

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ УКРАИНЫ
ХАРЬКОВСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ
УНИВЕРСИТЕТ РАДИОЭЛЕКТРОНИКИ

РАДИОТЕХНИКА

**Всеукраинский межведомственный
научно-технический сборник**

Основан в 1965 г.

В Ы П У С К 1 9 0

Харків
Харківський національний
університет радіоелектроніки
2017

УДК 621.3

Сборник включен в список специальных изданий ВАК Украины по физико-математическим и техническим наукам.

Регистрационное свидетельство КВ № 12098-969 ПР от 14. 12. 2006.

Ответственность за содержание статей несут авторы.

Редакционная коллегия

Н.И. Слипченко, *д-р физ.-мат наук, проф., ХНУРЭ (главный редактор)*
О.Г. Аврунин, *д-р техн. наук, проф., ХНУРЭ*
В.М. Безрук, *д-р техн. наук, проф., ХНУРЭ*
И.Д. Горбенко, *д-р техн. наук, проф., ХНУ имени В.Н. Каразина*
Ю.Е. Гордиенко, *д-р физ.-мат. наук, проф., ХНУРЭ*
А.Н. Довбня, *чл.-кор. НАНУ, д-р физ.-мат. наук, проф., ННЦ ХФТИ*
В.А. Дорошенко, *д-р физ.-мат. наук, проф., ХНУРЭ*
В.М. Карташов, *д-р техн. наук, проф., ХНУРЭ*
А.А. Коноваленко, *академик НАНУ, д-р физ.-мат. наук, РИАН*
А.В. Лемешко, *д-р техн. наук, проф., ХНУРЭ*
Л.М. Литвиненко, *академик НАНУ, д-р физ.-мат. наук, РИАН*
А.И. Лучанинов, *д-р физ.-мат. наук, проф., ХНУРЭ (зам. главного редактора)*
И.М. Неклюдов, *академик НАНУ, д-р физ.-мат. наук, ННЦ ХФТИ*
В.И. Оборжицкий, *д-р. техн. наук, доц., НУ «Львовская политехника»*
А.Г. Пашенко, *канд. физ.-мат. наук, доц., ХНУРЭ (ответственный секретарь)*
В.В. Поповский, *д-р техн. наук, проф., ХНУРЭ*
К.С. Сундучков, *д-р техн. наук, проф., ИТС*
С.И. Тарапов, *чл.-кор. НАНУ, д-р физ.-мат. наук, проф., ИРЭ НАНУ*
П.Л. Токарский, *д-р физ.-мат. наук, проф., РИАН*
А.И. Фисун, *д-р физ.-мат. наук, проф. ИРЭ НАНУ*
Г.И. Хлопов, *д-р техн. наук, ИРЭ НАНУ*
А.И. Цопа, *д-р техн. наук, проф., ХНУРЭ*

Международная редакционная коллегия

A.G. Karabanov, USA
S.E. Sandström, Sveden
N. Chichkov, Germany

*Ответственный за выпуск А.И. Лучанинов, д-р физ.-мат. наук, проф.
Технический секретарь Е.С. Полякова*

Рекомендовано Ученым советом Харьковского национального университета радиоэлектроники, протокол № 59 от 16.10.2017.

Адрес редакционной коллегии: Харьковский национальный университет радиоэлектроники (ХНУРЭ), просп. Науки, 14, Харьков, 61166, тел. (0572) 7021-397.

Сборник «Радиотехника» включен в Каталог подписных изданий Украины, подписной индекс 08391

СОДЕРЖАНИЕ

РАДИОТЕХНИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ

<i>В.К. Волосюк, С.С. Жила, В.В. Павліков</i> Оптимізація оцінок електрофізичних параметрів та статистичних характеристик просторово-протяжних об'єктів в широкосмугових системах апертурного синтезу	5
<i>Б.В. Перельгин</i> Реализация системного подхода при создании радиолокационной системы метеорологического мониторинга	13
<i>В. О. Лебедев, С. А. Макаров, О. В. Висоцький</i> Аналіз електромагнітної сумісності смуги частот 790-862 МГц на території України для впровадження мережі мобільного зв'язку за технологією LTE	22
<i>В. Д. Кукуш, Д. Ю. Верчик</i> Оценка эффективности применения полосовых скремблеров для защиты речевой информации в узкополосных системах связи	26

ФИЗИКА ПРИБОРОВ

<i>О.Ю. Бабыченко, А.Г. Пащенко</i> Кинетика фотопроводимости с-Si с аморфными неоднородностями	36
<i>А.Б. Галат</i> Расчет поглотительной способности солнечного фотопреобразователя на основе $\text{CuIn}_{1-x}\text{Ga}_x\text{Se}_2$	44
<i>В.А. Николаенко, А.Г. Пащенко, Я.Ю. Бессмольный</i> Инфракрасный приемник на переходах электронов в автолокализованное состояние над гелиевой пленкой на структурированной подложке	50

ЭЛЕКТРОДИНАМИКА, АНТЕННЫ, МИКРОВОЛНОВАЯ ТЕХНИКА

<i>Н.П. Стогий, Н.К. Сахненко</i> «Светлые» плазмоны треугольного или четырехугольного кластера нанопроводов из благородных металлов	60
<i>А.И. Козарь</i> Электромагнитная решеточная «невидимость» резонансного кубического кристалла из магнитодиэлектрических сфер	66
<i>М. А. Гнатюк, В. М. Морозов</i> Применение метода Шварца к расчету волноводных ФАР при наличии диэлектрических вставок и покрытия	70
<i>И.Н. Бондаренко, Е.А. Горбенко, В.И. Краснощок</i> Микроволновый переключатель на основе смешанного волноводно-коаксиального тройника для резонаторного формирователя импульсов	77
<i>Л.Г. Мартиненко, Г.Л. Комарова</i> Розширення галузі застосування зразкового ватметра НВЧ	82

ТЕХНОЛОГИЯ, ОБОРУДОВАНИЕ И ПРОИЗВОДСТВО ЭЛЕКТРОННОЙ ТЕХНИКИ

<i>А.М. Синотин, А.М. Цымбал, Т.А. Колесникова, С.В. Сотник</i> Алгоритм синтеза многоплатных РЭА по максимальному допустимому перегреву	89
РЕФЕРАТЫ	97

CONTENT

RADIO ENGINEERING SYSTEMS

<i>V.K. Volosyuk, S.S. Zhyla, V.V. Pavlikov</i> Optimization of estimates of electrophysical parameters and statistical characteristics of spatially-distributed objects in the wideband aperture synthesis systems	5
<i>B.V. Perehygin</i> Implementation of the system approach in the development of radar meteorological monitoring system	13
<i>V. O. Lebedev, S. A. Makarov, O. V. Vysotskyy</i> Analysis of the electromagnetic compatibility of the frequency band 790-862 MHz in the territory of Ukraine for the introduction of a mobile communication network using LTE technology	22
<i>V. Kukush, D. Verchyk</i> Estimation of efficiency of band scramblers used for speech information security in narrow-band communication systems	26

PHYSICS OF DEVICES

<i>O. Babychenko, A. Pashchenko</i> Kinetics of photoconductivity of c-Si with amorphous heterogeneities	36
<i>A.B. Galat</i> Calculation of absorption ability of $\text{CuIn}_{1-x}\text{Ga}_x\text{Se}_2$ based solar cell	44
<i>V.A. Nikolaenko, A.G. Pashchenko, Ya.Yu. Bessmolny</i> Infrared receiver on transitions of electrons into an autolocalized state over a helium film on a structured substrate	50

ELECTRODYNAMICS, ANTENNA, MICROWAVE TECHNOLOGY

<i>N.P. Stognii, N.K. Sakhnenko</i> "Bright" plasmons of triangle or square cluster of nanowires made of noble metals	60
<i>A.I. Kozar</i> Electromagnetic lattice «invisibility» of the resonance cubic crystal made of magnetodielectric spheres	66
<i>M. A. Gnatyuk, V. M. Morozov</i> Application of the Schwartz method to the calculation of waveguide PAA in the presence of dielectric inserts and coatings	70
<i>I.N. Bondarenko, E.A. Gorbenko, V.I. Krasnoshok</i> Microwave switch based on mixed waveguide-coaxial tee for the cavity pulse shaper	77
<i>L.G. Martynenko, A. L. Komarova</i> Extension of the scope of exemplary microwave power meter	82

TECHNOLOGY, EQUIPMENT AND MANUFACTURE OF ELECTRONIC DEVICES

<i>A.M. Sinotin, O.M. Tsymbal, T.F. Kolesnikova, S.V. Sotnik</i> Algorithm for multi-board radio-electronic devices synthesis on maximal accepted overheat	89
ABSTRACTS	97

ОПТИМІЗАЦІЯ ОЦІНОК ЕЛЕКТРОФІЗИЧНИХ ПАРАМЕТРІВ ТА СТАТИСТИЧНИХ ХАРАКТЕРИСТИК ПРОСТОРОВО-ПРОТЯЖНИХ ОБ'ЄКТІВ В ШИРОКОСМУГОВИХ СИСТЕМАХ АПЕРТУРНОГО СИНТЕЗУ

Вступ

Радіометричні пристрої та системи (РМПС) займають важливе місце в задачах радіофізики Землі та навколосемного простору. Це обумовлено високою інформативністю власного радіотеплового випромінювання, перевагами радіодіапазону, малими габаритними розмірами і енергоспоживанням РМПС. Сучасні тенденції розвитку методів СВЧ радіометрії спрямовані на стрімке посилення вимог до якості оцінок електрофізичних параметрів природних середовищ і їх статистичних характеристик. В даний час відома значна кількість критеріїв якості, з аналізу яких можна відокремити складові, які прямо або побічно впливають на основні параметри і характеристики оцінок. Це, перш за все, радіометричне розрізнення і просторова роздільна здатність радіометричних зображень, граничні похибки оцінок параметрів. Для ефективного підвищення якості РМПС необхідне спільне використання інженерного досвіду і статистичної теорії радіосистем. Інженерний досвід дозволяє частково обґрунтувати (на рівні антенної системи та функціональної схеми додетекторної частини) структуру системи, на виході якої формуються рівняння спостереження, що підлягають подальшій статистичній оптимізації з метою пошуку алгоритмів їх оптимальної обробки. Саме статистична оптимізація радіотехнічних систем [1 – 5] дозволяє досягти високої точності оцінок параметрів і достовірності інтерпретації отриманих даних.

В роботі синтезуються стаціонарні (нерухомі) багатоканальні радіометричні системи з антенними решітками, спрямованими на досліджувані природні середовища, і обробкою, характерною для систем апертурного синтезу [6 – 12], які отримали найбільше поширення в радіоастрономії. Такі ж системи і алгоритми їх функціонування можуть бути використані для вирішення завдань дистанційного зондування. Особливістю обробки є застосування V -перетворення [1] і отримання алгоритмів і структур систем обробки надширокопasmового випромінювання [13].

1. Модель рівняння спостереження та її статистичні характеристики

Для випадків прийому полів власного випромінювання поверхонь просторово-розподіленими антенними системами найпростіша модель сукупності прийнятих корисних сигналів і завад (рівняння спостереження) має вигляд

$$\begin{aligned}\vec{u}_{\Sigma}(t, \vec{r}') &= \|u_{k\Sigma}(t, \vec{r}')\| = \vec{u}_s(t, \vec{r}', \vec{\lambda}) + \vec{u}_n(t, \vec{r}') + \vec{n}_p(t, \vec{r}'); \\ \vec{u}_s(t, \vec{r}', \lambda) &= \|u_{ks}(t, \vec{r}', \vec{\lambda})\| = \|u_{kD}(t, \vec{r}', \vec{\lambda})\| + \|u_{k\phi}(t, \vec{r}')\|;\end{aligned}\quad (1)$$

$$\vec{u}_n(t, \vec{r}') = \|u_{kn}(t, \vec{r}')\|; \quad \vec{n}_p(t, \vec{r}') = \|n_{kp}(t, \vec{r}')\|; \quad \vec{r}' = (x', y') \in D'; \quad t \in (0, T); \quad k = \overline{1, K}.$$

Всі процеси, що входять в це рівняння, вважаємо статистично незалежними однорідними в просторі і стаціонарними у часі випадковими гауссовими функціями. Індекс може відповідати виду поляризації, номеру частотного діапазону і т.п. Кількість реєстрованих процесів $u_{ks}(t, \vec{r}', \vec{\lambda})$ має бути таким, щоб забезпечити вирішення заданої багатопараметричної задачі, тобто оцінити з необхідною точністю декілька параметрів $\vec{\lambda} = \|\lambda_k\|$.

Процеси $u_{ks}(t, \vec{r}', \vec{\lambda})$ містять нероздільне між собою корисне випромінювання $u_{kD}(t, \vec{r}', \vec{\lambda})$ досліджуваного середовища і перешкоджаючі випромінювання $u_{k\Phi}(t, \vec{r}')$, що включають в себе зовнішній фон, шуми підсвічування небом, атмосферою, хмарами і ін. Вважаємо, що ці процеси спостерігаються не безпосередньо поблизу або в області розкриття антеною системи, а вже після проходження вхідних лінійних частин приймачів (ЛЧП), що обмежують спектр випромінювання за частотою коефіцієнтами передачі $\dot{K}_k(j2\pi f)$, а також просторову область прийому деяким сектором кутів, заданих функцією спрямованості $\dot{F}_A(\vec{\Theta} - \vec{\Theta}_0, f)$. Ширина амплітудно-частотної характеристики (АЧХ) $|\dot{K}_k(j2\pi f)|$ може бути будь-якою, але не нескінченною, і відповідати всім визначенням надширокосмугових, широко-космугових, багатосмугових, багаточастотних і вузькосмугових радіометричних систем. Випромінювання $u_{ks}(t, \vec{r}', \vec{\lambda})$ в спектральній області будемо характеризувати спектрально-кутовою щільністю комплексної амплітуди

$$\dot{A}_{ks}[\vec{\Theta}, f, \vec{\lambda}(\vec{\Theta})] = \dot{K}_k(j2\pi f) \dot{F}_A(\vec{\Theta} - \vec{\Theta}_0, f) \dot{A}_{ok}[\vec{\Theta}, f, \vec{\lambda}(\vec{\Theta})], \quad (2)$$

де $\vec{\Theta}_0$ – напрямок максимуму функції спрямованості;

$$\dot{A}_{ok}(\vec{\Theta}, f, \vec{\lambda}) = \dot{A}_{kD}(\vec{\Theta}, f, \vec{\lambda}) + \dot{A}_{k\Phi}(\vec{\Theta}, f) \quad (3)$$

– спектрально-кутова щільність комплексної амплітуди на вході антеною системи, що містить корисні $\dot{A}_{kD}(\vec{\Theta}, f, \vec{\lambda})$ та завадові $\dot{A}_{k\Phi}(\vec{\Theta}, f)$ складові. Останні фільтруються по частотним і просторовим змінним функціями $\dot{F}_A(\vec{\Theta} - \vec{\Theta}_0, f)$ і $\dot{K}_k(j2\pi f)$ разом з корисними сигналами випромінювання. Ширина функції спрямованості $\dot{F}_A(\vec{\Theta} - \vec{\Theta}_0, f)$ антенної системи визначає сектор огляду просторово-протяжного об'єкта, що підлягає дослідженню. Практично функція спрямованості $\dot{F}_A(\vec{\Theta} - \vec{\Theta}_0, f)$ широка і відповідає діаграмі спрямованості одиночної елементарної антени, що входить до складу антенної решітки. Відповідно спектральні яскравості випромінювання мають вигляд

$$B_{ks}[\vec{\Theta}, f, \vec{\lambda}(\vec{\Theta})] = |\dot{K}_k(j2\pi f)|^2 |\dot{F}_A(\vec{\Theta} - \vec{\Theta}_0, f)|^2 B_{ok}[\vec{\Theta}, f, \vec{\lambda}(\vec{\Theta})], \quad (4)$$

$$B_{ok}(\vec{\Theta}, f, \vec{\lambda}) = B_{kD}(\vec{\Theta}, f, \vec{\lambda}) + B_{k\Phi}(\vec{\Theta}, f). \quad (5)$$

Складові в (3) і (5) важко розділити, так як вони знаходяться в одній смузі частот.

Процеси $\vec{u}_n(t, \vec{r}') = \|u_{kn}(t, \vec{r}')\|$ в рівнянні спостереження (1) – це моделі внутрішніх дельта-корельованих шумів $n_k(t, \vec{r}')$ вхідних елементів і кіл, що мають кореляційні функції $(N_{ok}/2)\delta(t_1 - t_2)\delta(\vec{r}'_1 - \vec{r}'_2)$, що пройшли ЛЧП просторово-розподілених приймальних пристроїв з коефіцієнтами передачі $\dot{K}_k(j2\pi f) = F^{-1}[h_k(t)]$ та імпульсними характеристиками $h_k(t)$: $u_{kn}(t, \vec{r}') = \int_{-\infty}^{\infty} n(\tau, \vec{r}')h(t - \tau)d\tau$.

Спектральні щільності потужності вихідних процесів ЛЧП $u_{kn}(t, \vec{r}')$ в кожній точці \vec{r}' дорівнюють $(N_{ok}/2)|\dot{K}_k(j2\pi f)|^2$. Кореляційна функція

$$R_{ku_n}(t_1 - t_2, \vec{r}'_1 - \vec{r}'_2) = \langle u_{kn}(t_1, \vec{r}'_1)u_{kn}(t_2, \vec{r}'_2) \rangle = 0,5N_{ok}H_k(t_1 - t_2)\delta(\vec{r}'_1 - \vec{r}'_2), \quad (6)$$

де

$$H_k(t_1 - t_2) = \int_{-\infty}^{\infty} h_k(t_1 - \tau)h_k(t_2 - \tau)d\tau = F^{-1}[|K_k(j2\pi f)|^2]. \quad (7)$$

Обмеження по частотах і напрямках прийому забезпечує коректність оцінок просторово-розподілених параметрів і статистичних характеристик досліджуваних об'єктів при вирішенні обернених задач. Для забезпечення коректності цих рішень також в рівняння спостере-

ження (1) вводяться невеликі регуляризуючі добавки $\bar{n}_p(t, \bar{r}') = \|n_{kp}(t, \bar{r}')\|$ у вигляді незалежних між собою гауссових білих шумів з кореляційними функціями $R_{kp}(t_1 - t_2) = (N_{0kp} / 2)\delta(t_1 - t_2)\delta(\bar{r}'_1 - \bar{r}'_2)$.

Реально для вирішення цих завдань необхідно застосовувати антенні решітки (АР), тобто дискретні антенні системи. В цьому розділі використовується ідеалізована модель рівняння спостереження поля на суцільному континуальному розкритті, що дозволяє умовно реалізувати роздільну обробку сигналів в кожній своїй точці $\bar{r}' \in D'$. Ця ідеалізація дозволяє суми замінювати інтегралами, що в багатьох випадках полегшує фізичну інтерпретацію отриманих результатів. На заключному етапі синтезу дискретних антенних систем можна перейти від інтегралів до відповідних сум і до швидких алгоритмів їх реалізації.

Обмеження на ступінь ширококумовості не накладаються, тобто спочатку випромінювання покладається надширококумовим. В значній мірі відсутність такого обмеження пов'язана з можливістю застосування V_F -перетворень, які не вимагають виконання умови просторово-часової вузькокумовості (ПЧВ), або квазімонохроматичного наближення. Спектрально-кутові щільності комплексної амплітуди $\dot{A}_{ks}(\bar{\vartheta}, f, \bar{\lambda})$ та спектральні яскравості $B_{ks}(\bar{\vartheta}, f, \bar{\lambda})$ джерел випромінювання, які перебувають в зоні Фраунгофера, пов'язані відповідно з отримуваними сигналами $u_{ks}(t, \bar{r}')$ та їх кореляційними функціями $R_{ku_s}(\Delta\bar{r}', \tau, \bar{\lambda})$ перетвореннями V_F та V_F^{-1} :

$$f^{-2}c^2 \dot{A}_{ks}[f, \bar{\vartheta}, \bar{\lambda}(\bar{\vartheta})] = V_F[u_{ks}(t, \bar{r}', \bar{\lambda})] = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} u_{ks}(t, \bar{r}', \bar{\lambda}) \exp\{-j2\pi f(t + c^{-1}\bar{\vartheta}\bar{r}')\} dt d\bar{r}', \quad (8)$$

$$u_{ks}(t, \bar{r}', \bar{\lambda}) = V_F^{-1}\left\{\dot{A}_{ks}\left[f, \bar{\vartheta}, \bar{\lambda}(\bar{\vartheta})\right]\right\} = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \dot{A}_{ks}\left[f, \bar{\vartheta}, \bar{\lambda}(\bar{\vartheta})\right] \exp\{j2\pi f(t + c^{-1}\bar{\vartheta}\bar{r}')\} df d\bar{\vartheta}, \quad (9)$$

$$f^{-2}c^2 B_{ks}[\bar{\vartheta}, f, \bar{\lambda}(\bar{\vartheta})] = V_F[R_{ku_s}(\Delta\bar{r}', \tau, \bar{\lambda})] = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} R_{ku_s}(\Delta\bar{r}', \tau, \bar{\lambda}) \exp\{-j2\pi f(\tau + c^{-1}\bar{\vartheta}\Delta\bar{r}')\} d\tau d\bar{r}', \quad (10)$$

$$\begin{aligned} R_{ku_s}(\Delta\bar{r}', \tau, \bar{\lambda}) &= \left\langle [u_{ks}(\bar{r}'_1, t_1)u_{ks}(\bar{r}'_2, t_2)] \right\rangle = V_F^{-1}\{B_{ks}[\bar{\vartheta}, f, \bar{\lambda}(\bar{\vartheta})]\} = \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} B_{ks}[\bar{\vartheta}, f, \bar{\lambda}(\bar{\vartheta})] \exp\{j2\pi f(\tau + c^{-1}\bar{\vartheta}\Delta\bar{r}')\} df d\bar{\vartheta}. \end{aligned} \quad (11)$$

Необхідно зауважити, що радіояскравість $B_{kD}(\bar{\vartheta}, f, \bar{\lambda}) = B_{kD}[\bar{\vartheta}, f, \bar{\lambda}(\bar{\vartheta})]$ може залежити не тільки від параметрів $\bar{\lambda}(\bar{\vartheta})$ як функцій напрямів $\bar{\vartheta}$, але і безпосередньо від $\bar{\vartheta}$. Наприклад, для плоскої поверхні з порівняно повільним змінюванням діелектричної проникності $\lambda(\bar{\vartheta}) = \varepsilon(\bar{\vartheta})$ радіояскравісні температури $T_{ЯB(\Gamma)}[\bar{\vartheta}, \varepsilon(\bar{\vartheta})]$ вертикальної і горизонтальної поляризацій (В(Г)), пов'язані з радіояскравістю $B_{kDB(\Gamma)}[\bar{\vartheta}, f, \bar{\lambda}(\bar{\vartheta})]$ формулою Релея – Джинса, можна знайти за формулою

$$T_{ЯB(\Gamma)}[\bar{\vartheta}, \varepsilon(\bar{\vartheta})] = \{1 - |K_{fB(\Gamma)}[\bar{\vartheta}, \varepsilon(\bar{\vartheta})]|^2\} T_0, \quad (12)$$

де

$$K_{f\Gamma} = \frac{\cos\theta - \sqrt{\varepsilon - \sin^2\theta}}{\cos\theta + \sqrt{\varepsilon - \sin^2\theta}}, \quad K_{fB} = \frac{\varepsilon \cos\theta - \sqrt{\varepsilon - \sin^2\theta}}{\varepsilon \cos\theta + \sqrt{\varepsilon - \sin^2\theta}} \quad (13)$$

ε коефіцієнтами відбиття Френеля від однорідної плоскої поверхні.

В цих формулах $\theta = \theta(\bar{\vartheta})$, та їх можна вважати справедливими при порівняно повільній зміні діелектричної проникності $\varepsilon = \varepsilon(\bar{\vartheta})$.

