau^2 - \Delta z^2})}{\nu\sqrt{\Delta\tau^2 - \Delta z^2}} \sum_{m=-\infty}^\infty f_m(\beta) d\tau' \right),$$

де набір аргументів $\alpha = \{\nu| \rho', \tau - z + z', z'\}$ та $\beta = \{\nu| \rho', \tau', z'\}$.

Застосування методу еволюційних рівнянь можливе лише при кінцевому значенні випроміненої енергії. Вторинне джерело випромінювання не суперечить цьому обмеженню навіть на невластних областях інтегрування через залежність від добутку $I_\alpha I'_\beta$, що затухає на нескінченності. Але для числового розрахунку значень поля все ж необхідно вибрати скінченні межі інтегрування.

Межі інтегрування по τ' визначаються принципом причинності, а межі інтегрування по відстані від джерела до точки спостереження можна обмежити значенням $2R$, де R – розмір випромінювача. Такий вибір пояснюється тим, що випромінювана енергія в лінійному наближенні сильно згасає при віддаленні від джерела, як видно із рис. 2, тому внесок в амплітуду нелінійної поправки суттєвий тільки поблизу плаского диску. Зазначимо, що під інтегралом функція семи змінних, які впливають на періоди осциляцій підінтегральної функції. Область визначення змінної ν необхідно вибрати відповідно до найменшої частоти осциляцій підінтегральної функції та необхідної точності розрахунку. Найвища частота осциляцій задає кількість вузлових точок підінтегральної функції. Для кожної точки спостереження область інтегрування необхідно підбирати індивідуально для збереження фіксованої точності. Підставивши скінченні межі інтегрування, отримаємо

$$E_4 \left[\sum_{\substack{m=-3 \\ \Delta m=2}}^3 f_m(\beta) \right] = \int_0^{\nu_{max}} d\nu \int_0^{2R} d\rho' \int_0^{2R} dz' \left(\sum_{\substack{m=-3 \\ \Delta m=2}}^3 f_m(\alpha) - \int_0^{\tau-z+z'} \nu^2 \Delta\tau \frac{J_1(\nu\sqrt{\Delta\tau^2 - \Delta z^2})}{\nu\sqrt{\Delta\tau^2 - \Delta z^2}} \sum_{\substack{m=-3 \\ \Delta m=2}}^3 f_m(\beta) d\tau' \right).$$

Для числового розрахунку необхідно врахувати сингулярності підінтегральної функції. Для цього треба скористатись властивістю функції Бесселя

$$\frac{J_1(\nu\sqrt{\Delta\tau^2 - \Delta z^2})}{\nu\sqrt{\Delta\tau^2 - \Delta z^2}} = \frac{J_0(\nu\sqrt{\Delta\tau^2 - \Delta z^2}) + J_2(\nu\sqrt{\Delta\tau^2 - \Delta z^2})}{2} \quad (24)$$

та провести аналіз усіх особливих точок у виразі для поля.

ВИСНОВКИ

Проілюстровані нелінійні властивості джерела індукованого струму у нелінійному середовищі. Отримано розв'язок для поля випромінювання у нелінійне середовище без спрощень умови дальньої зони. В часовій області отримано поле \vec{E} з урахуванням ефектів самодії. Порівнюючи лінійний та нелінійний розв'язки для E_x , бачимо, що врахування нелінійності зменшує результуючу амплітуду поля.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Wu T.T. Electromagnetic missiles // J. Appl. Phys. – 1985. – V. 57, N7, P. 2370-2373.
2. Думін О.М., Ахмедов Р.Д. Міжмодове перетворення нестационарного електромагнітного поля в нелінійному необмеженому середовищі // Вісник Харківського національного університету імені В. Н. Каразіна, Серія "Радіофізика та електроніка" – 2017. – Вип. 26, 42-48 ст.
3. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М., Том II: Теория поля. – Москва: Физматлит, 2012. – 536 с.
4. 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.
5. 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.
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.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). – Dnepropetrovsk (Ukraine, Aug. 26-28). – 2014. – P. 57-60.

УДК 535.4:53.08

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОПТИЧЕСКИХ КОНСТАНТ ОКИСНОЙ ПЛЕНКИ НА ПОВЕРХНОСТИ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ЛАЗЕРНЫХ ЗЕРКАЛ ИК ДИАПАЗОНА

О.В. Гурин, А.В. Дегтярев, В.А. Маслов, К.И. Мунтян, В.Н. Рябых

*Харьковский национальный университет имени В. Н. Каразина, пл. Свободы 4; Харьков, 61022, Украина
v.a.maslov@karazin.ua*

Поступила в редакцию 12 октября 2017 г.

Представлены результаты экспериментального исследования окисной пленки на поверхности медных и алюминиевых зеркал ИК лазеров с различной пространственной поляризацией излучения. Измерение параметров пленки выполнено фотометрическим методом многоугловой эллипсометрии на длинах волн 0,6328 мкм и 10,6 мкм. Применена однослойная модель отражающей структуры, что позволило решить обратную задачу эллипсометрии аналитическим путем. С помощью согласования результатов, полученных на разных длинах волн, определен допустимый диапазон изменения оптических констант окисной пленки. Рассчитана фазовая толщина окисной пленки и проведена оценка потерь, вносимых пленкой в лазерный резонатор.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: лазерный резонатор, ИК диапазон, металлическое зеркало, окисная пленка, многоугловая лазерная эллипсометрия, однослойная модель, толщина пленки

Представлені результати експериментального дослідження окисної плівки на поверхні мідних і алюмінієвих дзеркал ІЧ лазерів з різною просторовою поляризацією випромінювання. Вимірювання параметрів плівки виконано фотометричним методом багатокуткової еліпсометрії на довжинах хвиль 0,6328 мкм і 10,6 мкм. Застосована одношарова модель структури, яка відбиває, що дозволило вирішити зворотну задачу еліпсометрії аналітичним шляхом. За допомогою узгодження результатів, отриманих на різних довжинах хвиль, визначено допустимий діапазон зміни оптичних констант окисної плівки. Розрахована фазова товщина окисної плівки і проведена оцінка втрат, що вносяться плівкою в лазерний резонатор.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: лазерний резонатор, ІЧ діапазон, металеве дзеркало, окисна плівка, багатокутова лазерна еліпсометрія, одношарова модель, товщина плівки

The results of an experimental study of an oxide film on the surface of copper and aluminum mirrors of IR lasers with different spatial polarization of radiation are presented. Measurement of the film parameters is carried out by the photometric method of multi-angle-of-incidence ellipsometry at wavelengths of 0.6328 μm and 10.6 μm . A three-phase model of the reflecting structure was used, which allowed solving the inverse ellipsometry problem analytically. By matching the results obtained at different wavelengths, the permissible range of variation of the optical constants of the oxide film is determined. The phase thickness of the oxide film is calculated and the losses introduced by the film into the laser cavity are estimated.

KEYWORDS: laser resonator, IR range, metal mirror, oxide film, multiple-angles-of-incidence laser ellipsometry, three-phase model, film thickness

ВВЕДЕНИЕ

Естественное старение поверхностного слоя металла под воздействием нормальной атмосферы выражается, в частности, в образовании на поверхности лазерных зеркал ИК диапазона плотного поликристаллического слоя окисла, состоящего, преимущественно, из α -фазы Al_2O_3 для алюминиевых и закиси Cu_2O для медных зеркал. Обладая комплексным показателем преломления, который к тому же изменяется по диапазону длин волн излучения, слой окисла оказывает определенное воздействие на характеристики лазерных резонаторов.

Целью настоящей работы является определение толщины и оптических констант слоя окисла на поверхности зеркал для последующего учета их влияния на фазовые и амплитудные характеристики резонаторов, которые применяются в лазерах среднего и дальнего ИК диапазона с различной пространственной поляризацией излучения [1].

Основной массив данных об оптических константах наиболее широко применяемых металлов и их окислов получен еще в долазерную эпоху и относится, преимущественно, к видимому диапазону спектра электромагнитного излучения. В среднем и дальнем ИК диапазоне такие данные либо вообще отсутствуют, либо недостаточно надежны, т.к. имеют большой разброс, либо приведены в графическом виде и носят скорее качественный, чем количественный характер [2-4]. Этим фактом объясняется неослабевающий интерес исследователей к оптическим характеристикам как новых, так и традиционных материалов, находящих применение в развивающихся областях науки и техники [5-7].

Из различных известных методов определения параметров слоистых структур для достижения

поставленной цели наиболее приемлем эллипсометрический метод [8]. В основе этого бесконтактного неразрушающего метода исследования лежит анализ изменений состояния поляризации светового пучка, отраженного от изучаемого объекта.

На практике для упрощения анализа обычно применяют линейно поляризованный зондирующий пучок, плоскость поляризации которого ориентирована под углом 45° к плоскости его падения на исследуемую поверхность. Отраженный же световой пучок в общем случае поляризован эллиптически. Поляризационный эллипс (годограф электрического вектора \mathbf{E}) полностью характеризуется двумя параметрами (поляризационными углами):

– углом сдвига фаз Δ между компонентами электрического вектора E_p и E_s , параллельной и перпендикулярной плоскости падения пучка излучения;

– углом эллиптичности ψ , равным арктангенсу отношения E_p / E_s амплитуд компонент. Взаимосвязь поляризационных углов и комплексных коэффициентов отражения R_p и R_s компонент E_p и E_s определяется основным уравнением эллипсометрии:

$$\operatorname{tg}\psi e^{i\Delta} = \frac{R_p}{R_s} = \rho, \quad (1)$$

где ρ – относительный коэффициент отражения.

Для определения параметров слоистых структур по измеренным поляризационным углам ψ и Δ необходимо "обратить" уравнение (1), т. е. решить обратную задачу эллипсометрии. Получить такое решение аналитическим путем можно только для ограниченного числа простых ситуаций, а в большинстве случаев приходится прибегать к численным методам.

Коэффициенты отражения R_p и R_s рассчитывают по формулам Френеля [9], задавшись конкретной оптической моделью изучаемой структуры. Широко распространена так называемая однослойная модель "внешняя среда – исследуемый слой – подложка" (рис. 1), которая наиболее легка для аналитического расчета. Наличие оптических неоднородностей и шероховатости межфазных границ моделируют введением дополнительных слоев. Параметрами моделей служат показатель преломления n_0 внешней среды, длина волны λ и угол падения φ_0 зондирующего пучка излучения, толщина d_i и показатели преломления n_i и поглощения χ_i всех слоев отражающей структуры.

Комплексное уравнение (1) представляет собой совокупность двух действительных уравнений и, следовательно, позволяет вычислить два любых неизвестных параметра модели. Остальные должны быть известны. Варьируя какой-либо известный параметр, можно получить большее количество независимых уравнений и определить, соответственно, большее число неизвестных параметров.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

При формулировании задачи будем исходить из следующих упрощающих предположений:

- реальный пучок излучения заменяется однородной плоской волной;
- все оптические среды являются однородными и изотропными;
- все границы раздела геометрически поверхности;
- все оптические элементы эллипсометра идеальны.

В качестве аналитической модели принимаем однослойную модель.

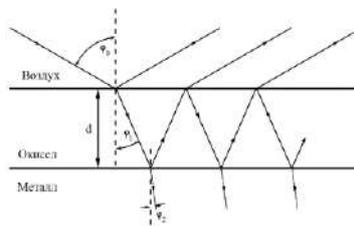


Рис. 1. Ход лучей в однослойной модели

Для этой модели вследствие многолучевой интерференции в пленке окисла основное уравнение (1) приобретает вид [10]:

$$\operatorname{tg}\psi e^{i\Delta} = \frac{r_{01p} + r_{12p} e^{-2i\delta}}{1 + r_{01p} r_{12p} e^{-2i\delta}} \cdot \frac{1 + r_{01s} r_{12s} e^{-2i\delta}}{r_{01s} + r_{12s} e^{-2i\delta}} = \rho, \quad (2)$$

где r_{01p} и r_{12p} , r_{01s} и r_{12s} – амплитудные коэффициенты отражения Френеля для p - и s -компоненты поля, соответственно, для границ между средами 0 – 1 (внешняя среда – окисел) и 1 – 2 (окисел – металл), соответственно; δ – комплексный набег фазы пучка при прохождении окисной пленки.

Уравнение (2) допускает аналитическое решение относительно комплексной экспоненты $e^{-2i\delta}$, содержащей информацию о толщине слоя окисла [8]:

$$e^{-2i\delta} = \frac{-(B-\rho E) \pm [(B-\rho E)^2 - 4(C-\rho F)(A-\rho D)]^{1/2}}{2(C-\rho F)}, \quad (3)$$

где

$$A = r_{01p}, \quad B = (r_{12p} + r_{01p}r_{01s}r_{12s}), \quad C = r_{12p}r_{01s}r_{12s}, \\ D = r_{01s}, \quad E = (r_{12s} + r_{01p}r_{12p}r_{01s}), \quad F = r_{01p}r_{12p}r_{12s}.$$

Комплексные коэффициенты Френеля вычисляются по формулам

$$r_{01p} = \frac{(n_1 - i\chi_1)\cos\varphi_0 - n_0\cos\varphi_1}{(n_1 - i\chi_1)\cos\varphi_0 + n_0\cos\varphi_1}; \quad r_{12p} = \frac{(n_2 - i\chi_2)\cos\varphi_1 - (n_1 - i\chi_1)\cos\varphi_2}{(n_2 - i\chi_2)\cos\varphi_1 + (n_1 - i\chi_1)\cos\varphi_2}; \\ r_{01s} = \frac{n_0\cos\varphi_0 - (n_1 - i\chi_1)\cos\varphi_1}{n_0\cos\varphi_0 + (n_1 - i\chi_1)\cos\varphi_1}; \quad r_{12s} = \frac{(n_1 - i\chi_1)\cos\varphi_1 - (n_2 - i\chi_2)\cos\varphi_2}{(n_1 - i\chi_1)\cos\varphi_1 + (n_2 - i\chi_2)\cos\varphi_2}.$$

Здесь $\cos\varphi_1$ и $\cos\varphi_2$ тоже комплексные функции :

$$\cos\varphi_1 = \left(1 - \frac{n_0^2 \sin^2 \varphi_0}{(n_1 - i\chi_1)^2}\right)^{1/2}; \quad \cos\varphi_2 = \left(1 - \frac{n_0^2 \sin^2 \varphi_0}{(n_2 - i\chi_2)^2}\right)^{1/2}.$$

И, наконец, толщина d пленки вычисляется по формуле

$$d = \frac{\lambda\delta}{2\pi(n_1 - i\chi_1)\cos\varphi_1}. \quad (4)$$

Подставляя в (4) выражение для δ , вычисленное из уравнения (3), и разделяя действительную и мнимую части (4), получаем толщину окисной пленки. Следует учесть, что комплексные функции ρ и $e^{-2i\delta}$ многозначны, и принять меры для однозначного определения толщины пленки.

В настоящей работе для повышения точности результатов и исключения их неоднозначности измерения параметров поляризационного эллипса проводились при различных углах падения φ_0 зондирующего пучка на длинах волн излучения 0,6328 мкм и 10,6 мкм.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Все экспериментальные результаты получены на разработанной в ходе выполнения работы [11] установке, блок-схема которой показана на рис. 2.

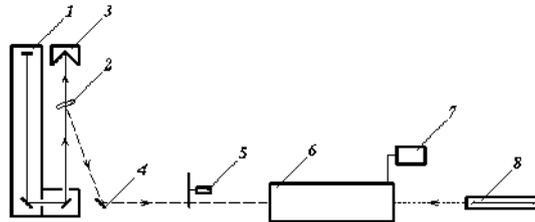


Рис. 2. Блок-схема экспериментальной установки

1 - CO₂-лазер, 2 - галитовая пластина, 3 - поглотитель излучения, 4 - поворотное зеркало, 5 - модулятор, 6 - оптический блок, 7 - осциллограф, 8 - He-Ne лазер

Оптический блок экспериментальной установки реализует фотометрический метод измерения поляризационных углов ψ и Δ и выполнен в виде несущего корпуса, в котором установлены держатели исследуемого зеркала, анализатора поляризации и приемника излучения. Конструкция корпуса обеспечивает следующие диапазоны регулирования основных параметров :

- азимут плоскости поляризации зондирующего пучка излучения $\pm 360^\circ$;
- угол падения зондирующего пучка на исследуемое зеркало $35^\circ \div 90^\circ$;
- угол поворота анализатора поляризации $\pm 360^\circ$.

АЛГОРИТМ ИЗМЕРЕНИЯ И ОБРАБОТКИ ДАННЫХ

Экспериментальное определение поляризационных углов ψ и Δ проводилось следующим образом :

- зондирующий пучок излучения с длиной волны λ направлялся на исследуемое зеркало под произвольным углом φ_0 ;
- измерялась интенсивность отраженного от зеркала излучения I_t , прошедшего через анализатор поляризации, ориентированный под углом α , при изменении α в пределах 360° ;
- экспериментальный график зависимости $I_t = f(\alpha)$ аппроксимировался теоретической кривой ;
- по параметрам теоретической кривой вычислялись поляризационные углы ψ и Δ ,
- далее процесс измерений повторялся для других значений λ и φ_0 .

В общем случае полученный экспериментальный график $I_t = f(\alpha)$ представляет собой синусоиду,

сдвинутую по обеим осям.

Для аппроксимации экспериментального графика теоретической кривой необходимо определить три параметра:

- сдвиг нуля $\delta\alpha$ шкалы анализатора относительно большой оси поляризационного эллипса;
- абсолютную величину I_{min} минимума графика;
- абсолютную величину I_{amp} амплитуды графика.

Поиск этих параметров основан на том факте, что интенсивность I_t линейно поляризованного излучения, прошедшего через линейный анализатор поляризации, пропорциональна, согласно закону Малюса, квадрату косинуса угла α между плоскостью поляризации падающего излучения I_0 и плоскостью поляризации анализатора [12]:

$$I_t = I_0 \cos^2 \alpha.$$

Отсюда следует, что безразмерные величины I_t / I_0 и $\cos^2 \alpha$ связаны прямо пропорциональной зависимостью, график которой является прямой линией, проходящей через начало координат.

Определение параметров аппроксимирующего графика по методу наименьших квадратов (МНК) проводим в среде Microsoft Excel путем подбора в следующем порядке:

– по данным накопленного массива результатов измерений строим точечную диаграмму $I_t = f(\alpha)$ и определяем по ней ориентировочные значения I_{min} , I_{amp} и координату $\delta\alpha$ максимума графика, ближайшего к оси ординат;

– строим нормированную точечную диаграмму $(I_t - I_{min}) / I_{amp} = f(\alpha + \delta\alpha)$ и включаем встроенные функции Microsoft Excel "Построение линейного тренда", "Вывод уравнения линейного тренда" и "Вывод коэффициента достоверности аппроксимации R^2 ". В общем случае экспериментальные точки нормированного графика располагаются на эллиптической кривой (рис. 3а)

– варьируя величину $\delta\alpha$, добиваемся максимальной величины коэффициента достоверности аппроксимации R^2 . Фиксируем подобранную величину $\delta\alpha_{opt}$.

– варьируя величину I_{min} , сводим, по возможности, к нулю свободный член в уравнении линейного тренда. Величина коэффициента R^2 при этом не изменяется. Фиксируем подобранную величину $I_{min\ opt}$.

– варьируя величину амплитуды I_{amp} , устанавливаем, по возможности, равным единице коэффициент при первом члене уравнения тренда. Величины коэффициента R^2 и свободного члена уравнения при этом не изменяются. Фиксируем подобранную величину $I_{amp\ opt}$.

Примеры исходного нормированного графика и графика с подобранными параметрами линии тренда показаны на рис. 3.

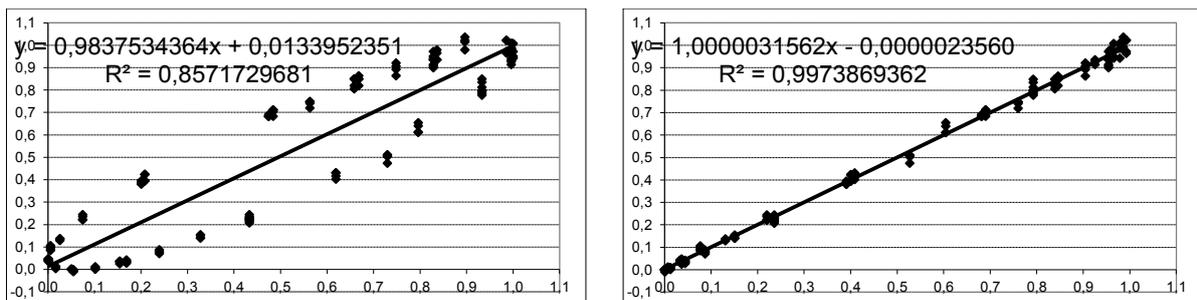


Рис. 3. Нормированные графики $(I_t - I_{min}) / I_{amp} = f(\alpha + \delta\alpha)$.

Пример экспериментального графика $I_t = f(\alpha)$ и аппроксимирующего его аналитического выражения $I_t = I_{amp\ opt} \cos^2(\alpha + \delta\alpha_{opt}) + I_{min\ opt}$ показан на рис. 4.

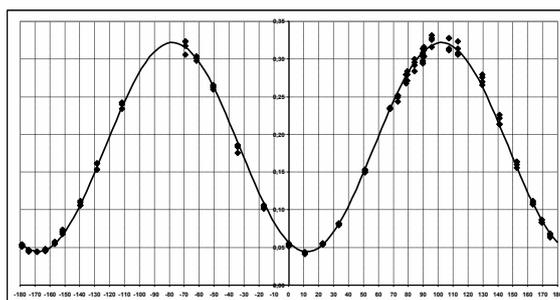


Рис. 4. График, аппроксимирующий экспериментальные точки по МНК

По аналитическому выражению $I_t = I_{amp\ onn} \cos^2(\alpha + \delta\alpha) + I_{min\ onn}$ вычисляем значения I_t для углов 0° , 45° и 90° . Обозначив полученные значения как I_0 , I_{45} и I_{90} , соответственно, вычисляем поляризационные углы ψ и Δ по формулам [10]:

$$\psi = \arctg \left(\frac{I_{90}}{I_0} \right)^{\frac{1}{2}} ;$$

$$\Delta = \arccos \frac{2I_{45} - (I_0 + I_{90})}{2(I_0 I_{90})^{\frac{1}{2}}} .$$

Полученные экспериментальные значения ψ и Δ используем для вычисления толщины d пленок согласно формулам (2) – (4).

В предварительных расчетах в качестве исходных значений оптических констант (см. Таблицу 1) использованы известные данные из справочников, обзоров и оригинальных работ [2-5, 13-18].

Таблица 1. Оптические константы алюминия и меди и их окислов

Среда	λ , мкм	n	χ	Источник
Al ₂ O ₃	0,63	1,766	0,0041	[2, 13], [14]
		1,767	0,0039	Лингарт 1982 [5]
		1,1	6,3	Schulz 1954 [4]
		1,49	7,33	Mathewson 1971 [13]
		1,3	7,48	Shiles 1980 [4]
Al		1,37	7,62	Shiles 1980 [13]
		1,38	7,62	Weber 2002 [15]
		0,627	0,067	Barker 1963 [13]
		0,709	0,057	Barker 1963 [13]
		0,566	0,097	Gervais 1974 [13]
Al ₂ O ₃	10,6	0,694	0,061	Gervais 1975 [13]
		0,54	0,068	Лингарт 1982 [16]
		0,576	0,041	Worrell 1986 [13]
		33,8	108	Bennet 1966 [4]
		26,8	92,5	Shiles 1980 [4,13]
Al		27,5	94,3	Weber 2002 [15]
		2,94	0,11	Karlsson 1982 [13]
		2,85	-	Хауффе 1962 [18]
		0,15	3,36	Schulz 1954 [4]
		0,27	3,24	Hagemann 1975 [4]
Cu ₂ O	0,63	0,304	2,79	Robusto 1981 [4]
		0,399	3,97	Ordal 1985 [4]
		0,234	3,39	Hagemann 1975 [13]
		0,23	3,41	Weber 2002 [15]
		2,45	0,027	Бункин 1982 [17]
Cu ₂ O	10,6	2,44	-	O'Kiffe 1963 [13]
		11,6	49	Dold 1965 [3]
		12,6	63,5	Lenham 1966 [3]
		22,7	63,1	Weber 2002 [15]

АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ

Усреднение накопленного массива данных для всего ансамбля углов падения и показателей преломления дает результаты, приведенные в таблице 2.

Таблица 2. Усредненные по всему массиву результаты измерений толщины d пленки

	$\lambda = 0,6328$ мкм	$\lambda = 10,6$ мкм	Рассогласование результатов
Al ₂ O ₃	$0,084 \text{ мкм} \pm m:0,214 \text{ мкм}$	$1,84 \text{ мкм} \pm 7,23 \text{ мкм}$	$0,084+8*0,214 - 1,84 = -0,04$
Cu ₂ O	$0,065 \text{ мкм} \pm q:0,113 \text{ мкм}$	$0,536 \text{ мкм} \pm 2,37 \text{ мкм}$	$0,065+4*0,113 - 0,536 = -0,02$

Если уменьшить рассеивание данных, отбросив по одной трети хвостов распределения (при этом мы автоматически попадаем в область углов Брюстера, где точность измерений максимальна), то совместимость результатов для Al₂O₃ улучшается, а для Cu₂O немного ухудшается (см. таблицу 3).

Таблица 3. Скорректированные результаты измерений толщины d пленки

	$\lambda = 0,6328$ мкм	$\lambda = 10,6$ мкм	Рассогласование результатов
Al ₂ O ₃	0,089 мкм \pm m·0,205 мкм	1,74 мкм \pm 7,45 мкм	0,089+8*0,205 – 1,74 = -0,01
Cu ₂ O	0,068 мкм \pm q·0,113 мкм	0,552 мкм \pm 2,37 мкм	0,068+4*0,113 – 0,552 = -0,03

Отметим, что уменьшение рассеивания данных автоматически сужает диапазон изменения показателя преломления n_1 по сравнению с исходными данными таблицы 1. Для пленки Al₂O₃ диапазон n_1 составляет $0,63 \div 0,71$ ($\lambda = 10,6$ мкм) и для Al – $1,3 \div 1,5$ ($\lambda = 0,6328$ мкм).

Сводные итоги настоящей работы представлены в таблице 4.

Таблица 4. Результаты исследования окисных пленок

	Толщина d , мкм	Фазовая толщина, рад	Вносимые потери, %
Al ₂ O ₃ (0,6328)	1,74 \pm 0,05	30,6 \pm 0,5	0,007
Al ₂ O ₃ (10,6)	1,74 \pm 0,05	0,72 \pm 0,03	0,12
Cu ₂ O (0,6328)	0,53 \pm 0,1	15,8 \pm 0,5	0,06
Cu ₂ O (10,6)	0,53 \pm 0,1	0,77 \pm 0,03	0,015

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты исследования показывают, что влияние окисных пленок на поверхности лазерных зеркал оказывают ожидаемо малое влияние на характеристики лазерных резонаторов, которым в окне прозрачности пленок в большинстве случаев можно пренебречь. Тем не менее, в полосе непрозрачности пленок вносимые ими потери могут быть существенными, что подтверждается зафиксированным в работе заметным возрастанием потерь в пленке Al₂O₃ вблизи $\lambda = 10,6$ мкм, где начинается полоса поглощения оксида. С этой точки зрения в среднем и дальнем ИК диапазоне медные зеркала обладают преимуществами перед алюминиевыми зеркалами.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Gurin O.V., Degtyarev A.V., Legenkiy M.N. *et al.* Generation of transverse modes with azimuthal polarization in a terahertz band waveguide laser. *Telecommunications and radio engineering*. 2014. Vol. 73. No. 20. P. 1819-1830.
2. Воронкова Е.М., Гречушников Б.Н., Дистлер Г.И., Петров И.П. Оптические материалы для инфракрасной техники. М.: Наука, 1965. - 336 с.
3. Ordal M. A., Long L. L., Bell R. J. *et al.* Optical properties of the metals Al, Co, Cu, Au, Fe, Pb, Ni, Pd, Pt, Ag, Ti, and W in the infrared and far infrared. *Applied Optics*. 1983. Vol. 22, Issue 7. P. 1099-1119.
4. Ordal M.A., Bell R.J., Alexander R.W. *et al.* Optical properties of fourteen metals in the infrared and far infrared: Al, Co, Cu, Au, Fe, Pb, Mo, Ni, Pd, Ag, Ti, V and W. *Applied Optics*. 1985. Vol. 24, No. 24. P. 4493-4499.
5. Лингарт Ю.К., Петров В.А., Тихонова Н.А. Оптические свойства лейкосапфира при высоких температурах. I. Область полупрозрачности. *Теплофизика высоких температур*. 1982. Т. 20. № 5. С. 872-880.
6. Битюков В.К., Петров В.А., Смирнов И.В. Влияние величины коэффициента теплопроводности расплава на температурные поля в оксиде алюминия при его нагреве концентрированным лазерным излучением. *Теплофизика высоких температур*. 2015. Т. 53. № 1. С. 29-38.
7. Роголин В.Е., Каплунов И.А., Ценина И.С. и др. Оптические свойства сапфира в области непрозрачности. *Оптика и спектроскопия*, 2016, т. 120, № 6, С. 952–955.
8. Azzam R.M.A., Bashara N.M. Ellipsometry and polarized light. Nebraska, Engineering Center, Lincoln, 1976. - 532 p.
9. М. Борн, Э. Вольф. Основы оптики. М.: Наука, 1973. - 856 с.
10. Ржанов А.В., Свиташев К.К., Семенов А.И. и др. Основы эллипсометрии. Новосибирск.: Наука. 1979. - 424 с.
11. Звіт № 811Н/18-17, Харківський національний університет імені В.Н. Каразіна, Харків, 2017.
12. Ищенко Е.Ф., Соколов А.Л. Поляризованная оптика. М.: Изд. МЭИ, 2005, - 336 с.
13. Palik E.D. Handbook of Optical Constants of Solids II // Academic Press, 1998. - 1096 p.
14. Магунов А.Н. Спектральная пирометрия. - М.: ФИЗМАТЛИТ, 2012. - 248 с.
15. Weber M. J. Handbook of optical materials. CRC Press, 2002. - 536 p.
16. Лингарт Ю.К., Петров В.А., Тихонова Н.А. Оптические свойства лейкосапфира при высоких температурах. II. Свойства монокристалла в области непрозрачности и свойства расплава. *Теплофизика высоких температур*. 1982. Т. 20. № 6. С. 1085-1092.
17. Бункин Ф.В., Кириченко Н.А., Лукьянчук Б.С. Термохимическое действие лазерного излучения. *Успехи физических наук*. 1982. Т. 138. Вып. 1. С. 45-94.
18. Хауффе К. Реакции в твердых телах и на их поверхности. - М.: Иностран. лит.-ра. 1962. - 415 с.