Функцією направляючих косинусів може бути і термодинамічна температура $T_0 = T_0(\bar{\vartheta})$, яка також може бути невідомим параметром, що підлягає оцінюванню. Зауважимо, що зв'язки функцій $u_{ks}(t, \bar{r}', \bar{\lambda})$ і $R_{ku_s}(\Delta \bar{r}', \tau, \bar{\lambda})$ з параметрами $\bar{\lambda}(\bar{\vartheta})$ в (9) і (11) – це оператори, а в окремих випадках фіксованих змінних t , \bar{r}' , $\tau = t_1 - t_2$, $\Delta \bar{r}' = \bar{r}'_1 - \bar{r}'_2$ – функціонали.

2. Рішення оптимізаційної задачі оцінок просторово-розподілених параметрів джерел радіотеплового випромінювання

Оптимальні оцінки просторово-розподілених параметрів $\bar{\lambda}(\bar{\vartheta})$ можна отримати в результаті варіаційних рішень рівнянь правдоподібності виду

$$\begin{aligned} & \sum_{k=1}^K \iiint_{T T D' D'} \int \frac{\delta R_{k\Sigma}[t_1, t_2, \bar{r}'_1, \bar{r}'_2, \bar{\lambda}(\bar{\vartheta})]}{\delta \lambda_j(\bar{\vartheta})} W_{k\Sigma}[t_2, t_1, \bar{r}'_2, \bar{r}'_1, \bar{\lambda}(\bar{\vartheta})] dt_1 dt_2 d\bar{r}'_1 d\bar{r}'_2 \Rightarrow \\ & \Rightarrow \sum_{k=1}^K \iiint_{T T D' D'} \int \frac{\delta W_{k\Sigma}[t_1, t_2, \bar{r}'_1, \bar{r}'_2, \bar{\lambda}(\bar{\vartheta})]}{\delta \lambda_j(\bar{\vartheta})} u_{k\Sigma}(t_1, \bar{r}'_1) u_{k\Sigma}(t_2, \bar{r}'_2) dt_1 dt_2 d\bar{r}'_1 d\bar{r}'_2. \end{aligned} \quad (14)$$

Тут $\delta R_{k\Sigma} / \delta \lambda_j$, $\delta W_{k\Sigma} / \delta \lambda_j$ – варіаційні (функціональні) похідні [14 – 16]. Права частина рівняння (14) – це основа оптимального алгоритму обробки прийнятого випромінювання, що містить операції зваженого інтегрування коливань $u_{k\Sigma}(t, \bar{r}')$. Між лівою і правою частинами стоїть не знак рівності, а знак прирівнювання « \Rightarrow ». Ліва частина цього рівняння не дорівнює правій, а є її математичним очікуванням.

Обернена кореляційна функція знаходиться з рівняння звернення

$$\int \int_{T D'} R_{k\Sigma}[t_1, t_2, \bar{r}'_1, \bar{r}'_2, \bar{\lambda}(\bar{\vartheta})] W_{k\Sigma}[t_2, t_3, \bar{r}'_2, \bar{r}'_3, \bar{\lambda}(\bar{\vartheta})] dt_2 d\bar{r}'_2 = \delta(t_1 - t_3) \delta(\bar{r}'_1 - \bar{r}'_3). \quad (15)$$

Вважаючи поле випромінювання $u_{k\Sigma}(t, \bar{r}')$ стаціонарним і однорідним з інтервалом кореляції по змінним t і \bar{r}' значно меншим, ніж просторово-часовий інтервал спостереження $T \times D'$, поширимо межі інтегрування до нескінченності і запишемо пряму і обернену кореляційні функції рівняння спостереження (1) в наступному вигляді:

$$\begin{aligned} R_{k\Sigma}[\tau, \Delta \bar{r}', \bar{\lambda}(\bar{\vartheta})] &= \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} B_{k\Sigma}[f, \bar{\vartheta}, \bar{\lambda}(\bar{\vartheta})] \exp \left[j2\pi f \left(\tau + \frac{\bar{\vartheta} \Delta \bar{r}'}{c} \right) \right] df d\bar{\vartheta}, \\ W_{k\Sigma}[\tau, \Delta \bar{r}', \bar{\lambda}(\bar{\vartheta})] &= \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} B_{W\Sigma}[f, \bar{\vartheta}, \bar{\lambda}(\bar{\vartheta})] \exp \left[j2\pi f \left(\tau + \frac{\bar{\vartheta} \Delta \bar{r}'}{c} \right) \right] df d\bar{\vartheta}, \end{aligned} \quad (16)$$

де $B_{k\Sigma}[f, \bar{\vartheta}, \bar{\lambda}(\bar{\vartheta})] = B_{ks}[f, \bar{\vartheta}, \bar{\lambda}(\bar{\vartheta})] + \frac{f^2}{c^2} \frac{N_{0k}}{2} |K_k(j2\pi f)|^2 + \frac{f^2}{c^2} \frac{N_{0kp}}{2}$, $B_{Wk}[\cdot] = \frac{f^4}{c^4} B_{k\Sigma}^{-1}[\cdot]$.

Варіаційні похідні від кореляційної і оберненої до кореляційної функцій по параметрах $\bar{\lambda}(\bar{\vartheta})$ мають вигляд:

$$\frac{\delta R_{k\Sigma}(\cdot, \cdot, \bar{\vartheta})}{\delta \lambda_j(\bar{\vartheta})} = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\partial B_{k\Sigma}[f, \bar{\vartheta}, \hat{\lambda}(\bar{\vartheta})]}{\partial \lambda_j} \exp \left\{ j2\pi f \left(\tau + \frac{\bar{\vartheta} \Delta \bar{r}'}{c} \right) \right\} df, \quad (17)$$

$$\frac{\delta W_{k\Sigma}(\cdot, \cdot, \bar{\vartheta})}{\delta \lambda_j(\bar{\vartheta})} = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\partial B_{W\Sigma}[f, \bar{\vartheta}, \hat{\lambda}(\bar{\vartheta})]}{\partial \lambda_j} \exp \left\{ j2\pi f \left(\tau + \frac{\bar{\vartheta} \Delta \bar{r}'}{c} \right) \right\} df. \quad (18)$$

В цих виразах δ і ∂ – відповідно знаки варіаційної (функціональної) і звичайної частинної похідних. Підставимо ці варіаційні похідні в систему варіаційних рівнянь правдоподібності (14). В результаті отримаємо

$$\sum_{k=1}^K \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} df_1 df_2 \frac{\partial B_{k\Sigma}[f_1, \bar{\vartheta}_1, \bar{\lambda}(\bar{\vartheta}_1)]}{\partial \lambda_j(\vartheta_1)} \int_{-\infty}^{\infty} d\bar{\vartheta}_2 \frac{f_2^4}{c^4} \frac{1}{B_{k\Sigma}[f_2, \bar{\vartheta}_2, \bar{\lambda}(\bar{\vartheta}_2)]} \left| \dot{\Psi}(f_1 - f_2, \frac{f_1 \bar{\vartheta}_1 - f_2 \bar{\vartheta}_2}{c}) \right|^2 =$$

$$= (\Rightarrow) = \sum_{k=1}^K \int_{-\infty}^{\infty} df_1 \frac{f_1^4}{c^4} \frac{\partial B_{k\Sigma}[f_1, \bar{\vartheta}_1, \bar{\lambda}(\bar{\vartheta}_1)] / \partial \lambda_j(\vartheta_1)}{B_{k\Sigma}^2[f_1, \bar{\vartheta}_1, \bar{\lambda}(\bar{\vartheta}_1)]} \left| \dot{S}_{kTD'}(j2\pi f_1 \bar{\vartheta}_1) \right|^2, \quad (19)$$

де

$$\left| \dot{S}_{kTD'}(j2\pi f_1 \bar{\vartheta}_1) \right|^2 = \left| \int_T \int_{D'} u_{k\Sigma}(t, \bar{r}') \exp[\pm j2\pi f(t + \bar{\vartheta} \bar{r}' / c)] dt d\bar{r}' \right|^2 \quad (20)$$

– V_F періодограма, що є узагальненням періодограми Фур'є і результатом застосування V_F – перетворення до функції $u_{k\Sigma}(t, \bar{r}')$, обмеженої інтервалами спостереження T і D' , і подальшого обчислення квадрата модуля,

$$\dot{\Psi}(f_1 - f_2, f_1 \bar{\vartheta}_1 - f_2 \bar{\vartheta}_2) = \dot{\Psi}_T(f_1 - f_2) \dot{\Psi}_{D'}(f_1 \bar{\vartheta}_1 - f_2 \bar{\vartheta}_2) =$$

$$= TX'_m Y'_m \text{sinc}[\pi(f_1 - f_2)T] \text{sinc} \left[\pi(f_1 \vartheta_{1x} - f_2 \vartheta_{2x}) c^{-1} X'_m \right] \text{sinc} \left[\pi(f_1 \vartheta_{1y} - f_2 \vartheta_{2y}) c^{-1} Y'_m \right] \quad (21)$$

– базова функція невизначеності, або апаратна функція радіометричної системи апертурного синтезу. Ця функція визначає спільну роздільну здатність системи за частотами f і направленням $\bar{\vartheta}$. У разі прийому вузькосмугового випромінювання на частоті f_0 функція $\dot{\Psi}_{D'}[f_0(\bar{\vartheta}_1 - \bar{\vartheta}_2)]$ відповідає діаграмі спрямованості розкриву D' з постійним в його межах АФР. Роздільна здатність по частотах має порядок $1/T$, де T – час спостереження. Цей час може бути досить великим (сотні мілісекунд, секунди і більше) і потенційна роздільна здатність по частотах може бути дуже великою. Практично реалізувати завдання розрізнення спектральної яскравості по частотах досить складно, але тут цього й не потрібно. Ставиться тільки завдання просторового розділення зображень і пов'язаних з ними параметрів за напрямками $\bar{\vartheta}$. В результаті її вирішення з'являться інші функції невизначеності, якість яких (ширина, рівень бічних пелюсток та ін.) буде залежати від робочої ширини смуги пропускання частот випромінювання.

Праві частини системи (19) характеризують основні операції, які необхідно виконати над прийнятим полем, та структуру радіометричної системи. Функціональні (математичні) зв'язки спектральних яскравостей $B_{k\Sigma}$ з параметрами $\bar{\lambda}$ або покладаються відомими з вирішення відповідних прямих задач розсіювання для обраних електродинамічних моделей, або задані у вигляді регресійних співвідношень, отриманих експериментальним шляхом. Однією з найбільш істотних операцій є формування V_F -періодограми, що є неспроможною оцінкою спектральної яскравості $B_{k\Sigma}$ як функції частоти f та напрямків $\bar{\vartheta}$. Неспроможність проявляється в тому, що ні збільшення інтервалу спостереження T , ні збільшення розмірів розкриву D' не наближають періодограму до істинної яскравості, яка в спектральній області має вигляд випадкового процесу із середнім, пропорційним $B_{k\Sigma}(f, \bar{\vartheta})$, і кореляційною функцією, ширина якої за змінними Δf та $\Delta \bar{\vartheta}$ обернена до величини інтервалу спостереження T і розмірами розкриву D' . Випадкові сплески яскравості відносно її середнього значення з такими розмірами кореляційної функції називають спеклами. Спекли спотворюють структуру зображення і проявляють себе у вигляді плям. Усунути їх можна, наприклад, інтегруючи (усереднюючи) періодограму по частотах f . Оптимальні операції цього інтегрування представлені правими частинами системи рівнянь (19).

Процедура формування V_F -періодограми включає в себе операції фільтрації та розділення прийнятих процесів на сукупність спектральних складових за частотами f , фазової

затримки кожної зі складових на величину $2\pi f \bar{\vartheta} \bar{r}' / c$ і синфазного підсумовування затриманих сигналів по всіх елементах розкриття (елементам антеною решітки). Ці операції дозволяють сфокусувати кожен спектральну складову на сукупність заданих напрямів $\bar{\vartheta}$. В результаті формується віяло променів, що покривають обраний сектор огляду, і забезпечується роздільний прийом сигналів з кожного напрямку $\bar{\vartheta}$. Еквівалентними операціями є операції формування оцінок функцій когерентності з подальшим їх перетворенням відповідно до узагальненої теореми Ван Циттерта-Цернике.

Множник, що стоїть перед періодограмою в правій частині (19), – це квадрат АЧХ оптимального декорелюючого фільтра. Він містить функцію, зворотну до спектральної яскравості (знаменник множника), задану структуру інверсного нелінійного фільтра, в якому здійснюються декореляції коливачів $u_{k\Sigma}(t, \bar{r}')$. Ширина смуги пропускання цього фільтра залежить від інтенсивності перешкод $n_{kp}(t, \bar{r}')$, заданих в знаменниках (19) складовими, що містять $N_{0kp} / 2$. Фільтр є адаптивним, тому що знаменник $B_{k\Sigma}^2[f, \bar{\vartheta}, \bar{\lambda}(\bar{\vartheta})]$ множника, що стоїть перед періодограмою, залежить від параметрів $\bar{\lambda}(\bar{\vartheta})$.

Усереднення декорельованих коливачів шляхом їх інтегрування по частотах f забезпечує спроможність оцінок радіояркостних зображень $B_{0k}(\bar{\vartheta})$ та параметрів $\bar{\lambda}(\bar{\vartheta})$. З одного боку, декореляція зменшує радіуси кореляції усереднюваних процесів, збільшуючи число їх незалежних відліків в просторово-часовій області по змінній t та координатам \bar{r}' , що підвищує ефективність усереднення при інтегуванні піднесених до квадрату декорельованих процесів. З іншого боку, розширення смуги декорелюючих фільтрів, що характеризуються множителем при періодограмі, забезпечує інтегрування більшого числа її некорельованих відліків в спектральній області по частотах f .

3. Виведення оператора Фішера для оцінок параметрів $\bar{\lambda}(\bar{\vartheta})$

Особливістю цього виводу є те, що в ньому розглядаються оцінювані параметри $\bar{\lambda}(\bar{\vartheta})$, які приймають не окремі числові значення у вигляді невідомих констант, а є функціями, аргументи яких – просторові змінні $\bar{\vartheta}$.

Оператор Фішера має вигляд:

$$\Phi_{\mu, \bar{\vartheta}_1, \nu, \bar{\vartheta}_2} = \frac{1}{2} \sum_{k=1}^K \int_T \int_{T'} \int_{D'} \int_{D'} \frac{\delta W_{k\Sigma}[t_1, t_2, \bar{r}'_1, \bar{r}'_2, \bar{\lambda}(\bar{\vartheta})]}{\delta \lambda_{\mu}(\bar{\vartheta}_1)} \frac{\delta R_{k\Sigma}[t_2, t_1, \bar{r}'_2, \bar{r}'_1, \bar{\lambda}(\bar{\vartheta})]}{\delta \lambda_{\nu}(\bar{\vartheta}_2)} d\bar{r}'_1 d\bar{r}'_2 dt_1 dt_2. \quad (22)$$

Підставивши значення (17) і (18) в (22), отримаємо

$$\Phi_{\mu, \bar{\vartheta}_1, \nu, \bar{\vartheta}_2} = 0,5 \sum_{k=1}^K \int_{-\infty}^{\infty} df_1 (f_1^4 c^{-4}) B_{k\Sigma}^{-2}[f_1, \bar{\vartheta}_1, \bar{\lambda}(\bar{\vartheta}_1)] \times \\ \times \frac{\partial B_{k\Sigma}[f_1, \bar{\vartheta}_1, \bar{\lambda}(\bar{\vartheta}_1)]}{\partial \lambda_{\mu}(\bar{\vartheta}_1)} \frac{\partial B_{k\Sigma}[f_1, \bar{\vartheta}_2, \bar{\lambda}(\bar{\vartheta}_2)]}{\partial \lambda_{\nu}(\bar{\vartheta}_2)} \int_{-\infty}^{\infty} |\Psi(f_1 - f_2, f_1 \vartheta_1 - f_2 \vartheta_2)|^2 df_2. \quad (23)$$

Цей вираз описує загальну залежність граничних похибок оцінок параметрів $\bar{\lambda}(\bar{\vartheta})$ від ширини квадрата модуля функції невизначеності, тобто інтервалу спостереження T і розміру розкриття D' , діапазону досліджуваних частот і ступеня декореляції V_F -періодограми.

4. Можливі спрощення отриманого алгоритму для його практичної реалізації

Систему рівнянь (19) і практичну реалізацію відповідного їй алгоритму можна спростити, якщо врахувати, що $\partial B_{k\Sigma} / \partial \lambda_j = \left| \dot{K}_k(j2\pi f) \dot{F}_A(\bar{\vartheta} - \bar{\vartheta}_0, f) \right|^2 \partial B_{0k} / \partial \lambda_j$, і припустити, що в

межах смуги частот передавальної характеристики $\dot{K}_k(j2\pi f)$ радіометра спектральна яскравість практично не змінюється (або знехтувати її несуттєвою зміною, орієнтуючись на середнє значення), тобто $B_{0k}[f, \bar{\vartheta}, \bar{\lambda}(\bar{\vartheta})] \approx B_{0k}[f_0, \bar{\vartheta}, \bar{\lambda}(\bar{\vartheta})]$ (умова ПЧВ може не виконуватися).

Тоді в (19) $\partial B_{0k} / \partial \lambda_j$ можна винести за знаки інтегралів:

$$\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{f_2^4}{c^4} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{|\dot{K}_k(j2\pi f_1) \dot{F}_A(\bar{\vartheta}_1 - \bar{\vartheta}_0, f_1)|^2}{B_{k\Sigma}(f_2, \bar{\vartheta}_2, \bar{\lambda}(\bar{\vartheta}_2))} \left| \Psi \left(f_1 - f_2, \frac{f_1 \bar{\vartheta}_1 - f_2 \bar{\vartheta}_2}{c} \right) \right|^2 d\bar{\vartheta}_2 df_1 df_2 =$$

$$= (\Rightarrow) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{f_1^4}{c^4} \frac{|\dot{K}_k(j2\pi f_1) \dot{F}_A(\bar{\vartheta}_1 - \bar{\vartheta}_0, f_1)|^2}{B_{k\Sigma}^2(f, \bar{\vartheta}_1, \bar{\lambda}(\bar{\vartheta}_1))} |\dot{S}_{kTD'}(j2\pi f_1 \bar{\vartheta}_1)|^2 df_1. \quad (24)$$

Праві частини цієї системи рівнянь

$$Y_{\text{вих } k}(\bar{\vartheta}_1) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{f_1^4}{c^4} \frac{|\dot{K}_k(j2\pi f_1) \dot{F}_A(\bar{\vartheta}_1 - \bar{\vartheta}_0, f_1)|^2}{B_{k\Sigma}^2(f, \bar{\vartheta}_1, \lambda(\bar{\vartheta}_1))} |\dot{S}_{kTD'}(j2\pi f_1 \bar{\vartheta}_1)|^2 df_1. \quad (25)$$

– це вихідні ефекти системи апертурного синтезу, що є основою цього оптимального алгоритму обробки прийнятого випромінювання, що містить основні операції формування періодограм $|\dot{S}_{kTD'}(j2\pi f_1 \bar{\vartheta}_1)|^2$ і їх зваженого інтегрування.

Алгоритмічна і системотехнічна реалізація системи рівнянь (24) складна на практиці, тому розглянемо можливі шляхи її спрощення.

1. *Випадок ідеальної роздільної здатності при визначенні функції невизначеності в нескінченних межах інтегрування.* Нехай для простоти, розкрив D' антенної системи – прямокутний з порівняно великими сторонами прямокутника X'_m, Y'_m , які умовно вважатимемо наближуються до нескінченності. Час спостереження T також будемо вважати нескінченно великим. Базову функцію невизначеності (апаратну функцію) в цьому випадку приблизно можна визначити таким виразом:

$$|\Psi(f_1 - f_2, f_1 \bar{\vartheta}_1 - f_2 \bar{\vartheta}_2)|^2 \approx TX'_m Y'_m c^2 f^{-2} \delta(f_1 - f_2) \delta(\vartheta_1 - \vartheta_2). \quad (26)$$

2. *Випадок високої роздільної здатності при визначенні функції невизначеності в кінцевих межах інтегрування.*

У такому випадку знаменник $B_{k\Sigma}(f_2, \bar{\vartheta}_2, \bar{\lambda}(\bar{\vartheta}_2))$ в лівій частині рівняння (24) можна вважати практично постійним в межах ширини функції $\Psi[f_1 - f_2, (f_1 \bar{\vartheta}_1 - f_2 \bar{\vartheta}_2) c^{-1}]$. Тоді його можна винести з-під знака інтеграла при значеннях змінних $f_2 = f_1, \bar{\vartheta}_2 = \bar{\vartheta}_1$.

3. *Випадок, коли роздільна здатність по кутовим напрямкам може бути будь-якою.* Це найбільш поширений випадок, тому що реальні розміри площ антенних систем кінцеві. За частотою f базова функція невизначеності практично завжди є дуже вузькою. Можна вважати, що постійна яскравість збігається із середньою яскравістю або пропорційна інтегральній яскравості (потужності випромінювання) в межах робочої смуги АЧХ радіометричної системи. У такому випадку, як видно з алгоритму (24), доцільно здійснювати інтегрування по частотах і оцінювати вже не спектральну яскравість, а яскравість, інтегральну за частотою, яка по розмірності дорівнює середній потужності, віднесеної до одиниці тілесного кута. Забезпечення спроможності її оцінки вимагає усереднення періодограми, яке можна здійснити шляхом інтегрування в межах смуги частот, що визначається результуючою АЧХ радіометра, причому в межах цієї смуги спектральна яскравість покладається майже незмінною, тобто $B_{0k}(f, \dots) = B_{0k}(f_0, \dots)$.

Висновки

Синтезовані алгоритми оптимальної обробки шумових процесів радіотеплового випромінювання для формування радіояскравісних зображень просторово-протяжних об'єктів і оцінювання їх параметрів і статистичних характеристик як функцій просторових координат. При синтезі алгоритмів передбачалося, що спектральна яскравість випромінювання в межах АЧХ приймача постійна і змінюється в залежності від просторових (кутових) координат спостереження. Це припущення виправдано тим, що в роботі не вирішується завдання спектрального аналізу і оцінюються тільки інтегральні (по частоті) характеристики радіовипромінювання.

Особливість вирішеного завдання в тому, що для отримання аналітичних виразів в явній формі використаний математичний апарат V_F -перетворення, що не вимагає виконання умови просторово-часової вузькосмуговості (квазімонохроматичного наближення) і дозволяє вирішити задачу синтезу алгоритмів обробки широкосмугових і надширокосмугових процесів.