УДК 537.874.6

ДИФРАКЦИЯ ВОЛНЫ НА ПЛОСКОЙ ГРАФЕНОВОЙ РЕШЕТКЕ, РАСПОЛОЖЕННОЙ НАД ИДЕАЛЬНО ПРОВОДЯЩЕЙ ПЛОСКОСТЬЮ

М.Е. Калиберда, С.А. Погарский, М.П. Рюк, Т.А. Ильина

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

Поступила в редакцию 30 ноября 2017 г.

Рассмотрена задача дифракции H -поляризованной электромагнитной волны на плоской графеновой ленточной решетке, расположенной над идеально проводящей плоскостью. В основе математической модели лежит метод сингулярных интегральных уравнений. Использован псевдодифференциальный оператор Гильберта. Рассеянное поле выражается через неизвестные спектральные функции. Проводимость графеновых лент определена по формуле Кубо. Численное решение получено методом дискретных особенностей. Представлены зависимости поверхности рассеяния и поглощения от частоты.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: графеновая лента, формула Кубо, сингулярное интегральное уравнение.

Розглянуто задачу дифракції H -поляризованої хвилі на плоскій графеновій решітці зі стрічок, яка розташована над ідеальною провідною площиною. В основі математичної моделі лежить метод сингулярних інтегральних рівнянь. Використано псевдодиференціальний оператор Гільберта. Розсіяне поле виражається через невідомі спектральні функції. Провідність графенових стрічок визначена по формулі Кубо. Числовий розв'язок отримано методом дискретних особливостей. Наведено залежності поверхні розсіювання і поглинання від частоти.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: графенова стрічка, формула Кубо, сингулярне інтегральне рівняння.

Wave diffraction of the H -polarized electromagnetic wave by the graphene strip grating placed above perfectly electric conducting plane is considered. The mathematical model is based on the method of singular integral equations. Pseudodifferential Hilbert operator is used. Scattered field is expressed via unknown spectral functions. The conductivity of graphene strips is determined from Kubo formalism. The numerical solution is obtained by the method of discrete singularities. Dependences of scattering and absorption cross sections are represented.

KEY WORDS: graphene strip, Kubo formalism, singular integral equation.

ВВЕДЕНИЕ

Графеновые ленточные решетки могут быть использованы при создании частотно-селективных поверхностей, антенн, сенсоров и поглотителей [1-4]. За счет приложения электростатического поля, удастся изменять характеристики одиночной графеновой ленты, такие как химический потенциал, а значит и характеристики решетки в целом. Это создает предпосылки для создания на основе графена перестраиваемых устройств.

Графеновую ленту можно рассматривать как поверхность нулевой толщины с конечной проводимостью при условии, что ее ширина больше 100 нм. В этом случае пренебрегают влиянием краев на проводимость и используют модель, разработанную для бесконечных поверхностей [5]. Частотно зависимую проводимость графена можно определить по формуле Кубо [6]. После чего применимы различные численные или численно-аналитические методы, такие как метод сеток, метод конечных элементов или метод моментов. При исследовании многослойных графеновых структур часто применяют модель, в которой графен заменяется эквивалентным диэлектриком. Обзор данных методов, а также погрешность модели эквивалентного диэлектрика обсуждается, например, в [7].

В работах [8, 9] рассмотрены многослойные графеновые структуры. При анализе используется эквивалентная диэлектрическая проницаемость, полученная при помощи формулы Кубо. В [9] численный метод основан на каналах Флоке. В работах [10, 11] рассмотрены плоские графеновые решетки. Рассеянное поле представлено при помощи потенциалов с неизвестной плотностью тока на лентах. Плотность тока найдена из гиперсингулярных интегральных уравнений. В работе [12] схожие структуры рассматривались при помощи метода сингулярных интегральных уравнений.

В данной работе задача дифракции на графеновой решетке над идеально проводящей плоскостью решается с использованием метода сингулярных интегральных уравнений. В основе схемы численного решения лежит метод дискретных особенностей. Данный метод позволяет аналитически учесть условие излучения и условие на ребре. Сходимость метода подтверждается соответствующими теоремами [13, 14].

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Расположим графеновую решетку в плоскости $z=0$. Ленты находятся на одинаковом расстоянии друг от друга. Ширина каждой ленты равна $2d$, период решетки – l . Идеально проводящая плоскость описывается уравнением $z=-h$. Обозначим следы лент на плоскости xOy как $L = \bigcup_{n=1}^N (-d+l \cdot n; d+l \cdot n)$,

где N – число лент. Геометрия структуры представлена на рис.1. Графеновые ленты характеризуются следующими параметрами: химическим потенциалом μ_c , временем релаксации τ , температурой T .

Предположим, что на исследуемую структуру из области $z>0$ падает плоская H -поляризованная

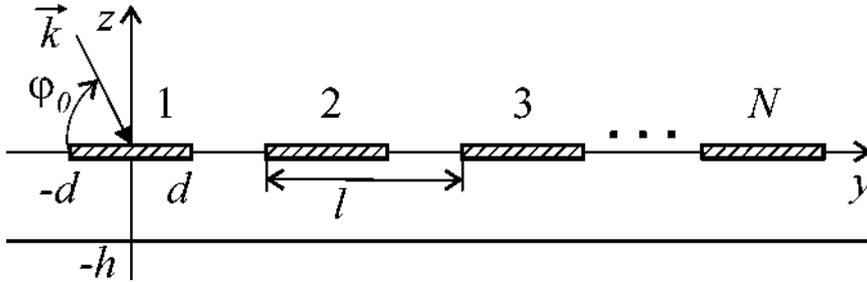


Рис. 1. Геометрия исследуемой структуры.

монохроматическая волна под углом φ_0 , который отсчитывается от отрицательного направления оси Oy

$$H_x^i(y, z) = \exp(ik(y \cos \varphi_0 - z \sin \varphi_0)).$$

Полное поле будем искать в виде суперпозиции трех полей: падающего поля, поля, отраженного от идеально проводящей плоскости (в отсутствие решетки) и поля, рассеянного решеткой $H_x^{sc}(y, z)$:

$$H_x(y, z) = \exp(ik(y \cos \varphi_0 - z \sin \varphi_0)) + \exp(ik(y \cos \varphi_0 + z \sin \varphi_0)) + H_x^{sc}(y, z). \quad (1)$$

Полное поле должно удовлетворять уравнению Гельмгольца при $z>-h$ вне лент, граничному условию на идеально проводящей плоскости и на графеновых лентах, условию непрерывности, условию излучения и условию на ребре. Рассеянное решеткой поле ищем в виде

$$H_x^{sc}(y, z) = \begin{cases} \int_{-\infty}^{\infty} C(\xi) \exp(ik\xi y + ik\gamma(\xi)z) d\xi, & z > 0, \\ - \int_{-\infty}^{\infty} C(\xi) \frac{\cos(k\gamma(\xi)(z+h))}{\cos(\gamma(\xi)kh)} d\xi, & 0 > z > -h, \end{cases} \quad (2)$$

где $C(\xi)$ – неизвестная спектральная функция, $\gamma(\xi) = \sqrt{1 - \xi^2}$, $\text{Re} \gamma(\xi) \geq 0$, $\text{Im} \gamma(\xi) \geq 0$, k – волновое число. Заметим, что полное поле (1) при условии (2) удовлетворяет уравнению Гельмгольца, условию излучения и граничному условию на идеально проводящей плоскости. Из граничных условий на графеновых лентах и условия непрерывности можем получить парные интегральные уравнения

$$\int_{-\infty}^{\infty} C(\xi) (1 + i \text{ctg}(\gamma(\xi)kh)) \exp(ik\xi y) d\xi = 0, \quad y \notin L, \quad (3)$$

$$\frac{i}{\sigma Z_0} \int_{-\infty}^{\infty} C(\xi) (1 + i \text{ctg}(\gamma(\xi)kh)) \exp(ik\xi y) d\xi + i \int_{-\infty}^{\infty} C(\xi) \gamma(\xi) \exp(ik\xi y) d\xi = 2k \sin \varphi_0 \sin(kh \sin \varphi_0), \quad y \in L, \quad (4)$$

где σ – проводимость графена, Z_0 – характеристическое сопротивление вакуума.

СИНГУЛЯРНОЕ ИНТЕГРАЛЬНОЕ УРАВНЕНИЕ

Сведем парные интегральные уравнения (3), (4) к сингулярному интегральному уравнению с дополнительными условиями, как это сделано в работах [13, 14]. Введем функции

$$D(\xi) = C(\xi) (1 + i \text{ctg}(\gamma(\xi)kh)),$$

$$U(y) = \int_{-\infty}^{\infty} D(\xi) \exp(ik\xi y) d\xi.$$

Функция $U(y)$ с точностью до константы равна плотности тока на графеновых лентах. Из (3) следует, что $U(y) = 0$ при $y \notin L$. Рассмотрим производную функции $U(y)$, которую обозначим

$$F(y) = U'(y) = \int_{-\infty}^{\infty} ik\xi D(\xi) \exp(iky\xi) d\xi. \quad (5)$$

Из (5) и свойств функции $U(y)$ следует, что $F(y) = 0$ при $y \notin L$. Тогда

$$D(\xi) = \frac{1}{2\pi i \xi} \int_L F(y) (\exp(iky\xi) - 1) dy. \quad (6)$$

Введем оператор Гильберта по формуле

$$PG(y) = \frac{1}{\pi} PV \int_{-\infty}^{\infty} \frac{G(\xi)}{\xi - y} d\xi. \quad (7)$$

Здесь $G(\xi)$ – произвольная функция, для которой интеграл (7) сходится, PV означает главное значение по Коши. Используя асимптотику функции $\gamma(\xi)$, при $\xi \rightarrow \infty$, представим ее во втором интеграле в уравнении (4) виде $\gamma(\xi) = (\gamma(\xi) - i|\xi|) + i|\xi|$. Тогда, с учетом выражения (6), применяя оператор Гильберта

(7) и формулу (5) к слагаемому $\int_{-\infty}^{\infty} |\xi| C(\xi) \exp(ik\xi y) d\xi$ в уравнении (4), получим сингулярный интеграл.

Применяя к оставшимся слагаемым в уравнении (4) выражение (6) и группируя их, окончательно получим сингулярное интегральное уравнение

$$\frac{1}{\pi} PV \int_L \frac{F(\xi)}{\xi - y} d\xi + \frac{1}{\pi} \int_L K(y, \xi) F(\xi) d\xi = 4k \sin \varphi_0 \sin(kh \sin \varphi_0), \quad (8)$$

ядро которого имеет вид

$$K(y, \xi) = k \int_0^{\infty} \frac{\sin(k\zeta(y - \xi))}{\zeta} \left(\zeta + i \frac{2\gamma(\xi)}{1 + i \operatorname{ctg}(\gamma(\xi)kh)} \right) d\zeta + q(y, \xi),$$

$$q(y, \xi) = \begin{cases} \frac{2ik\pi}{\sigma Z}, & \xi \leq y, \\ 0, & \xi > y. \end{cases}$$

Из уравнения (3) следуют дополнительные условия

$$\frac{1}{\pi} \int_{-d+lm}^{d+lm} F(\xi) d\xi = 0, \quad m = 1, 2, \dots, N. \quad (9)$$

Численное решение сингулярного интегрального уравнения (8) с дополнительными условиями (9) может быть получено методом дискретных особенностей [13, 14].

ЧИСЛЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

С использованием решение сингулярного интегрального уравнения с дополнительными условиями (8), (9), исследованы зависимости полной поверхности рассеяния ($TSCS$) и поверхности поглощения (ACS), которые можно вычислить по формуле

$$TSCS = \frac{2\pi}{k} \int_0^{\pi} |C(-\cos \varphi) \sin \varphi|^2 d\varphi,$$

$$ACS = \operatorname{Re} \frac{1}{\sigma Z_0} \sum_{m=1}^N \int_{-d+lm}^{d+lm} |U(y)|^2 dy.$$

На рис.2 представлены зависимости $TSCS$ и ACS от h для различных значений химического потенциала при $\varphi_0 = 90^\circ$. Кривые построены для значения частоты $f = 1.3$ ТГц, которая близка к частоте первого плазмонного резонанса при $\mu_c = 0.1$ эВ. Для сравнения горизонтальной линией указаны значения $TSCS$ и ACS для одиночной решетки без идеально проводящей плоскости, $\mu_c = 0.1$ эВ [12]. Зависимости носят практически периодический характер с периодом $kh \approx \pi$. На графиках присутствуют ярко выраженные зоны, в которых наблюдается значительный рост поглощения падающей волны. Величиной поглощения удастся управлять за счет изменения химического потенциала. Данный факт указывает на возможное применение решетки при создании перестраиваемых поглотителей. На

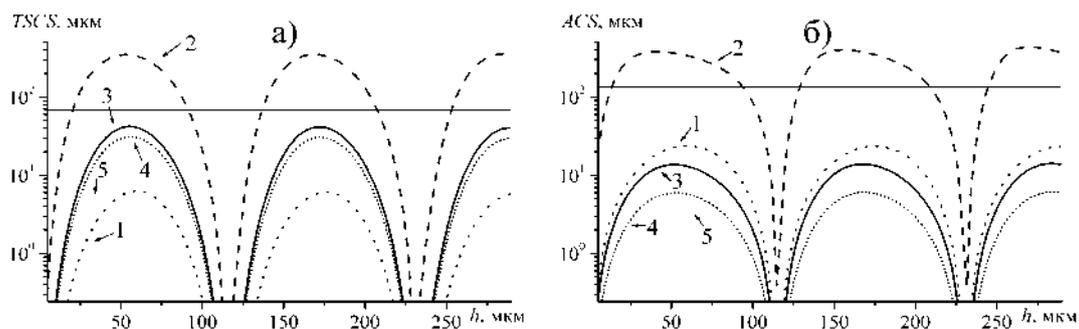


Рис. 2. Зависимости а) $TSCS$ и б) ACS от h при $f=1.3$ ТГц, $N=5$, $d=10$ мкм, $l=70$ мкм, $\tau=1$ пс, $T=300$ К. 1- $\mu_c = 0$ эВ, 2- $\mu_c = 0.1$ эВ, 3- $\mu_c = 0.3$ эВ, 4- $\mu_c = 0.5$ эВ, 5- одиночная решетка, $\mu_c = 0.1$ эВ.

определенных интервалах значений параметра kh , величина $TSCS$ и ACS исследуемой структуры в несколько раз превышает соответствующие значения для решетки без идеально проводящей плоскости.

ВЫВОДЫ

В данной работе с использованием метода сингулярных интегральных уравнений решена задача дифракции плоской H -поляризованной волны на графеновой ленточной решетке, расположенной над идеально проводящей плоскостью. Исследованы зависимости поверхности рассеяния и поглощения от расстояния между решеткой и плоскостью. Для определенных интервалов значений параметров, наблюдается значительный рост поглощения по сравнению со случаем одиночной графеновой решетки.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Geim K. The rise of graphene/ K. Geim, K. S. Novoselov // Nature Mater. – 2007. – Vol. 6. – P. 183-191.
2. Otsuji T. Graphene-based devices in terahertz science and technology/ T. Otsuji, S. A. Boubanga Tombet, A. Satou, H. Fukidome, M. Suemitsu, E. Sano, V. Popov, M. Ryzhii, V. Ryzhii // J. Phys. D: Appl. Phys. – 2012. – Vol. 45, P. 303001.
3. Tamagnone M. Reconfigurable THz plasmonic antenna concept using a graphene stack/ M. Tamagnone, J. S. Gomez-Diaz, J. R. Mosig, J. Perruisseau-Carrier // Appl. Phys. Lett. – 2012. – Vol. 101. – P. 214102.
4. Francescato Y. Graphene sandwiches as a platform for broadband molecular spectroscopy/ Y. Francescato, V. Giannini, J. Yang, M. Huang, and S. A. Maier // ACS Photonics. – 2014. – Vol. 1, no. 5. – P. 437-443.
5. Han M. Y. Energy band gap engineering of graphene nanoribbons/ M. Y. Han, B. Oezylmaz, Y. Zhang, P. Kim // Phys. Rev. Lett. – 2017, Vol. 98, no. 20. – P. 206805.
6. Hanson G. W. Dyadic Green's functions and guided surface waves for a surface conductivity model of graphene/ G. W. Hanson // J. of Appl. Phys. – 2008. – Vol. 103. – P. 064302.
7. Shao Y. A review of computational electromagnetic methods for graphene modeling/ Y. Shao, J. J. Yang, M. Huang // Int. J. of Antennas Propag. – 2016. – P. 7478621.
8. Huidobro P. A. Graphene, plasmons and transformation optics/ P. A. Huidobro, M. Kraft, R. Kun, S. A. Maier, J. B. Pendry // J. of Optics. – 2016. – Vol. 18. – P. 044024.
9. Голованов О. А. Электродинамический расчет коэффициентов прохождения тем-волны через многослойные периодические структуры графен-диэлектрик в терагерцовом диапазоне/ О. А. Голованов, Г. С. Макеева, В. В. Вареница, Известия высших учебных заведений. Поволжский регион. Физико-математические науки. – 2014. – Т. 32, №. 4. – С. 108-122.
10. Shapoval O. V. Bulk refractive-index sensitivities of the THz-range plasmon resonances on a micro-size graphene strip / O. V. Shapoval, A. I. Nosich // IOP J. of Physics D: Applied Physics. – 2016. – Vol. 49, no. 5. – P. 055105/8.
11. Balaban M. V. THz wave scattering by a graphene strip and a disk in the free space: integral equation analysis and surface plasmon resonances / M. V. Balaban, O. V. Shapoval, A. I. Nosich // J. Opt. – 2013. – Vol. 15. – P. 1-9.
12. Kaliberda M. E. Modeling of Graphene Planar Grating in the THz Range by the Method of Singular Integral Equations/ M. E. Kaliberda, L. M. Lytvynenko, S. A. Pogarsky // Frequenz. – 2018. – DOI: 10.1515/freq-2017-0059.
13. Гандель Ю. В. Метод дискретных особенностей в задачах электродинамики / Ю. В. Гандель // Вопросы кибернетики. М: Издательство АН СССР. – 1986. – Вып. 124. – С. 166-183.
14. Гандель Ю. В. Метод парных и сингулярных интегральных уравнений в задачах дифракции на ограниченных решетках / Ю. В. Гандель // Электромагнитные явления. – 1998. – Т.1.– №2. – С.220-232.

УДК 550. 388

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ СВЕРХМОЩНЫХ РАДИОИМПУЛЬСОВ НАНОСЕКУНДНОЙ ДЛИТЕЛЬНОСТИ С АТМОСФЕРОЙ И ПЛАЗМОЙ НИЖНЕЙ ИОНОСФЕРЫ

Л. Ф. Черногор, Ю. Б. Милованов, В. Т. Розуменко

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

Поступила в редакцию 15 ноября 2017 г.

Приведены результаты численного моделирования возмущения температуры и концентрации электронов при воздействии на атмосферу и плазму нижней ионосферы сверхмощных радиоимпульсов наносекундной длительности различной мощности. Показано, что пробой атмосферы возникает при импульсной мощности $P \approx 0.3 - 1$ ГВт на частоте $f \approx 10$ ГГц или при $P \sim 1 - 30$ ГВт и $f \approx 1$ ГГц. Для оптимизации процесса пробоя эта мощность должна быть увеличена в десятки раз. Продемонстрировано, что на высотах 30–60 км концентрацию электронов можно увеличить на 12 порядков. Увеличение температуры электронов достигает порядка 10–100 раз. Оценены необходимые для создания искусственных ионизированных слоев значения длительности импульсов и импульсной мощности.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: атмосфера, ионосфера, пробой атмосферы, наносекундный радиоимпульс, сверхмощный радиоимпульс, численное моделирование, концентрация электронов, температура электронов

Наведено результати числового моделювання збурень температури та концентрації електронів, викликаних дією на атмосферу та плазму нижньої іоносфери надпотужних радіоімпульсів наносекундної тривалості різної потужності. Показано, що пробій атмосфери виникає за імпульсної потужності $P \approx 0.3 - 1$ ГВт на частоті $f \approx 10$ ГГц або при $P \sim 1 - 30$ ГВт і $f \approx 1$ ГГц. Для оптимізації процесу пробую ця потужність повинна бути збільшена в десятки разів. Продемонстровано, що на висотах 30–60 км концентрацію електронів можна збільшити на 12 порядків. Збільшення температури електронів досягає порядку 10–100 разів. Оцінено необхідні для створення штучних іонізованих шарів значення тривалості імпульсів та імпульсної потужності.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: атмосфера, іоносфера, пробій атмосфери, наносекундний радіоімпульс, надпотужний радіоімпульс, числове моделювання, концентрація електронів, температура електронів

The results of numerical simulations of disturbances in the electron density and temperature arising in the atmosphere and lower ionospheric plasma from nanosecond duration radio pulses of varying super-powers are presented. An electric breakdown of the atmosphere is shown to occur when the pulse energy $P \approx 0.3 - 1$ GW at the frequency $f \approx 10$ GHz or when $P \sim 1 - 30$ GW at $f \approx 1$ GHz. In order to optimize the process of the breakdown, this power must be increased tens of times. It has been demonstrated that the electron density in the 30–60 km altitude range can be increased by 12 orders of magnitude. An increase in the electron temperature attains a factor of 10–100. The pulse durations and powers necessary for producing artificial ionized layers have been estimated.

KEY WORDS: atmosphere, ionosphere, breakdown of the atmosphere, nanosecond radio pulse, super-powerful radio pulse, numerical simulation, electron density, electron temperature

ВВЕДЕНИЕ

Воздействие мощного радиоизлучения на околоземную плазму (ионосферу и магнитосферу) занимает видное место среди активных экспериментов в геокосмосе [1 – 4]. Обширные теоретические исследования в этом направлении были проведены еще в 1950 – 1960 гг. Результаты теоретических исследований детально описаны в монографиях [1, 2], а также в целом ряде статей А. В. Гуревича и соавторов.

Систематические экспериментальные исследования эффектов воздействия излучением мощных радиоволн на околоземную плазму начались в 1961 г. в СССР и в 1970 г. в США. Они с заметной интенсивностью продолжают и в настоящее время. Большинство работ посвящено исследованию эффектов мощного радиоизлучения в верхней ионосфере (см., например, обзор [4]). В то же время наибольшие, точнее гигантские, возмущения, как продемонстрировано в [3, 5, 6], ожидаются в нижней ионосфере (на высотах $z < 100$ км). До настоящего времени не исследовались особенности воздействия на атмосферу и ионосферу сверхкоротких сверхмощных радиоимпульсов. Современные технологии позволяют получать наносекундные радиоимпульсы мощностью $\sim 1 - 10$ ГВт и более.

Целью настоящей работы является численное моделирование возмущений температуры и концентрации электронов в ионосфере, вызываемых воздействием сверхмощных радиоимпульсов наносекундной длительности на атмосферу и нижнюю ионосферу.

ИСХОДНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Уравнение баланса энергии электронов. Если пренебречь теплопроводностью, уравнение баланса энергии электронов может быть записано в виде [1–3]:

$$\frac{\partial T_e}{\partial t} + \delta v(T_e - T_{e0}) = \frac{E^2}{E_{p0\pm}^2} \gamma T_{e0} \delta_0 v, \quad \gamma = \frac{\omega_{\pm}^2 + v_0^2}{\omega_{\pm}^2 + v^2}, \quad (1)$$

где T_e – температура электронов (индекс «0» здесь и далее означает невозмущенные условия), $\delta(T_e)$ – средняя относительная доля энергии, теряемая электроном при соударении с молекулой или ионом, $v(T_e)$ – частота соударений электронов, E – амплитуда напряженности электрического поля на заданной высоте, $E_{p0\pm}$ – плазменное поле для волн обыкновенной (O) и необыкновенной (X) поляризации соответственно, $\omega_{\pm} = \omega \pm \omega_B$, $\omega = 2\pi f$ – частота радиоволны, $\omega_B = 2\pi f_B$ – гирочастота электронов. Выражение для плазменного поля в магнитоактивной плазме при продольном по отношению к вектору геомагнитного поля \vec{B}_0 распространении радиоволн имеет вид:

$$E_{p0\pm}^2 = \frac{3k_B T_{e0} m \delta_0 (\omega_{\pm}^2 + v_0^2)}{e^2},$$

где k_B – постоянная Больцмана, m и e – масса и заряд электрона. При квазипродольном распространении радиоволны ω_B следует заменить на «продольную составляющую» ω_B . При $\omega \gg \omega_B$ имеем $\omega_{\pm} \approx \omega$, а

$$E_{p0}^2 = \frac{3k_B T_{e0} m \delta_0 (\omega^2 + v_0^2)}{e^2}.$$

Уравнение (1) удобно записать для безразмерной температуры электронов $\theta = T_e/T_{e0}$:

$$\frac{d\theta}{dt} + \delta(\theta)v(\theta)(\theta - 1) = \gamma_{\pm}(t)\gamma(\theta)\delta_0 v(\theta), \quad \theta(0) = 1, \quad (2)$$

где $\gamma_{\pm} = E^2 / E_{p0\pm}^2$. На высотах $z < 200$ км, где преобладают соударения электронов с молекулами, согласно [1, 2], $v = v_{en} = v_0 \theta^{5/6}$. При $z < 200$ км зависимость $\delta(\theta)$, исходя из результатов работы [2], можно аппроксимировать следующим соотношением [3]:

$$\delta(\theta) \approx \delta_0 (\theta^{-4/3} + 0.014\theta + 2^{(\theta-45)/5}). \quad (3)$$

Данная зависимость, строго говоря, справедлива до значений $\theta \approx 60$. Будем считать, что она приближенно справедлива и при $\theta = 60 - 100$. При длительности радиоимпульса $\tau \gg t_{T0} = (\delta_0 v_0)^{-1}$ уравнение (2) с учетом (3) принимает стационарный вид:

$$(\theta^{-4/3} + 0.014\theta + 2^{(\theta-45)/5})(\theta - 1) = \gamma_{\pm} \gamma. \quad (5)$$

Далее уравнение (5) решается численными методами. При $\tau \ll (\delta v)^{-1}$ из (2) имеем

$$\frac{d\theta}{dt} \approx \gamma_{\pm} \gamma \delta_0 v(\theta), \quad \theta(0) = 1. \quad (6)$$

Если $\omega \gg \omega_B$, то $\gamma_{\pm} \approx E^2 / E_{p0}^2 = \gamma_0$. Если к тому же $\omega^2 \gg v^2, v_0^2$, то $\gamma \approx 1$. Решение (6) при $v = v_0 \theta^{5/6}$ дается следующим соотношением:

$$\theta \approx \left(1 + \frac{1}{6} \gamma_0 \delta_0 v_0 \tau \right)^6. \quad (7)$$

Для учета самовоздействия радиоволны уравнения (1) или (2) необходимо решать совместно с волновым уравнением или его геометрикооптическим приближением, которое имеет вид [7]

$$\frac{\partial E}{\partial t} + v_g \left(\frac{\partial E}{\partial z} + \frac{E}{4\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} + \frac{E}{z} + \frac{\omega}{c} \kappa(z, E) E \right) = 0, \quad \kappa = \frac{\omega_p^2 v}{2\omega(\omega_{\pm}^2 + v^2)}, \quad (8)$$

где v_g – групповая скорость волнового пакета, ε – относительная диэлектрическая проницаемость, κ – показатель поглощения радиоволны, ω_p – плазменная частота электронов, зависящая от их концентрации N . Вдали от области отражения радиоволны $\varepsilon \approx 1$ и $v_g \approx c$. Тогда уравнение (8) сводится к такому:

$$\frac{1}{c} \frac{\partial E}{\partial t} + \frac{\partial E}{\partial z} + \frac{E}{z} + \frac{\omega}{c} \kappa(z, E) E = 0. \quad (9)$$

В стационарном случае $\left(\frac{\partial E}{\partial t} = 0\right)$ из (9) получаем:

$$\frac{dE}{dz} + \frac{E}{z} + \frac{\omega}{c} \kappa(z, E) E = 0. \quad (10)$$

Второй член в левой части уравнения (10) описывает сферическую расходимость волны. Соотношение (10) может быть переписано так:

$$\frac{d}{dz}(Ez) + \frac{\omega}{c} \kappa(z, E)(Ez) = 0. \quad (11)$$

Уравнение баланса концентрации электронов. Главными химическими процессами в атмосфере являются ионизация молекул внешним источником (излучением Солнца, потоками высокоэнергичных частиц), ионизация мощным радиоизлучением, образование отрицательных ионов вследствие прилипания электронов к молекулам, отлипание электронов, фотоотлипание, рекомбинация электронов и отрицательных ионов с положительными ионами [2, 3, 8 – 10].