Список літератури: 1. *Волосюк, В. К.* Статистическая теория радиотехнических систем дистанционного зондирования и радиолокации / В. К. Волосюк, В. Ф. Кравченко ; под ред. В. Ф. Кравченко. – М. : Физматлит, 2008. – 704 с. 2. *Volosyuk, V. K.* Development of the theory, methods and algorithms for optimal wide- and ultrawideband spatiotemporal signal processing of radio-thermal radiation / V. K. Volosyuk, V. F. Kravchenko, V. V. Pavlikov // Antenna theory and techniques. ICATT'2013 : proc. of the IX Intern. conf., Sept. 16–20, 2013, Odessa, Ukraine. – [Odessa], 2013. – P. 74–79. 3. *Modern Methods for Optimal Spatio-Temporal Signal Processing in Active, Passive, and Combined Active-Passive Radio-Engineering Systems* / V. K. Volosyuk, Yu. V. Gulyaev, V. F. Kravchenko, B. G. Kutuza, V. V. Pavlikov, and V. I. Pustovoyt // Journal Of Communications Technology And Electronics. – 2014. – Vol. 59, No. 2. – P. 97–118. 4. *Волосюк, В.К.* Статистическая теория сверхширокополосных радиометрических устройств и систем / В.К. Волосюк, В.Ф. Кравченко, Б.Г. Кутуза, В.В. Павликов, В.И. Пустовойт // Физические основы приборостроения. – 2014. – Т.3, № 3. – С. 5–65. 5. *Pavlikov, V. V.* Optimal signal processing for radiometric imaging with multi-antenna & multi-band passive radars / V. V. Pavlikov, S. S. Zhyla, Nguen Van Kiem and O.V. Odokienko // Antenna theory and techniques. ICATT'2015 : proc. of the X Intern. conf., Apr. 21–24, 2015, Kharkiv, Ukraine. – P. 179-181. 6. *Караваев, В. В.* Основы теории синтезированных антенн / В. В. Караваев, В. В. Сазонов. – М. : Сов. радио, 1974. – 168 с. 7. *Томпсон, А. Р.* Интерферометрия и синтез в радиоастрономии / А. Р. Томпсон, Д. М. Моран, Д. У. Свенсон ; пер. с англ. под ред. А. И. Матвеевко. – 2-е изд., перераб. и доп. – М. : Физматлит, 2003. – 624 с. 8. *Есепкина, Н. А.* Радиотелескопы и радиометры / Н. А. Есепкина, Д. В. Корольков, Ю. Н. Парийский. – М. : Наука, 1973. – 416 с. 9. *Христиансен, У.* Радиотелескопы / У. Христиансен, И. Хегбом ; пер. с англ. под ред. А. А. Пистолькорса. – М. : Мир, 1988. – 304 с. 10. *Уилсон, Т. Л.* Инструменты и методы радиоастрономии / Т. Л. Уилсон, К. Рольфс, С. Хюттемейстер ; пер. с англ. под ред. С. А. Трушкина. – М. : Физматлит, 2013. – 568 с. 11. *Ван Схонвелд, К.* Построение изображений в астрономии по функциям когерентности / К. Ван Схонвелд ; пер. с англ. под ред. Л. Р. Когана, В. И. Костенко. – М. : Мир, 1982. – 318 с. 12. *Pavlikov, V. V.* Algorithm for Radiometric Imaging by Ultrawideband Systems of Aperture Synthesis/ V. V. Pavlikov, Kiem Nguyen Van, O. M. Tymoshchuk // IEEE Radar Methods and Systems Workshop. (RMSW 2016) : proc. Intern. conf., 27-28 Sept., 2016, Kyiv, Ukraine. – P. 103–106. 13. *Фалькович, С. Е.* Основы статистической теории радиотехнических систем : учеб. пособие / С. Е. Фалькович, П. Ю. Костенко. – Х. : Нац. аэрокосм. ун-т им. Н. Е. Жуковского «Харьк. авиац. ин-т», 2005. – 390 с. 14. *Коллатц, А.* Функциональный анализ и вычислительная математика / А. Коллатц. – М. : Мир, 1969. – 448 с. 15. *Кляцкин, В. И.* Стохастические уравнения глазами физика (основные положения, точные результаты и асимптотические приближения) / В. И. Кляцкин. – М. : Физматлит, 2001. – 528 с. 16. *Дубков, А. А.* Современные методы статистического анализа процессов переноса в биологических системах : учеб.-метод. материал по программе повышения квалификации «Хранение и обработка информации в биологических системах» / А. А. Дубков. – Н. Новгород : [б. и.], 2007. – 92 с.

*Національний аерокосмічний університет
ім. М.С. Жуковського
«Харківський авіаційний інститут»*

Надійшла до редколегії 11.08.2017

РЕАЛИЗАЦИЯ СИСТЕМНОГО ПОДХОДА ПРИ СОЗДАНИИ РАДИОЛОКАЦИОННОЙ СИСТЕМЫ МЕТЕОРОЛОГИЧЕСКОГО МОНИТОРИНГА

Введение

Во многих странах существуют и успешно работают метеорологические радиолокационные сети [1 – 3]. Побудительным мотивом к их созданию послужили человеческие жертвы и значительные материальные убытки при возникновении опасных метеорологических явлений и процессов. Именно они, опасные явления и процессы, в силу быстрого, а иногда и взрывного процесса их протекания, заставили ученых применить радиолокационные станции для получения оперативной метеорологической информации в реальном или близком к нему масштабе времени. Иными методами измерений попросту невозможно обеспечить прогностические органы Гидрометслужбы первичной информацией о развитии быстропротекающих и взрывных метеорологических процессов. Поэтому исторически сложилось такое целеполагание в развитии радиолокационных метеорологических сетей, когда во главу угла ставилась одна, главная, цель (или несколько), достижение которой обеспечивало повышение безопасности людей и уменьшение материальных убытков, часто только в отдельно взятом регионе [4]. На современном этапе развития метеорологических радиолокационных сетей цель, сформулированная выше, каждый раз достигается за счет успешного решения одной задачи – задачи штормооповещения. То есть налицо процессный, а не системный подход к созданию сети. За последние семьдесят лет радиолокационные станции значительно усовершенствовались, обрели новые возможности. Однако все созданные в мире метеорологические радиолокационные сети имеют главную задачу или несколько главных задач, в том числе по регионам. И это притом, что современные средства радиолокации, обработки данных и системы связи позволяют не выделять главную задачу, а решать все возможные задачи, в том числе не по регионам, а по всей охваченной наблюдениями территории. При этом круг задач будет ограничен только потенциальными возможностями радиолокационных станций, поскольку вся возможная радиолокационная информация заключена в эхо-сигналах на выходе антенной системы радиолокационной станции, а вся последующая обработка может, в идеальном случае, сохранить, но не увеличить количество радиолокационной информации. Данная статья посвящена рассмотрению системного подхода к созданию радиолокационной системы метеорологического мониторинга, позволяющего наилучшим образом получить в максимально полном объеме и сохранить при наименьших расходах всю возможную радиолокационную информацию, определяемую возможностями именно радиолокационных станций.

Актуальность

Наличие радиолокационной сети метеорологического мониторинга и правильное практическое использование информации этой сети значительно повышают качество прогнозирования состояния атмосферы оперативными подразделениями службы погоды. Например, Украина, к сожалению, в настоящее время такой сетью не обладает. Таким образом, решение задачи создания метеорологической радиолокационной сети актуально и в научном отношении отличается новизной. Тем более, что решение задачи создания подобной сети на основании системного подхода превратит метеорологическую радиолокационную сеть в систему метеорологического радиолокационного мониторинга со всеми системными преимуществами.

Объект и предмет исследования

Объектом исследования является процесс радиолокационного метеорологического мониторинга. Предметом исследования являются радиолокационная система метеорологического мониторинга и результаты реализации системного подхода при ее создании.

Цель исследования

Обоснование необходимости системного подхода при создании радиолокационной системы метеорологического мониторинга.

Методы исследования

Обобщение принципов создания существующих метеорологических радиолокационных сетей, системный анализ полученных данных для построения радиолокационной системы метеорологического мониторинга.

Описание исследования и анализ его результатов

Анализ принципов создания, работы и характеристик существующих метеорологических радиолокационных станций позволил выявить ограничения, присущие радиолокационному методу получения метеорологической информации. Во-первых, невозможно получение данных о метеорологических объектах, процессах и явлениях, расположенных ниже линии радиогоризонта. Во-вторых, рельеф местности и искусственные сооружения могут создавать препятствия распространению радиоволн, образуя углы закрытия. Это повышает минимальную высоту возможного обнаружения метеорологических объектов и явлений. В-третьих, при заданном энергетическом потенциале метеорологической радиолокационной станции с увеличением расстояния до метеорологического объекта или явления уменьшается минимальное значение отражаемости. В-четвертых, зоны интенсивных осадков существенно ослабляют радиоволны и экранируют собой находящиеся за ними облака. Осадки при попадании на радиопрозрачное укрытие метеорологического радара имеют следствием уменьшение значения отражаемости облаков. В-пятых, с увеличением расстояния от метеорологической радиолокационной станции происходит расширение главного лепестка диаграммы направленности ее антенны. Это приводит к ухудшению разрешающей способности по дальности в направлении поперечном линии визирования и, следовательно, по пространству. В-шестых, метеорологическая радиолокационная станция является опасным, излучающим радиоволны объектом со всеми вытекающими из этого нежелательными последствиями.

Созданные и функционирующие метеорологические радиолокационные сети являются одним из важных научно-технических достижений. Однако следует отметить не менее важное обстоятельство. Эти сети во всех странах создавались в районах наибольшей повторяемости опасных явлений. Это хорошо видно на примере созданных в США системы NEXRAD [3] и в России системы MAPC [2]. Вне всякого сомнения, что экономические аспекты при создании этих систем были на первом месте. Поэтому при обосновании размещения радиолокационных станций в системе MAPC учитывалось, что наиболее опасные явления возникают летом, когда для надежного обнаружения летних кучевых облаков требуется невысокая плотность радиолокационных станций. Это привело создателей к решению об оптимальном расстоянии между станциями равном 300 км. Кроме того, было принято решение о сплошном перекрытии зон наблюдения метеорологических радаров основных промышленных и сельскохозяйственных районов и авиационных трасс с интенсивной грозовой деятельностью, остальная же территория прикрывалась дискретно. Эти тезисы хорошо иллюстрирует рис. 1. Создатели системы NEXRAD исходили из того, что высота нижней границы сплошного радиолокационного поля должна составлять 10 тысяч футов или около 3 км. Т.е. построенная ими сеть оптимизирована для целей получения данных о ведущем потоке при составлении прогнозов погоды синоптиками, что отражает рис. 2. Рассмотрение целевого предназначения этих систем оставляем за рамками данной статьи.



Рис. 1



Рис. 2

Создатели описанных сетей сознательно выбрали процессный подход при их построении. Они не ставили перед собой задачу построения метеорологической радиолокационной сети как большой системы для всеобъемлющего мониторинга. В атмосфере происходят процессы, выбраны некоторые из них, пусть и важные, и построена сеть, позволяющая обеспечить информацией об этих выбранных процессах. Радиолокационные станции в этих сетях работают фактически в автономном режиме и связаны друг с другом только информационно, по конечной информации. Для сохранения полноты информации им приходится осуществлять обзор всей полусферы зоны обзора или зоны наблюдения. И даже при таких условиях не обеспечивается полнота в смысле обзора всего требуемого пространства наблюдений. При этом управление мощностью зондирующего сигнала не производится из-за технических сложностей этого процесса и нарушения калибровки радиолокатора. В итоге получается расточительное расходование энергии излучения в верхней части зоны наблюдения (на примере северо-западного и степного Причерноморья – рис. 3). И чем больше дальность действия радиолокатора, тем больше эта расточительность. А мощные радиолокаторы дорого стоят. При существующих подходах к созданию метеорологических радиолокационных сетей в каждом из радиолокаторов необходимо осуществлять как первичную, связанную с обнаружением сигналов на фоне шумов и помех, так и вторичную, связанную с распознаванием объектов и

явлений, обработку радиолокационной информации. Процессоры, осуществляющие такую обработку, также дорогостоящие, что еще больше удорожает метеорологическую радиолокационную станцию. А от ограничений, присущих радиолокационному методу получения метеорологической информации, избавиться не удастся.

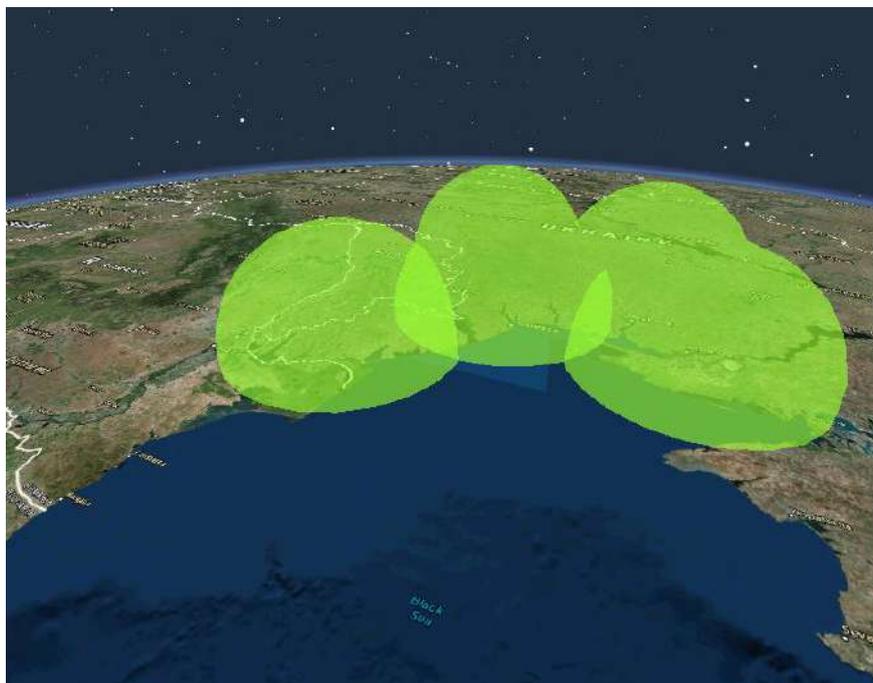


Рис. 3

Системный подход к построению радиолокационной системы метеорологического мониторинга подразумевает взаимодействие радиолокаторов друг с другом и со средой [5]. Из всей окружающей среды выделяется пространство наблюдений (на рис. 4 оно выделено более темным фоном по высоте от 0,5 до 25 км на примере Украины), т.е. только та часть атмосферы, в которой находятся объекты и происходят процессы и явления, подлежащие радиолокационному мониторингу. Образованное метеорологическими радиолокационными станциями радиолокационное поле должно полностью охватывать пространство наблюдений, не делая никаких исключений, что обеспечит полноту информации. Но и далеко за пределы пространства наблюдений, в целях экономии энергии, радиолокационному полю выходить не следует. Достичь охвата радиолокационным полем всего пространства наблюдений можно разными способами, но с экономической точки зрения приоритет должен быть отдан тому способу, который обеспечит минимальные финансовые, энергетические и иные затраты при сохранении полноты и качества потребной информации.

Следующий шаг позволит, задавшись требованиями потребителей к получаемой от радиолокационной системы метеорологического мониторинга информации, на основе общесистемных требований сформулировать требования к метеорологическим радиолокационным станциям. При этом, стараясь их сделать как можно проще с технической точки зрения, по возможности превращая в радиолокационный датчик, исключив из функций все сложные виды обработки и перенеся сложные виды обработки на верхние слои иерархии системы мониторинга. В результате, вполне могут получиться разные требования к радиолокаторам, располагаемым в разных регионах, поскольку условия радиолокационных измерений разные из-за различий в климатических особенностях регионов. Может также отпасть надобность в мощных радиолокаторах. Т.е. применение системных принципов в значительной мере способно снять ограничения, присущие радиолокационному методу получения метеорологической информации и уменьшить стоимость радиолокаторов.



Рис. 4

Проведенный анализ позволил сформулировать методологию применения системного подхода при создании радиолокационных систем метеорологического мониторинга. Она следующая.

1. Изучение характеристик протекающих над территорией гидрометеорологических объектов, явлений и процессов, подлежащих радиолокационному мониторингу.
2. Определение пространственных характеристик области атмосферы, из которой необходимо получать данные о гидрометеорологических объектах, явлениях и процессах, подлежащих радиолокационному мониторингу (определение пространства наблюдений).
3. Определение временных характеристик для данных, получаемых о гидрометеорологических объектах, явлениях и процессах, подлежащих радиолокационному мониторингу.
4. Выявление требований будущих потребителей к радиолокационной информации о гидрометеорологических объектах, явлениях и процессах, подлежащих радиолокационному мониторингу.
5. Проведение районирования территории пространства наблюдений с радиометеорологической точки зрения для определения наиболее эффективных длин волн метеорологических радаров для мониторинга гидрометеорологических объектов, явлений и процессов в различных регионах.
6. Определение потребной конфигурации радиолокационного поля, накрывающего пространство наблюдений.
7. Моделирование расстановки метеорологических радиолокационных станций на местности, позволяющей реализовать радиолокационное поле потребной конфигурации, накрывающей пространство наблюдений, и с заданными пространственными и временными характеристиками.
8. На основании исследований по предыдущим пунктам предъявление общих требований к метеорологическим радиолокационным станциям, формирующим потребное радиолокационное поле.
9. Разработка тактико-технических требований к метеорологическим радиолокационным станциям, формирующим потребное радиолокационное поле.
10. Совместно с заказчиком подготовка исходных данных для технического проекта создания радиолокационной системы метеорологического мониторинга.
11. Разработка технического проекта создания радиолокационной системы метеорологического мониторинга.
12. Реализация технического проекта создания радиолокационной системы метеорологического мониторинга.

Представленная выше *методология применения принципов системного подхода при создании радиолокационных систем метеорологического мониторинга реализуется в настоящее время* в рамках выполняемой научно-исследовательской работы с госбюджетным финансированием.

В соответствии с системным подходом с первого по четвертый разделы оценено вертикальное распределение метеорологических объектов, явлений и процессов, подлежащих радиолокационному контролю, и рассмотрены условия фазовых переходов воды в атмосфере, распределение тропосферы на части с положительными и отрицательными температурами, уровней естественной и интенсивной кристаллизации, пространственного распределения высот температурных уровней и их динамики. Рассмотрены требования к наземным дистанционным методам измерений: классификационные, системные. Обобщены требования к составу, точности и пространственно-временной разрешающей способности гидрометеорологической информации, используемой для производственной деятельности различных отраслей хозяйства: задачи и цели мониторинга, методы измерений, требования к измерениям разных видов [6]. Изучена динамика некоторых опасных процессов, протекающих в атмосфере, которая может быть настолько высока, что существующие принципы механического радиолокационного сканирования окружающего пространства не позволяют обнаружить эти опасные процессы и распознать их из-за большой длительности процедуры сканирования. Поэтому в метеорологических радиолокационных станциях могут применяться в качестве антенн многолучевые антенны или фазированные антенные решетки. В зависимости от места установки метеорологической радиолокационной станции фазированные антенные решетки могут быть с электронным сканированием по углу места и механическим вращением по азимуту, а в районах с высокой вероятностью процессов вертикального развития, порождающих опасные явления погоды, следует использовать фазированные антенные решетки с электронным сканированием как по углу места, так и по азимуту. Эти меры позволят оперативно обеспечить потребителя информацией о быстроразвивающихся опасных метеорологических процессах [7, 8]. В широком составе участников на базе УкрГМЦ проведены межведомственные совещания с целью рассмотреть вопросы создания метеорологической радиолокационной системы мониторинга на основе проведения экспертных опросов. Результатом исследований явились требования к качеству получаемой информации, которые подробно изложены в [9, 10], а кратко для формирования радиолокационного поля далее: верхняя граница получения информации – 22...25 км, нижняя граница получения информации – 0,3...0,5 км, при мониторинге туманов нижняя граница – 0,05 км; пространственная разрешающая способность в горизонтальной плоскости – 1...2 км, а в вертикальной плоскости – 0,5...1 км.

Проведенное с точки зрения радиометеорологии районирование территории (в качестве одного из примеров на рис. 5 приведены районы с наиболее вероятными грозами – 1 и градобитиями – 2) в соответствии с пятым разделом позволяет выработать требования к частотным характеристикам радиолокационного поля.

Из подобного анализа становится понятно, что для полноценного исследования атмосферного пространства в рамках климатического (основа мониторинга климата) и синоптического (основа оперативного гидрометеорологического обеспечения) мониторинга с удовлетворением заданных показателей качества информации желательно использование двух длин волн [11]: $\lambda=5...6$ см и $\lambda=10,0$ или 3,0 см. Первая длина волны ($\lambda=5...6$ см) отвечает рекомендациям Всемирной метеорологической организации и обеспечивает однородность получаемой радиолокационной информации по всей территории страны при присоединении к глобальной сети наблюдений. Это позволит проводить сравнительный анализ с результатами радиолокационных наблюдений других стран. Вторая длина волны ($\lambda=10,0$ или 3,0 см) дает возможность обрабатывать быстротекущие и локальные процессы вертикальной конвекции, имеющие катастрофические последствия в районах, где эти процессы протекают и представляют наибольшую опасность (район Карпат, северо-западное побережье Черного моря, Приазовье). Таким образом, в этих районах желательно иметь двухканальную метеорологическую радиолокационную станцию, работающую на длинах волн 5...6 см и 10 или

3 см. В районах аэропортов, морских портов желательно использование многофункциональных многодиапазонных радиолокационных станций с обязательной дополнительной длиной волны $\lambda=0,8$ см или 3 см для мониторинга всей толщи тропосферы на предмет обнаружения кристаллических облачных образований, туманов. Кроме того, такой радар может обнаруживать неустойчивый сдвиг ветра при локальных конвективных процессах, являющийся опасным для авиации. Таким образом, в этих районах желательно иметь или трехканальную метеорологическую радиолокационную станцию, работающую на длинах волн 0,8; 5...6 и 10 или 3 см или двухканальную метеорологическую радиолокационную станцию, работающую на длинах волн 0,8 или 3 см и 5...6 см. Остальную территорию страны достаточно оснастить одноканальными метеорологическими радиолокационными станциями, работающими в автоматическом режиме с рабочей длиной волны 5...6 см.

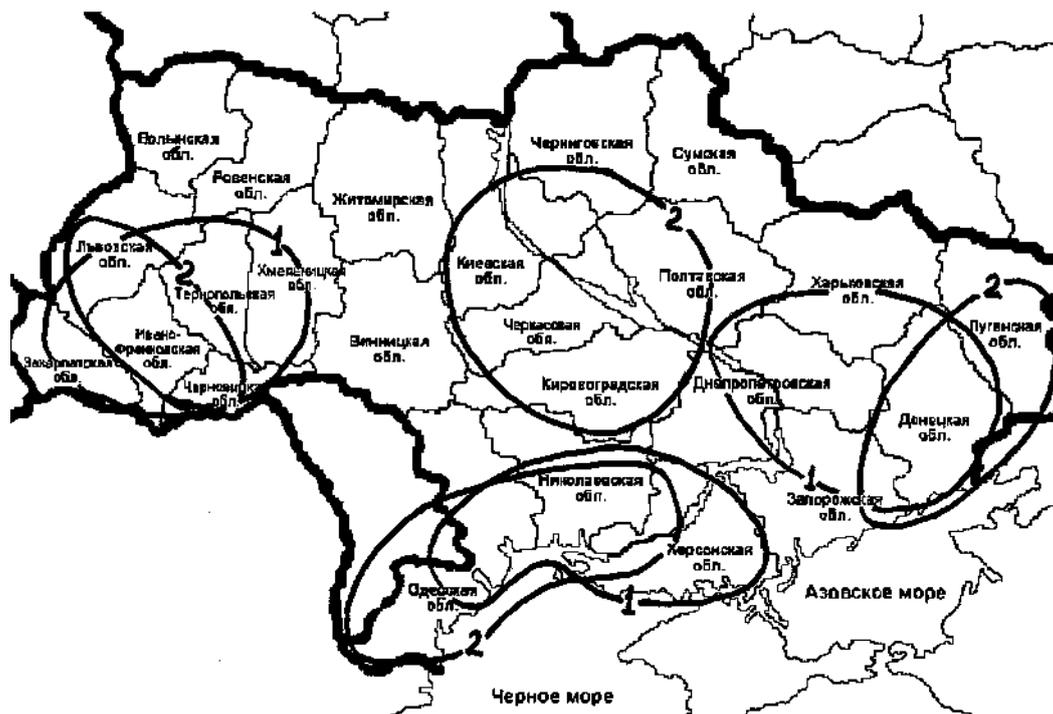
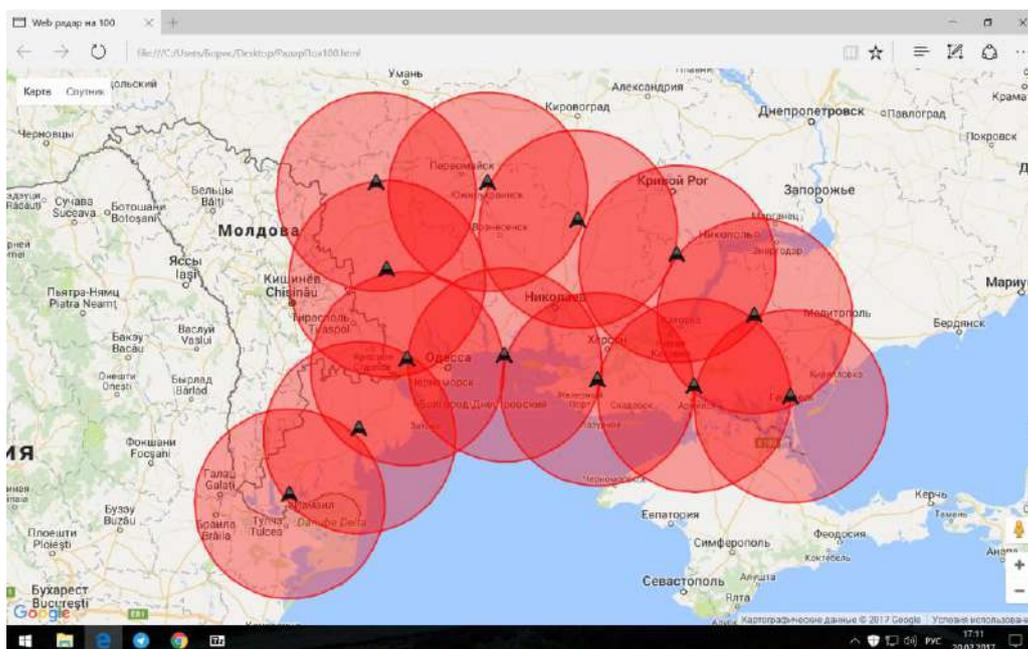


Рис. 5

На основании шестого раздела конфигурация радиолокационного поля, как было отмечено выше, должна полностью покрывать пространство наблюдений, незначительно выходя за пределы последнего с целью экономии энергии при мониторинге. Порядок реализации требований к создаваемому полю определяет седьмой раздел. Проведенный анализ вариантов построения радиолокационного поля показал, что наиболее рациональным является вариант расстановки радиолокаторов в вершинах шестиугольников с заведомым 50 %-ным наложением зон наблюдения двух соседних радиолокаторов и с ограничением подъема луча диаграммы направленности радиолокатора на угол не более 27 градусов. Это обеспечит беспровальную верхнюю границу радиолокационного поля на высоте около 25 км. Расстояние между радиолокаторами для обеспечения нижней беспровальной границы поля на высоте 500 м должно быть не больше 100 км. Подобная конфигурация поля как раз полностью покрывает пространство наблюдений с минимальной энергетической избыточностью, местами до высоты примерно 50 км. На рис. 6 показан результат моделирования приведенного выше варианта построения для северо-западного и степного Причерноморского региона (*a* – двумерное отображение наложенных друг на друга зон обзора радаров, образующих единую зону наблюдения, *b* – трехмерное отображение тех же зон, покрывающих пространство наблюдений).



а



б

Рис. 6

На основании предложенного варианта построения радиолокационного поля возможно предъявить требования к облику и тактико-техническим характеристикам метеорологических радиолокационных станций. Все метеорологические радиолокационные станции должны быть доплеровскими для проведения ветровых измерений по обнаруженным объектам и явлениям, являющимися индикаторами ветра. Для распознавания и измерения осадков во всех метеорологических радиолокационных станциях должны использоваться поляризационные измерения и применяться многоканальность. Ввиду высокой плотности населения в районах опасных метеорологических явлений необходимо уменьшать мощность излучаемых зондирующих сигналов, не уменьшая при этом количество излученной в пространство энергии с целью сохранить потенциал метеорологической радиолокационной станции и показатели качества получаемой радиолокационной информации. Поэтому в метеорологических радиолокационных станциях должны применяться сложные широкополосные сигналы, позволяющие сохранить потенциал станции при снижении излучаемой мощности. Метрическая дальность действия метеорологического радара должна быть в пределах 100 км.

Оставшиеся четыре раздела системного подхода при создании метеорологических радиолокационных систем мониторинга предполагается реализовать в процессе дальнейшей работы.

Выводы

Таким образом, исследования показали, что применение системного подхода к созданию метеорологической радиолокационной системы мониторинга позволяет получить системный эффект в виде экономного расходования энергии зондирующего излучения, оптимального покрытия радиолокационным полем пространства наблюдений без ухудшения при этом показателей качества информации. При системном построении мониторинга исчезает понятие радиогоризонта, уменьшается влияние крупномасштабного рельефа местности, снижается воздействие осадков на возможности мониторинга. Уменьшение потребной дальности действия метеорологической радиолокационной станции улучшает пространственную разрешающую способность внутри системы и позволяет резко понизить импульсную мощность зондирующего излучения, что уменьшит опасность системы для человека, т.е. системный подход в значительной мере позволяет ослабить ограничения, присущие радиолокационному методу получения метеорологической информации.

Список литературы: 1. *European Commission*, EUR 18567, „COST 75 – Advanced weather radar systems – International seminar”, ed. C.G. Collier, Luxemburg, Office for official publications of the European Communities, 1999. 858 p. 2. *Технический проект „Общесистемные решения по сбору, анализу, контролю и предоставлению радиолокационной информации от ДМРЛ-С”*. – Режим доступа: <http://www.aviamettelecom.ru/TP-DMRL-2014.pdf>. 3. *Golden, J.H.* The prospects and promise of NEXRAD: 1990's and beyond // J.H. Golden // COST 73. – 1989. – P. 17–36. 4. *Метеорологические автоматизированные радиолокационные сети*; под ред. Г.Б. Брылева. – С.-Пб.: Гидрометеиздат, 2002. – 330 с. 5. *Конторов, Д.С., Голубев-Новожилов, Ю.С.* Введение в радиолокационную системотехнику. – М.: Сов. радио, 1971. – 367 с. 6. *Удосконалення методів побудови систем одержання і обробки вимірювальної інформації з метою моніторингу навколишнього середовища: наук.-техн. звіт (номер держ. реєстрації 0113U000164)* / Одес. держ. еколог. ун-т; кер. Б.В. Перелигін. – Одеса, 2013–2015. 7. *Протокол Міжвідомчої наради в Українському гідрометеорологічному центрі „Про перспективи створення єдиного радіолокаційного поля над територією України з метою моніторингу навколишнього середовища”*. – Київ: УГМЦ. – 25.12.2015. 8. *Протокол Міжвідомчої наради в Українському гідрометеорологічному центрі „Про розробку системи метеорологічного радіолокаційного моніторингу причорноморського регіону України”*. – Київ: УГМЦ. – 04.04.2016. 9. *Перельгін, Б.В., Боровская, Г.А., Лужбин, А.М.* Анализ требований потребителей к характеристикам информации, получаемой от метеорологической радиолокационной системы мониторинга // Радиотехника. – 2016. – № 187. – С. 58–65. 10. *Perelygin, B.V.* Reasonable deployment of radar field for environmental monitoring system // Telecommunications and radio engineering. – 2016. – Vol. 75. № 9. – P. 823–833. Doi: 10.1615/TelecomRadEng.v75.i9.70 11. *Danova, T.E. & Perelygin, B.V.* Substantiation of requirements to the wavelength of radar monitoring for hydrometeorological purposes // Radioelectron. Commun. Syst. (2016) V.59. 7: PP.309-318. Doi: 10.3103/S0735272716070049

Одесский государственный
экологический университет

Поступила в редколлегию 20.08.2017

В.О. ЛЕБЕДЕВ, С.А. МАКАРОВ, канд. техн. наук, О.В. ВИСОЦЬКИЙ, канд. техн. наук

АНАЛІЗ ЕЛЕКТРОМАГНІТНОЇ СУМІСНОСТІ СМУГИ ЧАСТОТ 790-862 МГц НА ТЕРИТОРІЇ УКРАЇНИ ДЛЯ ВПРОВАДЖЕННЯ МЕРЕЖІ МОБІЛЬНОГО ЗВ'ЯЗКУ ЗА ТЕХНОЛОГІЄЮ LTE

Постановка проблеми

Значну роль у соціальній та економічній сферах діяльності суспільства відіграють сучасні телекомунікаційні системи, які забезпечують функціонування системи управління підприємств, розвиток економіки держави та розвиток у соціальній сфері.

З метою створення умов для розвитку національної інформаційної інфраструктури та ресурсів, впровадження новітніх технологій у сфері телекомунікацій, забезпечення широкого доступу населення до глобальної мережі Інтернет Президент України підписав Указ №445/2015 "Про забезпечення умов для впровадження системи рухомого (мобільного) зв'язку четвертого покоління". Впровадження системи рухомого (мобільного) зв'язку четвертого покоління стандарту LTE відповідно до Розпорядження Кабінету Міністрів України "Про затвердження плану заходів щодо впровадження системи рухомого (мобільного) зв'язку четвертого покоління" від 11 листопада 2015 р. № 1232-р потребує розробки методик проведення розрахунків електромагнітної сумісності та норм частотно-територіального рознесення радіоелектронних засобів (РЕЗ) для відповідних смуг частот.

Розвиток новітніх глобальних систем телекомунікаційних систем, зростання кількості новітніх засобів зв'язку, інтенсивне створення систем наземного і супутникового базування, а також їх широка інтеграція та конвергенція висувають на перший план проблему електромагнітної сумісності (ЕМС) озброєння та військової техніки Повітряних Сил Збройних Сил України та засобів телекомунікації новітніх цифрових стандартів зв'язку, особливо у дециметровому діапазоні хвиль.

У публікації [1] розглянуто проблему ЕМС при впровадженні мережі цифрового телевізійного мовлення у смузі частот 470 – 862 МГц. У публікації [2] розглянуто шляхи підвищення ефективності використання радіочастотного ресурсу на основі застосування організаційно-технічних заходів, які визначають можливість проведення перерозподілу частотного діапазону на основі удосконалення зразків військової техніки Повітряних Сил Збройних Сил України.

Метою статті є визначення попередніх умов електромагнітної сумісності радіоелектронних засобів спеціальних та загальних користувачів у смузі частот 790 – 862 МГц на території України для впровадження мережі мобільного зв'язку четвертого покоління та визначення потенційно несумісних типів військової техніки Повітряних Сил Збройних Сил України із радіоелектронними засобами зв'язку технології LTE.

Виклад основного матеріалу

Перехід на новітні технології та стандарти вимагає дослідження специфіки електромагнітних взаємодіючих зв'язків між радіоелектронними засобами (РЕЗ) спеціальних та загальних користувачів. Важливим резервом подальшого освоєння радіочастотного спектра (РЧС) для розвитку нових технологій є конверсія і вивільнення частки спектра, відведеної для використання засобів спеціального та комерційного призначення у діапазоні 790 – 862 МГц.

Розподіл радіочастотного ресурсу системам радіозв'язку. Міжнародна таблиця розподілу частот є основою для ефективного управління використанням спектру. Вона містить загальний план складу спектра, основну структуру для забезпечення ефективного використання спектра і заходи попередження виникнення радіочастотних перешкод між службами. Політика в області розподілу частот в Україні здійснюється відповідно до Національної таблиці

розподілу смуг радіочастот України та Плану використання радіочастотного ресурсу України [3, 4].

В Україні смуги радіочастот для використання відомствами національної оборони, державної безпеки, охорони правопорядку складають до 30 % освоєного РЧР, а залишок належить до смуг спільного використання РЕЗ загального та спеціального призначення.

Такий розподіл РЧС істотно обмежує виділення смуг частот для РЕЗ загального призначення і стримує розвиток сучасних систем радіозв'язку, що застосовуються в інших країнах, – систем рухомого зв'язку, систем бездротового доступу, наземного і супутникового телебачення та радіомовлення тощо. Одна зі світових тенденцій використання РЧС полягає в тому, що все більша частка РЧС у всіх країнах отримує статус спільного або загального використання.

Завантаження смуг радіочастотного спектру радіоелектронними засобами в Україні. Більшість смуг радіочастот, як правило, використовується декількома радіослужбами, тому в Національній таблиці розподілу смуг радіочастот України вказується як пріоритетність радіослужб (на первинній або вторинній основі), так і статус смуги частот: загального (ЗК) або спеціального (СК) користування.

Військова техніка Повітряних Сил Збройних Сил України використовує смугу частот 790 – 862 МГц відповідно до примітки У093 Національної таблиці розподілу смуг радіочастот України, де зазначено, що:

- смуга 399,9 – 1240 МГц розподілена повітряній радіонавігаційній службі спеціальних користувачів;

- смуга 75,2 – 9800 МГц розподілена радіолокаційній службі спеціальних користувачів.

РЕЗ загальних користувачів не повинні створювати завад РЕЗ спеціальних користувачів. Смуга радіочастот 814 – 815 МГц може використовуватися на вторинній основі безшнуровими телефонними апаратами. Смуга радіочастот 833 – 885 МГц використовується диспетчерськими радіолокаційними станціями систем управління повітряним рухом до кінця амортизаційного терміну. Окремі ділянки в смузі радіочастот 815 – 873 МГц можуть використовуватися системами сухопутного рухомого радіозв'язку загального користування за умови виконання встановлених вимог і обмежень. Окремі ділянки в смузі радіочастот 790 – 1100 МГц використовуються системами супутникового зв'язку.

Таким чином, в частині дециметрового діапазону основна частка радіочастотного ресурсу використовується в інтересах урядових і військових потреб.

Аналіз ситуації, що електромагнітної обстановки в діапазонах частот, виділених засобів радіозв'язку. Однією з основних проблем, що стримують розвиток сучасних високотехнологічних систем радіозв'язку загального користування, є недостатність частотного ресурсу, використовуваного без істотних обмежень на частотні, просторові та енергетичні параметри обладнання в найбільш затребуваних діапазонах, а саме: 800, 900, 1800 МГц; 2,1; 2,3 і 2,6 ГГц. На рис. 1 показано завантаженість діапазону 790 – 862 МГц засобами повітряної радіонавігації та посадки спеціальних користувачів і мережі цифрового стільникового зв'язку стандарту CDMA 800 й цифрового телевізійного мовлення.

Необхідно відзначити, що смуга частот 790 – 862 МГц відведена для переважного використання засобами повітряної радіонавігації та посадки спеціальних користувачів. Це бортова радіотехнічна система ближньої навігації (РСБН-С), приймачі різних каналів в складі наземної радіотехнічної системи ближньої навігації (РСБН-4Н), посадочно-радіомаякові група (ПРМГ), радіолокаційні станції та диспетчерські радіолокаційні пристрої типу ДРЛ, літакові відповідачі та радіовисотоміри.

Смуга частот 790 – 862 МГц відведена для 61-69 телевізійних каналів. Але, згідно з Розпорядженням Кабінету Міністрів України "Про затвердження плану заходів щодо впровадження системи рухомого (мобільного) зв'язку четвертого покоління" від 11 листопада 2015 р. № 1232-р зазначена смуга до кінця 2017 р. буде вивільнена від цифрового та аналогового наземного телевізійного мовлення.

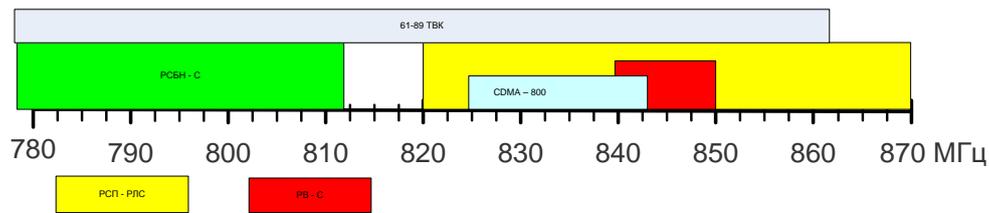


Рис. 1. Розподіл частот між мережами цифрового стільникового зв'язку стандарту CDMA 800 й цифрового телевізійного мовлення та засобами повітряної радіонавігації та посадки спеціальних користувачів у смузі частот 790 - 862 МГц

Умови для часткової конверсії радіочастотного ресурсу у діапазоні 790 - 862 МГц. Перехід на новітні технології та стандарти вимагає дослідження специфіки електромагнітних взаємодіючих зв'язків між РЕЗ спеціальних та загальних користувачів. Важливим резервом подальшого освоєння РЧС для розвитку нових технологій є конверсія і вивільнення частки спектра, відведеної для використання засобів спеціального та комерційного призначення у діапазоні 790 – 862 МГц.

На підставі даних про частотний діапазон роботи РЕЗ систем мобільного зв'язку технології LTE розглянемо смуги радіочастот 791 – 821 МГц, 832 – 862 МГц. Частотний діапазон роботи приймальних пристроїв РЕЗ спеціальних користувачів такий:

- для дальномірного каналу радіотехнічної системи ближньої навігації РСБН-4Н: 770 – 813 МГц;
- для ретранслятору дальноміру посадочної радіомаячної групи ПРМГ-5: 770 – 810 МГц;
- для ретранслятору дальноміру посадочної радіомаячної групи ПРМГ-76: 770 – 810 МГц;
- для диспетчерського радіолокатору радіолокаційної системи посадки літаків РСП-6М2: 833 – 885 МГц;
- для диспетчерського радіолокатору радіолокаційної системи посадки літаків РСП-10МН: 833 – 885 МГц;
- для диспетчерського радіолокатору ДРЛ-7СК (ДРЛ-7СМ): 833 – 885 МГц;
- для радіолокаційної станції виявлення та вимірювання координат маловисотних цілей 1РЛ134: 830 – 885 МГц;
- для радіолокаційної станції виявлення та вимірювання координат маловисотних цілей 35Н6: 825 – 885 МГц;
- для літакового відповідача різних модифікацій у режимі УВД: 835 – 840 МГц;
- для бортової радіотехнічної системи ближньої навігації, посадки і зустрічі А-317 у режимі “ОВК”: 800 – 813 МГц;
- для бортового радіовисотоміру великих висот РВ-18: 840 – 849 МГц.

Частотний аналіз впливу випромінювання РЕЗ систем мобільного зв'язку технології LTE на РЕЗ спеціальних користувачів у смузі радіочастот 790 – 862 МГц дозволяє визначити канали проникнення завад до приймальних пристроїв наземних та бортових РЕЗ:

а) при випромінюванні базових станцій технології LTE:

- 1) РСБН-4Н має дванадцять можливих каналів проникнення по основному каналу приймання;
- 2) ПРМГ-5 (ПРМГ-76) має п'ять можливих каналів проникнення по основному каналу приймання;
- 3) виріб А-317 має сім можливих каналів проникнення по основному каналу приймання;

б) при випромінюванні абонентських терміналів технології LTE:

- 1) РСП-6М2 має три можливих каналів проникнення по основному каналу приймання;

- 2) РСР-10МН (ДРЛ-7СК, ДРЛ-7СМ) має шість можливих каналів проникнення по основному каналу приймання;
- 3) 1РЛ134 має п'ять можливих каналів проникнення по основному каналу приймання;
- 4) 35Н6 має шість можливих каналів проникнення по основному каналу приймання;
- 5) літакові відповідачі різних модифікацій мають три можливих каналів проникнення по основному каналу приймання;
- 6) РВ-18 має один можливий канал проникнення по основному каналу приймання.

Аналіз технічних характеристик бортових та наземних РЕЗ спеціальних користувачів, а також технічних характеристик РЕЗ мереж мобільного зв'язку технології LTE, і частотний аналіз діючих РЕЗ спеціальних користувачів і РЕЗ систем мобільного зв'язку технології LTE, що плануються до впровадження у смузі частот 790 – 862 МГц, дозволяє визначити наступні потенційно-несумісні РЕЗ спеціальних та загальних користувачів:

- базова станція LTE та радіотехнічна система ближньої навігації РСБН-4Н і бортова куто-дальномірна радіотехнічна система ближньої навігації, посадки і зустрічі А-317;
- базова станція LTE та посадочна радіомаячна група ПРМГ-5 (ПРМГ-76);
- абонентський термінал LTE та радіолокаційна система посадки літаків РСР-6М2 (РСР-10МН, ДРЛ-7СК, ДРЛ-7СМ);
- абонентський термінал LTE та радіолокаційна станція виявлення та вимірювання координат маловисотних цілей 1РЛ134 (35Н6);
- абонентський термінал LTE та літакові відповідачі різних модифікацій;
- абонентський термінал LTE та бортовий радіовисотомір великих висот РВ-18.

У подальшому на підставі енергетичного аналізу діючих РЕЗ спеціальних користувачів і РЕЗ систем мобільного зв'язку технології LTE, що плануються до впровадження у смузі частот 790 – 862 МГц потрібно розробити обмеження та заборони на розміщення базових станцій технології LTE (умови сумісного функціонування РЕЗ спеціальних та загальних користувачів для впровадження мережі мобільного зв'язку четвертого покоління)

Висновки

Таким чином, проведено визначення попередніх умов електромагнітної сумісності радіоелектронних засобів спеціальних та загальних користувачів на основі аналізу технічних характеристик бортових та наземної військової техніки Повітряних Сил Збройних Сил України, а також технічних характеристик РЕЗ мереж мобільного зв'язку технології LTE у смузі частот 790 – 862 МГц на території України для впровадження мережі мобільного зв'язку четвертого покоління.

Визначено потенційно несумісні типи військової техніки Повітряних Сил Збройних Сил України із радіоелектронними засобами зв'язку технології LTE на основі частотного аналізу РЕЗ спеціальних та загальних користувачів.

Список літератури: 1. *Макаров, С. А.* Аналіз електромагнітної сумісності радіоелектронних засобів в умовах впровадження в Україні цифрового мовлення / С. А. Макаров, В. П. Поздняк, Г. Ю. Дукін // Системи обробки інформації. – 2006. – № 3. – С. 89-93. 2. *Макаров, С. А.* Підвищення ефективності використання радіочастотного ресурсу шляхом покращення частотної вибіркової радіолокаційних систем посадки / С. А. Макаров // Системи обробки інформації. – 2012. – № 9. – С. 46-49. 3. *Постанова* Кабінету Міністрів України від 15 грудня 2005 р. № 1208 Про затвердження Національної таблиці розподілу смуг радіочастот України (із змінами), 2017. – Ел. доступ <http://zakon3.rada.gov.ua/laws/show/1208-2005-n>. 4. *Постанова* Кабінета Міністрів України від 09.06.2006 р. № 815 Про затвердження Плану використання радіочастотного ресурсу України (із змінами), 2017. – Ел. доступ <http://zakon2.rada.gov.ua/laws/show/815-2006-p>.

*Харківський національний університет
повітряних сил імені І. Кожедуба*

Надійшла до редколегії 15.08.2017

ОЦЕНКА ЭФФЕКТИВНОСТИ ПРИМЕНЕНИЯ ПОЛОСОВЫХ СКРЕМБЛЕРОВ ДЛЯ ЗАЩИТЫ РЕЧЕВОЙ ИНФОРМАЦИИ В УЗКОПОЛОСНЫХ СИСТЕМАХ СВЯЗИ

Введение

Наряду с развитием компьютерных технологий, методов и средств передачи информации, развиваются и подходы к обеспечению ее конфиденциальности. Работа систем технической защиты информации, обеспечивающих защиту передаваемых речевых сообщений, базируется на изменении характеристик речи таким образом, что речь становится нераспознаваемой для злоумышленников, перехватывающих данное сообщение.

Среди различных систем передачи речи особое место занимают узкополосные системы связи. За счет узкой полосы каждого канала в отдельности (3,1 – 4 кГц) достигается рациональное использование радиочастотного ресурса. Данные системы характеризуются низкими требованиями к стабильности характеристик канала связи и малой стоимостью оборудования. Примерами узкополосных систем связи являются проводные телефонные линии общего и специального назначения, системы специальной, оперативно-технологической и любительской радиосвязи вплоть до диапазона ОВЧ (VHF). В подобных системах наряду с требованиями надежности и оперативности, важны также вопросы обеспечения безопасности передаваемой информации. Устройства скремблирования по-прежнему остаются основным средством обеспечения безопасности в таких системах из-за их узкой полосы и низкого рабочего соотношения сигнал/шум [1 – 5].

Согласно [3] выделяют следующие основные принципы скремблирования: скремблирование в частотной области, скремблирование во временной области, а также двухмерное или комбинированное скремблирование, реализующее одновременно два приведенных выше преобразования речевого сигнала. Для передачи информации по каналу связи в масштабе реального времени, скремблирование в частотной области является более предпочтительным, чем во временной [6]. Это обусловлено тем, что полосовые скремблеры более устойчивы к неравномерности амплитудно-частотной характеристики канала, что позволяет получить минимальные искажения сигнала при дескремблировании. В то же время основным недостатком полосовых скремблеров является то, что скремблированный сигнал характеризуется присущим речи ритмом и сравнительно высоким уровнем остаточной разборчивости [7].