Процесс прилипания электронов к нейтральным частицам представляет практический интерес лишь на высотах до 75 км. Химия этой части атмосферы очень сложная, здесь имеют место более сотни химических реакций. Детальная фотохимическая схема взаимодействий между различными составляющими нижней ионосферы окончательно не разработана. Поэтому нами использовалась упрощенная физико-химическая схема. Эта схема включает электроны, положительные ионы и отрицательные ионы трех основных видов, скорость образования положительных ионов, скорости образования отрицательных ионов, скорости отлипания электронов от отрицательных ионов, а также коэффициенты рекомбинации электронов с ионами и положительных ионов с отрицательными ионами.

Кроме сложности химических процессов, атмосфере присущи и другие особенности. Она сильно подвержена влиянию метеорологических процессов, точнее, процессов в нейтральной атмосфере (ветров, турбулентности, перемещению акустико-гравитационных волн и т.д.). Источником ионизации является не только солнечное электромагнитное излучение, но и солнечные и галактические космические лучи, а также высыпаящиеся из магнитосферы высокоэнергичные электроны. Роль последних существенно возрастает во время геокосмических бурь, а также в течение длительного времени после окончания бурь. В результате перечисленных процессов концентрации заряженных частиц могут изменяться на 2–3 порядка, превосходя даже суточные вариации.

Для моделирования нагрева и возмущения концентрации электронов необходимы невозмущенные профили концентрации электронов, температуры электронов и частоты соударений для дневного и ночного времени суток. При выборе этих профилей мы ориентировались на данные, приведенные в работах [1, 2]. Подобные профили характерны для невозмущенных условий в ионосфере.

Под действием мощных радиоимпульсов могут возникнуть нагрев плазмы и пробой атмосферы. После окончания действия радиоимпульса наблюдаются процессы релаксации возмущений T_e и N .

Упрощенное уравнение баланса концентрации электронов N имеет вид [1 – 3]:

$$\frac{\partial N}{\partial t} = \nu_i N - \beta N - \alpha N^2, \quad N(0) = N_0, \quad (12)$$

где $\nu_i = \nu_i(E)$ – скорость ионизации радиоимпульсом, β – скорость прилипания электронов к молекулам, α – коэффициент рекомбинации. Стационарное решение (12) имеет вид: $N = (\nu_i - \beta) / \alpha$.

При воздействии радиоимпульсом длительностью τ при $\nu_i \gg \beta, \alpha N$ имеем $N(\tau) \approx N_0 e^{\nu_i \tau}$. Здесь $\nu_i \approx \sigma_m v_m N_n$, где $\sigma_m \approx 10^{-22} \text{ м}^2$ – максимальное значение сечения ионизации, $v_m \approx 6.25 \cdot 10^6 \text{ м/с}$ – значение скорости электронов, соответствующее σ_m , N_n – концентрация нейтральных частиц на высоте пробоя [10]. Пробой атмосферы начинается при $E > E_d$, где

$$E_d^2 = \frac{4m\varepsilon(\omega^2 + \nu_c^2)}{e^2}.$$

Здесь ε – энергия быстрого электрона, с которой начинается ионизация газа, ν_c – характерная частота соударений. Согласно [10],

$$\nu_c = \nu_c(0) \frac{N_n}{N_n(0)},$$

где $\nu_c(0) \approx 4.6 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$, $N_n(0) \approx 2.7 \cdot 10^{25} \text{ м}^{-3}$.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННЫХ РАСЧЕТОВ

Нагрев электронов. Пример расчетов θ по соотношению (7) для $\tau = 10^{-9} \text{ с}$ и эффективной площади антенны $S = 10^4 \text{ м}^2$ при к.п.д. антенны, равным 0.5, приведены в табл. 1. Разумеется, нагрев электронов более чем ~100 раз невозможен. Начинают сказываться процессы, которые не учтены в уравнениях (2) и (7).

Ионизация атмосферы. Результаты расчета v_c , $v_{i\max}$ и минимальной длительности импульса пробоя τ_{\min} при $N_{\max}/N_0 = 10^{12}$ приведены в табл. 2. Пробой атмосферы при $E \approx E_d$ требует длинных импульсов. Оптимальная амплитуда напряженности $E \approx (5 - 8)E_d$ [10], а $P \approx (25 - 64)P_{\min}$.

Таблица 1. Зависимость θ от высоты и мощности радиоимпульса ($\tau = 1$ нс)

z , км	30	40	50	60	70	80	90	100
v_0 , c^{-1}	$2 \cdot 10^9$	$4.3 \cdot 10^8$	$9.3 \cdot 10^7$	$2 \cdot 10^7$	$6 \cdot 10^6$	$2 \cdot 10^6$	$6 \cdot 10^5$	$2 \cdot 10^6$
$\delta_0 v_0$, c^{-1}	$6 \cdot 10^6$	$1.3 \cdot 10^6$	$2.8 \cdot 10^5$	$6 \cdot 10^4$	$1.8 \cdot 10^4$	$6 \cdot 10^3$	$1.8 \cdot 10^3$	$6 \cdot 10^2$
$P = 1$ ГВт	12.3	2.3	1.3	1.08	1.02	1	1	1
$P = 10$ ГВт	–	–	8.2	2.1	1.2	1.04	1.01	1
$P = 100$ ГВт	–	–	–	–	4.5	1.5	1.11	1.04

Таблица 2. Зависимость концентрации нейтральных частиц, критической частоты соударений, максимальной скорости ионизации и минимальной длительности радиоимпульса от высоты пробоя атмосферы

z , км	30	40	50	60	70	80	90	100
N_n , M^{-3}	$3.7 \cdot 10^{23}$	$8.2 \cdot 10^{22}$	$2.2 \cdot 10^{22}$	$6.7 \cdot 10^{21}$	$2 \cdot 10^{21}$	$7 \cdot 10^{20}$	$2.2 \cdot 10^{20}$	$7 \cdot 10^{19}$
v_c , c^{-1}	$6.3 \cdot 10^{10}$	$1.4 \cdot 10^{10}$	$3.7 \cdot 10^9$	$1.1 \cdot 10^9$	$3.4 \cdot 10^8$	$1.2 \cdot 10^8$	$3.7 \cdot 10^7$	$1.2 \cdot 10^7$
$v_{i\max}$, c^{-1}	$6.7 \cdot 10^{10}$	$1.5 \cdot 10^{10}$	$4 \cdot 10^9$	$1.2 \cdot 10^9$	$3.6 \cdot 10^8$	$1.3 \cdot 10^8$	$4 \cdot 10^7$	$1.3 \cdot 10^7$
τ_{\min} , нс	0.41	1.84	6.9	23	77.8	215	700	2154

Результаты расчета после пробоя E_d и минимальной импульсной мощности P_{\min} приведены в табл. 3.

Таблица 3. Зависимость амплитуды напряженности электрического поля и минимальной мощности радиоимпульса, необходимых для пробоя, от высоты и частоты радиоимпульса

z , км		30	40	50	60	70	80	90	100
$f = 1$ ГГц	E_d , кВ/м	38.5	9.3	4.5	4.0	3.8	3.8	3.8	3.8
	P_{\min} , ГВт	31.9	3.3	1.2	1.4	1.69	2.21	2.79	3.45
$f = 3$ ГГц	E_d , кВ/м	39.3	14.2	11.9	12	11.4	11.4	11.4	11.4
	P_{\min} , ГВт	3.7	0.85	0.94	1.24	1.69	2.21	2.79	3.45
$f = 10$ ГГц	E_d , кВ/м	47	39.9	39.1	40	38	38	38	38
	P_{\min} , ГВт	0.48	0.58	0.91	1.38	1.69	2.21	2.79	3.45

ВЫВОДЫ

1. Нагрев электронов сверхкоротким радиоимпульсом на высотах 30 – 60 км существенный уже при $\tau = 1$ нс и $P = 1$ ГВт.
2. Пробой атмосферы на высотах 30 – 60 км наступает уже при $P_{\min} = 0.3 - 1.3$ ГВт и $f \approx 10$ ГГц. При уменьшении частоты до 1 ГГц P_{\min} увеличивается до 1 – 30 ГВт.
3. Для оптимизации процесса пробоя атмосферы на высотах 30 – 60 км радиоимпульсами P_{\min} необходимо увеличить примерно в 25 – 64 раз.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гуревич А. В. Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере / А. В. Гуревич, А. Б. Шварцбург. – М.: Наука, 1973. – 272 с.
2. Gurevich A. V. Nonlinear Phenomena in the Ionosphere / A. V. Gurevich. – New York, Heidelberg, Berlin: Springer. – Verlag, 1978. – 465 p.
3. Черногор Л. Ф. Физика мощного радиоизлучения в геокосмосе: монография / Л. Ф. Черногор. – Х.: ХНУ имени В. Н. Каразина, 2014. – 544 с.
4. Гуревич А. В. Нелинейные явления в ионосфере / А. В. Гуревич // УФН. – 2007. – Т. 177, № 11. – С. 1145–1177.
5. Черногор Л. Ф. Возмущение ионосферы мощным непрерывным проходящим радиоизлучением: результаты численного моделирования / Л. Ф. Черногор, Ю. Б. Милованов // Радиофизика и радиоастрономия. – 2015. – Т. 20, № 1. – С. 48–63.
6. Черногор Л. Ф. Амплитудное самовоздействие мощных непрерывных проходящих радиоволн в ионосфере: результаты численного моделирования / Л. Ф. Черногор, Ю. Б. Милованов // Радиофизика и радиоастрономия. – 2015. – Т. 20, № 2. – С. 122–132.
7. Гуревич А. В. Исследование нелинейных явлений при распространении мощного радиоимпульса в нижних слоях ионосферы / А. В. Гуревич, И. С. Шлюгер // Изв. вузов. Радиофизика. – 1975. – Т. 43, № 9. – С. 1237–1260.
8. Брюнелли Б. Е. Физика ионосферы / Б. Е. Брюнелли, А. В. Намгалдзе. – М.: Наука, 1988. – 528 с.
9. Schunk R. W., Nagy A. F. Ionospheres: Physics, Plasma Physics, and Chemistry / R. W. Schunk, A. F. Nagy / Cambridge University Press, 2000. – 554 p.
10. Борисов Н. Б. Искусственная ионизированная область в атмосфере / Н. Б. Борисов, А. В. Гуревич, Г. М. Милих. – М.: ИЗМИРАН, 1985. – 184 с.

УДК 550. 388

ЗАВИСИМОСТЬ АМПЛИТУДЫ ИНФРАЗВУКОВОГО СИГНАЛА, СГЕНЕРИРОВАННОГО ВЗРЫВОМ МОЩНОГО ВУЛКАНА, ОТ РАССТОЯНИЯ

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 15 ноября 2017 г.

По данным 13 инфразвуковых станций (всего 15 трасс распространения), удаленных примерно на 0.9 – 39 Мм от эпицентра взрыва мегатонного класса вулкана St. Helens, имевшего место 18 мая 1980 г., построены регрессионные зависимости амплитуды давления во взрывной волне от расстояния между эпицентром взрыва и инфразвуковой станцией. Регрессии построены для случаев сферической расходимости фронта волны, цилиндрической расходимости фронта волны и цилиндрической расходимости фронта волны с учетом ее затухания и «высвечивания» из волновода. Показано, что последний случай является предпочтительным.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: извержение вулкана, инфразвук, сферическая расходимость фронта волны, цилиндрическая расходимость фронта волны, аппроксимация, регрессия, затухание волны

За даними 13 інфразвукових станцій (всього 15 трас поширення), віддалених приблизно на 0.9 – 39 Мм від епіцентру вибуху мегатонного класу вулкана St. Helens, що мав місце 18 травня 1980 р., побудовано регресійні залежності амплітуди тиску у вибуховій хвилі від відстані між епіцентром вибуху та інфразвуковою станцією. Регресії побудовано для випадків сферичної розбіжності фронту хвилі, циліндричної розбіжності фронту хвилі та циліндричної розбіжності фронту хвилі з урахуванням її загасання та «висвічування» із хвилеводу. Показано, що останній випадок є найбільш прийнятним.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: виверження вулкану, інфразвук, сферична розбіжність фронту хвилі, циліндрична розбіжність фронту хвилі, апроксимація, регресія, загасання хвилі

A multiple linear regression analysis has been performed to fit the pressure amplitude in the shock wave from the megaton of TNT St. Helens volcano explosion on May 18, 1980 and the distance between the explosion epicenter and thirteen 0.9–39 Mm distant infrasound stations over altogether 15 propagation paths. Multiple linear regression fits are constructed for the cases of a spherical wave-front spreading, a cylindrical wave-front spreading, and a cylindrical wave front spreading taking into account the wave attenuation and the infrasonic radiation through the waveguide wall. The latter case has been shown to be preferable.

KEY WORDS: volcano eruption, infrasound, spherical wave-front spreading, cylindrical wave-front spreading, fit, regression, wave attenuation

ВВЕДЕНИЕ

Исследование зависимости параметров инфразвуковых волн от условий на трассе распространения является важной прямой радиофизической задачей. Без ее решения невозможно решение обратной радиофизической задачи, сводящейся к нахождению параметров источника инфразвука по характеристикам инфразвуковой волны.

Важнейшей особенностью инфразвуковых волн, позволяющей успешное решение обратной радиофизической задачи, является их способность распространяться в глобальных масштабах практически без затухания [1].

Источниками инфразвуковых волн являются многие природные и техногенные процессы [1, 2]. К природным источникам относятся падение метеороидов, вариации космической погоды, грозы, погодные фронты, извержение вулканов, землетрясения и ряд других [3 – 7]. Техногенными источниками инфразвуковых сигналов являются полеты ракет и самолетов, мощные взрывы, высокоэнергетические технологические процессы и ряд других [8 – 17].

Цель настоящей работы – построение регрессий, описывающих зависимость амплитуды инфразвуковой волны, сгенерированной в процессе взрыва вулкана St. Helens, от расстояния.

СРЕДСТВА И МЕТОДЫ

Для построения регрессий использовались результаты регистрации амплитуд инфразвуковых сигналов, представленные в работе [7]. Для дальнейшего анализа использовались данные, полученные на удалении $r \approx 0.9 – 39$ Мм от эпицентра взрыва (таблица). Из таблицы видно, что амплитуда сигнала изменялась от 25 до 1.5 Па. Большинство станций было удалено на расстояние $r \approx 8$ Мм.

Таблица. Общие сведения об инфразвуковых станциях, зарегистрировавших инфразвуковой сигнал от извержения вулкана St. Helens (по материалам работы [7])

Местоположение станции	Широта	Долгота	Расстояние, Мм	Амплитуда, Па
Berkeley, CA	37.9°N	122.3°W	0.925	17.5
Boulder, CO	40.0°N	105.2°W	1.530	25
Washington, DC	39.0°N	77.1°W	3.700	10.5
Palisades, NY	41.4°N	73.9°W	3.950	10
Honolulu, HI	21.3°N	157.6°W	4.156	8.5
Kushiro, Japan	43.0°N	144.4°E	6.945	7
Akita, Japan	39.7°N	140.1°E	7.453	1.5
Tokyo, Japan	35.7°N	139.8°E	7.778	5
Wajima, Japan	37.4°N	136.9°E	7.833	5.5
DeBilt, Netherlands	52.2°N	5.3°E	7.982	20
Hamburg, FRG	53.5°N	10.1°E	8.000	7.1
Buchholz, FRG	53.4°N	9.9°E	8.010	7.35
Tonago, Japan	35.4°N	133.4°E	8.211	5.5
DeBilt, Netherlands	52.2°N	5.3°E	32.049	1.5
Berkeley, CA	37.9°N	122.3°W	39.106	6.5

РЕГРЕССИОННЫЕ ЗАВИСИМОСТИ

Предположим вначале, что сгенерированная взрывом вулкана волна сферического типа. Тогда регрессионная зависимость имеет вид: $\Delta p = a/r + b$. Результаты аппроксимации данных наблюдения представлены на рис. 1. Регрессия имеет вид:

$$\Delta p = 26.18r^{-1}, \quad R \approx 0.26, \quad \sigma \approx 6.43, \quad (1)$$

$$\Delta p = 16.21r^{-1} + 5.35, \quad R \approx 0.67, \quad \sigma \approx 5.12. \quad (2)$$

Здесь R – коэффициент достоверности аппроксимации, σ – среднее квадратичное отклонение регрессии.

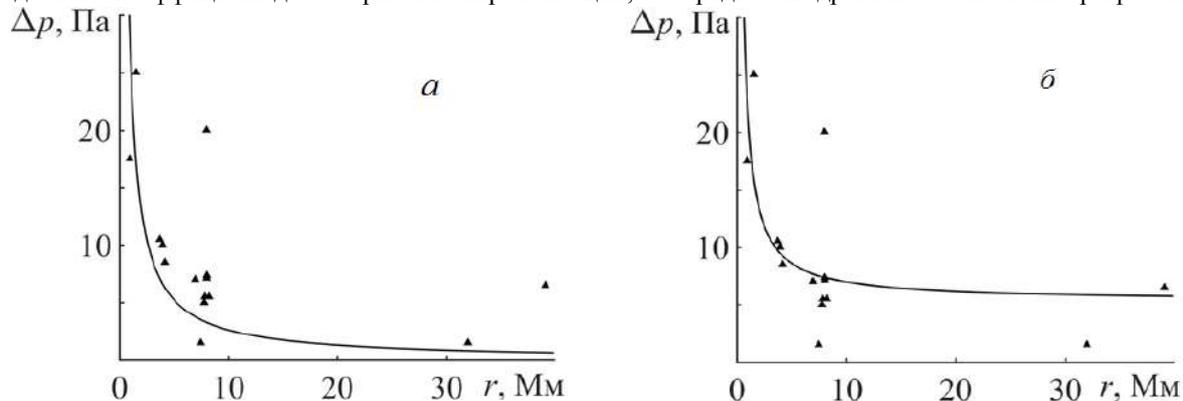


Рис. 1. Зависимость амплитуды волны давления, сгенерированной извержением вулкана St. Helens, от расстояния между эпицентром и микробарографом. Зависимость построена по $N = 15$ трассам: a – аппроксимация степенным законом $\Delta p = 26.18r^{-1}$, коэффициент достоверности аппроксимации $R \approx 0.26$, среднее квадратичное отклонение $\sigma \approx 6.43$; b – $\Delta p = 16.21r^{-1} + 5.35$, $R \approx 0.67$, $\sigma \approx 5.12$.

В случае цилиндрической расходимости фронта волны регрессионная зависимость имеет вид: $\Delta p = ar^{-0.5} + b$. Уравнения регрессий принимают вид (рис. 2):

$$\Delta p = 21.03r^{-0.5}, \quad R \approx 0.70, \quad \sigma \approx 4.73, \quad (3)$$

$$\Delta p = 20.87r^{-0.5} + 0.09, \quad R \approx 0.70, \quad \sigma \approx 4.90. \quad (4)$$

Если к цилиндрической расходимости фронта волны прибавить затухание, то результаты аппроксимации приобретают вид, показанный на рис. 3. Соответствующая регрессионная зависимость имеет вид:

$$\Delta p = 21.46r^{-0.5}e^{-0.054r} + 1.35, \quad R \approx 0.89, \quad \sigma \approx 3.19. \quad (5)$$

На рис. 4 показаны результаты аппроксимации следующими зависимостями:

$$\Delta p = 21.05r^{-0.536}, \quad R \approx 0.86, \quad \sigma \approx 3.21, \quad (6)$$

$$\Delta p = 21.33r^{-0.562}, \quad R \approx 0.88, \quad \sigma \approx 3.17. \quad (7)$$

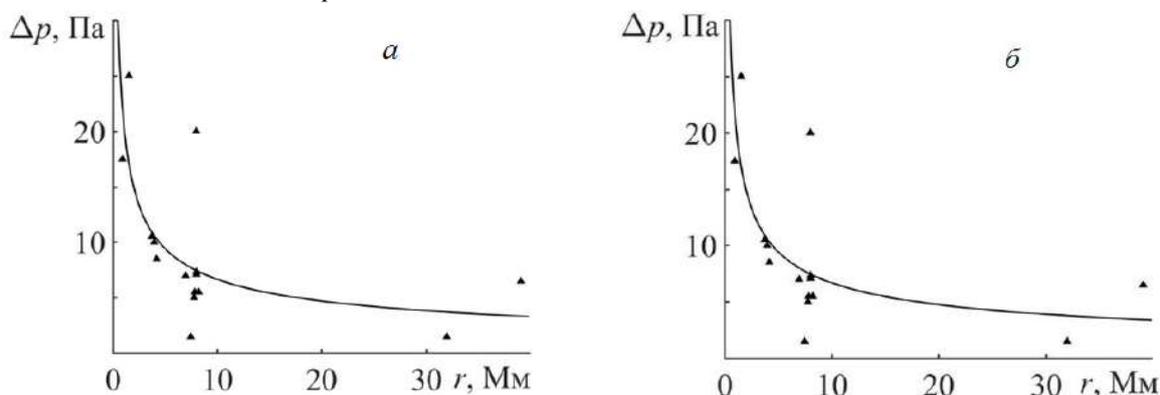


Рис. 2. Зависимость амплитуды волны давления, сгенерированной извержением вулкана St. Helens, от расстояния между эпицентром и микробарографом. Зависимость построена по $N = 15$ трассам: a – аппроксимация степенным законом: $\Delta p = 21.03r^{-0.5}$, $R \approx 0.70$, $\sigma \approx 4.73$; b – $\Delta p = 20.87r^{-0.5} + 0.09$, $R \approx 0.70$, $\sigma \approx 4.90$.

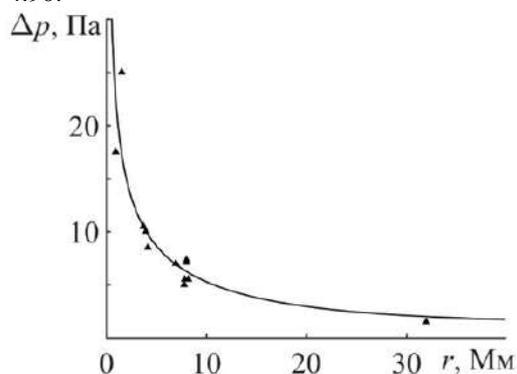


Рис. 3. Зависимость амплитуды волны давления, сгенерированной извержением вулкана St. Helens, от расстояния между эпицентром и микробарографом. Зависимость построена по $N = 12$ трассам. Опущены данные станций Akita, Japan (7.453, 1.5), DeBilt, Netherlands (7.982, 20) и Berkeley, CA (39.11, 6.5). Аппроксимация экспоненциально-степенным законом:

$$\Delta p = 21.46r^{-0.5}e^{-0.05r} + 1.35, \quad R \approx 0.89, \quad \sigma \approx 3.19.$$

ОБСУЖДЕНИЕ

Регрессия (1) не может считаться приемлемой, потому что значение $R \approx 0.26$ – слишком малое. Для регрессии (2) значение $R \approx 0.67$ – значительно больше. Однако, и эта регрессия не является удовлетворительной, потому что не выполняется очевидное требование $\Delta p(\infty) = 0$. Таким образом, следует признать, что на достаточно больших ($r \geq 1$ Мм) удалениях от эпицентра инфразвуковая волна не была сферической. Регрессии (3) и (4) имеют близкие значения как R , так и σ . Тем не менее, регрессию (4) следует отвергнуть по той причине, что $\Delta p(\infty) \neq 0$. Наибольшим значением $R \approx 0.89$ и наименьшим значением $\sigma \approx 3.19$ обладает регрессия (5). Она описывает распространение инфразвуковой волны в волноводе «земля – стратосфера» (а также отчасти в волноводе «земля – термосфера») при наличии в нем затухания. Затухание не может быть связано с молекулярным поглощением и рассеянием инфразвука турбулентных неоднородностях атмосферы. Скорее всего, оно обусловлено «высвечиванием» части энергии из волновода. Коэффициент затухания, как следует из данных аппроксимации, близок к 0.054 Мм^{-1} , а глубина затухания близка к 18.4 Мм. Значение коэффициента затухания получено по измерениям на одной станции и, поэтому, требуется его уточнение. К сожалению, эта регрессия не справедлива при $r \rightarrow \infty$. Более предпочтительными являются регрессии (6) и (8). Дополнительное по сравнению с регрессиями (1) и (4) ослабление волны, по-видимому, связано с «высвечиванием» части энергии из волновода.

ВЫВОДЫ

1. Для различных моделей расходимости фронта волны построены регрессии, аппроксимирующие данные наблюдений.
2. Правдоподобной оказалась модель распространения инфразвуковой волны в волноводе «земля – стратосфера» (а также отчасти в волноводе «земля – термосфера») с затуханием. Получена оценка коэффициента затухания (0.054 Мм^{-1}). При этом глубина затухания составляла около 18.4 Мм.

3. Наиболее предпочтительными являются зависимости (6), (7), которые описывают ослабление волны при волноводном распространении с «высвечиванием» части ее энергии.

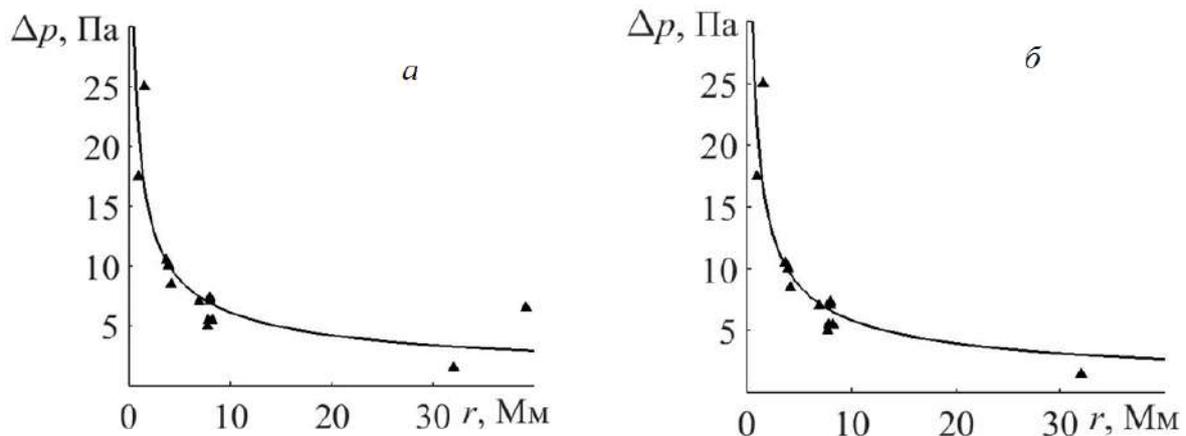


Рис. 4. Зависимость амплитуды волны давления, сгенерированной извержением вулкана St. Helens, от расстояния между эпицентром и микробарографом. Аппроксимация степенным законом: *а* – по 13 трассам, опущены данные станций DeBilt, Netherlands (7.982, 20) и Akita, Japan (7.453, 1.5), $\Delta p = 21.05r^{-0.536}$, $R \approx 0.86$, $\sigma \approx 3.21$; *б* – по 12 трассам, опущены данные станций Berkeley, CA (39.11, 6.5), DeBilt, Netherlands (7.982, 20) и Akita, Japan (7.453, 1.5), $\Delta p = 21.33r^{-0.562}$, $R \approx 0.88$, $\sigma \approx 3.17$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Le Pichon, E. Blanc and A. Hauchecorne eds., “Infrasound Monitoring for Atmospheric Studies,” / A. Le Pichon, E. Blanc and A. Hauchecorne eds. // Springer, New York, 2010. – 734 p.
2. Ponomarev E. A. Infrasonic waves in the Earth’s atmosphere (review) / E. A. Ponomarev, A. I. Erushchenkov // Radiophysics and Quantum Electronics. – 1977. – V. 20, №.12. – P. 1218 – 1229.
3. Cook R. K. Strange Sounds in the Atmosphere. Part II / R. K. Cook, J. M. Young // Sound: Its Uses and Control. – 1962. – V. 1, №. 3. – P. 25 – 33.
4. ReVelle D. O. On meteor-generated infrasound / D. O. ReVelle // Journal of Geophysical Research. – 1976. – V. 81, №. 7. – P. 1217–1230.
5. Balachandran N. K. Infrasonic signals from thunder. / N. K. Balachandran // J. Geophys. Res. – 1979. – V. 84, № C4. – P. 1735 – 1745.
6. Donn W. L. Mount St. Helens eruption of 18 May 1980: Air waves and explosive yield / W. L. Donn, N. K. Balachandran // Science. – 1981. – V. 213, №. 4507. – P. 539–541.
7. Reed, J. W. (1987), Air pressure waves from Mount St. Helens eruptions / J. W. Reed // Journal Geophysical Research. – 1987. – V.92, № D10. – P. 11979–11992. doi:10.1029/JD092iD10p11979.
8. ElGabry M. N. Infrasound detection of meteors / M. N. ElGabry, I. M. Korrat, H. M. Hussein, I. H. Hamama // NRIAG Journal of Astronomy and Geophysics. – 2017. – V. 6, №. 1. – P. 68–80.
9. On the complementarity of infrasound and seismic sensors for monitoring snow avalanches / A. Kogelnig, E. Suriñach, I. Vilajosana [et al.] // Natural Hazards and Earth System Sciences. – 2011. – V. 11, №. 8. – P. 2355 – 2370.
10. Donn W. L. Infrasound at long range from Saturn V, 1967 / W. L. Donn, E. Posmentier, U. Fehr, N. K. Balachandran // Science. – 1968. – V. 162, №. 3858. – P. 1116–1120.
11. Balachandran N. K. Characteristics of Infrasonic Signals from Rockets / N. K. Balachandran, W. L. Donn // Geophysical Journal International. – 1971. – V. 26, Is. 1–4. – P. 135–148.
12. Balachandran N. K., Donn W. L., Rind D. H. Concorde sonic booms as an atmospheric probe / N. K. Balachandran, W. L. Donn, D. H. Rind // Science. – 1977. – V. 197, №. 4298. – P. 47–49.
13. Donn W. L. Exploring the Atmosphere with Sonic Booms: Or How I Learned to Love the Concorde / W. L. Donn // American Scientist. – 1978. – V. 66, №. 6. – P. 724–733.
14. Acoustic propagation and atmosphere characteristics derived from infrasonic waves generated by the Concorde / A. Pichon, M. Garcés, E. Blanc, [et al.] // The Journal of the Acoustical Society of America. – 2002. – V. 111, №. 1. – P. 629–641.
15. Landès, M., Ceranna L., A. Le Pichon, Matoza R. S. Localization of microbarom sources using the IMS infrasound network / M. Landès, L. Ceranna, A. Le Pichon, R. S. Matoza // Journal Geophysical Research – 2012. – V. 117. – P. D06102, doi:10.1029/2011JD016684.
16. Olson J. Infrasound rocket signatures / J. Olson // Advanced Maui Optical and Space Surveillance Technologies Conference. – 2012. – V. 1. – P. 82.
17. Infrasound signals from the underground nuclear explosions of North Korea / I. Y. Che, J. Park, I. Kim [et al.] // Geophysical Journal International. – 2014. – V. 198, №. 1. – P. 495–503.

УДК 550.388

ВАРИАЦИИ УРОВНЯ ГЕОМАГНИТНЫХ ПУЛЬСАЦИЙ, СОПРОВОЖДАВШИХ СТАРТЫ РАКЕТ НА ФОНЕ СОЛНЕЧНОГО ТЕРМИНАТОРА

Е. О. Смирнова, Л. Ф. Черногор

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

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

Поступила в редакцию 15 ноября 2017 г.

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 во второй половине 2017 г. на фоне солнечного терминатора. Получены основные параметры сигналов, связанных с возмущениями геомагнитного поля. Для селекции геомагнитных возмущений магнитосферного происхождения проведено сопоставление наблюдаемых волновых возмущений и уровня B_z -компоненты межпланетного магнитного поля.

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

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 другій половині 2017 р. на фоні сонячного термінатора. Отримано основні параметри сигналів, які пов'язані зі збуреннями геомагнітного поля. Для селекції геомагнітних збурень магнітосферного походження проведено зіставлення спостережуваних хвильових збурень та рівня B_z -компоненти міжпланетного магнітного поля.

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

Results from the system spectral analysis of temporal 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 launched at the Plesetsk and the Baikonur cosmodromes and with the solar terminator in the background, are presented for the second half of 2017. The main signal parameters related to the disturbances in the geomagnetic field have been obtained. In order to select the geomagnetic disturbances of magnetospheric origin, an intercomparison between the observed wave disturbances and the B_z component of the interplanetary magnetic field has been made.

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

ВВЕДЕНИЕ

Старты ракет являются мощным техногенным источником воздействия на околоземный космос [1 – 4]. Для обнаружения реакции геомагнитного поля на старты ракет использовался системный спектральный анализ (ССА), представляющий собой сочетание оконного и адаптивного преобразований Фурье, а также вейвлет-преобразование, взаимодополняющие друг друга [5, 6].

Целью данной работы является изложение результатов системного спектрального анализа временных вариаций уровня геомагнитного поля, их интерпретация с учетом состояния космической погоды и влияния прохождения вечернего и утреннего солнечного терминаторов.

СРЕДСТВА И МЕТОДЫ

Измерения временных вариаций геомагнитного поля выполнены при помощи несерийного магнитометра-флюксометра, размещенного в Магнитометрической обсерватории ХНУ имени В. Н. Каразина (географические координаты: 49°39' с. ш., 36°56' в. д.). Магнитометр регистрирует уровень флуктуаций горизонтальных компонент (Н- и D-компонент) геомагнитного поля с периодами $T = 1 - 1000$ с. Системному спектральному анализу предшествовали фильтрация в интервалах периодов: 1 – 10, 10 – 100 и 100 – 1000 с и тщательное изучение состояния космической погоды. Данные о временных вариациях B_z -компоненты индукции межпланетного магнитного поля представлены на сайте OMNIWeb (ftp://spdf.gsfc.nasa.gov/pub/data/omni/high_res_omni/).

Отличие данной работы состоит в том, что интервалы времени с повышенной магнитной активностью не исключались из дальнейшего анализа. Таким образом, влияние стартов ракет рассматривалось на фоне возмущений космического происхождения, а также на фоне возмущений от солнечного терминатора. Настоящая работа является продолжением работ авторов [7 – 10].

СВЕДЕНИЯ О КОСМОДРОМАХ И РАКЕТАХ

В данной статье были рассмотрены 6 стартов ракет с космодромов Плесецк (Россия) и Байконур (Казахстан). В табл. 1 приведены более подробные сведения о ракетах, расположении космодромов, дате и времени стартов.

Таблица 1. Сведения о космодромах и ракетах

Дата	Время (UT)	Космодром	Расстояние до обсерватории (км)	Ракета
28 июля 2017 г.	15:41	Байконур	2200	<i>Союз-ФГ</i>
16 августа 2017 г.	22:07	Байконур	2200	<i>Протон М</i>
11 сентября 2017 г.	20:41	Байконур	2200	<i>Протон М</i>
12 сентября 2017 г.	21:17	Байконур	2200	<i>Союз-ФГ</i>
21 сентября 2017 г.	00:02	Плесецк	1500	<i>Союз 2.1.б</i>
13 октября 2017 г.	09:27	Плесецк	1500	<i>Рокот</i>

РЕЗУЛЬТАТЫ

В табл. 2 приведено время запаздывания, продолжительность и скорость прихода волновых возмущений, сопровождавших старты ракет.

Таблица 2. Основные сведения о параметрах геомагнитных возмущений Н- и D-компонент геомагнитного поля

Дата	Время запаздывания, мин		Продолжительность, мин		Скорость, км/с		Примечания
	Н	D	Н	D	Н	D	
28 июля 2017 г.	190	195	90	115	0.214	0.208	Прохождение терминатора на высоте 300 км в 20:08 UT.
16 августа 2017 г.	83 133	83 128	60 55	60 60	0.5 0.308	0.5 0.32	Прохождение терминатора на высоте 300 км в 00:12 UT.
11 сентября 2017 г.	35 120	– 95	35 30	– 50	1.21 0.341	– 0.434	Первое волновое возмущение проявляется нечетко.
12 сентября 2017 г.	25	20	30	40	1.81	2.22	Наблюдается на фоне геомагнитной бури.
21 сентября 2017 г.	23 87	28 90	30 30	40 20	1.25 0.298	1 0.287	Прохождение терминатора на высоте 300 км в 01:29 UT.
13 октября 2017 г.	58 153	35 183	35 70	50 35	0.454 0.167	0.78 0.139	

Скорость прихода волнового возмущения была рассчитана, исходя из времени его запаздывания и расстояния между космодромом и обсерваторией. Кроме того, учитывалось время, необходимое для достижения ракетой высоты ионосферы – приблизительно 3 мин.

На рис. 1 – 3 показаны результаты ССА вариаций геомагнитного поля: оконного преобразования Фурье, адаптивного преобразования Фурье и вейвлет-преобразования (панели сверху вниз). Правые панели – энергограммы – распределение средней энергии колебаний по периодам. Сплошными линиями показаны старты ракет, а штриховыми – прохождение солнечного терминатора на уровне Земли в месте расположения обсерватории и на высоте 300 км.

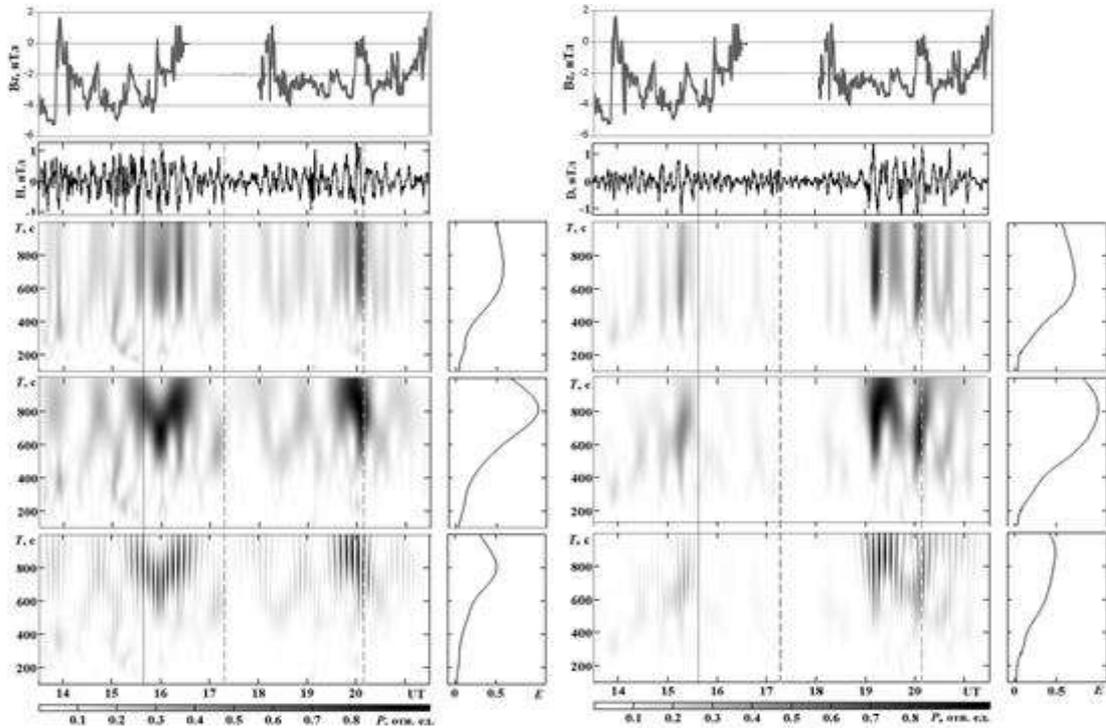


Рис. 1. Вариации H- и D-компонент геомагнитного поля в интервале периодов 100 – 1000 с, сопровождавшие старт ракеты «Союз-ФГ» 28 июля 2017 г. в 15:41 UT.

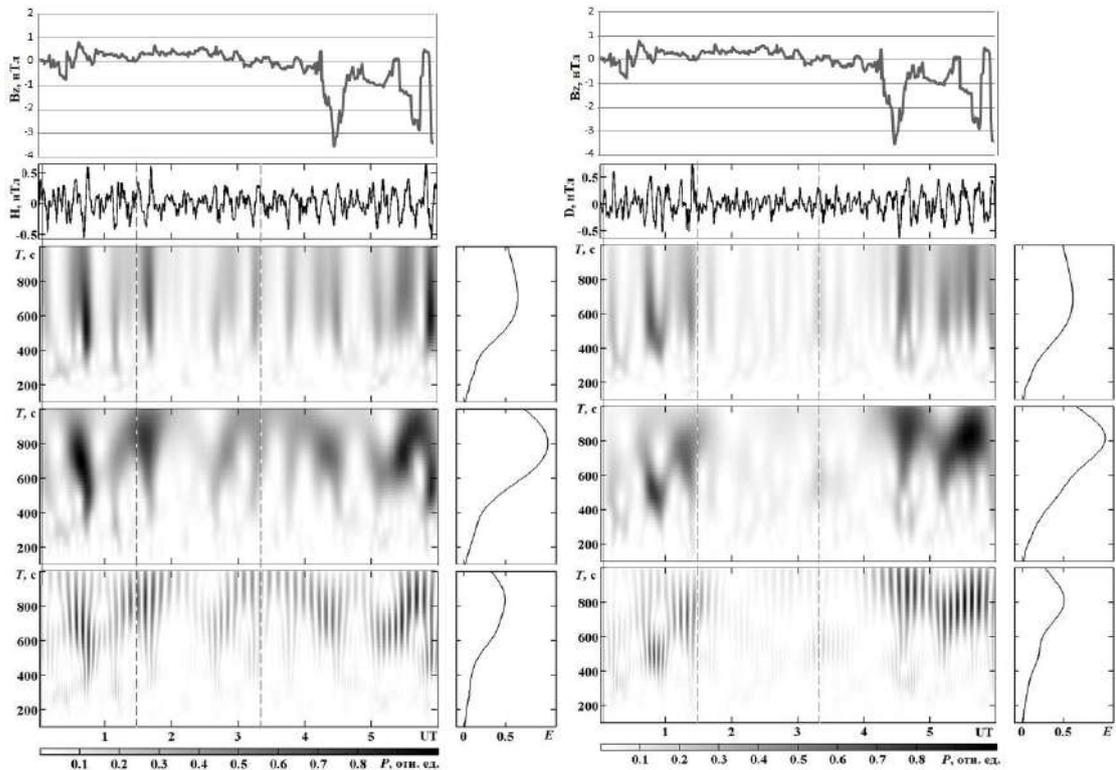


Рис. 2. Вариации H- и D-компонент геомагнитного поля в интервале периодов 100 – 1000 с, сопровождавшие старт ракеты «Союз 2.1.б» 22 сентября 2017 г. в 00:02 UT.

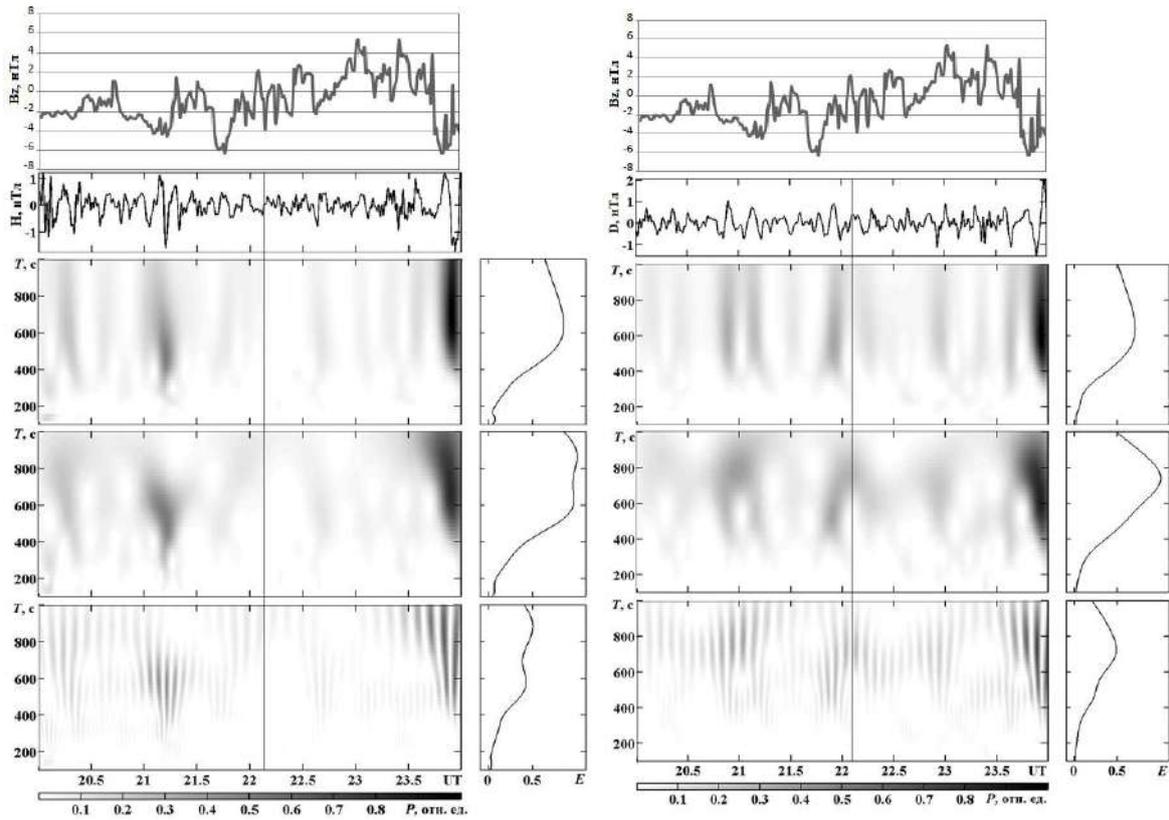


Рис. 3. Вариации H- и D-компонент геомагнитного поля в интервале периодов 100 – 1000 с, сопровождавшие старт ракеты «Протон М» 16 августа 2017 г. в 22:07 UT.

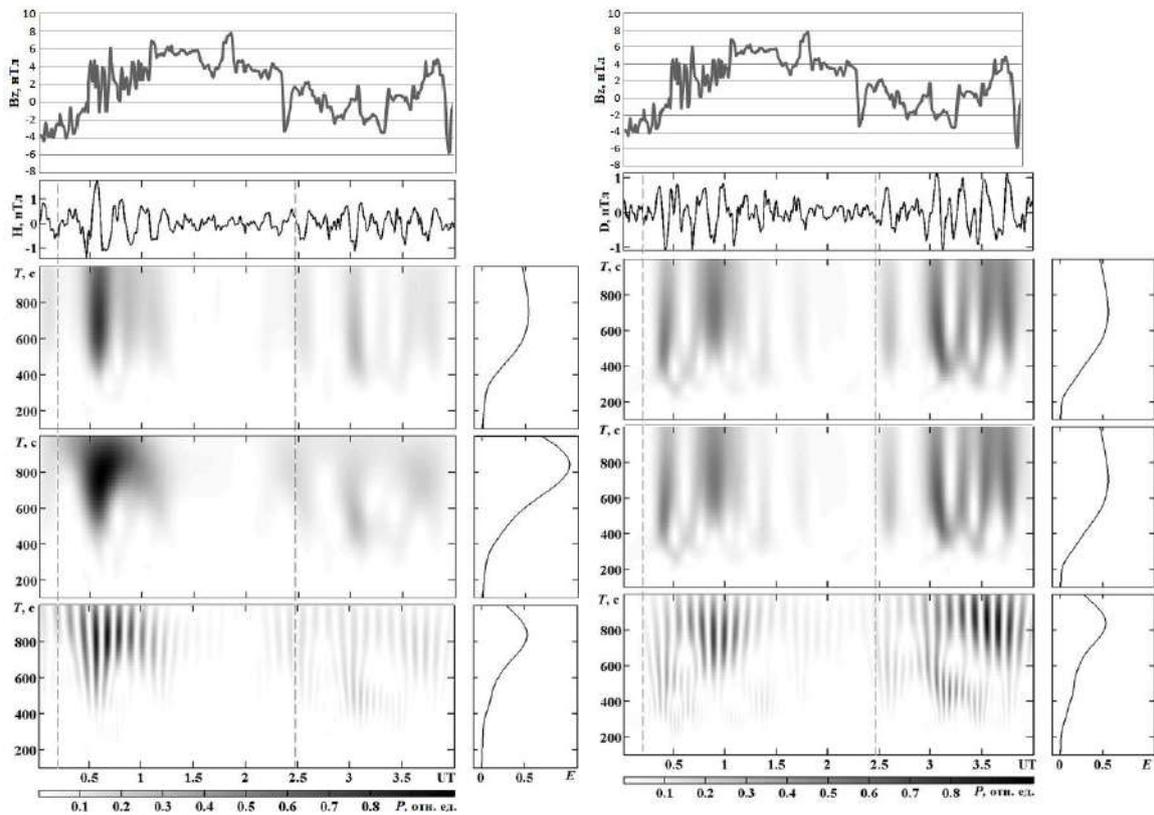


Рис. 3. (Продолжение)

ОБСУЖДЕНИЕ

Как видно из рис. 1–3, влияние солнечного терминатора и геомагнитной бури может существенно проявляться в вариациях магнитного поля. Генерация геомагнитных пульсаций солнечным терминатором обсуждается в работе [11]. Эффекты геомагнитной бури детально описаны в монографии [12].

Геомагнитные пульсации в диапазоне периодов 400–800 с могут быть вызваны как космическими причинами, так и земными, причем роль первых обычно значительно больше. Для того, чтобы произвести селекцию геомагнитных пульсаций, вызванных стартами ракет, от геомагнитных пульсаций, обусловленных влиянием космических причин, совместно анализировались временные вариации уровней Н- и B_z -компонент, а также D- и B_z -компонент. И хотя корреляция флуктуаций уровней перечисленных компонент невысока, в ряде случаев цуги колебаний Н- и D-компонент могли быть вызваны космическими причинами. Об этом свидетельствуют кажущиеся скорости, находящиеся в пределах 1–2.2 км/с. Скорости от 0.14 до 0.50 могли быть связаны со стартами ракет. Такие скорости, как известно, имеют внутренние гравитационные волны, которые генерируют перемещающиеся ионосферные возмущения, а вслед за ними и геомагнитные возмущения с периодами более 300–600 с. Механизм генерации геомагнитных пульсаций такими волнами описан в работах [2–4].

ВЫВОДЫ

1. Показано, что селекция возмущений, вызванных стартом ракет, на фоне возмущений, генерируемых солнечным терминатором и геомагнитной бурей, в значительной мере затруднена. Требуется разработка специальных методов селекции возмущений заданного типа.

2. При помощи ССА определены периоды, амплитуды и продолжительности цугов колебаний уровня Н- и D-компонент геомагнитного поля, которые наблюдались после стартов мощных ракет. Чаще всего эти периоды находились в пределах 600–1000 с.

3. Возмущения, имеющие скорость распространения от 0.14 до 0.50 км/с, могли быть сгенерированы стартами ракет.

4. Необходимо дальнейшее исследование геомагнитных эффектов, сопровождавших старты ракет на фоне солнечных терминаторов и геомагнитных бурь.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Экологические проблемы и риски воздействий ракетно-космической техники на окружающую природную среду / Под общей редакцией Адушкина В.В., Козлова С.И., Петрова А.В. – М.: Анкил, 2000. – 640 с.
2. Черногор Л. Ф. Радиофизические и геомагнитные эффекты стартов ракет: Монография. – Х.: ХНУ имени В. Н. Каразина, 2009. – 386 с.
3. Chernogor L. F., Blaunstein N. Radiophysical and Geomagnetic Effects of Rocket Burn and Launch in the Near-the-Earth Environment. – Boca Raton, London, New York: CRC Press. Taylor & Francis Group, 2013. – 542 p.
4. Черногор Л. Ф. О возможном воздействии запусков ракетно-космической техники на магнитное поле Земли // Воздействие ракетно-космической техники на окружающую природную среду / Под общей ред. В. В. Адушкина, С. И. Козлова, М. В. Сильникова. – М.: ГЕОС. – 2016. – 795 с.
5. Черногор Л. Ф. Современные методы спектрального анализа квазипериодических и волновых процессов в ионосфере: особенности и результаты экспериментов // Геомагнетизм и аэрномия. – 2008. – Т. 48, № 5. – С. 681–702.
6. Лазоренко О. В., Черногор Л. Ф. Сверхширокополосные сигналы и процессы: Монография. – Х.: ХНУ имени В. Н. Каразина, 2009. – 576 с.
7. Chernogor L. F., Garmash K. P., Rozumenko V. T., Smirnova K. O. Geomagnetic variations caused by rocket launches from the Plesetsk and the Baikonur cosmodromes // Вісник Харківського національного університету імені В. Н. Каразіна. Серія "Радіофізика та електроніка". – 2017. – Вип. 26. – С. 84–87.
8. Chernogor L. F., Garmash K. P., Rozumenko V. T., Smirnova K. O. Using the System Spectral Analysis for Detecting Effects from Rocket Launches from Remote Cosmodromes // XIII International Conference "Electronics and Applied Physics". October 24-27, 2017, Kyiv, Ukraine. – P. 217–218.
9. Chernogor L. F., Garmash K. P., Rozumenko V. T., Smirnova K. O. Detection of Effects from Rocket Launches Employing the System Spectral Analysis // Proceedings of the XVII International Young Scientists' Conference on Applied Physics. May, 23-27, 2017, Kyiv, Ukraine – P. 180–181.
10. Черногор Л. Ф., Смирнова Е. О. Флуктуации геомагнитного поля, сопровождавшие старты ракет с космодромов «Плесецк» и «Байконур» // 17th Ukrainian conference on space research. Abstracts 2017. Odesa, Ukraine, august, 21–25, 2017. – С. 165.
11. Черногор Л. Ф. Геомагнитные пульсации, сопутствовавшие движению солнечного терминатора через магнитосопряженную область // Радиофизика и радиоастрономия. – 2012. – Т. 17, № 1. – С. 57–66.
12. Черногор Л. Ф., Домнин И. Ф. Физика геокосмических бурь: Монография // Х.: ХНУ имени В. Н. Каразина, Институт ионосферы НАН и МОН Украины, 2014. – 408 с.

УДК 550.34:550.510.533

ВЛИЯНИЕ ГЛОБАЛЬНОЙ СЕЙСМИЧЕСКОЙ АКТИВНОСТИ НА ИОНОСФЕРУ

И. Г. Захаров, А.М. Цымбал

*Харьковский национальный университет имени В.Н. Каразина,
пл. Свободы, 4, Харьков, 61022, Украина, e-mail: giz-zig@ukr.net*
Поступила в редакцию 25 октября 2017 г.

Рассмотрено влияние на ионосферу резких усиленных глобальной сейсмической активности. Для анализа использованы ежедневные данные за период 2007-2015 гг. о критической частоте области F2 в восточном и западном полушариях в сейсмически спокойных регионах и глобальные карты полного электронного содержания. Привлекались также данные о тропосфере и космической погоде. Обнаружен устойчивый отклик в ионосфере на глобальные литосферные процессы.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: ионосферные возмущения, критическая частота области F2, полное электронное содержание ионосферы, глобальная сейсмическая активность.

Розглянуто вплив на іоносферу різких підсилень глобальної сейсмічної активності. Для аналізу використані щоденні дані за період 2007-2015 рр. про критичну частоту області F2 у східній та західній півкулях у сейсмічно спокійних регіонах і глобальні карти повного електронного вмісту. Використано також дані про тропосферу і космічну погоду. Знайдено стійкий відгук в іоносфері на глобальні літосферні процеси.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: іоносферні збурення, критична частота області F2, повний електронний вміст іоносфери, глобальна сейсмічна активність.

Ionospheric effects of sudden increases in global seismic activity are considered according to daily data for 2007-2015 on the critical frequency of the F2 region in the eastern and western hemispheres in seismically quiet regions and global maps of the total electron content. The troposphere and cosmic weather data are also used. A stable response in the ionosphere to global lithospheric processes is obtained.

KEY WORDS: ionospheric disturbances, critical frequency of the F2 region, total electron content of the ionosphere, global seismic activity.

ВВЕДЕНИЕ

В последние годы активно рассматривается влияние землетрясений (ЗТ) и их предвестников на ионосферу [см., например, 1-3]. Следует отметить широкое использование для этих целей навигационных спутников, позволяющих контролировать ионосферные процессы в глобальном масштабе [4]. Полагают, что влияние ЗТ на ионосферу реализуется на основе двух основных механизмов: возбуждение и распространение от эпицентра ЗТ акустических и акустико-гравитационных волн и модификация электрических полей и токов электрическими процессами в литосфере. Характерные пространственные масштабы возмущений ионосферы накануне и после ЗТ составляют от 200-300 км до нескольких тысяч километров, а характерные временные масштабы – от нескольких минут до нескольких суток [2].

В большинстве исследований рассматривают отклик ионосферы на *отдельные* сильные ЗТ. В то же время, уже достаточно давно сформировались представления о ЗТ как о проявлении ("вершине айсберга") глобального непрерывного самоорганизующегося тектонического процесса с периодами накопления и релаксации тектонических напряжений [5-8 и другие работы]. Можно допустить, что глобальный характер сейсмической активности может обусловить некоторые глобальные перестройки в ионосфере, в том числе в сейсмически спокойных регионах, которые, в случае небольшой амплитуды, могут быть приняты за изменения фоновых значений параметров ионосферы. Поэтому для их регистрации необходимо использовать достаточно длинные ряды данных одновременно в нескольких разнесенных пунктах наблюдений и глобальные карты полного электронного содержания (ПЭС) ионосферы. Такая постановка задачи оправдана также тем, что, в свете современных представлений, Земля и ее оболочки образуют единую открытую нелинейную динамическую иерархическую систему, в которой взаимодействие возможно, в том числе, за счет энергетически слабых (триггерных) механизмов [9].