Как правило, основу полосовых скремблеров составляет банк частотно-избирательных фильтров, реализованных в аналоговом, либо в цифровом виде. Реализация банка фильтров в цифровом виде и применение алгоритма быстрого преобразования Фурье (БПФ) позволяет значительно увеличить количество полос, на которые разбивается спектр исходного сигнала [8]. За счет этого возрастает количество возможных вариантов перестановок полос, приводящее к повышению степени закрытия речи. Однако при использовании алгоритма, работающего по принципу по-блочного накопления и обработки отсчетов [9], для корректного дескремблирования речевой информации необходимо обеспечение синхронизации между скремблером и дескремблером. Отсутствие синхронизации приводит к появлению в дескремблированном сигнале «щелчков», следующих с периодом, равным длительности окна БПФ [10].

Проблема синхронизации между скремблером и дескремблером, выполняющих частотные преобразования речевого сигнала с использованием алгоритма БПФ, была детально исследована в ряде работ. Так, в [11] рассмотрена возможность введения дополнительных синхроимпульсов в скремблированный сигнал, как перед началом сеанса связи, так и в процессе передачи речевой информации. В последующих работах [12] предложено использовать поотсчетную, покадровую, а также мультикадровую синхронизацию. Подобный механизм синхронизации реализован также в скремблерах, в которых передача зашифрованных отсчетов речи выполняется с помощью OFDM модуляция

[13]. Это приводит к значительному усложнению алгоритма скремблирования и увеличению его вычислительной сложности [14], что ставит под сомнение заявленную простоту описанных выше методов скремблирования.

В работах [15, 16] представлены альтернативные способы реализации полосовых скремблеров, не требующие синхронизации между скремблером и дескремблером. Данные подходы основаны на реализации банка цифровых фильтров с использованием алгоритма БПФ со скользящим окном [15] либо «быстрого банка фильтров» (Fast Filter Bank) [16]. С точки зрения реализации скремблера эти подходы обладают большей вычислительной сложностью, чем при поблочном накоплении отсчетов [15]. Однако использование данных методов на практике видится более предпочтительным за счет отсутствия необходимости синхронизации и дополнительного введения в передаваемый сигнал служебной информации. Причем использование алгоритма БПФ со скользящим окном [15] является более оправданным с точки зрения временных затрат на разработку скремблера. Это связано с тем, что алгоритм БПФ является стандартной функцией цифровой обработки сигналов (ЦОС).

Однако следует отметить, что в доступных литературных источниках и обзорах технических решений не представлены в полной мере следующие аспекты, относящиеся к эффективности применения полосовых скремблеров и являющихся задачами данного исследования:

1) оптимальное разбиение спектра сигнала при его скремблировании и рекомендации по выбору порядка следования переставляемых полос по критерию минимальной остаточной разборчивости речи в защищаемом канале связи;

2) оценка степени защищенности скремблированного сигнала, то есть его устойчивости к попыткам взлома злоумышленником.

1. Экспериментальная установка для исследования особенностей использования полосовых скремблеров

Экспериментальные исследования особенностей функционирования и эффективности работы полосовых скремблеров проводились на установке, структурная схема которой представлена на рис. 1. Установка включает в себя звуковоспроизводящее устройство и персональный компьютер (ПК) со специализированным программным обеспечением, реализованным в среде MATLAB®. Речевые сигналы, подлежащие скремблированию-дескремблированию, представлялись в виде массивов отсчетов, сохраненных в аудиофайлах либо поступающих с аудио карты ПК. В качестве скремблера-дескремблера использовался алгоритм цифровой обработки сигналов (ЦОС), разработанный по рекомендациям, изложенным в [15]. Его отличительной чертой является простота реализации за счет использования в его составе стандартных функций ЦОС и отсутствие необходимости синхронизации скремблера и дескремблера.

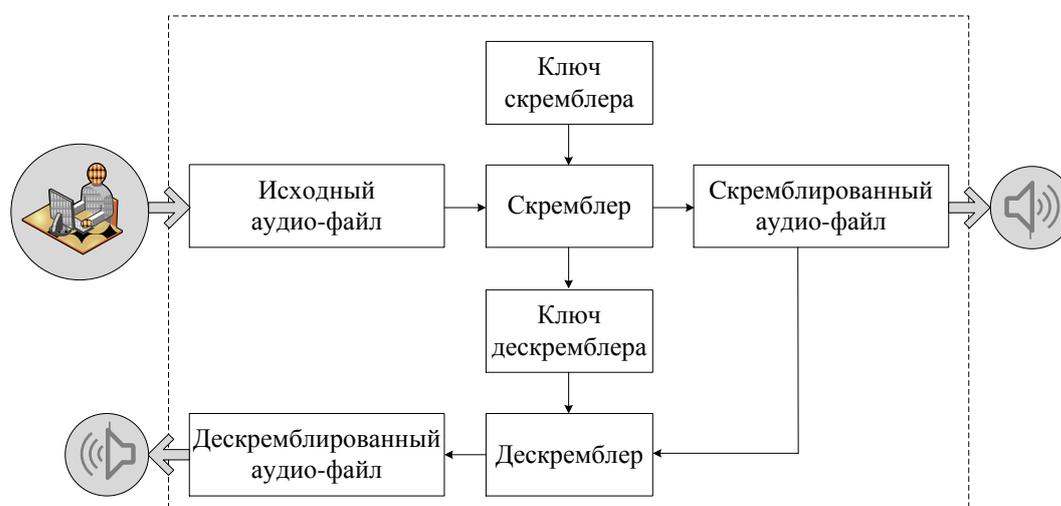


Рис. 1

Алгоритмы скремблирования и дескремблирования идентичны друг другу, поэтому ниже приведено описание только алгоритма скремблирования.

В основе разработанного алгоритма скремблирования (пояснение работы рис. 2) лежит банк цифровых узкополосных фильтров, реализованных на базе БПФ со скользящим окном [15]. За счет использования скользящего окна, которое на каждой итерации сдвигается на один отсчет, данный алгоритм не нуждается в синхронизации скремблера и дескремблера.

Как видно из рис. 2, на каждой итерации работы алгоритма из массива отсчетов входного сигнала $s_{ex}(n)$ скользящим окном выбирается N элементов (где N – размер окна, см. этап А). Выбранные элементы домножаются на весовую функцию $W(n)$ и обрабатываются алгоритмом БПФ. Далее выполняется формирование БПФ-спектра выходного сигнала, состоящее из: перестановки комплексных отсчетов БПФ-спектра входного сигнала в соответствии с ключом скремблера и коррекции фаз полученных отсчетов спектра (блоки М и ф на рис. 2).

Используемый ключ скремблера представляет собой массив:

- граничных частот полос, подлежащих перестановке;
- номеров, задающих порядок перестановки полос;
- флагов инверсии спектра (смены порядка следования его отсчетов) в рамках каждой полосы.

Далее фаза каждого коэффициента на выходе блока М корректировалась в блоке ф согласно формуле (1). За счет этого исключаются скачки фазы спектральных компонент сигнала после выполнения перестановки по частоте в соответствии с ключом скремблера.

$$\varphi'_{i, k} = \varphi_{i, k} + 2\pi \cdot \Delta f_i \cdot n_k \cdot (1/f_s), \quad (1)$$

где i – номер коэффициента БПФ-спектра входного сигнала; k – номер итерации алгоритма скремблирования; $\varphi'_{i, k}$ – фаза комплексного коэффициента БПФ-спектра сигнала на выходе блока ф, соответствующая i -му коэффициенту БПФ-спектра входного сигнала; $\varphi_{i, k}$ – фаза i -го комплексного коэффициента БПФ-спектра входного сигнала; Δf_i – величина сдвига по частоте i -го комплексного коэффициента БПФ-спектра входного сигнала при его перестановке согласно с ключом скремблера; n_k – положение скользящего окна относительно первого элемента массива отсчетов входного сигнала на k -ой итерации алгоритма (рис. 2); f_s – частота дискретизации входного/выходного сигнала.

Для формирования выходного сигнала $s_{вых}(n)$ массив отсчетов БПФ-спектра с выхода блока ф обрабатывается алгоритмом обратного БПФ (ОБПФ). Полученные таким образом отсчеты добавляются к содержимому массива $s_{вых}(n)$ (этап В на рис. 2). Массив $s_{вых}(n)$ на момент старта алгоритма инициализируется нулями. Смещение блоков отсчетов, полученных после ОБПФ, относительно первого элемента массива $s_{вых}(n)$, равно смещению скользящего окна в массиве $s_{ex}(n)$.

На последующих итерациях алгоритма происходит смещение скользящего окна на один отсчет с повтором описанных выше действий. Таким образом, выполняется формирование массива временных отсчетов сигнала $s_{вых}(n)$ из массива $s_{ex}(n)$.

При проведении экспериментальных исследований использовались следующие параметры алгоритма скремблирования:

- 1) частота дискретизации $f_s=8$ кГц (ширина спектра исходного сигнала составляет 4 кГц);
- 2) размер скользящего окна $N=512$;
- 3) тип весовой функции $W(n)$: Блэкмана - Харриса (ширина главного лепестка по уровню -3 дБ составляет 29,297 Гц, уровень боковых лепестков равен - 92 дБ).

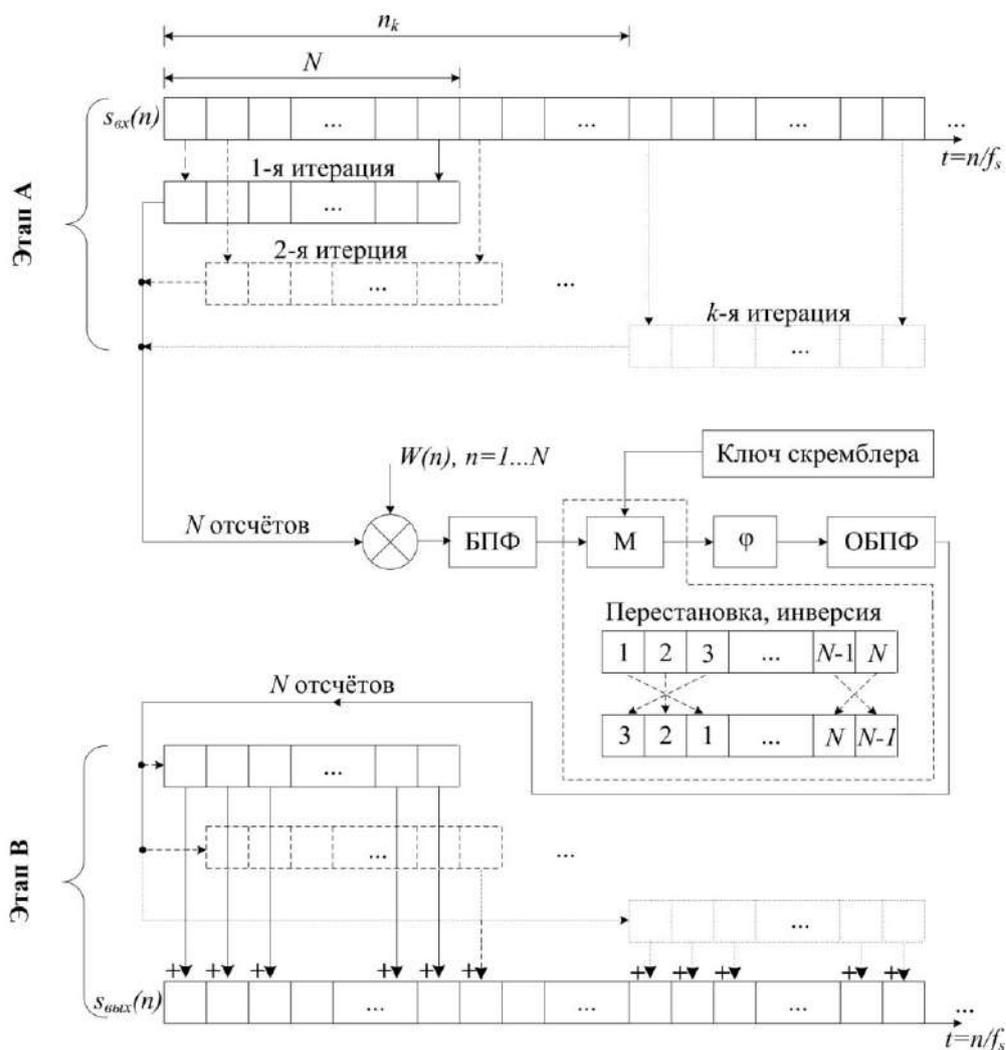


Рис. 2

Для отладки алгоритма полосового скремблера использован тестовый битональный сигнал с линейным ростом частоты. Спектрограмма сигнала представлена на рис. 3, а. Выбранный тестовый сигнал за один сеанс скремблирования-дескремблирования позволяет:

1) выполнить контроль правильности разбиения спектра сигнала на полосы в соответствии с ключом скремблера, а также порядка перестановки полос и их инверсий;

2) оценить уровень паразитных компонент, создаваемых каждой составляющей спектра входного сигнала. Эти компоненты возникают, например, из-за эффектов «просачивания спектральных составляющих» и «размытия максимумов спектра» вследствие отличия формы частотной характеристики весовой функции $W(n)$ от прямоугольного вида с шириной, обратной длительности окна [17];

3) оценить искажения, возникающие при характерном для речи динамическом изменении частоты преобладающего тона.

Примеры спектрограмм скремблированного и дескремблированного тестового сигнала приведены на рис. 3 (б, в). В соответствии с ключом скремблера, используемом в данном случае, спектр исходного сигнала разбивался на три полосы, эти полосы переставлялись в обратном порядке, при этом спектр второй полосы инвертировался.

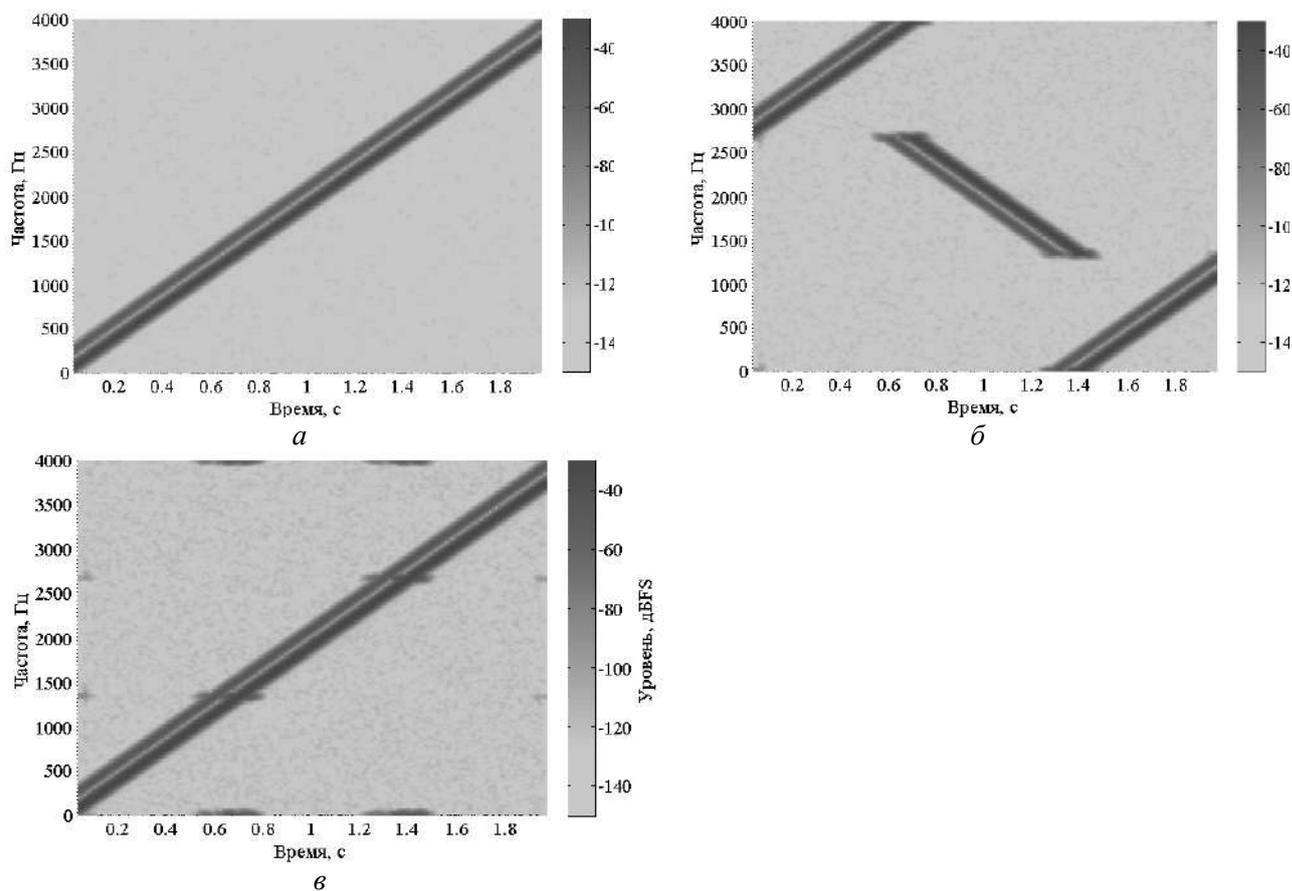


Рис. 3

На рис. 3, в видны паразитные спектральные компоненты, причина появления которых указана выше в п. 2. Для подавления этих паразитных компонент могут быть использованы дополнительные полосы режекции между перестанавливаемыми полосами сигнала при скремблировании-дескремблировании. Ширина полос режекции равна ширине главного лепестка используемой весовой функции.

2. Исследование способа разбиения спектра и влияния порядка следования полос на остаточную разборчивость скремблированного сигнала

Оценка остаточной разборчивости скремблированных сигналов выполнялась экспериментально на основе артикуляционных измерений в соответствии с ГОСТ 50840-95. Для проведения таких измерений была задействована группа из трех подготовленных дикторов (одного мужчины и двух женщин) и аудиторов (одного мужчины и двух женщин), не имеющих явных дефектов слуха и речи. Подготовка к эксперименту включала в себя формирование аудиофайлов с тестовыми фразами, начитанными каждым диктором и взятыми из артикуляционных таблиц (Приложение Д ГОСТ 50840-95). Далее аудиофайлы подвергались скремблированию и прослушивались аудиторами, в результате чего оценивалась словесная остаточная разборчивость. Таким образом, каждая оценка разборчивости представляла собой среднюю величину, полученную по результатам прослушивания всеми аудиторами по 50 фраз, надиктованными каждым из дикторов.

Для исследования влияния способа перестановки полос на остаточную разборчивость, спектр исходного сигнала разбивался на 3 полосы и выполнялся перебор всех возможных вариантов перестановок полос и инверсий спектра в полосах. Граничные частоты полос соответствовали двум способам разбиения спектра – эквидистантному и октавному. При эквидистантном способе разбиения спектра, полосы исходного сигнала имели равную ширину (граничные частоты составляли 1,328 и 2,656 кГц при полосе сигнала в 4 кГц). При

октавном ширины полос соотносились как 1:2 по мере возрастания частоты (граничные частоты полос 563 и 1,703 кГц). Выбранное количество полос (три) оптимально с точки зрения трудозатрат на перебор всех комбинаций. Аналогичное количество полос используется в сравнительно простых скремблерах на базе специализированных микросхем, например, PCD4440T производства Philips. Полученные результаты оценки остаточной разборчивости скремблированного сигнала для эквидистантного и октавного способов разбиения спектра исходного сигнала приведены на рис. 4, а, б соответственно. Нумерация полос, приведенная на рис. 4, осуществлялась от области нижних частот спектра исходного сигнала к верхним.

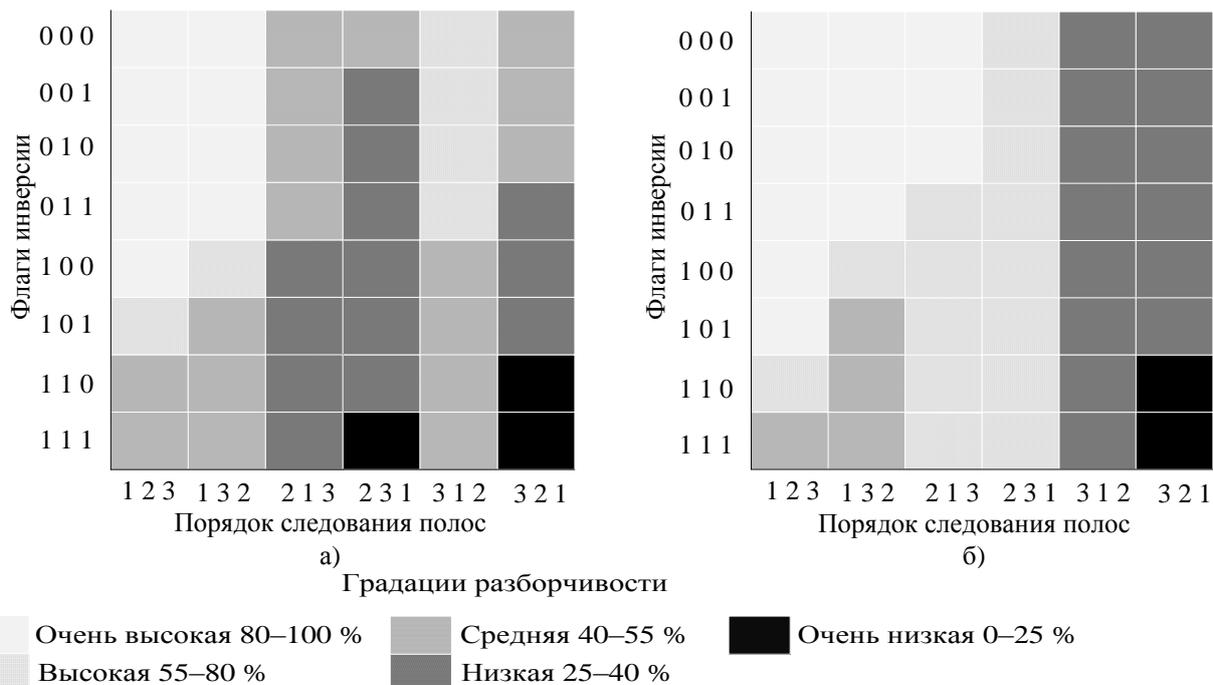


Рис. 4

Приведенные на рис. 4 результаты экспериментальных исследований показывают, что не все из возможных перестановок обеспечивают низкий уровень остаточной разборчивости. Видно, что к таким «эффективным» перестановкам можно отнести те, в которых полосы спектра, содержащие низкочастотные компоненты речи, перемещаются в область верхних частот. Возможность ухудшения разборчивости при подобных перестановках может быть также объяснена тем, что способность уха различать отдельно сигналы с близкими частотами обратно пропорциональна частоте этих сигналов [18]. Поэтому перемещение близко расположенных низкочастотных компонент речи (например, гармоник основного тона) в область верхних частот препятствует отдельному восприятию этих компонент и уменьшает разборчивость скремблированного сигнала.

Из сравнения рисунков 4, а, б видно, что способ разбиения спектра сигнала на полосы (эквидистантное или октавное) не оказывает значительного влияния на остаточную разборчивость.

3. Оценка защищенности речевого сигнала в системах связи, использующих полосовые скремблеры

При незнании ключа скремблера к наиболее типовым действиям злоумышленника по взлому перехваченного скремблированного сигнала можно отнести:

- 1) запись и многократное прослушивание сигнала;
- 2) «полную» инверсию спектра сигнала (зеркальную перестановку всех его спектральных компонент относительно центральной частоты);

3) разбиение спектра сигнала на некоторое количество полос равной ширины с последующей перестановкой полос в обратном порядке либо перебором всех возможных комбинаций перестановок;

4) действия, аналогичные п. 3, за исключением того, что спектр сигнала в каждой полосе инвертируется;

5) анализ спектрограммы скремблированного сигнала для определения граничных частот полос по ее характерным признакам и выполнение действий, аналогичных указанным выше.

При выполнении дальнейших исследований под успешной попыткой взлома принимался результат такого преобразования скремблированного сигнала, когда его разборчивость становилась больше, чем разборчивость до взлома, и принимала значение выше 30 %. Указанное пороговое значение разборчивости соответствует возможности распознавания отдельных слов и выражений [18].