Цель данной работы – оценить возможные эффекты глобальной сейсмической активности (ГСА) в ионосфере. Для этой цели в наибольшей мере подходят "изолированные" явления ГСА, развивающиеся после продолжительного относительно спокойного периода. Учитывая, что возможные эффекты ГСА проявляются на фоне постоянного влияния космической и тропосферной погоды на ионосферу, эти данные также включены в анализ.

ДАнные И МЕТОды АНАЛИЗА

В работе использованы две базы данных: основная – с 1 апреля 2007 по декабрь 2008 года, дополнительная – три независимых ряда данных за 2010 – 2015 гг., в каждом от 9 до 13 сейсмически активных периодов. Основная включала полный набор ежедневных данных, перечисленных ниже, дополнительная использовалась для проверки надежности тех или иных результатов.

Литосферные данные: максимальная за сутки на земном шаре магнитуда ЗТ (M_{max}) как индикатор ГСА. **Ионосферные данные:** критическая частота области F2 (f_0F2) в 16 часов местного времени (это время, благодаря инерционности ионосферных процессов, лучше отражает типичные дневные условия в ионосфере) для двух ионосферных станций, расположенных на большом расстоянии друг от друга (для исключения роли локальных эффектов) – Милстон Хилл {42.6 N; 288.5 E} и Пругонице {50,0 N; 14,6 E}, а также станции Москва, Хабаровск и Боулдер в дополнительной базе данных; глобальные карты ПЭС ионосферы, по которым вычислялось планетарное значение ПЭС. **Тропосферные данные:** приземное атмосферное давление (P) для Праги и Милстон Хилл (в непосредственной близости к пунктам ионосферных наблюдений). **Космическая погода:** плотность потока радиоизлучения Солнца $F_{10,7}$; индекс геомагнитной активности A_p . Данные взяты со следующих сайтов: атмосферное давление – www.gismeteo.ru, ЗТ – <https://earthquake.usgs.gov/earthquakes/search/>, f_0F2 – ulcar.uml.edu/DIDBase/, карты ПЭС – www.aiub.unibe.ch/download/CODE/, космическая погода – [ftp://ftp.swpc.noaa.gov/pub/indices/](http://ftp.swpc.noaa.gov/pub/indices/).

Исследования проводены с использованием метода наложенных эпох с проверкой достоверности результатов расчетов по непараметрическому критерию Фридмана [10]. Особенностью критерия Фридмана является то, что он вычисляется по ранжированным значениям исследуемого показателя и, таким образом, полностью определяется характером изменения и не зависит от абсолютных значений показателей. Как следствие, достоверность сходства и различия изменения величин определяется непосредственно по уровню статистической значимости p , тогда как стандартная ошибка среднего ("усы" на графиках) является неинформативной.

В качестве нулевых дат выбирались дни резкого увеличения M_{max} после продолжительного периода относительного затишья, превышающего время проявления предвестников согласно [11]: $\Delta T [\text{годы}] = 10^{0.26M - 3.50}$. Расчеты проведены от -20 -х до $+10$ -х суток, фактически от одного сейсмически активного периода до следующего.

РЕЗУЛЬТАТЫ

Изменения максимальной магнитуды M_{max} по данным за 2007-2008 гг. показаны на рис. 1, 2 (нижний график). В целом, исследуемые интервалы, кроме активного периода после нулевой даты, охватывают спокойный период до нулевой даты и период менее существенного предшествующего усиления ГСА вблизи -15 -х суток.

Изменения критической частоты области F2 (f_0F2) на станции Пругонице (рис. 1), несмотря на

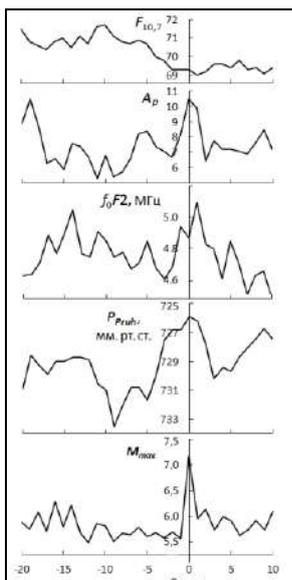


Рис. 1. Вариации f_0F2 на ст. Пругонице. Показаны факторы воздействия на ионосферу "сверху" и "снизу".

изрезанность кривой, демонстрируют два очевидных максимума, приуроченных к периодам повышенной ГСА вблизи -15 -х и нулевых суток. Учитывая зависимость ионосферы от космической погоды и состояния тропосферы, на рис. 1 приведены также изменения солнечного ($F_{10,7}$) и геомагнитного (A_p) индексов и изменения приземного атмосферного давления P . Изменения СА невелики: согласно [12], соответствующие изменения ионизирующего ультрафиолетового излучения Солнца можно оценить в 2 – 3 %. Уровень геомагнитной активности (ГМА) также был низким: максимальное значение индекса A_p за все рассмотренные периоды только в двух случаях вдали от нулевой даты едва превысило уровень $A_p = 27$ ($K_p = 4_0$), который обычно рассматривают как граничный между суббуревыми и возмущенными условиями. Как следствие, несмотря на малую амплитуду максимумов f_0F2 (менее 0,4 МГц), объяснить их изменениями СА и ГМА не представляется возможным.

Изменения f_0F2 на станции Милстон Хилл (рис. 2) также демонстрируют два очевидных максимума, приуроченных к периодам повышенной

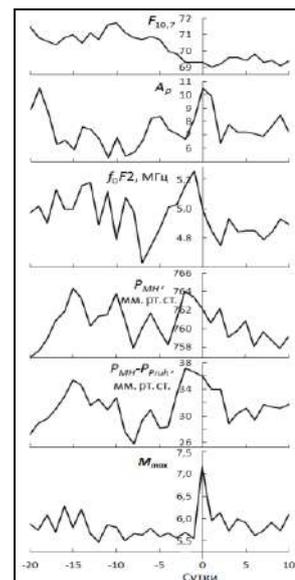


Рис. 2. Вариации f_0F2 на ст. Милстон Хилл. Показаны факторы воздействия на ионосферу "сверху" и "снизу".

ГСА, при этом основной максимум наблюдается накануне усиления ГСА. Несмотря на изрезанность кривых, видно, что изменения f_0F2 на противоположных частях земного шара подобны и в обоих случаях не следуют за изменениями СА и ГМА. Основное различие касается более раннего роста f_0F2 накануне нулевой даты в Милстон Хилл, сменившееся быстрым уменьшением f_0F2 , когда значения f_0F2 в Пругонице еще оставались высокими. Возможно, некоторую роль в это могли внести изменения ГМА при условии, что в Пругонице лучше проявились изменения в ионосфере, характерные для положительной фазы ионосферной бури (увеличение f_0F2 за счет подъема области F2 на большие высоты направленным на юг ветром), а в Милстон Хилл – для отрицательной (изменение состава нейтральной ионосферы), но нужно учитывать, что локальный максимум ГМА был низким не только в среднем, но и для всех отдельных периодов: вблизи нулевой даты $A_{Pmax} = 21$.

Изменения P в Пругонице (рис. 1) также имеют два локальных экстремума: накануне усиления ГСА происходит уменьшение P , которое несколько опережает экстремумы в ионосферных данных. Поражает устойчивость этого явления: уменьшение атмосферного давления наблюдалось накануне всех 10 рассмотренных случаев резкого роста ГСА, при этом в 5 случаях этот минимум был наибольшим среди всех за один месяц (от -20 до $+10$ суток), в четырех – сопоставим с величиной минимумов вдали от нулевой даты, и только в одном случае был меньше других минимумов. Анализ отдельных активных периодов также показал, что минимум P смещается на 3 – 4 суток на более раннее время при увеличении M_{max} .

Изменения P в Милстон Хилл (рис. 2) также имеют два локальных экстремума (в том числе имеется слабая тенденция к смещению положения максимума в зависимости от магнитуды ЗТ), но почти в противофазе к изменениям P в Пругонице, при этом разность средних давлений $P_{Prub} - P_{MH}$ (условно примем ее за разность давлений в восточном и западном полушарии) накануне усиления ГСА испытывала скачок на 10 мм. рт. ст. (рис. 2). Такие изменения давления могли быть обусловлены межполушарными потоками воздуха, которые уже давно рассматривают как один из триггеров ЗТ в некотором сейсмоактивном регионе (см., например, [13]), однако в данном случае мы рассматриваем ГСА. Конечно же, значения давления в двух пунктах наблюдения не дают полной картины изменения давления на земном шаре и не позволяют сделать однозначных выводов, однако можно допустить, что глобальная атмосферная циркуляция (ГАЦ) и ГСА связаны между собой. Одним из механизмов связи ГСА и ГАЦ может выступать неравномерность вращения Земли.

ОБСУЖДЕНИЕ

В обсуждении, кроме результатов расчетов для основной базы данных, будут активно использоваться результаты, полученные с использованием дополнительного банка данных.

По данным за 2010 – 2015 гг., максимум f_0F2 вблизи нулевого дня присутствует во всех без исключения расчетах. Средние изменения f_0F2 по всем имеющимся данным (основной и дополнительный банки данных) на всех рассмотренных станциях представлены на рис. 3.

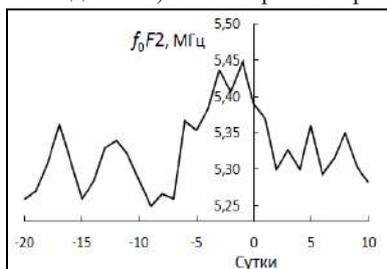


Рис. 3. Средние изменения f_0F2 за 2007 – 2015 гг., суммарное ($N = 79$) при резком изменении ГСА

В анализе также использовались глобальные карты ПЭС за 2015 г., по которым вычислены средние по земному шару изменения ПЭС вблизи резкого роста ГСА (рис. 4). Такие данные как нельзя лучше подходят для оценки возможных глобальных эффектов. Видно, что накануне нулевой даты наблюдается значительный рост ПЭС, который заметно превышает изменения, которые могли быть вызваны СА. Отметим также очевидное сходство изменений ПЭС и средних изменений f_0F2 (рис. 3 и 4).

Как следует из рис. 1 и 2, вариации f_0F2 также согласуются с изменениями P на той же станции, что является подтверждением ранее полученных результатов [14]. Эта связь более очевидна в минимуме СА и проявляется лишь как тенденция на фоне более сильных вариаций космических данных вблизи максимума 11-летнего солнечного цикла.

Изменения СА по данным за 2008 г. (вблизи минимума 11-летнего цикла СА) были незначительны и имели максимум вдали от нулевой даты; во всех других независимых группах расчетов максимум СА был вблизи нулевой даты (см., как пример, рис. 4). Однако, только 60 – 75 % отдельных усилений СА согласовывались с увеличениями ГСА и обеспечивали согласованность временных вариаций этих величин в среднем. Следовательно, изменения СА не могут выступать триггером всех без исключения ЗТ. Одновременно недостаточно устойчивый рост СА вблизи нулевых дат не мог обусловить в полной мере установленное увеличение f_0F2 и ПЭС.

В целом, связь ионосферы с процессами в тропосфере и литосфере более очевидна в минимуме 11-летнего цикла СА, тогда как при высоком уровне СА влияние "снизу" менее заметно. Можно



Рис. 4. Средние изменения глобального ПЭС и индекса солнечной активности вблизи резкого усиления ГСА в 2015 г.

констатировать также частую (хотя и частичную – с учетом амплитуды эффектов) синхронизацию процессов в системе литосфера – тропосфера – ионосфера – магнитосфера, когда сходные временные вариации рассмотренных параметров наблюдаются одновременно в нескольких геосферах.

Мы не рассматриваем физические механизмы связей, однако считаем необходимым обратить внимание на один из возможных механизмов. Хорошо известна (см., например, [15]) роль выхода на поверхность радона и других газов в области подготовки и реализации землетрясения. Известно также, что этот процесс носит глобальный характер [16]. Важной особенностью процесса глубинной дегазации является его неравномерность как во времени, так и в пространстве. Основной поток глубинных восстановленных газов разгружается в рифтовых зонах срединно-океанических хребтов. Можно ожидать, что эти и другие процессы могут привести к изменениям проводимости нижних слоев тропосферы и глобальной электрической цепи в планетарном масштабе.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенный анализ с использованием ежедневных данных показывает обоснованность такого понятия как глобальная сейсмическая активность и его связи с процессами в ионосфере. Установлено возрастание критической частоты области F2 при резком усилении ГСА после продолжительного спокойного периода. Несмотря на небольшую амплитуду (не более чем на 0,5 МГц), эффект достаточно устойчив и проявляется почти одновременно на ионосферных станциях, расположенных в восточном и западном полушариях, а также в планетарных значениях ПЭС. Устойчивый эффект получен также в изменениях приземного атмосферного давления при наличии некоторых особенностей в восточном и западном полушариях, что указывает на возможную роль межполушарных потоков воздушных масс в усилении ГСА. Оба эффекта более очевидны при низком уровне СА. При высоком уровне СА усиление сейсмической активности происходит, как правило, на фоне усиления солнечной активности, что затрудняет установление источника возмущения в ионосфере и тропосфере. Скорее всего, одновременно реализуется несколько различных связей между геосферами, частично синхронизированных изменениями космической погоды.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Korepanov V., Hayakawa M., Yampolski Y., Lizunov G. AGW as a seismo-ionospheric coupling responsible agent // *Physics and Chemistry of the Earth*. – 2009. – V. 34, No. 6-7. – P. 485–495.
2. Liperovsky V.A., Pokhotelov O.A., Meister C.-V., Liperovskaya E.V. On recent physical models of lithosphere-atmosphere-ionosphere coupling before earthquakes // *Natural hazard and Earth system sciences*. –2007. 0000:0001.12.
3. Tanimoto T., Heki K., Artru-Lambin J. Interaction of Solid Earth, Atmosphere, and Ionosphere // *Treatise on Geophysics*. 2nd edition. – Oxford: Elsevier, 2015. – Vol 4. – P. 421-443.
4. Shuanggen Jin, Giovanni Occhipinti, Rui Jin. GNSS ionospheric seismology: Recent observation evidences and characteristics // *Earth. Science Reviews*. – 2015. – V. 147. –P. 54–64.
5. Летников Ф.А. Синергетика геологических систем. Новосибирск: Наука, Сиб. отд-ние, 1992. 230 с.
6. Викулин А.В., Быков В.Г., Лунева М.Н. Ротационная геодинамическая модель // *Методы изучения, строение и мониторинг литосферы*. – Новосибирск: СО РАН НИЦ ОИГГМ, 1998. – С. 163-165.
7. Фридман А.М., Поляченко Е.В., Насырканов Н.Р. О некоторых корреляциях в сейсμοдинатике и двух компонентах сейсмической активности Земли // *Успехи физ. наук*. – 2010. – Т. 180, № 3. – С. 303-312.
8. Шуман В.Н. Нелинейная динамика, сейсмичность и аэрокосмические зондирующие системы // *Геофизический журнал*. – 2015. – Т. 37, № 2. – С. 38-55.
9. Черногор Л.Ф. Физика Земли, атмосферы и геокосмоса в свете системной парадигмы // *Радиофизика и радиоастрономия*. Т. 8. № 1. С. 59–106. 2003.
10. Браунли К.А. Статистическая теория и методология в науке и технике. – М.: Наука, 1977. – 245 с.
11. Добровольский И.П. Теория подготовки тектонического землетрясения. – М.: Наука, 1991. – 224 с.
12. Казачевская Т.В., Нусинов А.А. Прогностическая модель коротковолнового ультрафиолетового излучения Солнца // *Геомагнетизм и аэрономия*. – 1986. – Т. 15, № 2. – С. 593–596.
13. Гордиец Б.Ф., Марков М.Н., Шелепин Л.А. Солнечная активность и Земля. – М.: Знание, 1980. – 64 с.
14. Zakharov I.G. Ionospheric day-to-day variability and its coupling with processes in geospace, troposphere and lithosphere // *The scientific heritage*. – 2016. – V. 1, No. 6. – P. 9-16.
15. Hayakawa M. VLF/LF radio sounding of ionospheric perturbations associated with earthquakes // *Sensours*. – 2007, – V. 7. – P. 1141-1158.
16. Сывороткин В.Л. Глубинная дегазация и глобальные катастрофы. – М.: "Геоинформмарк", 2002. – 250 с.

УДК 621.396.671

ВИБРАТОРНЫЕ АНТЕННЫ С СОГЛАСУЮЩИМИ НЕОДНОРОДНОСТЯМИ В БЛИЖНЕЙ ЗОНЕ

Н.Н. Горобец, А.Н. Горобец, Е.С. Махов

*Харьковский национальный университет имени В. Н. Каразина, пл. Свободы, 4; Харьков, 61022, Украина.
e-mail: Nikolay.N.Gorobets@karazin.ua*

Поступила в редакцию 17 октября 2017 г.

Теоретически компьютерным моделированием и экспериментально исследованы возможности перестройки резонансной частоты и полосы рабочих частот по минимуму КСВН симметричных вибраторных антенн конечной длины, расположенных параллельно идеально проводящему плоскому экрану, путем размещения в ближней зоне вибратора между ним и экраном металлического штыря и/или диска. Показано, что наиболее широкополосный вариант антенны реализуется при размещении короткого штыря вблизи вибратора и диска вблизи экрана одновременно. Теоретически и экспериментально доказано, что используемые согласующие элементы практически не влияют на диаграммы направленности вибраторных антенн исследованного типа.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: электромагнитные волны, вибраторные антенны, согласование, диаграмма направленности

Теоретично комп'ютерним моделюванням і експериментально досліджені можливості перебудови резонансної частоти і смуги робочих частот по мінімуму КСВН симетричних вібраторних антен кінцевої довжини, розташованих паралельно плоскому екрану, що ідеально проводить, шляхом розміщення в ближній зоні вібратора між ним і екраном металевго штиря і/або диска. Показано, що найбільш широкопосмуговий варіант антени реалізується при розміщенні короткого штиря поблизу вібратора і диска поблизу екрану одночасно. Теоретично і експериментально доведено, що використані узгоджуючі елементи практично не впливають на діаграми спрямованості вібраторних антен дослідженого типу.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: електромагнітні хвилі, вібраторні антени, узгодження, діаграма спрямованості

It have been researched theoretically and by computer simulation the possibility of tuning a resonant frequency and band with minimal VSWR of symmetric dipole antennas of finite length placed parallel to the ideally conducting flat screen. It is reached by placing in the near zone between dipole and screen of metal pin and/or disk. Experimental study has been made as well. It is shown that the most broadband case is implemented by placing both elements – a short pin near to the dipole and disk close to the screen. Theoretically and experimentally proved that the used matching elements practically do not affect to the directivity pattern of given dipole antennas.

KEY WORDS: electromagnetic waves, dipole antenna, impedance matching, directivity pattern

ВВЕДЕНИЕ

Задача создания вибраторных антенн конечной длины с высоким коэффициентом полезного действия в широкой полосе частот актуальна для многих приложений на практике. Ее решение связано прежде всего с обеспечением согласования вибраторного излучателя с коаксиальным фидерным трактом в заданной рабочей полосе частот. Это достигается использованием трансформаторов полных сопротивлений, которые применительно к вибраторным излучателям обычно называют согласующими устройствами. Техника согласующих трансформаторов достаточно хорошо отработана в случае резонансных близких к полуволновым вибраторных излучателей, в которых реактивная составляющая входного сопротивления равна или близка к нулю. В случае необходимости работы антенны в широкой полосе частот, когда необходимо согласующим устройством компенсировать реактивную составляющую входного сопротивления вибратора, создание согласующего устройства весьма проблематично.

Цель настоящей статьи – экспериментально исследовать возможности перестройки резонансной частоты и согласования вибраторной антенны конечной длины, расположенной параллельно идеально проводящему плоскому экрану, с коаксиальным фидерным трактом путем размещения в области между вибратором и экраном неоднородности в виде штыря и/или диска малых электрических размеров.

РЕЗУЛЬТАТЫ ТЕОРЕТИЧЕСКИХ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Теоретическое решение поставленной задачи встречает серьезные трудности по ряду причин:

1. Неоднородность вводится очень близко к вибратору заведомо в его ближней зоне и также очень близко (малые доли длины волны) к области возбуждения вибратора, в которой волновые

процессы изучены недостаточно полно.

2. Характерные размеры антенны сравнимы с длиной волны, поэтому простые приближенные методики, основанные на методах и идеях геометрической оптики, принципиально неприменимы.
3. Характерные размеры антенны и диапазон длин волн довольно широк, т.е. задача относится к многопараметрическим, поэтому ее решение с помощью разработанных к настоящему времени компьютерных программ, основанных на методах вычислительной математики, довольно затруднительно.

Отметим, что принципиальная возможность решения поставленной задачи предлагаемым способом – размещением согласующих неоднородностей между вибратором и экраном – не очевидна. Действительно, для согласования волноведущих и излучающих систем с разными волновыми сопротивлениями необходимо выполнение условия полного согласования $Z_1 = Z_2^*$. В классических трансформаторах полных сопротивлений управление амплитудой и фазой отраженной волны, во-первых, независимо, а во-вторых – реализуется в широких пределах, достаточных для обеспечения требуемого значения КСВН антенно-фидерной системы. В рассматриваемом случае и амплитуда и фаза отраженной от согласующего устройства волны определяются размерами согласующей неоднородности и ее положением относительно вибратора. Другими словами – и амплитуда и фаза волны, отраженной от согласующей неоднородности, может измениться в очень ограниченных пределах.

Для экспериментальной проверки предлагаемого способа согласования вибраторной антенны с коаксиальным фидерным трактом было изготовлено четыре варианта вибраторных излучателей:

1. Классический вариант сантиметрового и дециметрового диапазонов – симметричный вибратор на жестком коаксиале с двумя продольными щелями во внешнем проводнике коаксиального волновода [1].
2. Аналогичный вариант с диэлектрической втулкой на жестком коаксиале.
3. Симметричная вибраторная антенна на двух жестких полых металлических стойках, в одной из которых проходит коаксиальный кабель, аналогичная самолетной антенне радиовысотомера [2].
4. Симметричная вибраторная антенна А.А. Пистолькорса, выполненная из трубки, изогнутой соответствующим образом, внутри которой проходит коаксиальный кабель. Этот вариант антенны аналогичен антенне радиовысотомера [2], установленной на одной стойке.

Вибраторы устанавливались на металлическом экране квадратной формы с размером стороны около 1,5 длины волны. При этом обеспечивался электрический контакт внешнего проводника коаксиального фидера с экраном.

Эксперименты проводились в безэховой камере. В качестве основного измерительного средства использовался панорамный измеритель КСВН и затухания. В режиме свипирования частоты генератора в область между вибратором и экраном вводились согласующие неоднородности в виде короткого металлического стержня, длина которого изменялась от $\lambda/8$ до $\lambda/4$, или кругового диска также разных диаметров. Положение неоднородности фиксировалось в каждом случае с помощью подложки из пенопласта, которая практически не влияла на измеряемые значения КСВН. Многократными изменениями размеров и положения согласующей неоднородности добивались минимального значения КСВН в максимальной полосе частот. Далее измерялась зависимость КСВН настроенной таким образом антенны от частоты. Для обеспечения максимально возможной высокой точности измерений сами измерения проводились «по точкам» в режиме ручной перестройки частоты. Положение настроенного элемента измерялось и все размеры антенны с соответствующей настройкой вводились в компьютерную программу в качестве исходных данных. Расчеты зависимости КСВН соответствующих настроенных антенн от частоты и их диаграмм направленности на дискретных частотах рассчитывались с помощью программы FEKO LITE[3].

Уже предварительные расчеты и эксперименты показали, что штыревая неоднородность позволяет настраивать вибраторную антенну на минимум КСВН на определенной частоте при ее размещении вблизи вибратора на расстояниях от 0,02 до 0,1 длины волны. Такой же эффект достигается при использовании диска диаметром около половины длины волны, располагаемого на расстояниях от 0,05 до 0,2 длины волны от экрана. Отметим, что настроенный диск не имеет электрического контакта с опорными стойками (антенны 3 и 4) и такой контакт обеспечивался (в антенне 4). Оказалось, что в обоих этих вариантах настройка антенны на минимум КСВН возможна, минимальные достижимые значения КСВН и резонансные частоты отличаются незначительно.

Как показали результаты измерений, самые плохие характеристики согласования всех четырех типов антенн в широком диапазоне частот имеет петлевой вибратор А.А. Пистолькорса (№4 из экспериментальных макетов). Поэтому рассмотрим более подробно возможности согласования и достижимые характеристики именно этого варианта антенны. На рис. 1а представлена зависимость

КСВН экспериментального макета антенны без настроечных элементов от частоты. Видно, что даже в минимуме этой зависимости на частоте около 3,1 ГГц расчетное значение КСВН = 3,2, а экспериментальное КСВН = 3,5. Такие высокие значения КСВН объясняются большим отличием входного сопротивления вибратора (около 300 Ом) и волнового сопротивления коаксиального кабеля (50 Ом). На рис. 1б приведена исследуемая зависимость КСВН диполя Пистолькорса, настроенного на минимум КСВН с помощью штыревого согласующего элемента, расположенного параллельно вибратору. В этом случае и расчетные и экспериментальные величины КСВН уменьшились до 1,1, а сами кривые указывают на широкополосный характер согласования модифицированной таким способом антенны. Из рис. 1в, на котором представлена исследуемая зависимость КСВН вибратора, настроенного с помощью диска, видно, что такой согласующий элемент обеспечивает лучшее согласование в высокочастотной области полосы рабочих частот антенны.

Подчеркнем, что приведенные результаты экспериментов показывают, что штыревые согласующие элементы позволяют улучшить согласование антенны в низкочастотной области, а дисковые – в высокочастотной области полосы рабочих частот антенны. Этот вывод открывает возможности увеличения широкополосности петлевых вибраторных антенн путем использования согласующих элементов обоих типов одновременно. На рис. 1г приведена соответствующая зависимость, которая подтверждает этот вывод. Таким образом, усложнение конструкции антенны согласующими элементами оправдано полученным результатом согласования антенны в 17,5 % полосе частот по уровню КСВН $\leq 1,5$ и 18,7 % по уровню КСВН $\leq 2,0$, тем более что в исходной антенне такие значения КСВН вообще не достигаются.

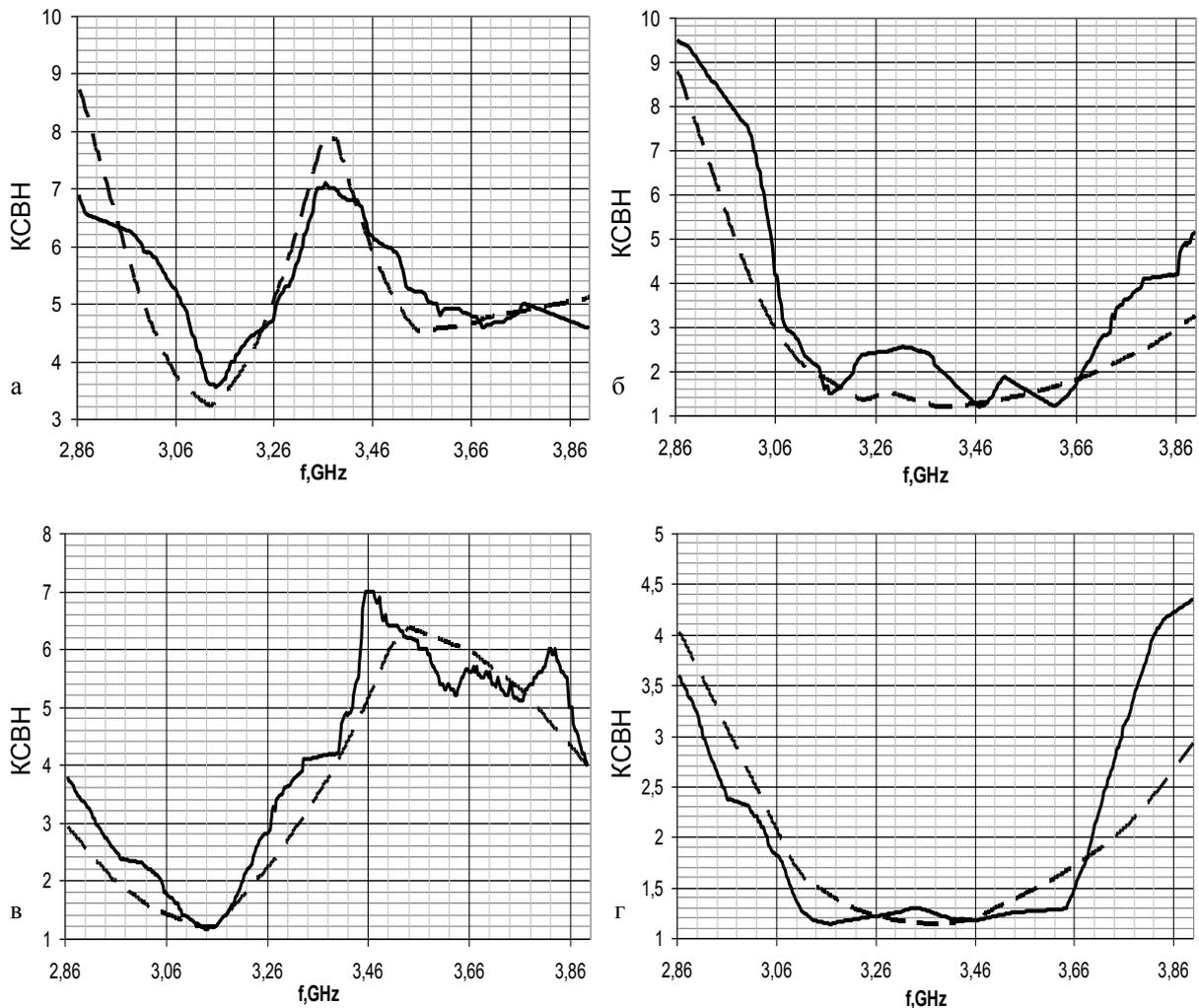


Рис. 1. Зависимость КСВН петлевой вибраторной антенны А.А. Пистолькорса от частоты: а – без настроечных элементов; б – со штыревым настроечным элементом вблизи вибратора; в – с настроечным диском вблизи экрана; г – со штырем вблизи вибратора и диском вблизи экрана совместно (— — расчет; — эксперимент)

Результаты расчетов и измерений других вариантов антенн (антенны 1, 2 и 3), обладающих резонансными свойствами, привели к таким же выводам, подтверждающим возможность согласования

вибраторов с фидерным трактом. Оказалось также, что эти антенны более узкополосны по сравнению с петлевым вибратором, что объясняется большей добротностью их резонансов.

Рассмотрим далее характеристики направленности исследуемых антенн. Так как размеры согласующих элементов в принципе сравнимы с длиной волны, возможно их существенное влияние на диаграмму направленности антенны. Для изучения этого эффекта рассчитывались и измерялись диаграммы направленности всех четырех ненастроенных и настроенных вариантов антенны в главных плоскостях наблюдения (электрического и магнитного векторов поля) на трех частотах в пределах рабочей полосы частот. Типичные результаты приведены для несогласованного петлевого вибратора на рис. 2, согласованного штырем, расположенным на расстоянии около 0,005 длины волны от экрана – на рис. 3 и широкополосного согласованного штырем и диском совместно – на рис. 4.

Приведенные на рисунках расчетные и экспериментальные диаграммы направленности получены на частоте 3,13 ГГц, на которой, как видно из рис.1, антенна без согласующих элементов имеет минимальный КСВН, а КСВН согласованных антенн равен 1,2...1,4. На других частотах и расчетные, и измеренные диаграммы направленности близки к приведенным.

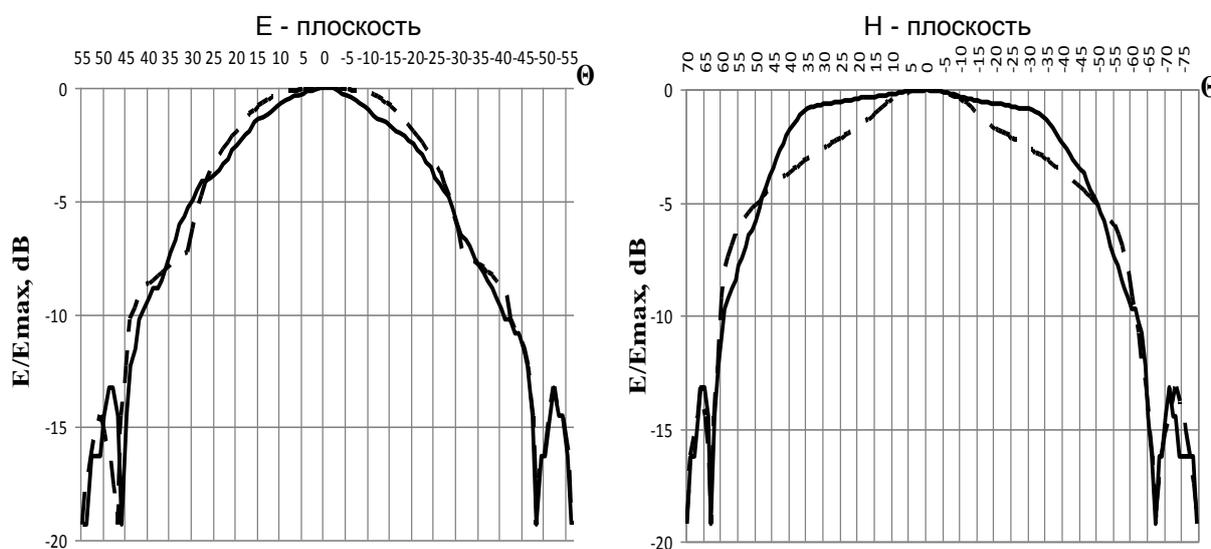


Рис. 2 Диаграммы направленности петлевого вибратора с экраном без согласующих элементов (— расчет; — эксперимент)

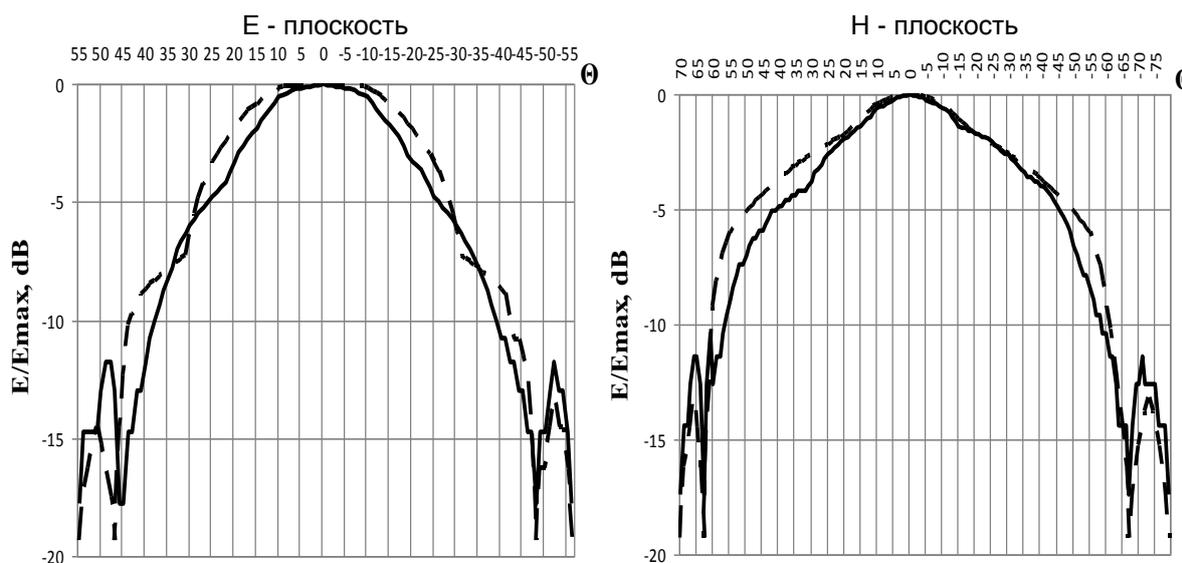


Рис. 3 Диаграммы направленности настроенного петлевого вибратора с экраном со штыревым согласующим элементом (— расчет; — эксперимент)

E - плоскость

H - плоскость

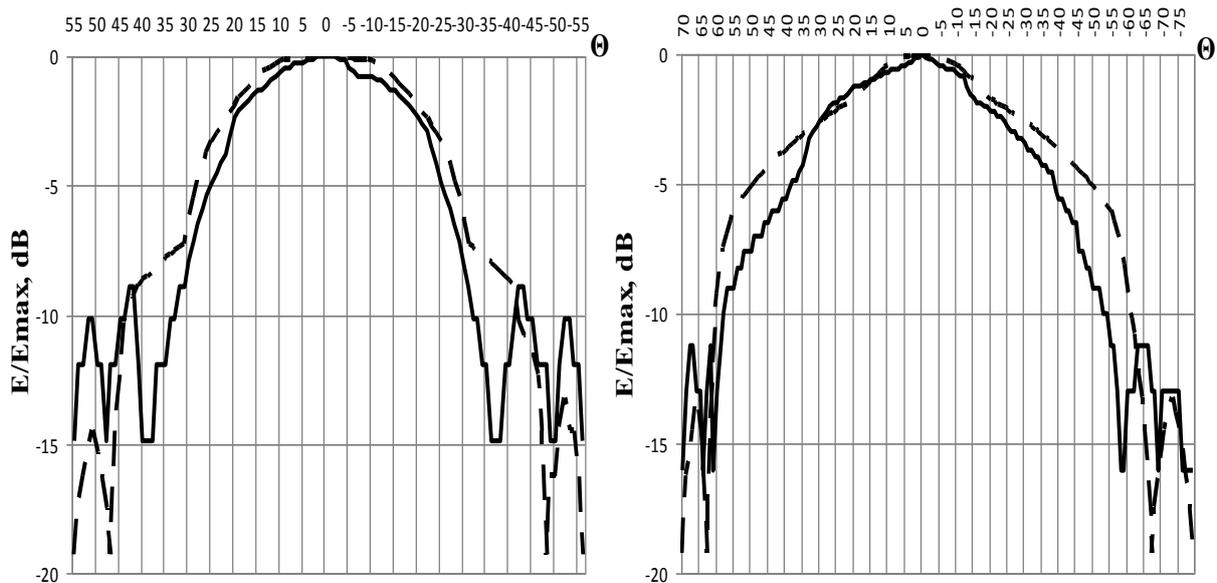


Рис. 4 Диаграммы направленности настроенного петлевого вибратора с экраном со штыревым и дисковым согласующим элементом (— расчет; — эксперимент)

Из всех полученных результатов исследований можно сделать вывод, что согласующие элементы слабо влияют на диаграмму направленности – не больше 1 – 2 дБ в главном лепестке, и не больше 2...2,5 дБ в боковых лепестках. Отметим, что расчет и эксперимент наиболее близки для варианта антенны без настроечных элементов. Во всех полученных результатах расчетов и измерений диаграмм направленности расчетный главный лепесток шире измеренного, а уровни боковых лепестков – ниже. Экспериментальные результаты до относительных уровней поля -10...-15 дБ отличаются мало. Теоретические результаты отличаются несколько больше. Анализ расчетов и измерений диаграмм направленности других типов антенн привел к тому же выводу: влиянием согласующих элементов, размещаемых в области между вибратором и экраном, на диаграммы направленности симметричных вибраторных антенн, расположенных параллельно экрану, на практике можно пренебречь.

ВЫВОДЫ

1. Предложен и теоретически и экспериментально апробирован способ согласования симметричных вибраторных антенн, расположенных параллельно плоскому идеально проводящему экрану, с коаксиальным фидерным трактом, за счет штыревых и/или дисковых согласующих элементов, размещенных в ближней зоне вибратора в объеме между вибратором и экраном. Показано что штыревые согласующие элементы сильнее влияют на согласование антенны при их размещении вблизи вибратора, а дисковые – вблизи экрана. Предложенный способ позволяет перестраивать частоту, на которой имеет место минимум КСВН, и увеличивать полосу рабочих частот вибраторных антенн с экранами.

2. Предложенный способ согласования вибраторной антенны с фидерным трактом может быть использован в случае коаксиального фидерного тракта с другим волновым сопротивлением, а также полосковых линий передачи.

3. Согласование вибраторной антенны с фидерным трактом различными неоднородностями в области между вибратором и экраном позволяет корректировать и исправлять характеристики вибраторных антенн при различных дефектах их изготовления.

4. Теоретически и экспериментально показано, что влияние согласующих элементов между вибратором и экраном на диаграммы направленности вибраторных антенн с плоскими экранами пренебрежимо мало.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Сазонов Д.М. Антенны и устройства СВЧ. – М.: «Высшая школа». 1988. – 432 с.
2. Лавров А.С., Резников Г.Б. Антенно-фидерные устройства. – М.: Сов. радио. 1974. – 367с.
3. Банков С.Е., Грибанов А.Н., Курушин А.А. Электродинамическое моделирование антенных и СВЧ структур с использованием ФЕКО. – М.: Солон-Пресс. 2017. – 412с.

УДК 621.396.962.

ВАРІАНТИ ПРАВИЛ ВИЯВЛЕННЯ РАДІОМЕТРИЧНОГО СИГНАЛУ ПРИ ОДНОКАНАЛЬНОМУ ПРИЙОМІ

В.Є. Кудряшов, С.М. Тамаш, Д.С. Шмаков

*Харківський національний університет Повітряних Сил імені Івана Кожедуба,
факультет протиповітряної оборони Сухопутних військ.
вул. Сумська 77/79, Харків, 61023, Україна, тел. 704-96-01
Поступила до редакції 1 грудня 2017 р.*

На основі методу відношення правдоподібності знайдено правило виявлення радіометричного сигналу, розподіленого за вінеровським процесом. Представлено хід здобуття правил виявлення нестационарного корисного сигналу на фоні нестационарних коливань, що заважають, включаючи шум радіометра. Перший варіант правила виявлення радіометричного сигналу отримано при використанні похідних вхідних процесів. Другий варіант правила виявлення заснований на процесах з незалежними приращеннями, для яких різниці мають нормальне розподілення з означеними параметрами. Введені фізично існуючі незначні спрощення. По правилах виявлення радіометричного сигналу з врахуванням рівня порогу складені схеми, що технічно реалізуються.

КЛЮЧЕВІ СЛОВА: радіометричний сигнал, одноканальний прийом, нестационарний випадковий процес, правило виявлення, відношення правдоподібності, радіометр

На основе метода отношения правдоподобия найдено правило обнаружения радиометрического сигнала, распределенного как винеровский процесс. Представлен ход получения правил обнаружения нестационарного полезного сигнала на фоне нестационарных мешающих колебаний, включая шум радиометра. Первый вариант правила обнаружения радиометрического сигнала получен при использовании производных входных процессов. Второй вариант правила обнаружения основан на процессах с независимыми приращениями, для которых разности имеют нормальное распределение с определенными параметрами. Введены физически существующие незначительные упрощения. По правилам обнаружения радиометрического с учетом порогового уровня составлены схемы, которые технически реализуются.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: радиометрический сигнал, одноканальный прием, нестационарный винеровский процесс, правило обнаружения, отношение правдоподобия, радиометр

The Wiener-distributed radiometric signal detection rule is obtained based on the maximum likelihood estimation method. The obtainment of the detection rules is presented for the non-stationary signal against the non-stationary interfering background signals and the noise of radiometer. The first version of the radiometric signal detection rule is obtained using the derivatives of the input processes. The second version of the detection rule is based on the processes with independent increments, for which the differences have a normal distribution with the certain parameters. Physically existing minor simplifications have been introduced. The technically feasible block diagrams are given for these detection rules of radiometric signal accounting the threshold level.

KEYWORDS: radiometric signal, single-channel reception, non-stationary Wiener process, detection rule, likelihood ratio, radiometer.

ВСТУП

Постановка задачі. Вінеровський процес описує броунівський рух часток, які здійснюють хаотичні переміщення [1], що є джерелом радіометричного (РМ) випромінювання [2]. Заради побудови якісних РМ зображень необхідно мати правило виявлення даних сигналів. На основі правила виявлення формується схема одноканального радіометра, яка повинна бути відповідно простою та реалізуємою технічно. Тому визначення правила виявлення РМ сигналу на фоні нестационарних коливань та формування схеми одноканальних радіометрів є важливим і актуальним завданням [3-6].

Аналіз публікацій за темою статті показує [4,5] що є структурні схеми пристроїв виявлення (радіометрів), які можуть забезпечити картографування. Також недоліком публікацій [3-9] є відсутність схем пристрою виявлення, побудованого за правилом виявлення за вінеровським процесом з врахуванням рівня порогу.

Метою статті є представлення варіантів правил виявлення нестационарного РМ сигналу та формування схеми реалізації одноканального радіометра з врахуванням коливань, які заважають, та рівня порогу.

ВИКЛАД ОСНОВНОГО МАТЕРІАЛУ

Нехай об'єкт картографування випромінює РМ коливання у вигляді випадкового нестационарного процесу. Дані коливання мають достатньо широкий спектр частот [3,4]. В антенній решітці (АР) і приймальному тракту спектр частот обмежується смугою пропускання АР і приймального тракту.

Враховуємо, що закон розподілення миттєвих значень сигналів, що обробляються, є вінеровським процесом [1,6,10].

Знайдемо процедуру обробки при виявленні нестационарного вінеровського процесу на фоні нестационарного вінеровського шуму [3,4]. Даний шум (завада) існує з спектральною щільністю N_0 у межах смуг пропускання АР та приймального тракту Π . Прийняті коливання мають вид [3,7,11]:

$$u(t) = As(t) + n(t) + c(t), \quad 0 < t < T, \quad (1)$$

де $s(t), n(t), c(t)$ – реалізації незалежних нестационарних вінеровських процесів з нульовим середнім значенням РМ корисного сигналу, шуму приймального тракту АР та шуму, коливання якого заважають відповідно; A – випадковий множник рівний нулю ($A=0$) при відсутності корисного сигналу $s(t)$ та одиниці ($A=1$) при його наявності; T – інтервал спостереження (накопичення).

Означимо $\sigma_s^2 = \overline{s^2(t)}$, $\sigma_n^2 = \overline{n^2(t)}$ та $\sigma_c^2 = \overline{c^2(t)}$, де $\overline{[\]}$ означає статистичне усереднення по сукупності реалізацій.

Прийняте РМ коливання розкладемо у ряд Котельникова [4,7,11], так:

$$u(t) = \sum_{i=1}^k u_i \frac{\sin \pi(t - i \Delta t) \Pi}{\pi(t - i \Delta t) \Pi}, \quad (2)$$

де $u_i = u(i \Delta t)$, $\Delta t = 1/(2\Pi)$, $k = T/\Delta t = 2\Pi T$.

Процес $u(t)$ можливо представити у однозначній відповідності векторів $\vec{U} = \{u_1, u_2, \dots, u_k\}$, складові якого являються коефіцієнтами розкладу (2). На основі класичної процедури рішення задачі виявлення сигналу [3,4] знайдемо відношення правдоподібності. Для цього використовуємо щільності розподілення складових вектора \vec{U} при умовах $A=1$ и $A=0$. Оскільки $s(t), n(t), c(t)$, а також окремі складові вектора \vec{U} незалежні та розподілені за законом Вина [1,10] то:

$$p(\vec{U}/A=1) = \prod_{i=1}^k \frac{1}{u_{si} \sqrt{2\pi t_i}} \exp \left\{ -\frac{\Delta u_{si}^2}{2u_{si}^2 t_i} \right\}, \quad (3)$$

де $t_i = \Delta t$, $t_i = t_1 - t_0, t_2 - t_1, \dots$ і $u_{si} = \sigma_{si} + \sigma_{ni} + \sigma_{ci}$ та прирощення РМ сигналу картографування, яке має розподілення за нормальним законом [1], так $\Delta u_{si}^2 = (u_i - u_{i-1})^2 = (\sigma_{si}^2 - \sigma_{s i-1}^2) + (\sigma_{ni}^2 - \sigma_{n i-1}^2) + (\sigma_{ci}^2 - \sigma_{c i-1}^2) = \Delta \sigma_{si}^2 + \Delta \sigma_{ni}^2 + \Delta \sigma_{ci}^2$.

Коли $A=0$ здобули наступне:

$$p(\vec{U}/A=0) = \prod_{i=1}^k \frac{1}{u_{zi} \sqrt{2\pi t_i}} \exp \left\{ -\frac{\Delta u_{zi}^2}{2u_{zi}^2 t_i} \right\}, \quad (4)$$

де $u_{zi} = \sigma_{ni} + \sigma_{ci}$ та прирощення коливань, що заважають $\Delta u_{zi}^2 = (u_i - u_{i-1})^2 = (\sigma_{ni}^2 - \sigma_{n i-1}^2) + (\sigma_{ci}^2 - \sigma_{c i-1}^2) = \Delta \sigma_{ni}^2 + \Delta \sigma_{ci}^2$.

Відношення правдоподібності визначається як ділення похідної (3), яка відповідає випадку наявності сигналу і шуму каналу та шуму коливань, які заважають (завади) до похідної (4) – випадок наявності лише однієї завади. Похідні дорівнюють:

$$\frac{d}{dt} p(\vec{U}/A=1) = \frac{(\Delta u_{si}^2 - t_i u_{si}^2) \sum_{i=1}^k \exp \left\{ -\frac{k \Delta u_{si}^2}{2u_{si}^2 t_i} \right\}}{2t^{[0,5(k+2)]} u_{si}^2 t_i (u_{si} \sqrt{2\pi})^k}, \quad (5)$$

$$\frac{d}{dt} p(\vec{U}/A=0) = \frac{(\Delta u_{zi}^2 - t_i u_{zi}^2) \sum_{i=1}^k \exp \left\{ -\frac{k \Delta u_{zi}^2}{2u_{zi}^2 t_i} \right\}}{2t^{[0,5(k+2)]} u_{zi}^2 t_i (u_{zi} \sqrt{2\pi})^k}. \quad (6)$$

Позначимо відношення сигнал-завада через q , де $q = \sigma_s / (\sigma_n + \sigma_c)$ та прирощення відношення сигнал-завада Δq , так $\Delta q = \Delta \sigma_s / (\Delta \sigma_n + \Delta \sigma_c)$. Для спрощення задачі вносимо допущення, які маютьс

декілька загрублюють результат, але дозволяють знайти правило виявлення. Так, якщо $t_i \rightarrow \min$, то відношення правдоподібності $\ell(\bar{U})$ за першим варіантом має наступний вид:

$$\ell(\bar{U}) = \frac{d}{dt} p(\bar{U}/A=1) / \frac{d}{dt} p(\bar{U}/A=0) = \frac{1 + \Delta q^2}{(1+q)^k (1+q^2)} \exp \frac{1}{2t} \sum_{i=1}^k \left[\frac{\Delta u_{3i}^2}{u_{3i}^2} - \frac{\Delta u_{ci}^2}{u_{ci}^2} \right]. \quad (7)$$

Більш зручним для аналізу є логарифм відношення правдоподібності:

$$\ln \ell(\bar{U}) = \ln \left[\frac{1 + \Delta q^2}{(1+q)^k (1+q^2)} \right] + \frac{1}{2t} \sum_{i=1}^k \left[\frac{\Delta u_{3i}^2}{u_{3i}^2} - \frac{\Delta u_{si}^2}{u_{si}^2} \right]. \quad (8)$$

Перший доданок у (8) не залежить від $u(t)$ (1) та визначає рівень порогу P_{Π} . Відношення правдоподібності визначається лише другим доданком (8). У підсумку одноканальний радіометр повинен вираховувати та порівнювати з порогом величину:

$$Z = \frac{1}{2t} \sum_{i=1}^k \left[\frac{\Delta u_{3i}^2}{u_{3i}^2} - \frac{\Delta u_{si}^2}{u_{si}^2} \right]. \quad (9)$$

Величини u_{3i} (або σ_{ni}, σ_{ci}) визначаються коли є просторові (частотні) відмінності між корисним сигналом та коливаннями завад. Наприклад застосування двох додаткових антен реалізують вказані просторові відмінності, рис. 1. Прийом корисних сигналів здійснюється головною пелюсткою діаграми спрямованості (ДС) основної антени $\Theta(\beta)$, яка позначена безперервною кривою. Додаткові антени $\Theta_1(\beta)$

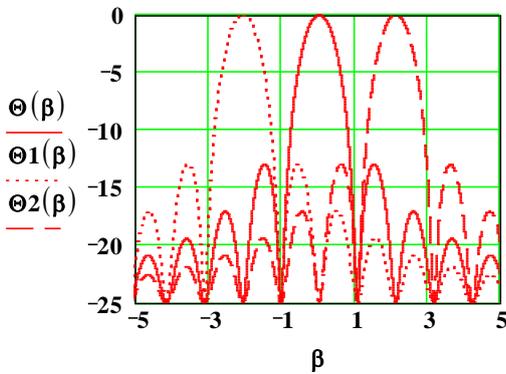


Рис. 1. Діаграми спрямованості основної антени $\Theta(\beta)$ і додаткових антен $\Theta_1(\beta)$ та $\Theta_2(\beta)$ в азимутальній площині огляду β

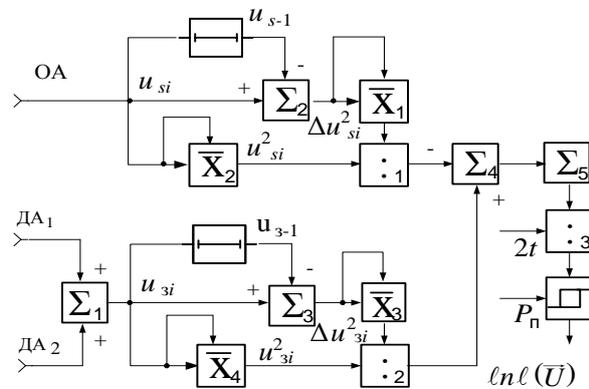


Рис. 2. Схема виявлення радіометричного сигналу при одноканальному прийомі за першим варіантом побудови

(крапки) та $\Theta_2(\beta)$ (тире) на рис. 1 забезпечують прийом коливань завад. Додаткові антени прикривають негативний прийом за боковими пелюстками ДС основної антени. Наявність бокових пелюсток $\Theta_1(\beta)$, $\Theta_2(\beta)$ у головній пелюстці $\Theta(\beta)$ приводе до втрат енергії корисних сигналів [12].

Об'єднання прийнятих коливань додаткових антен проводиться на першому суматорі Σ_1 , рис.2 [10]. Прирошення $\Delta u_{si}, \Delta u_{3i}$ знаходяться як різниця i та $i-1$ реалізації сигналів та завад. Дані прирошення визначаються за допомогою ліній затримки (ЛЗ) на Δt і суматорів Σ_2, Σ_3 . Піднесення до квадратного ступеня здійснюється множенням з фільтрацією (корелятором). На виході 1 та 2 множника формується відповідно Δu_{si}^2 та u_{si}^2 . За аналогією на виході 3 та 4 кореляторів – Δu_{3i}^2 і u_{3i}^2 . Операція ділення реалізується дільниками 1 та 2, на виході яких отримуємо $\Delta u_{si}^2/u_{si}^2, \Delta u_{3i}^2/u_{3i}^2$. Віднімання (9) проводиться у Σ_4 . П'ятий суматор Σ_5 є накопичувачем корисних сигналів. На виході третього дільника здійснюється нормування результатів накопичення на $1/(2t)$. На вихід пристрою порогів формується логарифм відношення правдоподібності $\ln \ell(\bar{U})$.

Для визначення другого варіанту правила виявлення РМ випадкового сигналу використовуємо особливості винеровського процесу [1,10]. Так, вхідні коливання мають незалежні прирощення, для яких різниці Δu_{si} (Δu_{zi}) розподілені за нормальним законом. Коливання $s(t)$, $n(t)$ і $c(t)$ та окремі складові вектора \bar{U} незалежні. Значення Δu_{si} та Δu_{zi} розподілені за нормальним законом і з врахуванням (1) - (4) здобудемо щільності імовірності при наявності та відсутності корисного сигналу

$$p(\bar{U}/A=1) = \prod_{i=1}^k \frac{1}{u_{si} \sqrt{2\pi}} \exp\left\{-\frac{\Delta u_{si}^2}{2u_{si}^2}\right\}, \quad (10)$$

$$p(\bar{U}/A=0) = \prod_{i=1}^k \frac{1}{u_{zi} \sqrt{2\pi}} \exp\left\{-\frac{\Delta u_{zi}^2}{2u_{zi}^2}\right\}. \quad (11)$$

Дисперсію завади u_{zi}^2 нормального закону розподілення можливо визначити при нормуванні $\Delta u_{zi}^2/\Delta t$ та фільтрації складових u_{zi}^2 . Співвідношення виразів (10), (11) надає відношення правдоподібності $\ell(\bar{U})$, так:

$$\ell(\bar{U}) = \prod_{i=1}^k \sqrt{\frac{u_{zi}^2}{u_{si}^2}} \exp\left[\frac{\Delta u_{si}^2 (\Delta u_{si}^2 - \Delta u_{zi}^2)}{2u_{si}^2 u_{zi}^2}\right]. \quad (12)$$

Якщо відношення сигнал-завада q , як і попереднє, то логарифм $\ell(\bar{U})$ реалізує другий варіант правила виявлення корисного РМ сигналу

$$\ln \ell(\bar{U}) = -\frac{1}{2} \sum_{i=1}^k \ln(1+q^2) + A \sum_{i=1}^k \frac{\Delta u_{si}^2}{u_{zi}^2}, \quad (13)$$

де $A = q^2 / [2(1+q^2)]$.