Алгоритм для выполнения «полной» инверсии спектра сигнала видится наиболее эффективным и простым из перечисленных способов взлома, поскольку, как следует из раздела 2, эта операция приблизительно восстанавливает порядок следования полос скремблированного сигнала. Это может привести к увеличению его разборчивости до удовлетворительного уровня и, как следствие, к возможности несанкционированного прослушивания. Алгоритм «полной» инверсии спектра заключается в смене знака перед величиной каждого второго отсчета исходного сигнала:

$$s_{inv}(n) = (-1)^n \cdot s_{ex}(n), \quad (2)$$

где $s_{inv}(n)$ – поток отсчетов сигнала с инвертированным спектром; n – номер отсчета, $n = 1, 2, 3, \dots$

Экспериментально полученные оценки разборчивости скремблированного сигнала после попыток его взлома с использованием алгоритма «полной» инверсии спектра представлены на рис. 4. Каждая из приведенных оценок разборчивости ξ равна максимальному значению из двух величин:

1) остаточной разборчивости (при попытке разобрать скремблированный сигнал без каких-либо преобразований);

2) разборчивости после попытки взлома скремблированного сигнала алгоритмом «полной» инверсии. Оценки разборчивости ξ получены по результатам попыток взлома сигналов на выходе полосового скремблера при эквидистантном способе разбиения спектра с различным количеством полос. При разбиении спектра сигнала на две-три полосы исследована устойчивость к взлому скремблированного сигнала для всех возможных вариантов перестановок полос и инверсий спектра в полосах. При разбиении на четыре и более полос – для 10 случайно выбранных вариантов перестановок. Предположение о возможном разбросе величин ξ сделано на основании того, что среди всевозможных вариантов перестановок большего числа полос обязательно найдутся те, которые повторяют перестановки с меньшим числом полос.

Из рис. 5 видно, что при разбиении спектра речевого сигнала на 32 и менее полос, речевая информация может быть распознана непосредственно по самому скремблированному сигналу либо по результату инверсии его спектра. Указанное справедливо для речевых сигналов полосой 4 кГц, вне зависимости от величин граничных частот полос, порядка следования и инверсий полос при скремблировании. Однако при разбиении спектра сигнала на 64 полосы и более, такой метод взлома не дает подобного результата. Это связано с тем, что существуют варианты перестановок полос (ключи скремблера), при которых обеспечивается разборчивость ниже 30 % как до, так и после инверсии. Следовательно, для обеспечения устойчивости к взлому скремблированного сигнала с использованием алгоритма «полной» инверсии его спектра необходимо, чтобы количество полос при скремблировании составляло не менее 32 – 64.

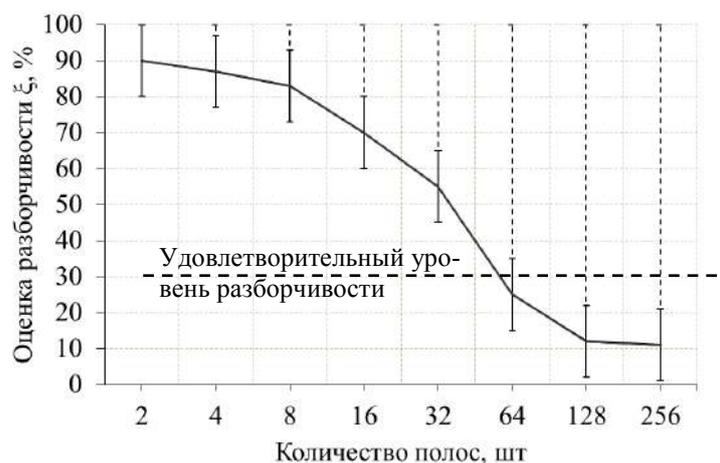


Рис. 5

Одним из эффективных методов обеспечения низкого уровня остаточной разборчивости и увеличения устойчивости к взлому путем инверсии или прямого перебора является увеличение количества переставляемых полос.

Основным параметром, ограничивающим максимальное количество полос, является минимально достижимая величина полосы пропускания фильтров, используемых в составе скремблера. При реализации в скремблере банка цифровых узкополосных фильтров на базе алгоритмов, подобных БПФ, эта величина зависит от ряда факторов.

Во-первых, минимально достижимая величина полосы пропускания зависит от используемой весовой функции и обратно пропорциональна длительности (размеру) окна. Длительность окна определяется допустимым временем задержки на цикл скремблирования-дескремблирования. Величина задержки для узкополосных речевых систем связи должна составлять не более $\tau_{max} = 50 \dots 200$ мс [18, 19]. Следовательно, величина длительности окна БПФ должна составлять:

$$\tau_{БПФ_{max}} \leq \tau_{max} / 2; \tau_{БПФ_{max}} \leq 25 \dots 100 \text{ мс.}$$

Например, при частоте дискретизации исходного речевого сигнала в $f_s = 8$ кГц (период дискретизации равен $T_s = 1/f_s = 125$ мкс), максимальный размер окна составляет

$$N_{max} \leq \tau_{БПФ_{max}} / T_s; N_{max} \leq 200 \dots 800 \text{ отсчетов.}$$

Исходя из особенностей алгоритма БПФ размер окна должен быть кратен 2^N , здесь N – целое число. Следовательно, размер окна N_{max} ограничен значением в 512 отсчетов. Как известно, максимальное число полос, на которое возможно разбить спектр сигнала при использовании алгоритма БПФ, равно половине размера окна [17]. То есть максимальное количество полос скремблера составляет 256.

Во-вторых, максимальное количество полос ограничено уровнем искажений сигнала, возникающих вследствие эффектов «просачивания спектральных составляющих» и «размытия максимумов спектра» после цикла его скремблирования-дескремблирования [17]. Эти искажения могут быть экспериментально оценены по зависимости от количества полос максимума взаимно-корреляционной функции (ВКФ) между исходным речевым сигналом и сигналом, полученным из исходного в результате его скремблирования-дескремблирования. Приведенные на рис. 6 оценки максимумов ВКФ для каждого количества полос получены путем осреднения результатов 10 сеансов скремблирования-дескремблирования исходного речевого сигнала. При скремблировании использовались два типа весовых функций $W(n)$: прямоугольная и Блэкмана – Харриса, способ разбиения спектра исходного сигнала –

эквидистантный. Остальные параметры алгоритма скремблирования оставались аналогичными приведенным в описании экспериментальной установки.

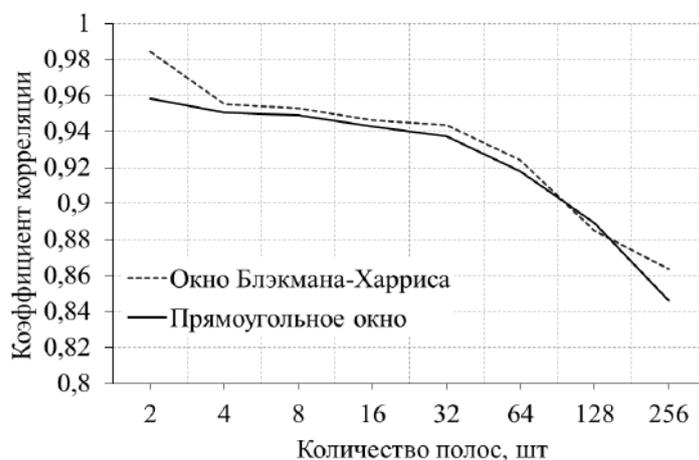


Рис. 6

Результаты, приведенные на рис. 6, подтверждают, что с увеличением количества перестанавливаемых и/или инвертируемых полос увеличивается уровень вносимых искажений в речевой сигнал после цикла его скремблирования-дескремблирования. Эти искажения на слух проявляются в виде металлического оттенка на фоне речевого сигнала, однако ухудшение разборчивости при этом не наблюдалось (величина разборчивости составляла 90 % и более).

Выводы

Исследован ряд актуальных аспектов, связанных с разработкой и эксплуатацией устройств скремблирования речи, которые за счет простоты реализации и свойства оставлять полосу сигнала неизменной могут быть использованы как доступные и недорогие средства защиты информации практически в любых системах связи.

Экспериментальные исследования, выполненные на базе разработанного полосового скремблера и в предположении его использования в узкополосной системе «аналоговой» связи (полоса речевого канала составляет 3,1 – 4 кГц), показали, что, в зависимости от порядка следования и выбора граничных частот полос при скремблировании, остаточная разборчивость скремблированного сигнала варьируется в диапазоне от 10 до 90 %. Следует отметить, что при разборчивости выше 30 % речевые сообщения могут быть восприняты с удовлетворительным качеством, несмотря на скремблирование. Также установлено, что минимальный уровень остаточной разборчивости сигнала на выходе скремблера обеспечивается при таких перестановках полос, которые переносят низкочастотные компоненты речи в область верхних частот.

Выполненные экспериментальные исследования степени защищенности скремблированного сигнала показали, что при количестве полос менее 32 такой сигнал может быть взломан путем применения сравнительно простой операции инверсии его спектра во всей полосе частот. При количестве полос более 32 существуют варианты перестановок полос, обеспечивающие остаточную разборчивость скремблированного сигнала в диапазоне 10 – 20 %, причем скремблированный таким образом сигнал не может быть взломан с помощью операции инверсии его спектра. Также показано, что для речевой системы связи, работающей в масштабе реального времени, максимальное количество полос ограничивается двумя факторами: временем задержки на цикл скремблирования-дескремблирования и вносимыми искажениями после цикла скремблирования-дескремблирования. Так, при задержке в 128 мс, полосе канала связи в 4 кГц и вносимых

искажениях, приводящих к ухудшению разборчивости не ниже 90 %, максимальное число полос составляет 256.

Представленные материалы могут быть использованы при разработке скремблеров, представляющих собой устройства цифровой обработки речевых сигналов. Также данные результаты могут быть полезны при выборе ключей скремблирования, оптимальных по критериям устойчивости к взлому, минимума остаточной разборчивости и уровня вносимых искажений.

Список литературы: 1. *Торокин, А. А.* Инженерно-техническая защита информации : учеб. пособие / А. А. Торокин. – М. : Гелиос АРВ, 2005. – 960 с. 2. *Ленков, С. В.* Методы и средства защиты информации : в 2 т. Т. 2 : Информационная безопасность / С. В. Ленков, Д. А. Перегудов, В. А. Хорошко; под ред. В. А. Хорошко. – К. : Арий, 2008. – 344 с. 3. *Srinivasan, A.* Review of analog audio scrambling methods for residual intelligibility / A. Srinivasan, P. Selvan // *Innovation Systems Design and Engineering*. – 2012. – Vol. 3, No. 7. – P. 22–38. 4. *Защита информации в телекоммуникационных системах* / Г. Ф. Конахович, В. П. Климчук, С. М. Паук, В. Г. Потапов. – К. : Арий, 2008. – 344 с. 5. *Горбенко, И. Д.* Принципы защиты речевых сообщений в коммуникационных системах : учеб. пособие / И. Д. Горбенко, А. А. Замула, И. Н. Пресняков. – Харьков : ХТУРЭ, 1997. – 116 с. 6. *Jayakurami, J.* A review of analog speech scrambling for secure communication / J. Jayakurami, G. Dhanya // *Progress in science and engineering research journal*. – 2016. – Vol. 2. – P. 194–198. 7. *Lim, Y. C.* Quality analog scramblers using frequency-response masking filter banks circuits / Y. C. Lim, J. W. Lee, S. W. Foo // *Syst. Signal Process* – 2010. – Vol. 29. – P. 135–154. 8. *Weinstein, S. B.* Sampling-based techniques for voice scrambling / S. B. Weinstein // *Proc. Int. Conf. Commun.* – 1980, June. – Vol. 1. – P. 16.2.1–16.2.6. 9. *Lee, L. S.* A simple sample value scrambler using FFT algorithms for secure voice communications / L. S. Lee, Y. P. Harn, Y. C. Chen // *Proc. Nat. Telecommun. Conf.* – 1980, December. – P. 49.4.1–49.4.5. 10. *Верчик, Д. Ю.* Особенности технической реализации и применения алгоритмов скремблирования речи / Верчик Д. Ю., Кукуш В. Д. // 20-й Юбилейный Международный молодежный форум «Радиоэлектроника и молодежь в XXI веке». Сб. материалов форума. Т. 3. – Харьков : ХНУРЭ. 2016. – 81–82 с. 11. *Andrade J. F.* Speech privacy for modern mobile communication systems / J. F. Andrade, M. Campos, J. A. Apolinario // *Acoustics, Speech and Signal Processing*. – 2008. – P. 1777–1780. 12. *Matsunaga, A.* An analog speech scrambling system using the FFT technique with high-level security / A. Matsunaga, K. Koga, M. Ohkawa // *IEEE Journal on Selected Areas in Communication*. – 1989, May. – Vol. 7, No. 4. – P. 540–547. 13. *Jayakurami, J.* An efficient voice scrambling technique for next generation communication systems / J. Jayakurami, G. Dhanya // *International Journal of Engineering and Technology*. – 2016. – Vol. 8., No. 1. – P. 293–299. 14. *Tseng, D. C.* An OFDM-Based speech scrambler without residual intelligibility / D. C. Tseng, J. H. Chiu // *Transactions on Information and Systems*. – 2008. – Vol. 9. – P. 2742–2745. 15. *Lee, L. S.* A new frequency domain speech scrambling system which does not require frame synchronization / L. S. Lee, G. C. Chou, C. S. Chang // *IEEE Transactions on communication*. – 1984, April. – Vol. Com-32, No. 4. – P. 444–456. 16. *Lee J. W.* Efficient fast filter bank with a reduced delay / J. W. Lee, Y. C. Lim // *Circuits and Systems*. – 2008. – P. 1430–1433. 17. *Айфичер, Э. С.* Цифровая обработка сигналов: практический подход / Э. С. Айфичер, Б. У. Джервис. – 2-е изд. : пер. с англ. – М. : Изд. дом «Вильямс», 2004. – 992 с. 18. *Сапожков, М. А.* Электроакустика / М. А. Сапожков. – М. : Связь, 1978. – 272 с. 19. Руководство по проектированию систем звукового обеспечения на строящихся и реконструируемых объектах г. Москвы [Электронный ресурс]. – 2000. Режим доступа: URL: <http://www.docload.ru/Basesdoc/8/8269/index.htm>.

*Харьковский национальный
университет радиоэлектроники*

Поступила в редколлегию 03.09.2017

КИНЕТИКА ФОТОПРОВОДИМОСТИ c-Si С АМОРФНЫМИ НЕОДНОРОДНОСТЯМИ

Введение

Исследование таких внешних воздействий на оптические и фотоэлектрические свойства пленок c-Si и a-Si, как длительное освещение, высокотемпературный термический отжиг и облучение электронами, представляет интерес, как с практической точки зрения, так и с фундаментальной. Фундаментальная составляющая заключается в возможности изменять структуру материала за счет внешних воздействий, детально исследовать корреляцию структурных, оптических и фотоэлектрических свойств. Так, например, облучение электронами полупроводников может привести к созданию в них значительной концентрации дефектов, т.е. появляется возможность исследовать влияние этих дефектов на физические свойства полупроводников. Подобного рода исследования важны для уточнения развитой модели переноса и рекомбинации носителей заряда в c-Si/a-Si. Прикладная часть таких исследований связана с установлением возможности использовать пленки a-Si во внешних условиях. Действительно, a-Si является перспективным материалом для использования в тонкопленочной солнечной энергетике. Известно, что a-Si изменяет свои свойства под действием длительного освещения (так называемый эффект Стеблера – Вронского). Выяснение стабильности параметров полупроводниковых структур c-Si/a-Si к световому воздействию является одной из важнейших задач для технических приложений. Исследования влияния облучения заряженными частицами на свойства c-Si могут быть важными с точки зрения оценки эффективности работы приборов.

На рис. 1 приведен солнечный спектр в форме плотности энергии для различных атмосферных условий [2]. На рисунке заштрихованная часть соответствует энергетической области конверсии излучения (c-Si)-фотоэлементами. Солнечный спектр, соответствующий стандарту AM0, адекватен спектру излучения черного тела с температурой $T=5800$ К. Спектр излучения, соответствующий стандарту AM1, смещен в голубую область, наземный стандарт-AM1,5; AM2-спектр излучения, прошедшего через плотную атмосферную массу [2]. Интегральная мощность излучения в солнечном спектре составляет $1,353 \text{ kW/m}^2$.

Среди большого класса фотопреобразователей (AlGaAs, GaAs, CuInSe₂, GaSb и др.) кремниевые (Si) фотоэлементы являются наиболее перспективными. Это обусловлено широким диапазоном их фоточувствительности в области длин волн $0.4 - 1.1$ мкм солнечного спектра излучения и развитой технологией получения фотовольтаического Si материала [3]. При производстве кремниевых фотоэлементов существуют три основных направления использования аморфных a-Si, поликристаллических (poly-Si) и монокристаллических c-Si структур. Достоинством a-Si структур есть низкая себестоимость их производства и возможность получения тонких пленок фотоэлементов с широкой площадью поверхности. Но через метастабильное состояние a-Si структуры и высокой плотности центров рекомбинации неосновных носителей заряда эффективность таких фотоэлементов не превышает $\sim 12\%$ [4, 5]. При эксплуатации в условиях космического пространства тонкопленочные a-Si- фотоэлементы будут быстро разрушаться под воздействием зарядовой электризации. Эффективность poly-Si-фотоэлементов в отличие от a-Si составляет $\sim 15\%$. Однако возможность повышения их эффективности лимитируется наличием высокоразвитых пределов зерен в poly-Si материале, которые служат рекомбинационными ловушками носителей заряда и имеют большое сопротивление фототока [6]. Эффективность промышленных (c-Si)-фотоэлементов составляет $13 - 15\%$ и определяется фиксированной частью солнечного спектра излучения и струк-

турной проводимостью носителей заряда. Для повышения эффективности (с-Si)-фотоэлементов необходимо в процесс преобразования солнечного излучения в электрическую энергию вовлечь более широкую область солнечного спектра с интенсивными потоками фотонов. При преобразовании солнечного излучения в интервале длин волн (0,25 – 3,2) μm в электрическую энергию в (с-Si)-фотоэлементах существуют два основных ограничения: первое относится к области ИК-излучения ($\lambda \geq 1,1 \mu\text{m}$), в которой конвертирование происходит только через термические процессы, а второе относится к наличию больших энергетических потерь фотонов в области УФ и коротковолновой части видимого спектра с длиной волны $\lambda \sim 0,5 \mu\text{m}$ при фотоэффекте (рис.1, 2).

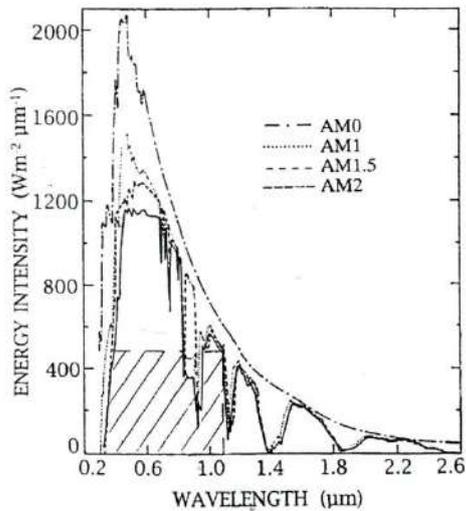


Рис.1. Зависимость потерь энергии солнечного излучения в (с-Si)-фотоэлементах от длины волны

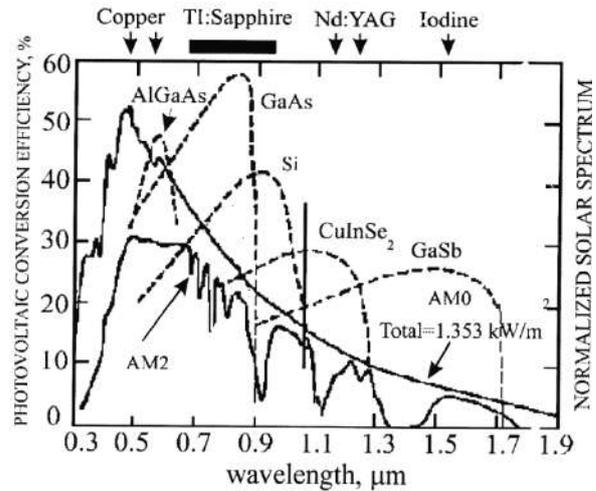


Рис. 2. Зависимость эффективности (с-Si)-фотоэлементов от длины волны солнечного излучения. AM0 и AM2-спектральные характеристики солнечного излучения при различных атмосферных условиях

Гетероструктурные солнечные элементы имеют более высокий КПД, чем кремниевые. КПД арсенид-галлиевых солнечных батарей доходит до 35 – 40 %. Максимальная рабочая температура +150 °С в отличие от +70°С у кремниевых батарей. Ограничение в температуре полупроводника связано с резким повышением его проводимости. Физическая причина заключается в увеличении темпа тепловой генерации электронно-дырочных пар с ростом температуры, что приводит к рассогласованию внутреннего сопротивления фотопреобразователя с сопротивлением его нагрузки и как следствие, к снижению напряжения на р-п-переходе (снижение напряжения холостого хода и уменьшение КПД в нагрузке). Тепловой эффект подавляется повышением ширины запрещенной зоны в полупроводнике [7]. Реализация разработанных нанотехнологий позволит осуществить прорыв в решении проблемы увеличения эффективности монокристаллических кремниевых фотопреобразователей для различных энергетических систем. Увеличение токосъема в кремниевых фотопреобразователях является основным фактором повышения их КПД и создания энергоемких солнечных батарей нового поколения.

Таким образом, трудно отдать явное предпочтение тому или иному полупроводниковому материалу, и лишь дальнейшее развитие технологии их производства и совершенствования структуры солнечных батарей покажет, какой вариант окажется более рационален для космической и наземной солнечной энергетики [8]. В настоящее время основным материалом для изготовления солнечных батарей остается кремний.

Постановка задачи

Гетерокомпозиции с тонкими и сверхтонкими структурами (сверхрешетки) можно рассматривать как новый класс полупроводниковых материалов, фундаментальные свойства которых определяются типом указанных структур, их толщинами и характером распределения входящих легированных примесей. Сформированные на их основе интерфейс-структуры позволяют управлять носителями заряда в объеме полупроводника. Подобная структура и способы ее получения описаны в работах [9, 10]. В легированном (с-Si)-полупроводнике с двумерной гетероструктурой движение неравновесных носителей заряда ограничено, они могут свободно перемещаться только вдоль плоскости слоя. В предельном случае при соизмеримости двумерных гетероструктур с длиной волны Дебройля носителей заряда формируется квантовая яма. Одномерные гетероструктуры формируют квантовые нити, в которых носители заряда перемещаются только вдоль их направления. Сочетание фундаментальных свойств прямозонной структуры (а-Si) и непрямозонной (с-Si)-структуры в едином (с-Si)-кристалле является основным различием между существующими устройствами только на основе (с-Si) или (а-Si)-материалов. В структуре (с-Si) носители обладают большой подвижностью ($\mu_n \sim 1500$, $\mu_p \sim 500$) $\text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$, но незначительным коэффициентом поглощения света кроме коротковолновой области солнечного спектра, что и вынуждает использовать большие толщины фотопреобразователей ($\geq 100 \mu\text{m}$). В структуре (а-Si) носители заряда обладают низкой дрейфовой подвижностью ($\mu_n \sim 10^{-1}$, $\mu_p \sim 10^{-3}$) $\text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$, но очень большим коэффициентом поглощения светового излучения, а также большой концентрацией рекомбинационных центров в зоне подвижности. Эти факторы и определяют низкую эффективность (а-Si)-фотопреобразователей. Область прямых квантовых переходов в (с-Si)-полупроводнике формируется наноразмерными аморфными структурами в скрытых треках осколков ядер ^{238}U при их фотоделении. Длина волны переизлучения зависит от концентрации атомов водорода, имплантированных в их структуры, а током определяется их радиационной проводимостью (рис. 3).