Перша складова у (13) не залежить від коливань, що прийняті і визначає рівень порогу P_{Π} . Правило виявлення визначається за другою складовою. Множник перед сумою A також не залежить від вхідних коливань. У підсумку правило виявлення передбачає визначення Z та зрівняння його з P_{Π}

$$Z = A \sum_{i=1}^k \frac{\Delta u_{si}^2}{u_{zi}^2}. \quad (14)$$

На рис. 3 представлена схема виявлення за другим варіантом. Перший суматор Σ_1 здійснює підсумування коливань додаткових антен $\Theta_1(\beta)$ та $\Theta_2(\beta)$, (рис.1).

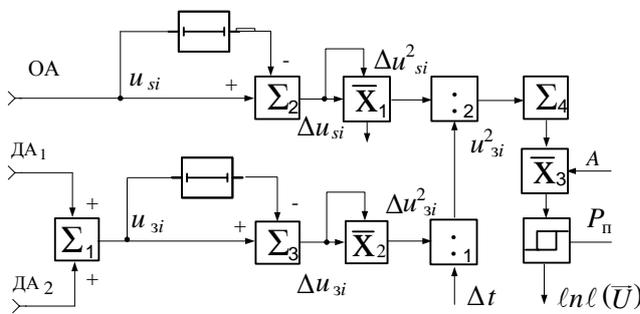


Рис. 3. Схема виявлення радіометричного сигналу при одноканальному прийомі за другим варіантом побудови

Перший суматор Σ_1 здійснює підсумування коливань додаткових антен $\Theta_1(\beta)$ та $\Theta_2(\beta)$, (рис.1). Прирощення корисних сигналів Δu_{si} та коливань завад Δu_{zi} визначаються за допомогою ЛЗ на Δt та Σ_2, Σ_3 . Множенням з фільтрацією 1, 2 знаходять значення відповідно Δu_{si}^2 та Δu_{zi}^2 [12]. Для виділення дисперсій коливань завад u_{zi}^2 проводиться нормування на Δt у

першому дільнику. Другий дільник вирішує співвідношення $\Delta u_{si}^2/u_{zi}^2$. Накопичення

корисних сигналів проводиться у суматорі Σ_4 . Помноження результату на ваговий

коефіцієнт A надає значення Z (14). Останнє поступає на пристрій порогу де і здійснюється порівняння з P_{Π} . На вихід пристрою порогів формується логарифм відношення правдоподібності $\ln \ell(\bar{U})$.

ВИСНОВКИ

Знайдено правила виявлення РМ сигналу на основі методу правдоподібності при одноканальному прийомі. При цьому враховано нестационарність корисних сигналів та завад. Сформовані схеми радіометрів з означеними рівнями порогу.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Левин Б.Р. Теоретические основы статистической радиотехники. кн. 1. – М.: Сов. радио, 1969. – 752 с. ил.
2. Справочник по радиолокации. / Под ред. М. Скольника, Том. 4. Радиолокационные станции и системы. Под ред. М.М. Вейсбена - М.; Сов. радио, 1978. – 376с
3. Алмазов В.Б. Методы пассивной радиолокации. – Харьков; ВИРТА, 1974. – 86с.
4. Радиоэлектронные системы: Основы построения и теория. Справочник. Изд. 2-е. перераб. и доп./Под ред. Я.Д. Ширмана. – М.: Радиотехника, 2007.–512с.: ил.
5. Розов А.К. Обнаружение сигналов в нестационарных гидроакустических условиях. – Л.: Судостроение, 1987.– 132с.: ил.
6. Биков В.Н. Виявлення малорозмірних об'єктів радіометричною інформаційною системою мм діапазону з шумовою підсвічуванням / Биков В.Н.// *Радіоелектронні і комп'ютерні системи* 2(10). –Х.:ХАІ. - 2005. – С. 5-11.
7. Алмазов В.Б., Манжос В.М., Камчатний Н.И. Упрощенный алгоритм обнаружения шумового сигнала в двухпозиционной системе пассивной локации. – Известия высших учебных заведений. Радиотехника. –том 30. № 11.1987. – С.20–24. 23.
8. Lukin K.A., Kudriashov V.V., Vyplavin P.L., Palamarchuk V.P., Lukin S.K. 'Coherent radiometric imaging using antennas with beam synthesizing '. *International Journal of Microwave and Wireless Technologies*, 7, Spec. Iss. 3-4, pp. 453 - 458, Cambridge University Press, 2015, ISSN: 1759-0787, DOI: 10.1017/S1759078715000550. IF: 0.348.
9. Kudriashov V.V. 'A Modified Maximum Likelihood Method for Estimation of Mutual Delay and Power of Noise Signals by Bistatic Radiometer '. *Comptes Rendus - Academie Bulgare des Sciences*, 68, 5, pp. 631 - 640, Prof. Marin Drinov publishing house of Bulgarian Academy of Sciences, 2015, ISSN: 1310–1331. SJR: 0.21, ISI IF: 0.284.
10. Вентциль А.Д. Курс теории случайных процессов – М.: Наука, 1996.–400с: ил.
11. Абраменко О.О., Зарицький М.М., Шевченко А.Ф., Челпанов А.В. Система керування функціональними режимами багатофункціональної РЛС з фазованою антенною решіткою. Системи озброєння та військова техніка. - Х.: ХУПС. - 2017.- №1(49). - С. 69-72.
12. Карлов В.Д., Леонов І.Г., Присяжний А.Є., Сидоренко Д.С. Системне проектування радіоелектронних пристроїв. – Х.: ХУПС, 2017. – 80 с.

УДК 621.396.98:629.783

**ПАРАМЕТРЫ ПЕРЕМЕЩАЮЩИХСЯ ИОНОСФЕРНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ,
ЗАРЕГИСТРИРОВАННЫЕ ПРИ ПОМОЩИ ЦИФРОВОГО ИОНОЗОНДА****В.Л. Дорохов, Ю.Б. Милованов, Ю.П. Федоренко***Харьковский национальный университет имени В. Н. Каразина, пл. Свободы, 4, г. Харьков, 61022, Украина
e-mail: FedorenkoYP@gmail.com*

Поступила в редакцию 10 ноября 2017 г.

Експериментально підтверджено лінійне збільшення часових напівперіодів АГВ/ПІВ з збільшенням часу спостереження при фіксованій відстані між пунктом спостереження і джерелом збурення. Критична частота і віртуальна висота максимуму шару F2, $f_oF2(t)$ і $h_o'F2(t)$, вимірювалися цифровим іонозондом з інтервалом в одну хвилину. Підтверджено, що: 1) відносна амплітуда ПІВ пропорційна тривалості часового напівперіоду, 2) максимуми $h_o'F2(t)$ відповідають мінімумам $f_oF2(t)$ і навпаки. В більшості випадків часова затримка між відповідними екстремумами кривих $f_oF2(t)$ і $h_o'F2(t)$ складає 4 – 15 хв.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: ионосфера, ионозонд, АГВ/ПІВ, модель, часові напівперіоди, відносна амплітуда, лінійна залежність, зв'язок між екстремумами $f_oF2(t)$ і $h_o'F2(t)$.

Експериментально підтверджено лінійне збільшення часових напівперіодів АГХ/ПІЗ із збільшенням часу спостереження при фіксованій відстані між пунктом спостереження і джерелом збурення. Критична частота і віртуальна висота максимуму шару F2, $f_oF2(t)$ і $h_o'F2(t)$, вимірювалися цифровим іонозондом з інтервалом в одну хвилину. Підтверджено, що: 1) відносна амплітуда ПІЗ пропорційна тривалості часового напівперіоду, 2) максимуми $h_o'F2(t)$ відповідають мінімумам $f_oF2(t)$ і навпаки. В більшості випадків часова затримка між відповідними екстремумами кривих $f_oF2(t)$ і $h_o'F2(t)$ складає 4 – 15 хв.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: ионосфера, ионозонд, АГХ/ПІЗ, модель, часові напівперіоди, відносна амплітуда, лінійна залежність, зв'язок між екстремумами $f_oF2(t)$ і $h_o'F2(t)$.

For a fixed distance between the measuring station and disturbance source experimentally confirmed that the temporal AGW/TID half-periods were linearly increasing when the observation time increase. The critical frequency and virtual height of the F2 layer maximum, $f_oF2(t)$ and $h_o'F2(t)$, were measured by a digital ionosonde with an interval of 1 min. It was confirmed that the relative TID amplitude is proportional to the duration of the time half-period and the maxima of $h_o'F2(t)$ correspond to the minima of $f_oF2(t)$ and vice versa. In most cases, the time delay between the corresponding extrema of the curves $f_oF2(t)$ and $h_o'F2(t)$ are equal to 4 – 15 minutes.

KEY WORDS: ionosphere, ionosonde, AGW/TID, model, temporal half-periods, linear dependence, correlation between $f_oF2(t)$ and $h_o'F2(t)$.

ВВЕДЕНИЕ

Акустико-гравитационные волны (АГВ) и генерируемые ими перемещающиеся ионосферные возмущения (ПІВ) играют важную роль в физике атмосферы и ионосферы. Исследованию АГВ/ПІВ посвящено большое количество работ (см., например, [1 – 10]). Параметры АГВ/ПІВ существенно зависят от состояния атмосферной и космической погоды, места наблюдения, средств наблюдения и т. д.

Актуальной задачей является построение моделей АГВ/ПІВ. Для этого необходимо знать их статистически достоверные параметры.

Цель настоящей работы – изложение результатов наблюдений параметров АГВ/ПІВ, выполненных в радиофизической обсерватории Харьковского национального университета имени В. Н. Каразина в 2017 г.

ПАРАМЕТРЫ ИОНОЗОНДА И МЕТОДИКА ОБРАБОТКИ ДАННЫХ

Цифровой ионозонд расположен на радиофизической обсерватории Харьковского национального университета имени В. Н. Каразина (РФО) с географическими координатами $\varphi = 49.63^\circ \text{N}$, $\lambda = 36.32^\circ \text{E}$. Он излучает зондирующие радиоимпульсы длительностью 100 мкс с частотой следования 125 Гц и мощностью до 1.5 кВт в импульсе. Несущая частота радиоимпульсов изменяется в диапазоне 1.5 – 8 МГц с временной дискретностью 0.11 с [11]. Аппаратурные погрешности измерения критических частот и действующих высот составляет соответственно 16 кГц и 2 км.

Массивы цифровых ионограмм, зарегистрированных с минутной временной дискретностью, подвергались ручной обработке при помощи программы полуавтоматической оцифровки основных параметров F2-области: критической частоты обыкновенной волны f_oF2 и минимальной действующей высоты $h_o'F2$ следа отражений обыкновенной волны от наивысшего слоя в области F. Регистрировались также время излучения начального радиоимпульса – частоты зондирования (время начала ионограммы), время приёма f_oF2 и время измерения $h_o'F2$. Для частичной компенсации неточностей считывания оператором указанных параметров области F2 временные зависимости $f_oF2(t)$ и $h_o'F2(t)$ подвергались

сглаживанию методом скользящего среднего с интервалом 10 мин и дискретностью скольжения в одну минуту.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

На РФО с 18 по 22 сентября 2017 г. при помощи цифрового ионозонда получена серия суточных измерений $f_oF2(t)$ и $h_oF2(t)$ с минутной временной дискретностью. Результаты их предварительного анализа показаны на рис. 1 – 4. Геомагнитная и солнечная активности характеризуются данными, приведенными в таблице. В статье используется киевское время. Солнечная активность в период с 15 по 22 сентября 2017 г. была низкой ($W= 11 - 22$); 15 и 16 сентября наблюдались соответственно магнитная буря ($K_p= 6$) и слабая магнитная буря ($K_p= 5$); 17 и 18 сентября магнитное поле было возмущенным ($K_p= 4$). В остальные дни исследований имели место лишь слабые возмущения ($K_p= 0 - 2$). Наибольший поток протонов солнечного ветра с энергией более 10 МэВ с интенсивностью $2.3 \cdot 10^5 \text{ см}^{-2} \text{ стер}^{-1}$ зарегистрирован лишь 15 сентября, в остальные дни он был в 4 – 13 раз меньше. Во все дни измерений на суточных зависимостях $h_oF2(t)$ выявлены ПИВ с относительной амплитудой $A_d = 0.015 - 0.14$ колебаний h_oF2 .

Таблица 1 – Геомагнитная и солнечная активности с 15 по 22 сентября 2017 г.

Сентябрь 2017 г.	K_p -индекс	W	Средние за сутки потоки протонов с энергией больше 10 МэВ, $\text{см}^{-2} \text{ стер}^{-1}$
15	4+ 6- 4- 4+ 3 4 3+ 5+	12	$2.3 \cdot 10^5$
16	5- 5 5+ 3+ 3+ 4 4 3	13	$6.4 \cdot 10^4$
17	3 3 3+ 2 2+ 4- 4 2+	14	$3.1 \cdot 10^4$
18	1+ 4+ 4- 4 4 3- 3- 3-	13	$2.5 \cdot 10^4$
19	3+ 2+ 2- 1 2- 1+ 2 3-	11	$2.4 \cdot 10^4$
20	2+ 3 3+ 2 2 2 1 2	21	$1.8 \cdot 10^4$
21	1- 1- 1+ 2+ 1+ 2- 0+ 1+	22	$1.7 \cdot 10^4$
22	2- 1+ 1 1 0+ 1 1 2+	21	$1.9 \cdot 10^4$

На рис. 1 приведен пример временного цуга ПИВ, наблюдаемый по данным $h_oF2(t)$ для 22 сентября 2017 г. в период $t = 00:00 - 14:00$. Сплошными и штриховыми вертикальными стрелками указаны соответственно максимумы и минимумы цуга, использованные для определения временной зависимости $\tau(t)$. При этом учитывались лишь наибольшие экстремумы, локальные экстремумы цуга меньших амплитуд игнорировались. Полагаем, что не учитываемые нами экстремумы порождены суперпозицией фоновых возмущений h_oF2 с цугом ПИВ и перестройкой профиля высотного распределения $N(h)$ с началом восхода Солнца на ионосферных высотах. На рисунке момент восхода Солнца на поверхности земли отмечен штриховым вертикальным отрезком прямой.

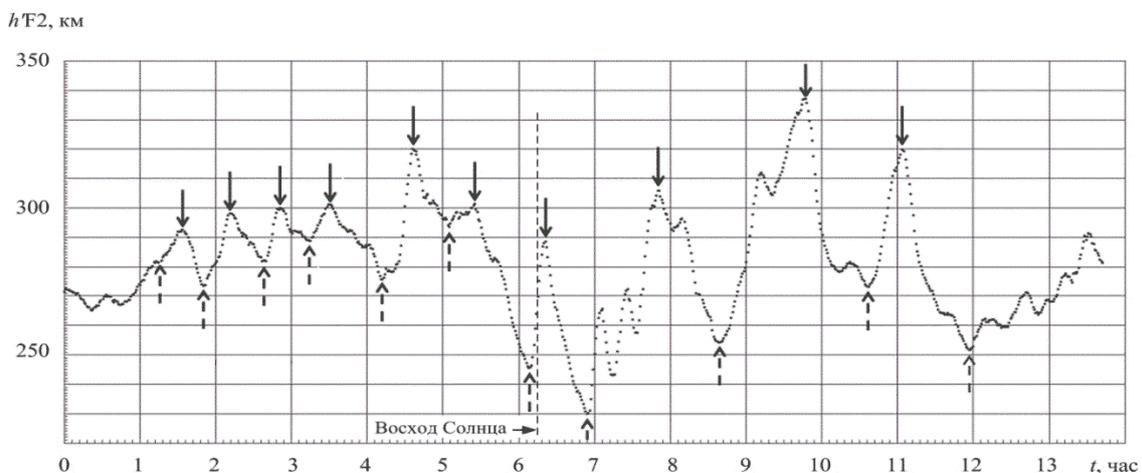


Рис. 1. Временной цуг ПИВ, наблюдавшийся 22 сентября 2017 г. на зависимости $h'F2(t)$.

На рис. 2 приведена зависимость $\tau(t)$ (кружки) и её линейная регрессия для измерений, выполненных 22 сентября 2017 г. Тангенс b угла наклона регрессии равен 0.06. Здесь сплошными

кружками-маркерами приведены значения τ , их время наблюдения полагается равным середине полупериода. За 11 часов наблюдения цуга полупериод увеличился в 3.1 раза: от 0.29 до 0.9 ч.

Коэффициент корреляции R данных зависимости $\tau(t)$ относительно линейной регрессии оказался равным 0.43. Большой разброс данных относительно линейной регрессии, видимо, обусловлен искажениями исследуемого цуга, обусловленными суперпозицией цугов ПИВ доминантной и уменьшенной амплитуд.

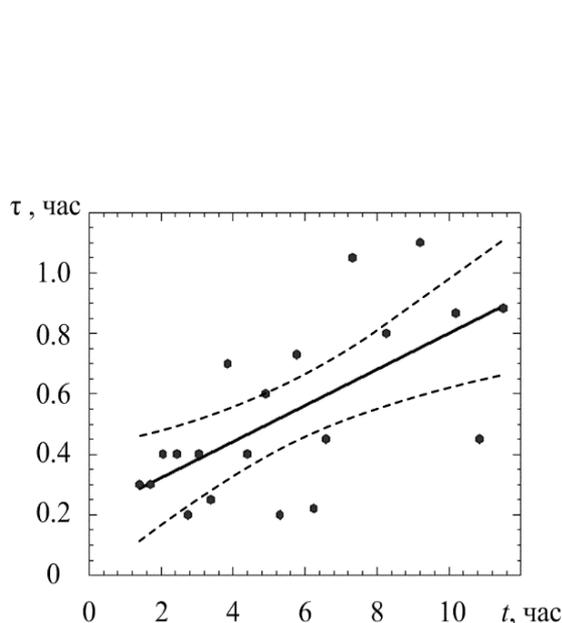


Рис. 2. Временная зависимость временного полупериода ПИВ и её линейная регрессия для 22 сентября 2017 г.: $b=0.06$, $R=0.43$, 95% доверительные интервалы указаны штриховыми линиями.

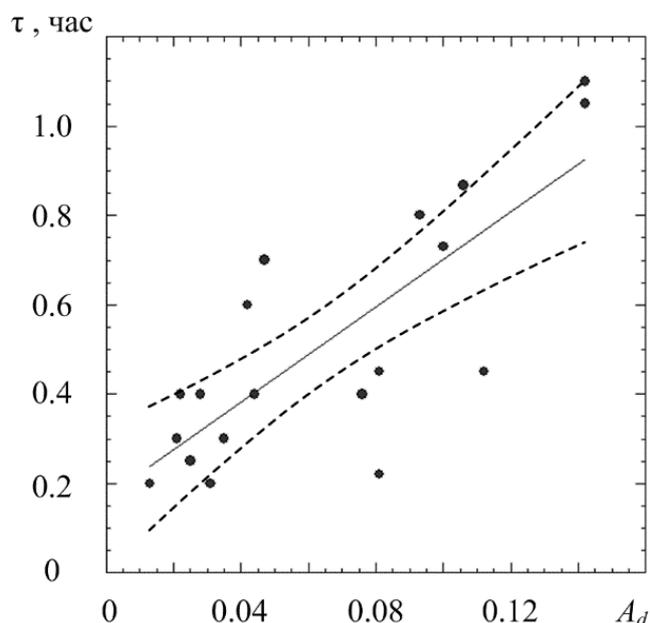


Рис. 3. Зависимость временного полупериода от нормированной амплитуды ПИВ и её линейная регрессия для 22 сентября 2017 г.: $b=5.32$, $R=0.65$, 95% доверительные интервалы указаны штриховыми линиями.

На рис. 3 для экспериментов, проведенных 22 сентября 2017 г, показана зависимость $\tau(A_d)$, коэффициент корреляции её линейной регрессии $R=0.62$, $b=5.32$. Зависимость $\tau(A_d)$ для 21.09.2017 имеет коэффициент корреляции её линейной регрессии равный $R=0.78$, $b=8.46$. Уточнённые нами линейные зависимости длительности полупериода ПИВ от его амплитуды после проверки по массивам данных, полученным при всех характерных гелиогеофизических условиях, будут использоваться для построения модели ПИВ.

На рис. 4 сопоставлены временные зависимости $f_oF2(t)$ и $h_o'F2(t)$, полученные 22 сентября 2017 г. Здесь близкие по времени наблюдения экстремумы упомянутых зависимостей соединены отрезками прямых: максимум на зависимости $h_o'F2(t)$ соединён с минимумом на зависимости $f_oF2(t)$ (штриховая линия) и наоборот – минимум в $h_o'F2(t)$ соединён с максимумом в $f_oF2(t)$ (сплошная линия). Как видно из рисунка, в подавляющем большинстве случаев минимумы и максимумы $f_oF2(t)$ имеют небольшую временную задержку появления в $\Delta t=4-15$ мин относительно соответственно максимумов и минимумов $h_o'F2(t)$. Во время, близкое к восходу Солнца, значение Δt увеличивается до 30 мин.

Во время магнитных бурь регистрировался хорошо известный эффект (см., например, [12, 13]), заключающийся в том, что при понижении f_oF2 повышались значения $h_o'F2$. Эти результаты получены по ионограммам с часовой дискретностью. Поэтому фаза колебаний, связанная с повышением f_oF2 и понижением $h_o'F2$, видимо, была пропущена. Мы полагаем, что наши результаты не противоречат ранее обнаруженному эффекту, а детализируют его на основе измерений, выполненных с временной дискретностью, уменьшенной в 60 раз. Этот результат после тщательной проверки по суточным массивам $f_oF2(t)$ и $h_o'F2(t)$, зарегистрированным при характерных гелиогеофизических условиях, планируется использовать для развития модели ПИВ.

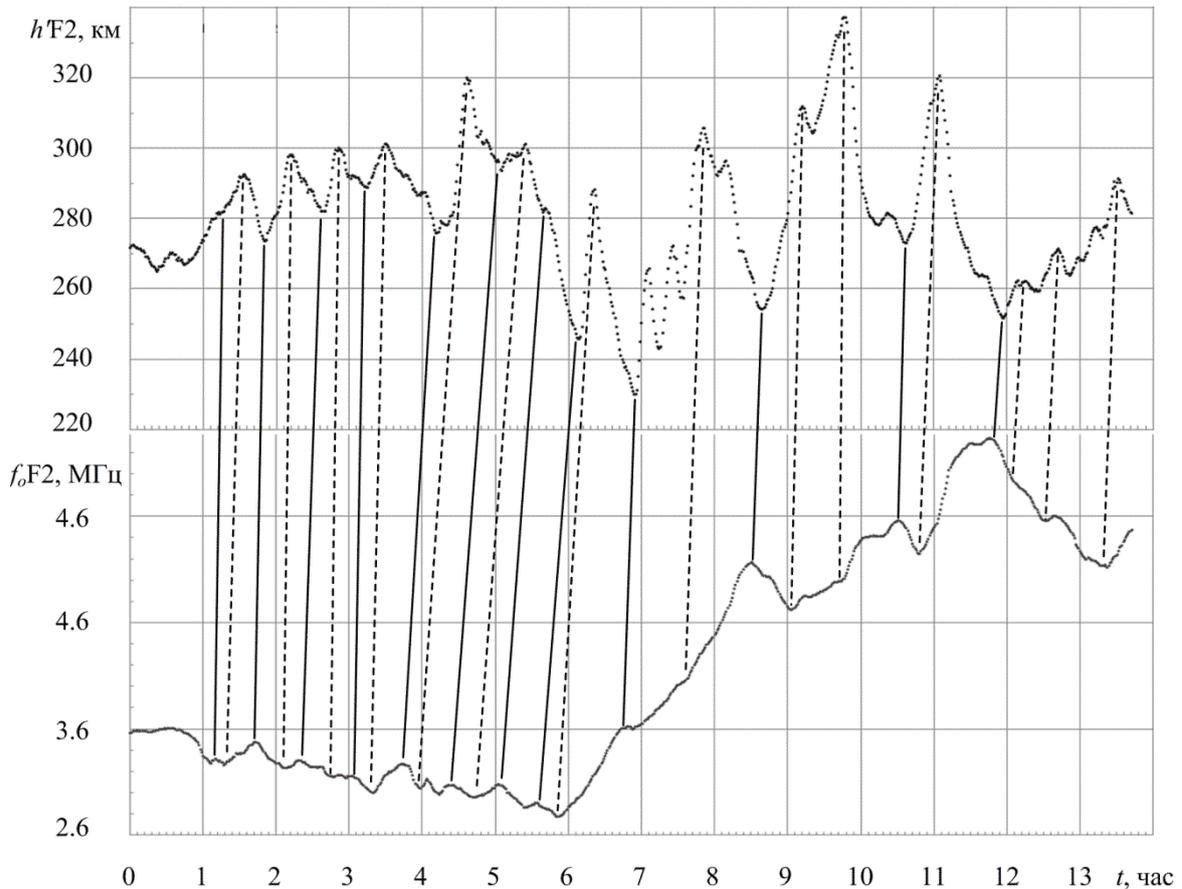


Рис. 4. Взаимосвязь максимумов $h_o'F2(t)$ с минимумами $f_oF2(t)$ и наоборот.

ВЫВОДЫ

1. По данным цифрового ионозонда в возмущённых условиях получены значения относительных амплитуд возмущений $h_o'F2$, равные 0.015 – 0.14.
2. По полусуточной зависимости $h_o'F2(t)$ подтверждается существование возрастающей зависимости относительной амплитуды ПИВ от длительности временного полупериода.
3. В близкие интервалы наблюдения на временных суточных зависимостях $h_o'F2(t)$ и $f_oF2(t)$ максимум на зависимости $h_o'F2(t)$ соответствует минимуму на зависимости $f_oF2(t)$ и наоборот минимум в $h_o'F2(t)$ соответствует максимуму в $f_oF2(t)$. Наблюдается задержка в 4 – 15 мин появления минимумов и максимумов в $f_oF2(t)$ относительно соответственно максимумов и минимумов в $h_o'F2(t)$.
4. Полученные зависимости параметров ПИВ после тщательной проверки их достоверности при характерных гелиогеофизических условиях планируется использовать для дальнейшего развития модели ПИВ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Panasenko S. V., Goncharenko L. P., Erickson P. J., Aksonova K. D., Domnin I. F. Traveling ionospheric disturbances observed by Kharkiv and Millstone Hill incoherent scatter radars near vernal equinox and summer solstice // *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*. – 2018. – 172. – P. 10 – 23.
2. Nicolls M. J., Vadas S. L., Aponte N., Sulzer M. P. Horizontal parameters of daytime thermospheric gravity waves and E region neutral winds over Puerto Rico // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. – 2014. – 119(1). – P. 575 – 600. – DOI: 10.1002/2013JA018988.
3. Черногор Л. Ф., Барабаш В. В. Волновые возмущения концентрации электронов в слое F2 ионосферы: суточно-сезонные вариации в период спада солнечной активности. // *Радиофизика и радиоастрономия*. – 2017. – 22, № 3. – С. 212 – 221.
4. Row R. V. Acoustic-gravity waves in the upper atmosphere due to a nuclear detonation and an earthquake // *J. Geophys. Res.* – 1967. – 72 (5). – P. 1599–1610.
5. Liu C. H., and Yeh K. C. Exciting of Acoustic-Gravity Waves in an Isothermal Atmosphere // *Tellus*. – 1971. – 23. – P. 150–163.
6. Francis S. H. A Theory of Medium-Scale Traveling Ionospheric Disturbances // *J. Geophys. Res.* – 1974. – 79, 34. – P. 5245–5260.

7. Roberts D. H., Klobuchar J. A., Fougere P. F., Hendrickson D. H. A large-amplitude traveling ionospheric disturbance produced by the May 18, 1980, explosion of Mount St. Helens. // J. Geophys. Res. – 1982, – 87 (A8). – P. 6291 – 6301.
8. Hocke K., Schlegel K. A review of atmospheric gravity waves and traveling ionospheric disturbances: 1982–1995 // Ann. Geophys. – 1996. – 14. – P. 917 – 940.
9. Hunsucker R. D. Atmospheric Gravity Waves Generated in the High-Latitude Ionosphere: A Review. // Revs Geophys. and Space Phys. –1982. – 20 (2). – P. 293–315.
10. Fedorenko Y. P. Model of traveling ionospheric disturbances / Y. P. Fedorenko, O. F. Tyrnov, V. N. Fedorenko, V. L. Dorohov // J. Space Weather Space Clim. – 2013. – 3, A30. – P. 1 – 28. – DOI: 10.1051/swsc/2013052.
11. Черногор Л. Ф. Радиофизическая обсерватория Харьковского национального университета имени В. Н. Каразина – средство для мониторинга ионосферы в космических экспериментах / Л. Ф. Черногор, К. П. Гармаш, В. А. Поднос, О. Ф. Тырнов // Космический проект «Ионосат-микро». – 2013. – Киев: «Академперіодика». – 218 с. – С. 160 – 182.
12. Шашунькина В. М. Результаты исследования ионосферного эффекта внезапного начала магнитной бури // Ионосферные исслед. – 1972. – № 20. – С. 154–165.
13. Тырнов О. Ф., Федоренко Ю. П., Дорохов В. Л. Пространственно-временная динамика перемещающихся ионосферных возмущений // Космічна наука і технологія. – 2016. –22, № 5. – С. 3 – 70.

УДК 621.382.2

ЧАСТОТНІ МОЖЛИВОСТІ ВАРИЗОННИХ СТРУКТУР З УДАРНОЮ ІОНІЗАЦІЄЮ НА ОСНОВІ GaInAs

О. В. Боцула, К. Г. Приходько, О. Р. Шевченко

*Харківський національний університет імені В. Н. Каразіна,
4, м. Свободи, Харків, 61077, Україна, Тел.(0572) 7051262*

E-mail: oleg.botsula@karazin.ua, kyrylo.prykhodko@karazin.ua

Поступила до редакції 21 листопада 2017 р.