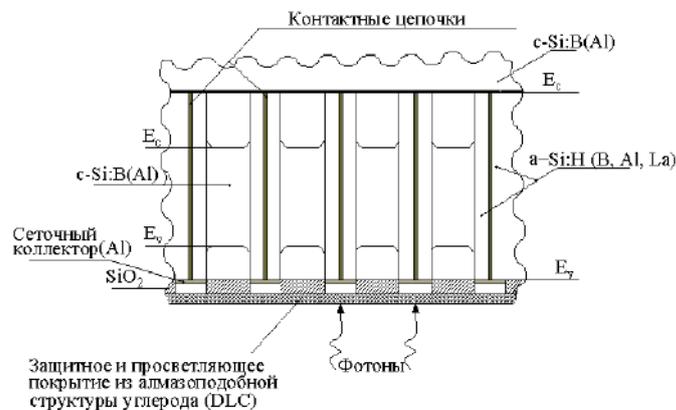


Рис. 3. Латеральные объединения наноразмерных цепочек а-Si:H(B,Al) в структуре (с-Si)-фотоэлемента и их зонная диаграмма [9]

Структуру на рис. 3 можно рассматривать как материал, обладающий пространственно неоднородными свойствами аморфного и кристаллического кремния. Наличие гетерограниц с дефектами приводит к появлению внутренних электрических полей, влияющих на электрический транспорт носителей заряда в кристаллической части, но не сказывающийся на общей контактной разности потенциалов. Таким образом, такую структуру можно заменить комбинацией чередующихся аморфных прослоек цилиндрической формы и микромонокристаллов кремния. Образующиеся носители заряда движутся в периодической структуре кристаллического кремния с параллельно расположенными цилиндрическим аморфными включениями

радиусом r , которые периодически расположены в объеме полупроводника при среднем расстоянии между центрами.

Фотопроводимость кристаллического кремния с аморфными включениями

При расчетах предполагается, что начало координат находится на оси одного из аморфных цилиндров. Данная структура n -типа проводимости освещается излучением из области фундаментального поглощения, для которого функция генерации фотоносителей G , т.е. количество фотоносителей, которое генерируется за одну секунду в единичном объеме, не зависит от координаты. Условие однородности генерации фотоносителей при этом выполняется в случае слабого поглощения. Генерируемые носители рекомбинируют как в объеме полупроводника, так и на поверхностях цилиндров. При стационарном освещении устанавливается такое неоднородное пространственное распределение концентраций фотоносителей, при котором обеспечивается баланс между процессами генерации и рекомбинации неравновесных носителей заряда. Вследствие повышенной рекомбинации носителей заряда на поверхностях аморфных включений в структуре устанавливается неоднородное распределение фотоносителей и имеет место биполярная диффузия фотоносителей к включениям. Для симметричной структуры пространственное распределение концентрации фотоносителей Δn описывается следующим дифференциальным уравнением

$$\frac{\partial \cdot \Delta n}{dt} = D_n \frac{\partial^2 \cdot \Delta n}{\partial x^2} - \frac{\Delta n}{\tau_n} + G \cdot \exp(-\kappa x), \quad (1)$$

где Δn – концентрация избыточных дырок; D_n – коэффициент диффузии; τ_n – время жизни носителей, κ – коэффициент поглощения.

Для решения уравнения (1) используются следующие граничные условия:

$$D \frac{\partial \Delta n}{\partial x} \Big|_{x=r} = +S \cdot \Delta n(r); \quad D \frac{\partial \Delta n}{\partial x} \Big|_{x=R} = -S \Delta n(R). \quad (2)$$

Первое условие уравнения (2) соответствует рекомбинации фотоносителей на поверхности аморфного цилиндрического включения со скоростью поверхностной рекомбинации S , которая зависит от состояния поверхности, а второе условие следует из условий симметрии задачи, которые приводят к тому, что на гранях структуры достигается максимальное значение концентрации фотоносителей.

Выражение для скорости генерации светом носителей заряда в общем случае для образца произвольной конечной толщины d имеет вид

$$G = \frac{\kappa \cdot \beta \cdot I_0 (1 - R)}{h \cdot \nu \cdot [1 - R^2 \cdot \exp(-2\kappa d)]} \cdot [\exp(-\kappa d) + R \cdot \exp[-\kappa(2d - x)]], \quad (3)$$

где I_0 – интенсивность светового потока, Вт/см²; R – коэффициент отражения света от поверхности образца. Если образец достаточно тонкий, то закон изменения интенсивности света в образце усложняется за счет эффекта многократного отражения света от поверхности образца. При этом если $\kappa x \leq 1$ излучение поглощается равномерно и скорость генерации пар имеет вид

$$G = \frac{\kappa \cdot \beta \cdot I_0}{h \cdot \nu} \quad (4)$$

Для решения уравнения (1) необходимо кроме граничных условий определить плотности состояний $N(E)$ в аморфном кремнии, а также процессы фотогенерации и рекомбинации носителей заряда, в том числе и на границах контактирующих слоев.

Электрические и оптические свойства зависят от плотности энергетических состояний $N(E)$, определяемой параметрами решетки и типом атомов. В аморфных материалах кристаллическая периодичность отсутствует. Зонная структура a -Si отличается от зонной структуры

монокристаллического кремния. Внутри запрещенной зоны a-Si существует так называемая зона подвижности носителей заряда. В отсутствие дальнего порядка плотность состояний на границах зоны увеличивается, а не обрывается, как это имеет место для монокристалла. Эти пограничные области называют областями Урбаха (Urbach tails) [11]. Помимо состояний на границах валентной зоны и зоны проводимости в a-Si существуют дополнительные состояния, локализованные внутри запрещенной зоны. Эти состояния называют межзонными распределенными ловушками носителей заряда и они бывают двух типов [12]. Первый тип ловушек захватывает электроны и не влияет на движение дырок, а второй тип – захватывает дырки и не оказывает воздействия на электроны.

Функции плотности состояний для зоны проводимости и валентной зоны аморфного кремния с учетом степени разупорядоченности его структуры имеют вид [13]:

$$N_c(E) = \frac{\sqrt{2} \cdot m_c^{*3/2}}{\pi^2 \cdot \hbar^3} \begin{cases} \sqrt{E - E_c}, E \geq E_c + \frac{\gamma_c}{2} \\ \sqrt{\frac{\gamma_c}{2}} \cdot \exp\left(-\frac{1}{2}\right) \cdot \exp\left(\frac{E - E_c}{\gamma_c}\right), E < E_c + \frac{\gamma_c}{2} \end{cases} \quad (3)$$

$$N_v(E) = \frac{\sqrt{2} \cdot m_v^{*3/2}}{\pi^2 \cdot \hbar^3} \begin{cases} \sqrt{\frac{\gamma_v}{2}} \cdot \exp\left(-\frac{1}{2}\right) \cdot \exp\left(\frac{E_v - E}{\gamma_v}\right), E \geq E_v - \frac{\gamma_v}{2} \\ \sqrt{E_v - E}, E < E_v - \frac{\gamma_v}{2} \end{cases}$$

где m_c^* – эффективная масса электрона в зоне проводимости; m_v^* – эффективная масса дырки в валентной зоне; E_c – энергия дна неупорядоченной зоны проводимости; E_v – потолок неупорядоченной валентной зоны; $E_c + \frac{\gamma_c}{2}$ – точка перехода между квадратичным и экспоненциальным распределением плотности состояний зоны проводимости; $E_v - \frac{\gamma_v}{2}$ – точка перехода между квадратичным и экспоненциальным распределением плотности состояний валентной зоны γ_v – ширина хвоста валентной зоны; γ_c – ширина хвостов зоны проводимости. Мерой разупорядоченности структуры являются параметры γ_c и γ_v .

Коэффициент поглощения κ такой трехфазной системы представляет собой суперпозицию коэффициентов поглощения аморфной κ_a , граничной κ_{gb} и кристаллической κ_c фаз, и определяется формулой

$$\kappa = X_g \cdot \kappa_c + X_{gb} \cdot \kappa_{gb} + (1 - X_c) \cdot \kappa_a \quad (4)$$

Здесь X_g и X_{gb} – доли кристаллической фазы и области границ раздела соответственно. Коэффициент поглощения граничного региона κ_{gb} значительно больше κ_a и κ_c , и увеличивается с уменьшением концентрации водорода на границе. Так как размер границы связан с концентрацией водорода, то коэффициент κ_{gb} растет с ростом ширины границы раздела. Следовательно, увеличивается и общий коэффициент поглощения структуры. При определенных условиях концентрация водорода уменьшается практически до нуля, а коэффициент поглощения граничного региона выходит на насыщение. Поскольку при этом уменьшается X_{gb} , то коэффициент поглощения κ тоже уменьшается. В пределе при очень больших размерах кристаллической части структуры он стремится к коэффициенту поглощения c-Si [14].

Согласно [15] в общем виде взаимосвязь плотности состояний и коэффициента поглощения κ для аморфного кремния определяется соотношением

$$\alpha(h\nu) = \frac{2\pi h}{c} \cdot \left(\frac{e}{m}\right)^2 \frac{1}{h\nu} \int N(E)f(E) \cdot N(E+h\nu)(1-f(E_{h\nu}))P(E, E+h\nu)dE \quad (5)$$

где $f(E)$ – функция распределения Ферми – Дирака; $P(E, E+h\nu)$ – матричный элемент оптического перехода.

На рис. 4 приведены результаты моделирования спектральной зависимости коэффициента поглощения для различных степеней разупорядоченности структуры a-Si и значения таусовской ширины запрещенной зоны 1,85 эВ.

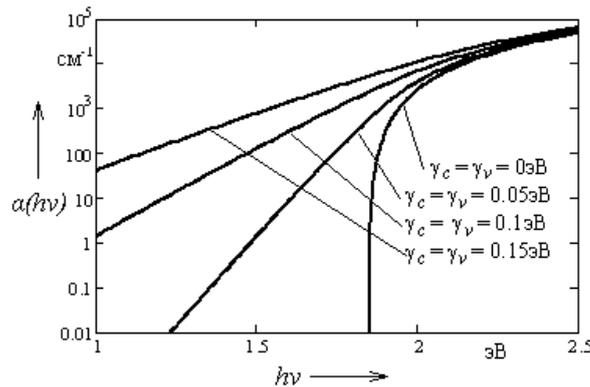


Рис. 4. Спектральные зависимости коэффициента поглощения для случая $\gamma_c = \gamma_v$ и $E_{g0} = 1,85 \text{ эВ}$

Общее решение уравнения (1) имеет вид

$$\Delta n(x) = \frac{G \cdot \tau}{1 - \kappa^2 L^2} \cdot \left(A \cdot \exp\left(\frac{x}{L}\right) + B \cdot \exp\left(-\frac{x}{L}\right) + \exp(-\kappa \cdot x) \right), \quad (6)$$

где

$$B = \exp\left(-\frac{r}{L}\right) \cdot \frac{\exp\left(\frac{R}{L}\right) \cdot \exp(-\kappa \cdot r) \cdot (S + D \cdot \kappa) \cdot \left(S + \frac{D}{L}\right) - \exp\left(\frac{r}{L}\right) \cdot \exp(-\kappa \cdot R) \cdot (S - D \cdot \kappa) \cdot \left(S - \frac{D}{L}\right)}{\exp\left(-\frac{R}{L}\right) \cdot \left(S + \frac{D}{L}\right)^2 - \exp\left(\frac{R}{L}\right) \cdot \exp\left(-\frac{2 \cdot r}{L}\right) \cdot \left(S - \frac{D}{L}\right)^2};$$

$$A = \frac{\exp\left(-\frac{r}{L}\right)}{\frac{D}{L} - S} \cdot \left(\exp(-\kappa \cdot r) \cdot (S + D \cdot \kappa) + \exp\left(-\frac{r}{L}\right) \cdot \left(S + \frac{D}{L}\right) \cdot B \right).$$

В соответствии с результатами исследований [16] исходные данные для конкретных расчетов избранной модели – свойства аморфного кремния, а именно, значения времени жизни и диффузионной длины неосновных приняты аналогичными.

Результаты моделирования и их обсуждение

На рис. 5 – 7 приведены результаты моделирования влияния геометрии аморфных неоднородностей в с-Si на кинетику фотопроводимости. На основании полученных результатов можно утверждать, что фотопроводимость кристаллического кремния с включениями аморфного кремния цилиндрической формы увеличивается с уменьшением расстояний между включениями и уменьшается в случае увеличения радиуса включений. Установлено, что фотопроводимость определяется скоростью поверхностной рекомбинации фотоносителей и

может значительно падать при увеличении S . Последнее имеет место в материалах с высокой концентрацией аморфных включений, когда велика площадь поверхности включений, приходящаяся на единицу объема, т.е. когда отношение расстояния между включениями к их радиусу достигает как можно большей величины.

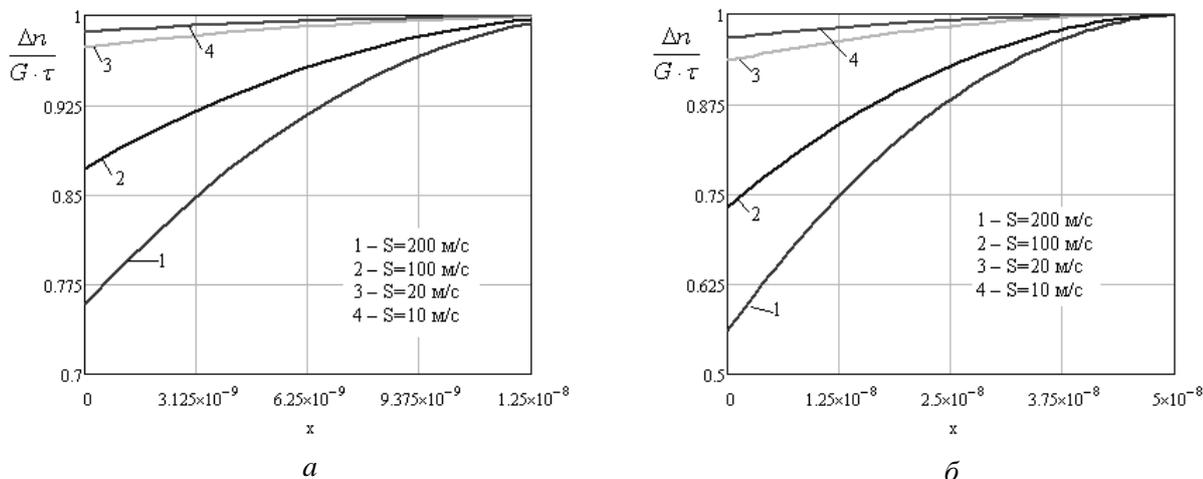


Рис 5. Зависимости распределения фотоносителей в образце при $r=5\text{нм}$ и различных значений скорости поверхностной рекомбинации, $a - R=5r$, $b - R=20r$

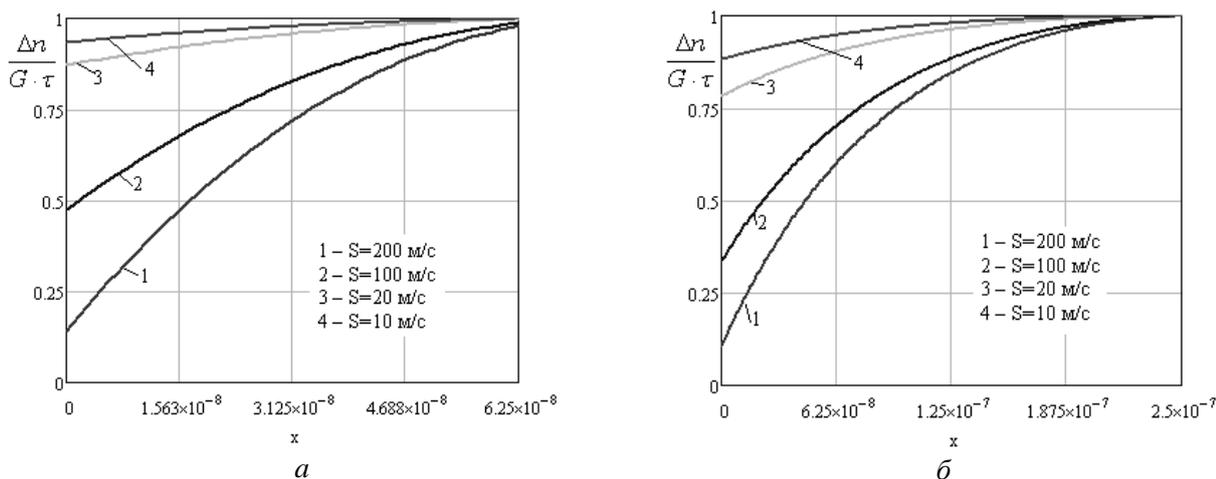


Рис. 6. Зависимости распределения фотоносителей в образце при $r=25\text{нм}$ и различных значений скорости поверхностной рекомбинации, $a - R=5r$, $b - R=20r$

На рис.7 возможно имеет место наличие так называемой отрицательной фотопроводимости [17, 18]. Отрицательная фотопроводимость проявляется в том, что при освещении образца его проводимость не увеличивается, а уменьшается до значения меньшего, чем темновое. Наличие данного эффекта объясняется образованием на поверхности исследуемой полупроводниковой структуры инверсионного изгиба зон из-за прилипания на так называемых “медленных” поверхностных уровнях основных носителей заряда.

Выводы

Проведено моделирование фотопроводимости полупроводниковой структуры, представляющей собой кристаллический кремний с равномерно расположенными вкраплениями аморфного кремния цилиндрической формы для случая однородной генерации фотоносителей. Показано, что фотопроводимость данной структуры при фиксированном ненулевом значении скорости поверхностной рекомбинации уменьшается при увеличении радиуса пор и увеличивается с уменьшением среднего расстояния между ними. Также выявлено наличие

отрицательной фотопроводимости при увеличении радиуса включений и больших значениях скорости поверхностной рекомбинации.

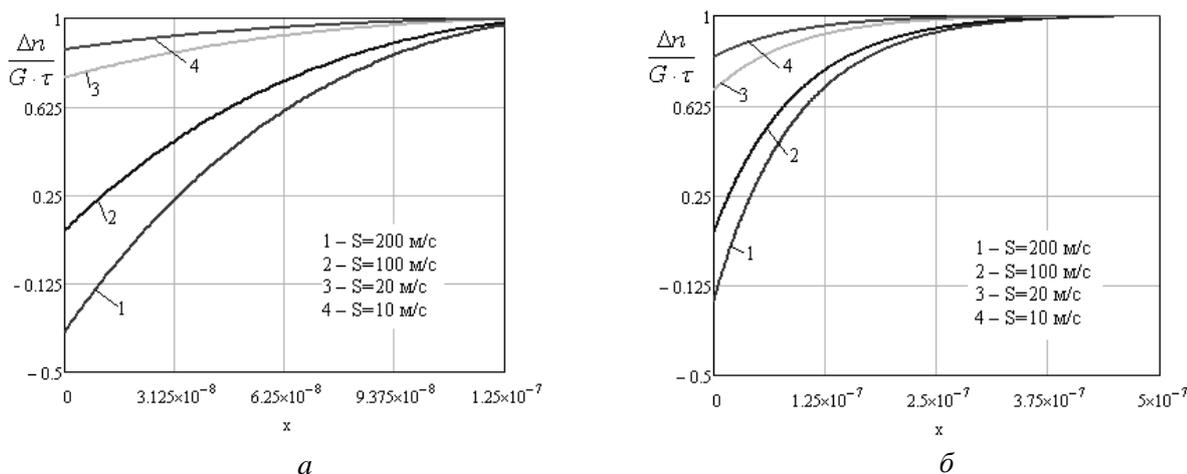


Рис 7. Зависимости распределения фотоносителей в образце при $r=50$ нм и различных значений скорости поверхностной рекомбинации, $a - R=5г$, $б - R=20г$

Список литературы: 1. Алферов, Ж.И., Андреев, В.М., Румянцев, В.Д. Тенденции и перспективы развития солнечной фотоэнергетики Физика и техника полупроводников. – 2004. – Т. 38, Вып. 8. – С. 937-948 <http://www.ioffe.rssi.ru/journals/ftp/2004/08/p937-948.pdf> // 2. Kuznicki, Z.T. Multiinterface Colar Cells // First Polish-Ukrainian Symposium "New voltaic Materials for Solar Cells."-E-MRS.-Krakow (Poland). – 1996. – P. 58-78. 3. Bennett, H. E., Rather, J.D.G., Montgomery, E. E. IV, Nucl. Instr. and Meth. in Phys., A341 (1994) p. 123. 4. Chopra, K. L., Das, S. R. Thin film solar cells. – New York, 1983. – P. 440. 5. Prospect SIEMENS, Siemens Solar, (2005) Munich, Germany. 6. F. Lasnier and T. G. Ang, Photovoltaic Engineering Handbook, Adam Hilger Bristol, New York, 1990. 7. Николаенко, Ю.Е., Вакуев, Н.М., Круковский, С.И., Ерохов, В.Ю., Мельник, И.И., Завербный, И.Р. Состояние и тенденции развития твердотельных фотопреобразователей солнечной энергии // Энергетическая микроэлектроника НПП "Карат". – Львов : НУ "Львовская политехника". Технология и конструирование электронной аппаратуры. – 2001. – № 3. – С. 21-30. 8. Bratkowski, A., Borowski, P., Bala, W. et al // OptoElectronics Review. – 2005. – V. 13. No. 1. -P.35. 9. Dovbnya, A.N., Yefimov, V.P., Pugachev, G.D., Dyomin, V.S., Dovbnya, N.A., Gordienko, J.E., Borodin, B.G., Babychenko, S.V., Semenets, T.A. The influence of γ -irradiation and ^{238}U fragments on the properties of single-crystal Silicon // Problems of atomic science and technology. Series "Nuclear Physics Investigations," Kharkov (Ukraine). – 2006. – № 3(47). – P. 179-181. 10. Довбня, А.Н., Ефимов, В.П., Пугачев, Г.Д., Демин, В.С., Довбня, Н.А., Гордиенко, Ю.Е., Бородин, Б.Г., Бабыченко, С.В., Семенец, Т.А. Формирование разупорядоченных структур и их преобразование в аморфную фазу в объеме (с-Si)-полупроводника осколками ядер, образующимися при γ -облучении расщепляющихся материалов. // Новые Технологии. – 2005. – № 1-2 (7-8). – С. 11-16. 11. Jha, A. R. Solar cell technology and applications. – Taylor and Francis Group, LLC., 2010. – 280p. 12. Street, R. A. Cambridge Solid State Science Series: Hydrogenated amorphous silicon. – Cambridge University Press, 1991. – 417p. 13. Pashchenko, A.G. & Sologub, O.Yu. Definition of electronic states densities functions in amorphous silicon // Telecommunications and Radio Engineering. – 73 (5):447-455 (2014). 14. Diehl, F., Scheib, M., Schroder, B., Oechsner, H. Enhanced optical absorption in hydrogenated microcrystalline silicon: an absorption model // J. Non-Cryst. Solids. – 1998. – V. 227-230. – P. 973-976. 15. Сологуб, О.Ю. Определение спектра поглощения аморфного кремния // Сб. материалов XXIII-й Междунар. Крымской конф. «СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии» (КрыМиКо'2013), 8 – 13 сентября 2013 г. 16. Севастьянов, М.Г., Лобков, В.С., Шмелев, А.Г. и др. Изучение электронных свойств пленок гидрогенизированного аморфного кремния методами фемтосекундной спектроскопии // Физика и техника полупроводников. – 2013. – Т.47, вып. 10. 17. Карась, Н.И. Положительная и отрицательная фотопроводимость в макропористом кремнии // Тез. доп. VI Укр. наук. конф. з фізики напівпровідників (УНКФН), Чернівці, 30 вересня – 4 жовтня 2013 г. – С. 276-277. 18. Зуев, В.О., Саченко, А.В. Теоретичне дослідження поверхнево-чутливих фото ефектів у Si // УФЖ. – 1973. – 18, №10. – С. 1680-1687.

Харьковский национальный
университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 09.09.2017

РАСЧЕТ ПОГЛОЩАТЕЛЬНОЙ СПОСОБНОСТИ СОЛНЕЧНОГО ФОТОПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ НА ОСНОВЕ $\text{CuIn}_{1-x}\text{Ga}_x\text{Se}_2$

Введение

В условиях быстрого развития солнечной энергетики на первый план выходит повышение эффективности солнечных фотопреобразователей, снижение удельного расхода материалов и, в итоге, уменьшение стоимости единицы произведенной электроэнергии.

Моделирование с использованием аналитических и численных средств – необходимый этап в проектировании и разработке электронных устройств, что позволяет получить оптимальную конструкцию прибора и спрогнозировать его дальнейшую модернизацию по улучшению важнейших характеристик и параметров.