Розглядаються кінетичні процеси в потрійній напівпровідниковій сполуці Ga_zIn_{1-z}As в умовах виникнення ініційованої електронами ударної іонізації. Аналіз роботи діодів проводився із використанням методу Монте-Карло з урахуванням залежності всіх параметрів напівпровідника від координати. Визначено параметри ударної іонізації в однорідних сполуках Ga_zIn_{1-z}As в залежності від вмісту Ga та неоднорідних структурах з різним законом його просторового розподілу та зроблено їх порівняльний аналіз. Показано, що проміжки часу затримки розвитку ударної іонізації відповідають частотам терагерцового діапазону, а ударну іонізацію у варизонних напівпровідниках можна використати для отримання генерації в цьому діапазоні.

КЛЮЧЕВІ СЛОВА: ударна іонізація, молярна частка, широкозонний напівпровідник, напруженість електричного поля, час затримки.

Рассматривались кинетические процессы в тройном полупроводниковом соединении Ga_zIn_{1-z}As в условиях возникновения иницированной электронами ударной ионизации. Анализ работы диодов проводился с использованием метода Монте-Карло с учетом зависимости всех параметров полупроводника от координаты. Определены параметры ударной ионизации в однородных соединениях Ga_zIn_{1-z}As в зависимости от содержания Ga и неоднородных структурах с различным законом его пространственного распределения и произведен их сравнительный анализ. Показано, что промежуток времени задержки развития ударной ионизации соответствуют частотам терагерцового диапазона, а ударную ионизацию в варизонных полупроводниках возможно использовать для получения генерации в этом диапазоне.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: ударная ионизация, молярная доля, широкозонный полупроводник, напряженность электрического поля, время задержки.

The kinetic processes in the triple semiconductor compound Ga_zIn_{1-z}As are considered in the conditions of electron initiated impact ionization. An analysis of the diode operating was carried out using the Monte Carlo method, taking into account the coordinate dependence of all semiconductor parameters. The impact ionization parameters of homogeneous Ga_zIn_{1-z}As compounds were determined depending on the Ga content and in heterogeneous structures with different laws of its spatial distribution. The comparative analysis of obtained parameter was carried out. The time delay intervals of the impact ionization development is shown to correspond to the terahertz frequencies range, and impact ionization in the graded band semiconductors can be used for generation obtaining in this range.

KEYWORD: impact ionization, molar fraction, wide band semiconductor, electric field strength, delay time.

ВСТУП

Основним способом підвищення швидкодії і відповідно збільшення частоти залишається зменшення розмірів елементів. Однак, прилади наноелектроніки, наприклад, резонансно тунельні діоди, хоч і є по своїй суті досить високочастотними елементами, не здатні забезпечити прийнятні рівні вихідної потужності в силу необхідності використання малих площ діодів для зниження їх ємності. У той же час серед всіх відомих твердотільних джерел терагерцового випромінювання найбільшими рівнями вихідною потужністю володіють прилади на лавинних ефектах і ефекті міждолинного перенесення електронів [1]. Тому, саме цим ефектам потрібно віддати перевагу при створенні ефективних джерел терагерцового випромінювання.

Потрібно відзначити, якщо довжина активної області складає близько сотні або декількох сотень нанометрів, то її можна порівняти з характерними довжинами релаксації носіїв по імпульсу і енергії, а час прольоту носіїв може стати близьким до проміжку часу, протягом якого в діоді стає можливим розвиток ударної іонізації. Цей проміжок для різних напівпровідникових матеріалів може відрізнятись на декілька порядків. Наприклад, в широкозонних матеріалах, на зразок нітриду галію, може становити величину порядку 10⁻¹⁴ с, що робить цей механізм привабливим для розробки активних елементів терагерцового діапазону [2].

Метою роботи є вивчення особливостей ударної іонізації в напівпровідниках АЗВ5 на прикладі сполуки GaInAs.

МОДЕЛЬ І РЕЗУЛЬТАТИ

Основою особливістю ударної іонізації в коротких структурах є її нелокальний характер як в часовій так і просторовій областях. Це, насамперед, пов'язано з кінцевим часом набору електроном енергії, необхідної для акта ударної іонізації. По-друге, в таких діодах її хід в більшій мірі залежить від енергії електрону, ніж від величини напруженості електричного поля [3]. В таких умовах можна впливати на її розвиток шляхом формування відповідного профілю потенціальної енергії, за рахунок використання різних напівпровідникових матеріалів. З цією метою розглядалися діоди на основі сполуки $Ga_zIn_{1-z}As$, як з однорідним, так і з неоднорідним розподілом складу $z(x)$. Була розглянута трьохдолинна модель зони провідності, з урахуванням нижньої - Γ і верхніх X і L -долин та непараболічний закон дисперсії електронів $E_c(k)$. Валентна зона враховувалася зоною важких дірок Γ_{v1} . Всі деталі моделювання відповідають [4-6].

В загальній модельній задачі передбачалося, що параметри напівпровідникової сполуки $Ga_zIn_{1-z}As$ змінюються у відповідності до закону $z(x)$, проте, при врахуванні розсіювання електрона залишаються незмінними в межах комірки просторової дискретизації і дорівнюють значенням в середині інтервалу, що розглядається. В таблиці 1 наведені функціональні залежності параметрів напівпровідника від вмісту Ga , які використовуються при моделюванні методом Монте-Карло.

Таблиця 1. Залежність параметрів сполуки $Ga_zIn_{1-z}As$ від молярної частки Ga [6].

Параметр	Величина параметру в $Ga_zIn_{1-z}As$	
Стала решітки, Å	6,058-0,416z	
Густина, кг/м ³	(5,680-0,32z)·1000	
Низькочастотна діелектрична стала	15,1-2,87z+0,67z ²	
Високочастотна діелектрична стала	12,3-1,4z	
Швидкість звуку, м/с	4280+960z	
Акустичний деформаційний потенціал, еВ	Γ	7z+5,8(z-1)
	L	9,2z+5,8(z-1)
	X	9,27z+5,8(z-1)
Ефективна маса, m_e/m^*	Γ	1/(0,023+0,037z+0,003 z ²)
	L $m_l(m_l)$	0,758-0,232z (3,571+9,692z)
	X $m_l(m_l)$	0,28+0,489z (8,333-3,985z)
Енергетичні мінімуми долин, еВ	Γ	0,356+0,581z+0,502z ²
	L	1,08-0,129z+0,818z ²
	X	1,37-0,684z+1,275z ²
Коефіцієнт непараболічності, еВ ⁻¹	Γ	(1- m_l^*) ² / ϵ_Γ
	L	0,65z+0,54(z-1)
	X	0,36z+0,9(z-1)
Міждолинний деформаційний потенціал, еВ/м	$\Gamma-L$	0,65·10 ¹¹ z+10 ¹¹ (z-1)
	$\Gamma-X, L-L$	10 ¹¹
	L-X	0,5·10 ¹¹ z+9·10 ¹⁰ (z-1)
	X-X	0,7·10 ¹¹ z+9·10 ¹⁰ (z-1)
Енергія міждолинних фононів, еВ	0,06584+0,009915z	
Електронна спорідненість, еВ	4,9-0,83z	
Оптичний деформаційний потенціал, еВ/м	0,3z+(z-1)	
Енергія оптичних фононів, еВ	0,0343z+0,03128(z-1)	

Достовірність використаної моделі перевірялась шляхом обчислення залежності дрейфової швидкості v_d носіїв струму від напруженості однорідного електричного поля, що дозволяє провести пряме порівняння експериментальних і розрахованих методом Монте-Карло результатів та підібрати величини параметрів, які використовуються в чисельному моделюванні. На рис.1 показано залежності дрейфової швидкості носіїв заряду від напруженості електричного поля в сполуці $Ga_zIn_{1-z}As$ з різними молярними часток Ga , які були розраховані методом Монте-Карло за даними таблиці 1.

Видно, що з внесенням Ga відбувається зниження величини максимальної дрейфової швидкості носіїв заряду і величини негативної диференціальної рухливості, а також збільшення порогових напруженостей, відповідних максимуму дрейфової швидкості. Отримані результати співпадають з відомими даними, наприклад [7].

В коротких діодах найбільш важливими факторами є час розвитку ударної іонізації τ та величина області l_i в якій електрон набирає енергію, необхідну для ударної іонізації, так званої "мертвої зони".

Для визначення впливу безпосередньо складу напівпровідника на розвиток ударної іонізації було розглянуто різні однорідні структури.

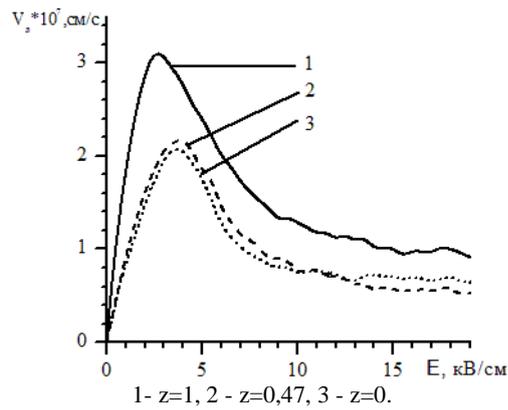


Рис. 1. Залежність дрейфової швидкості від електричного поля в сполуці Ga_zIn_{1-z}As

На рис. 2 показано залежність порогової напруженості її виникнення в залежності від молярного вмісту Ga. Результати отримано за умови, що первинними носіями є електрони. Виправданням цієї ситуації є більш високі значення порогової енергії виникнення ударної іонізації для дірок. Більш того, для розглянутих величин напруженості поля та параметрів діода іонізація за рахунок дірок не відбувається взагалі, оскільки час прольоту дірки через діод менше часу, необхідного для розвитку ударної іонізації. Тому отримані значення відображають саме її початок, а не явище пробую, при якому відбувається лавинне розмноження носіїв заряду.

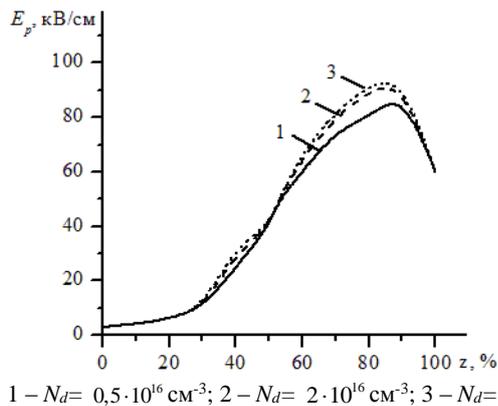


Рис. 2. Залежність порогової напруженості електричного поля від вмісту у сполуці Ga_xIn_{1-x}As при різних рівнях легування.

Видно, що в цілому підвищення вмісту галію призводить до підвищення напруженості електричного поля, що насамперед пов'язане зі збільшенням ширини забороненої зони і відповідно до збільшення порогової енергії. Але в області значень z близьких до 1 відбувається зниження величини порогового поля. Таке явище можна пояснити впливом розсіювання електронів на сплавному потенціалі. Швидкість набору енергії в GaAs вище, ніж в сполуці Ga_xIn_{1-x}As при $z < 1$. Впливом того ж фактора можна пояснити менший нахил залежності в області значень z близьких до нуля. Аналогічний вплив на швидкість набору енергії має розсіювання на іонізованих домішках. В області значень z близьких до 1 порогове значення напруженості змінюється найбільше.

Умови, при яких іонізація за рахунок дірок не відбувається, реалізуються при певному наборі факторів. Найважливішими з них є створення ситуації, коли дірки, що виникають в результаті ударної іонізації, виходять через зовнішні контакти раніше, ніж наберуть енергію достатню для проведення ударної іонізації. Найпростіше така ситуація реалізується в коротких діодах за умови, що закони руху електронів і дірок суттєво відрізняються. Одним із найбільш простих способів створення таких умов є використання напівпровідників зі змінним складом. Внаслідок відмінності в електронній спорідненості між двома напівпровідниками та різної ширини забороненої зони при формуванні варизонного шару між такими напівпровідниками величини квазіелектричних полів для електронів дірок можуть суттєво відрізнятись, що і має місце у випадку сполуки Ga_zIn_{1-z}As.

Модельна область мала розмір 1280 нм, що давало змогу оцінити параметри ударної іонізації в Ga_zIn_{1-z}As при зміні вмісту галію від 0 до 1 та в широких межах змінювати величину електричного поля. Розглядалися випадки, коли вміст Ga в сполуці Ga_zIn_{1-z}As змінювався за лінійним та нормальним законами по всій довжині діода, а також ситуація, коли катодна частина діода являє собою однорідний за складом матеріал. Результати розрахунків для однорідних за складом напівпровідників показані на рис. 3.

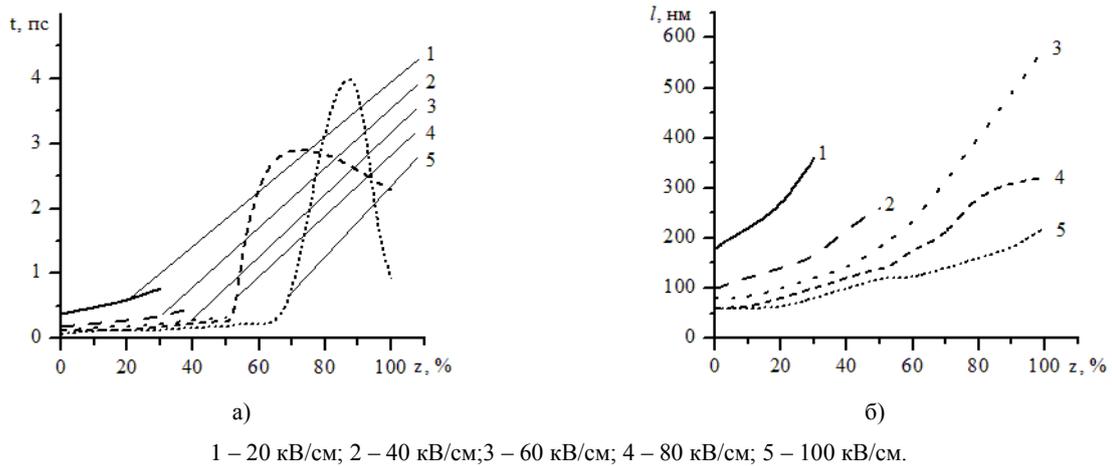


Рис. 3. Час затримки до початку ударної іонізації а) та довжина пробігу електронів до початку ударної іонізації б) для однорідного за складом напівпровідника на основі $Ga_{z}In_{1-z}As$ від молярної частки Ga.

Очікуваним результатом стало зменшення величини l_i та τ при переході від GaAs до InAs. Характерним є тенденція до насичення параметрів l_i та τ при збільшенні величини електричного поля, що пов'язано із втратами енергії електронами внаслідок підвищення інтенсивності розсіювання на фононах.

Більш складна картина спостерігається для напівпровідників з лінійними розподілами складу. Різниця в залежностях параметрів ударної іонізації найбільш виражена при помірних значеннях напруженості поля (до 100 кВ/см). При збільшенні градієнту складу спостерігається більш різка зміна l_i та τ . Так при зміні величини градієнту складу від $4,7 \cdot 10^{-4}$ до $7,8 \cdot 10^{-4}$ см⁻¹ проміжок часу розвитку ударної іонізації зменшується відповідно від $4 \cdot 10^{-12}$ до 10^{-12} с.

При великих напруженостях поля параметри ударної іонізації мають тенденцію до насичення та близькі за величиною до параметрів для GaAs. Це пояснюється тим, що електрони набирають енергію в катодній області, властивості якої близькі до GaAs,

Серед розподілів складу, що розглядалися, були також такі, що містять в собі як однорідні області, що відповідають GaAs, так і області з лінійною зміною складу. Було розглянуто два варіанти з різною протяжністю GaAs-областей, 200 та 400 нм, та три варіанти величини градієнту складу. В таких розподілах довжина “мертвого” простору практично однакова при напруженостях більших 140 кВ/см, а час затримки до початку ударної іонізації співпадає при напруженостях більших 160 кВ/см. В області слабкого поля (напруженості менші 90 кВ/см) довжини “мертвого” простору визначаються протяжністю однорідної GaAs-області і близькі до 300 та 400 нм для розмірів GaAs-областей 200 та 400 нм відповідно. В області помірних значень полів (90 - 140 кВ/см) найменша величина l_i відповідає області однорідного складу 200 нм та найбільшому градієнту складу, а найменший час затримки відповідає профілю з однорідним шаром 400 нм та максимальним градієнтом складу. Найбільший час затримки відповідає профілю з однорідним шаром 200 нм та мінімальним градієнтом складу. Величина затримки змінюється в межах від $1,7 \cdot 10^{-12}$ с до $2,5 \cdot 10^{-12}$ с.

Таким чином, можна констатувати, що вирішальний вплив на довжину пробігу електронів до початку ударної іонізації має протяжність та склад області початкового розігріву електронів. На величину часу затримки до початку ударної іонізації впливають декілька факторів, серед яких очевидним є вплив величини градієнту складу напівпровідника у варизонному шарі – збільшення градієнту складу напівпровідника призводить до скорочення величини τ .

На останок було розглянуто ситуацію, коли вміст Ga змінювався з координатою за нормальним законом та містив GaAs-область на катоді (рис. 4 а) Такий розподіл поблизу катоду близький до розглянутого вище, а в анодній частині має властивості близькі до InAs. Відповідні результати розрахунків приведені на рис. 4 б), в).

Результати моделювання показали, що використовуючи нормальний закон розподілу складу напівпровідника можна: 1) суттєво розширити діапазон зміни параметрів ударної іонізації, зокрема часу затримки до початку ударної іонізації, який змінюється від найменших до найбільших значень майже на порядок і складає в області помірних полів величину від $5 \cdot 10^{-13}$ до більш ніж $4 \cdot 10^{-12}$ с; 2) змістити величини полів, за яких можлива ударна іонізація в бік менших значень, практично до декількох десятків кВ/см.

Результати розрахунків свідчать, що, як в попередньому випадку, найменші величини, як l_i та τ відповідають максимальній різниці складу на кінцях розрахункової області. Поєднання однорідної області на основі GaAs та варизонного шару дає змогу впливати на параметри ударної іонізації при напруженостях поля

до 140 кВ/см. При напруженостях поля вищих 140 кВ/см час розвитку ударної іонізації для всіх розглянутих випадків не перевищує $5 \cdot 10^{-13}$ с.

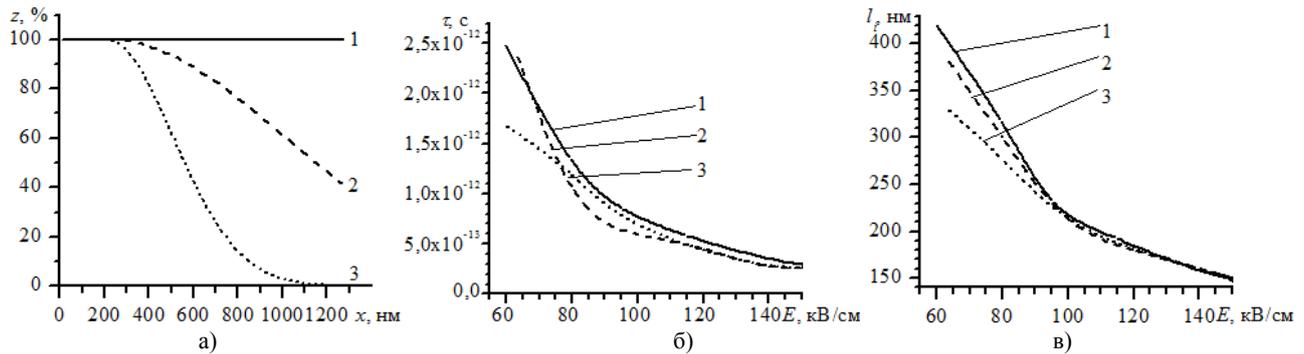


Рис. 4 Розподіли молярної частки Ga (а), час затримки до початку ударної іонізації (б) та довжина пробігу електронів до початку ударної іонізації (в). 1, 2, 3 відповідно до розподілу а).

ВИСНОВКИ

У випадку, коли час затримки ударної іонізації складає величину, що дорівнює приблизно половині періоду коливань $\tau = T / 2$, можна сподіватися на отримання негативної динамічної диференціальної провідності та генерації на частотах, для яких ця умова виконується. Аналізуючи розглянуті випадки, можна стверджувати, що час затримки ударної іонізації можна змінювати в межах від $5 \cdot 10^{-13}$ с до $4 \cdot 10^{-12}$ с, що відповідає частотам від 250 ГГц до 1 ТГц. На практиці затримка може бути більшою за рахунок кінцевого часу зростання напруги до рівня, що необхідний для виникнення ударної іонізації. При цьому треба врахувати важливий фактор - необхідність забезпечити швидку релаксацію системи до первинного стану (до початку ударної іонізації) за короткий проміжок часу, що насамперед передбачає використання коротких структур.

Використовуючи складний закон розподілу складу напівпровідника, можна суттєво розширити діапазон зміни параметрів ударної іонізації та використати часову затримку її появи в коротких варизонних структурах для отримання генерації в терагерцовому діапазоні.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. B. Bhushan (ed.), Encyclopedia of Nanotechnology, Springer. – Springer Dordrecht Heidelberg New York London Library of Congress Control Number: 2012940716. – 2012. – P. 253- 267.
2. Acharyya A and Banerjee JP Potentiality of Impact Devices as THz Source // IETE Journal of research. – 2013. – Vol. 59. – ISSUE 2. p.118 – 127.
3. M. Levinshtein, J. Kostamovaara, S. Vainshtein Breakdown phenomena in semiconductoes and semiconductors devises Selected topics of electronic and system. – Vol. 36. – World ScientificPublishing. – Singapore. – 2005. – 208 P.
4. E.D. Prokhorov, O.V. Botsula, A.V. Dyadchenko, I.A. Gorbunov. "Monte Carlo simulation of diode with cathode static domain," Proceedings 23rd Int. Crimean Conference "Microwave & Telecommunication Technology" (CriMiCo'2013), Sevastopol, Crimea, Ukraine, pp. 139-140, 2013.
5. O. V. Botsula, K. H. Pryhodko, V. A. Zozulia. "Impact ionization in short Al_zGa_{1-z}N-based diodes// Telecommunications and Radio Engineering. –2017. – Vol. 76. – No. 1. – pp. 61-71.
6. K. H. Prykhodko, V. O. Zozulia, O. V. Botsula. Graded Band Gap InGaAs Diodes for Terahertz Applications // YSF-2017. – 2017 IEEE International Young Scientists Forum on Applied Physics and Engineering, Conference Proceedings. – pp. 291-294.
7. V. Balynas, A. Krotkus, A. Stalnionis, A.T. Gorelionok, N.M. Schmidt, and J.A. Tellefsen. Timeresolved, hot-electron conductivity measurement using an electro-optic sampling technique// Applied Physics A. –1990. –51(4). – pp. 357–360.

ЗМІСТ

<i>Масловский А.А., Легенький М.Н., Демченко А.А., Колчигин Н.Н.</i> Частичная маскировка объектов сложной формы с помощью радиопоглощающих материалов	3
<i>Батраков Д.О.</i> Дифракционная томография цилиндрической импедансной поверхности в частотной области	9
<i>Батраков Д.О., Антюфеева М.С., Хе Илунь, А.Г. Батракова А.Г., Чень Дунбо.</i> Обнаружение цилиндрических неоднородностей в плоскостойких средах	17
<i>Батраков Д.О., Антюфеева М.С., Чень Дунбо, Антюфеев А.В., Хе Илунь, Аркуша Ю.В.</i> Об одном алгоритме восстановления структуры плоскостойких сред для технических и биомедицинских приложений	24
<i>Думін О.М., Плахтій В.А., Прищенко О.А.</i> Нестационарне випромінювання імпульсного струму складного просторового розподілу	31
<i>Думін О. М., Ахмедов Р. Д.</i> Випромінювання та розповсюдження електромагнітного снаряду в нелінійному середовищі	37
<i>Гурин О.В., Дегтярев А.В., Маслов В.А., Мунтян К.И., Рябых В.Н.</i> Определение оптических констант окисной пленки на поверхности металлических лазерных зеркал ИК диапазона	43
<i>Калиберда М.Е., Погарский С.А., Рюк М.П., Ильина Т.А.</i> Дифракция волны на плоской графеновой решетке, расположенной над идеально проводящей плоскостью	49
<i>Черногор Л. Ф., Милованов Ю. Б., Розуменко В. Т.</i> Взаимодействие сверхмощных радиоимпульсов наносекундной длительности с атмосферой и плазмой нижней ионосферы	53
<i>Черногор Л. Ф., Шевелев Н. Б.</i> Зависимость амплитуды инфразвукового сигнала, сгенерированного взрывом мощного вулкана, от расстояния	57
<i>Смирнова Е. О., Черногор Л. Ф.</i> Вариации уровня геомагнитных пульсаций, сопровождавших старты ракет на фоне солнечного терминатора	61
<i>Захаров И. Г., Цымбал А.М.</i> Влияние глобальной сейсмической активности на ионосферу	66
<i>Горобец Н.Н., Горобец А.Н., Махов Е.С.</i> Вибраторные антенны с согласующими неоднородностями в ближней зоне	70
<i>Кудряшов В.Є., Тамаш С.М., Шмаков Д.С.</i> Варіанти правил виявлення радіометричного сигналу при одноканальному прийомі	75
<i>Дорохов В.Л., Милованов Ю.Б., Федоренко Ю.П.</i> Параметры перемещающихся ионосферных возмущений, зарегистрированные при помощи цифрового ионозонда	80
<i>Боцула О.В., Приходько К.Г., Шевченко О.Р.</i> Частотні можливості варизонних структур з ударною іонізацією на основі GaInAs	85

CONTENTS

<i>Maslovskiy O.A, Legenkiy M.M., Demchenko O.A , Kolchigin M.M.</i> Partial cloacking of complex form objects with radioabsorbing materials	3
<i>Batratkov D.O.</i> Diffraction tomography of a cylindrical impedance surface in the frequency domain	9
<i>Batratkov D.O., Antyufeyeva M.S., He Yilun, Batratkova A.G., Chen Dongbo.</i> Detection of cylindrical inhomogeneities in plane-layered media	17
<i>Batratkov D.O., Antyufeyeva M.S., Chen Dongbo, Antyufeyev A.V., He Yilun, Arkusha Yu.V.</i> On the one algorithm for reconstructing the structure of plane-layered media for technical and biomedical applications	24
<i>Dumin O.M., Plakhtii V.A., Prishchenko O.A.</i> Transient radiation of impulse current of complex spatial distribution	31
<i>Dumin O.M , Akhmedov R.D.</i> Radiation and propagation of electromagnetic missile into nonlinear medium	37
<i>Gurin O.V., Degtyarev A.V., Maslov V.A.,Muntean K.I., Ryabykh V.N.</i> Determination of the optical constants of the oxide film on the surface of metallic IR laser mirrors	43
<i>Kaliberda M.E., Pogarsky S.A., Roiuk M.P., Il'ina T.A.</i> Wave diffraction by planar graphene grating placed above perfectly electric conducting plane	49
<i>Chernogor L.F., Milovanov Yu.B., Rozumenko V.T.</i> Coupling between super-powerful nanosecond-duration radio pulses and the atmosphere and lower ionospheric plasma	53
<i>Chernogor L.F., Shevelev N.B.</i> Dependence of the amplitude of the infrasonic signal generated by powerful volcano explosion on distance	57
<i>Smirnova K.O., Chernogor L.F.</i> The geomagnetic pulses level variations accompanied the rocket launches on background solar terminator	61
<i>Zaharov I.G., Tsymbal A.M.</i> The influence of global seismic activity on the ionosphere	66
<i>Gorobets N.N., Gorobets Φ.N., Mahov E.S.</i> Dipole antennas with impedance matching elements in the near-field	70
<i>Kudriashov V.E., Tamash S.M., Shmakov D.S.</i> The variants of the radiometric signal detection rule at the singlechannel reception	75
<i>Dorohov V.L., Milovanov Y.B., Fedorenko Y.P.</i> Parameters of the traveling ionospheric disturbances obtained by using a digital ionosonde	80
<i>Botsula O.V., Prykhodko K.H., Shevchenko O.R.</i> Frequency responses of graded-gap GaInAs- based structure with impact ionization	85

Наукове видання

ВІСНИК ХАРКІВСЬКОГО НАЦІОНАЛЬНОГО УНІВЕРСИТЕТУ
імені В.Н. Каразіна

Серія
“Радіофізика та електроніка”

Випуск 27

Збірник наукових праць

Українською, російською та англійською мовами

Підписано до друку 28.03.2018. Формат 60×84/8.
Папір офсетний.
Друк ризографічний.
Ум. друк. арк. 10,6. Обл.-вид. арк. 12,3. Наклад 100 пр.
Ціна договірна.

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

Надруковано з готового оригінал-макету у друкарні ФОП Петров В.В.
Єдиний державний реєстр юридичних осіб та фізичних осіб-підприємців.
Запис №2480000000106167 від 08.01.2009.

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