В настоящее время в производстве солнечных элементов (СЭ) используют гетеропереходы на основе кристаллического кремния (с-Si) и гидрогенизированного аморфного кремния (a-Si:H), теллурида кадмия (CdTe) и диселенида индия (CuInSe_2 – CIS), диселенида галлия (CuGaSe_2 – CGS), а также твердых растворов $\text{CuIn}_{1-x}\text{Ga}_x\text{Se}_2$ – CIGS и др.

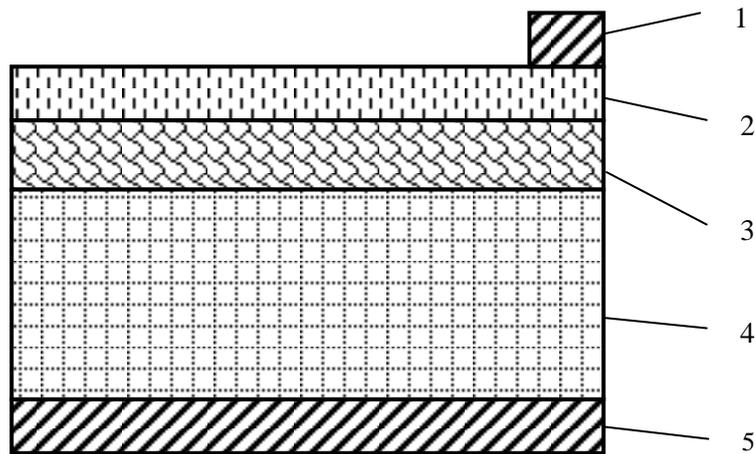
Растущий интерес к тонкопленочным структурам связан с необходимостью экономии дорогостоящих материалов (Ga, In), уменьшения габаритных размеров, веса и упрощения обслуживания фотопреобразователей. В этом направлении можно выделить пленочные структуры CIS, CGS и CIGS, которые, несмотря на использование дефицитных Ga и In, интенсивно исследуются многими фирмами-разработчиками солнечных элементов. Основными аргументами являются высокий коэффициент поглощения, малая токсичность (в отличие от соединений Cd и Te), возможность варьирования ширины запрещенной зоны в пределах 1,04 – 1,7 эВ. Максимальная эффективность фотоэлектрического преобразования халькогенидных СЭ неконцентрированного солнечного элемента составляет 20,4 % [1]. Этот результат получен с помощью фотопреобразователя на основе CIGS, сформированного на гибкой полимерной подложке. Ожидается, что дальнейшее повышение эффективности СЭ на основе CIGS возможно путем оптимизации составов и отработки технологий буферных слоев и тыльных контактов в структуре СЭ, а также создания тандемных тонкопленочных халькогенидных СЭ. Тандемные СЭ могут быть созданы с использованием комбинации слоев CGS и CIS.

Эффективность фотопреобразователя в основном зависит от поглощательной способности материала в диапазоне 0,3 – 1,4 мкм, соответствующем максимуму солнечного излучения. Таким образом, исследования поглощательной способности материалов CGS, CIS и CIGS, а также тандемных структур на их основе представляются достаточно актуальными.

Конфигурация фотопреобразователя

Очевидно, выбор исходной конфигурации гетероперехода необходимо обосновать с точки зрения оптимизации соотношения удельной (на единицу площади) поглощательной способности структуры и удельного расхода соответствующих материалов (в конечном счете – их себестоимости).

Фотопреобразователь представляет собой гетеропереход на основе тонкого буферного слоя сильнолегированного полупроводника и сравнительно толстого активного слоя. Кроме того, используется ряд дополнительных слоев (контактная сетка, антиотражающее покрытие, контактный слой и др.). Для расчетов выбрана упрощенная структура фотопреобразователя, включающая основные функциональные материалы (рис. 1). По сравнению с используемой в настоящее время типичной конструкцией СЭ [2] при моделировании не учитывались потери в верхнем прозрачном контакте (ZnO:Al), просветляющем покрытии (80 нм MgF_2) и контактной сетке (Ni 50 нм/ Al 1 – 3 мкм).



1 – фронтальный контакт, 2 – слой $ZnO;Zn_{1-x}Mg_xO$, 3 – буферный слой (CdS , In_xS_y , ZnS , $ZnSe$ и др.), 4 – основной поглощающий слой CIS или CIGS, 5 – тыльный контакт (Mo 0,5 – 3 мкм)

Рис. 1. Структура исследуемого фотопреобразователя

Методика расчета поглотительной способности

Поглотительная способность многослойной структуры (доля поглощенного излучения по отношению к падающему) зависит от ряда факторов. К ним можно отнести текстуру поверхностей раздела (коэффициенты отражения с учетом поляризации и угла падения света), свойства материалов слоев (коэффициенты поглощения и преломления), толщины слоев.

Изучение влияния первого из перечисленных факторов выходит за рамки данной работы. Будем считать поверхность фотопреобразователя идеально плоской, пренебрегаем отражением ($R = 0$), полагаем, что излучение падает по нормали к поверхности.

Для расчета поглотительной способности рассматриваемой структуры будем учитывать только поглощение солнечной энергии слоями 3 и 4 (рис. 1). Влияние фронтального контакта можем учесть непосредственно путем расчета отношения площади контакта (1) к общей площади фотопреобразователя. Поглощением же слоя 2 можно пренебречь из-за большой ширины запрещенной зоны материала (для ZnO – 3,3 эВ) и прозрачности в практически всем диапазоне излучения.

Методику расчета поглотительной способности возьмем из [3, 4].

Поглотительная способность многослойной структуры (доля поглощенного излучения по отношению к падающему) зависит от ряда факторов. К ним можно отнести текстуру поверхностей раздела (коэффициенты отражения с учетом поляризации и угла падения света), свойства материалов слоев (коэффициенты поглощения и преломления), толщины слоев.

Изучение влияния первого из перечисленных факторов выходит за рамки данной работы. В ходе расчетов пренебрегаем отражением ($R = 0$) и считаем, что излучение падает по нормали к поверхности.

В расчетах принималось во внимание, что общий спектральный диапазон поглощения указанных материалов лежит в пределах 300 – 1400 нм (нижняя граница определяется «обрезом» стандартного спектра AM1.5 (рис. 2), верхняя – границей чувствительности слоя CIS). Диапазон разбивался на n поддиапазонов (для обеспечения достаточной точности расчета $n > 30$, ширина спектрального поддиапазона $\Delta\lambda$ менялась в зависимости от гладкости функций $F_k, \alpha 1_k, \alpha 2_k$).

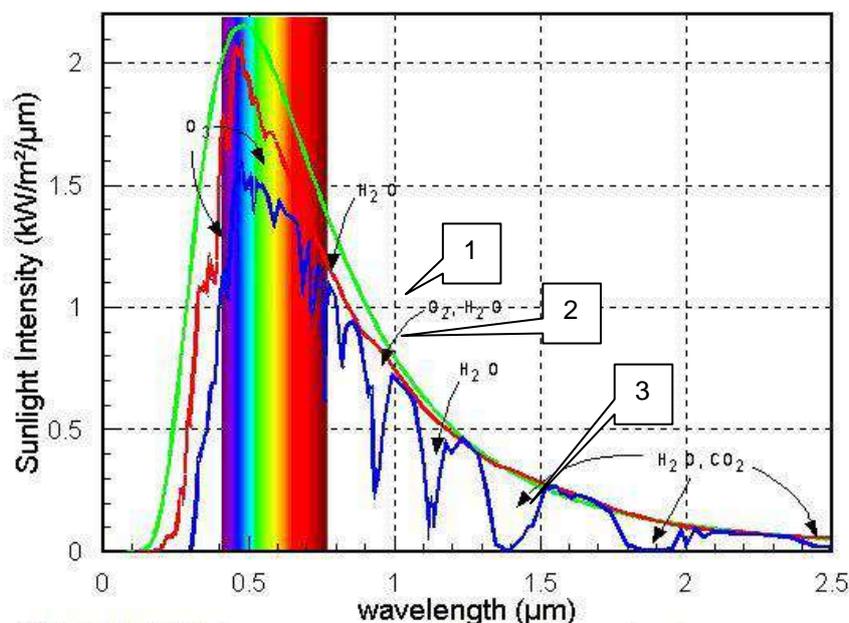
Необходимо преобразовать мощность солнечного излучения (представлена на рис. 2) в поток квантов (световой поток). Разделив мощность излучения на энергию одного кванта k -го поддиапазона, получим искомый световой поток. Для солнечных фотопреобразователей важна трансформация солнечного излучения в электрический ток (каждый квант в идеале

рождает пару электрон-дырка), что требует учета конверсионной эффективности преобразователя. Для данного диапазона спектра считаем, что один квант независимо от энергии рождает одну пару носителей. В отличие от работы [3] в формуле (1) для расчета поглощательной способности k -го поддиапазона вместо частоты использована длина волны излучения λ_k .

В этом случае, воспользовавшись законом Бугера, известным распределением стандартного спектра солнечного излучения AM1.5 (рис. 2), получим соотношение для расчета поглощательной способности нашего гетероперехода:

$$A = \frac{\sum_{k=1}^n [F_k \cdot \lambda_k \cdot [1 - (e^{-\alpha_{1k} \cdot d_1} \cdot e^{-\alpha_{2k} \cdot d_2})]]}{\sum_{k=1}^n [F_k \cdot \lambda_k]}, \quad (1)$$

где F_k – спектральная плотность мощности солнечного излучения, усредненная по k -му поддиапазону; λ_k – длина волны солнечного излучения, соответствующая центру k -го поддиапазона; α_{1k} – коэффициент поглощения слоя CIS или CIGS, усредненный по k -му поддиапазону; α_{2k} – коэффициент поглощения буферного слоя (CdS, In_xS_y , ZnS, ZnSe и др.), усредненный по k -му поддиапазону; d_1 – толщина слоя CIS или CIGS; d_2 – толщина буферного слоя; n – общее число поддиапазонов разбиения поглощаемого спектра излучения; k – номер поддиапазона разбиения.



1 – излучение абсолютно черного тела при $T = 6000\text{K}$, 2 – AM0, 3 – AM1.5

Рис. 2. Стандартный спектр солнечного излучения

Для расчетов воспользуемся стандартным спектром солнечного излучения AM1.5. В работе [4] приведены кривые поглощения интересующих нас материалов CGS, CIS. Для расчета поглощения материалом CIGS с различным соотношением $x = \text{Ga}/(\text{In}+\text{Ga})$ воспользуемся данными, представленными в [2]. Соответствующие кривые приведены на рис. 3, а, б. Что же касается коэффициента поглощения буферным слоем, то можно воспользоваться характером изменения зависимостей $\alpha = \alpha(\lambda)$ на рис. 3, а для прямозонных полупроводников (CdTe, CIS, CGS), размером запрещенной зоны материала и эмпирическим соотношением (2) из [5]:

$$\alpha = A(E - E_g)^2/E, \quad (2)$$

где α – коэффициент поглощения; E – энергия кванта излучения; E_g – ширина запрещенной зоны; A – некоторая постоянная.

Это позволяет построить соответствующую зависимость для $\alpha = \alpha(\lambda)$ для основных вариантов материала буферного слоя.

Исследования квантовой эффективности СЭ на основе CIGS, приведенные в [2], позволяют ограничить круг модификаций твердого раствора значением $x = 0 \dots 0,3 - 0,45$. При больших значениях x квантовая эффективность начинает резко падать (например, на 15 % для $x = 0,66$).

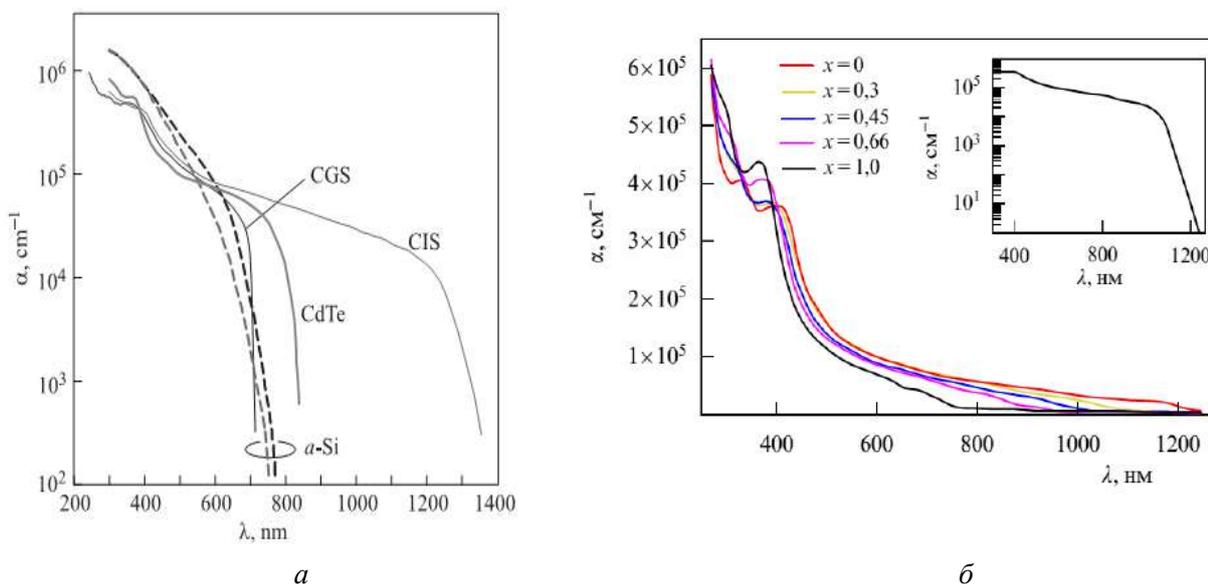


Рис. 3. Кривые поглощения материалов активного слоя CGS, CdTe, CIS (а) [3] и CIGS (б) [2]

Результаты расчетов характеристик поглощения

Расчеты выполнялись с использованием разработанной в MathCad программы. Размеры стандартной конфигурации СЭ брались из [6]. При этом толщина основного поглощающего слоя составляет 1,5 – 4 мкм, чаще всего 2,5 – 3,5 мкм. Толщина буферного слоя выбирались в пределах 10 – 80 нм, по некоторым другим данным – до 100 нм. По-видимому, эти значения считаются оптимальными по КПД. За 100 % брали мощность излучения AM1.5 в диапазоне 300 – 1400 нм (ДИ). На рис. 4 представлены зависимости поглощательной способности структуры CdS/CIS при изменении толщины основного слоя от 1 нм до 10 мкм. Видно, что толщина буферного слоя влияет на поглощение до значения толщины основного слоя 50 – 60 нм. Для стандартных значений толщины активного слоя порядка 3 мкм поглощается 96 % излучения ДИ (для CGS – 39 %). При увеличении толщины до 10 мкм получим 98,7 %, 20 мкм – 99,4 %, 50 мкм – 99,8 % (для CGS – 39,6 %).

На рис. 5 приведены расчеты поглощательной способности структуры при изменении толщины буферного слоя и нескольких значений толщины основного слоя.

Показано, что при толщине основного слоя свыше 100 нм толщина буферного слоя не влияет на поглощение в указанном диапазоне размеров.

Нижняя кривая на рис. 5 показывает фактически поглощение только буферного слоя, так как при такой толщине активного слоя его поглощение менее 1 %. Расчеты показывают, что при толщине буферного слоя более 1 мкм поглощательная способность достигает максимума (порядка 13 % для ДИ) и более не растет.

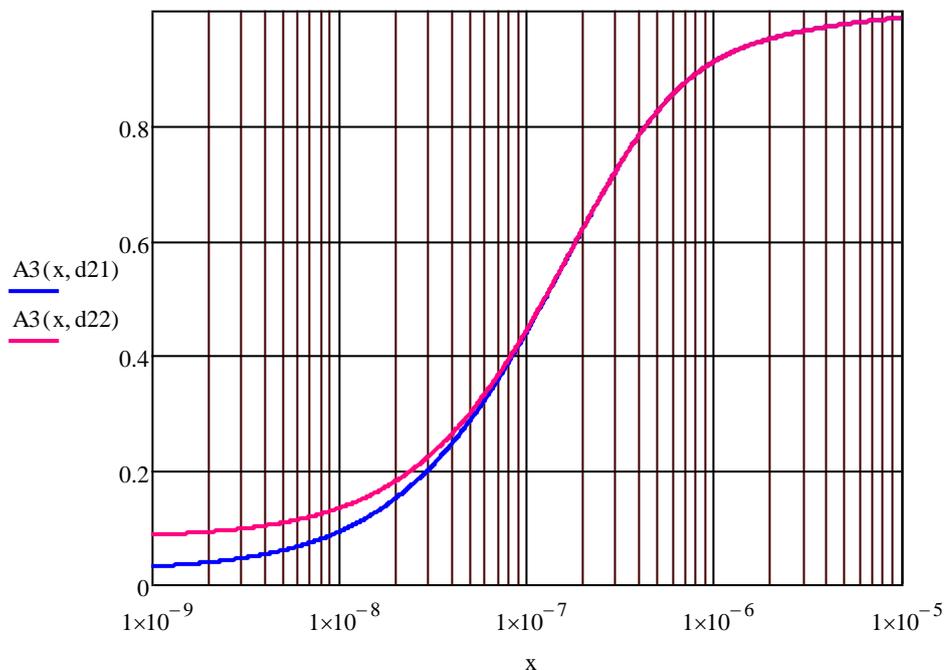


Рис. 4. Изменение поглощательной способности гетероструктуры в зависимости от толщины слоя d_1 (промежуточные кривые соответствуют значениям толщины слоя $d_2 = 10$ и 80 нм (снизу вверх))

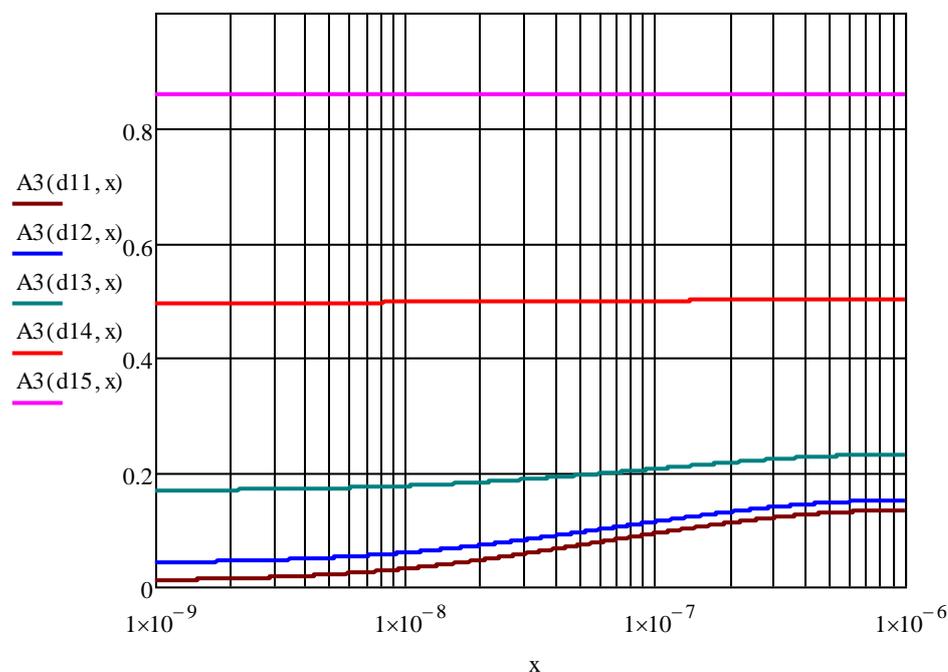


Рис. 5. Изменение поглощательной способности гетероструктуры в зависимости от толщины слоя d_2 (кривые соответствуют значениям толщины слоя $d_1 = 1, 5, 25, 125, 625$ нм (снизу вверх))

Выводы

Приведенная методика и расчеты позволяют оценить степень поглощения солнечного излучения многослойными структурами из различных материалов.

Приведенные цифры ниже публикуемых в [3, 6], где, в частности, утверждается, что толщины 1 мкм достаточно для поглощения 99 % излучения. Наши расчеты показывают, что необходимо не менее 10 мкм, для 1 мкм имеем только 91 %. Также очевидно, что для CIS и CGS кривые поглощения в ДИ должны существенно отличаться. Согласно проведенным расчетам рассмотренная в качестве примера гетероструктура CdS/CIS обладает максимальным КПД. Для расчетов поглощательной способности произвольной структуры необходимо знать зависимости коэффициентов поглощения материалов слоев от длины волны.

Список литературы: 1. Залесский, В.Б., Когновицкий, С.О., Луценко, Е.В. Халькогениды в солнечной энергетике // Физико-химические проблемы возобновляемой энергетики : сб. тр. конф., 11–14 ноября 2013 года. – СПб. : Изд-во Политехн. ун-та, 2013. – С. 202-203. 2. Новиков, Г.Ф., Гапанович, М.В. Солнечные преобразователи третьего поколения на основе Cu-In-Ga-(S,Se) // Успехи физ. наук. – 2017. – Т.187. –№2. – С.173–191. 3. Косяченко, Л.А., Грушко, Е.В., Микитюк, Т.И. Поглощательная способность полупроводников, используемых в производстве солнечных панелей // Физика и техника полупроводников. – 2012. – Т. 46. – Вып. 4. – С.482-486. 4. Галат, А.Б. Поглощательная способность гетероперехода a:Si:H/c-Si солнечного фотопреобразователя // 8-я Междунар. науч. конф. «Функциональная база нанoeлектроники» : сб. науч. тр. – Харьков : ХНУРЭ, 2015. – С.139–142. 5. Luque, A., Hegedus, S. Handbook of Photovoltaic Science and Engineering. – Chichester, West Sussex PO19 8SQ, England : WILEY, 2003. – 1115p. 6. Гременок, В.Ф., Тиванов, М.С., Залесский, В.Б. Солнечные элементы на основе полупроводниковых материалов // Альтернативная энергетика и экология. – 2009. – № 1 (69). – С .59-124.

*Харьковский национальный
университет радиоэлектроники*

Поступила в редколлегию 05.07.2017

**ИНФРАКРАСНЫЙ ПРИЕМНИК НА ПЕРЕХОДАХ ЭЛЕКТРОНОВ
В АВТОЛОКАЛИЗОВАННОЕ СОСТОЯНИЕ НАД ГЕЛИЕВОЙ ПЛЕНКОЙ
НА СТРУКТУРИРОВАННОЙ ПОДЛОЖКЕ****Введение**

Приемники инфракрасного (ИК) диапазона получают широкое распространение в науке и на практике. Физической основой чувствительных к инфракрасному излучению сенсоров являются малоинерционные фотонные эффекты (внутренний и внешний фотоэффект) и более инерционные эффекты, такие как термоэлектрический, пьезоэлектрический, эффект Пельтье и другие. Основными требованиями к приемникам ИК излучения являются высокое энергетическое, пространственное, спектральное и временное разрешение, что особенно важно в научных исследованиях и в медицине. Отдельные сенсоры обычно конструктивно объединяют в матрицы с целью получения тепловой картины. Расширение ИК диапазона в длинноволновую область достигается, в частности, применением многокомпонентных материалов. Так, материал КРТ (кадмий-ртуть-теллур) позволяет сдвинуть красную границу до 10 мкм. В последнее время большое внимание привлекает и осваивается терагерцевый диапазон электромагнитного излучения как с целью расширения ресурса радиоэлектронной аппаратуры, так и в научных целях, в частности, для исследования сложных молекул вещества по их колебательному и вращательному спектру.

Определяющую роль в построении эффективных и компактных сенсоров ИК излучения играют квантово-размерные структуры. При соизмеримости структуры с длиной волны де-Бройля носителей отчетливо проявляется их квантовые свойства, успешно используемые для данных целей. Квантовые ямы, квантовые нити, квантовые точки и сверхрешетки относятся к таким структурам [1]. Высокое качество ИК приемников с применением квантово-размерных структур обеспечивается низкими температурами, высокой подвижностью носителей и четкими границами. То есть квантованные уровни энергии носителей, оцениваемые соотношением неопределенностей $\Delta\varepsilon \cdot \Delta\tau \leq h$, ($\Delta\varepsilon$ и $\Delta\tau$ – неопределенность по энергии и времени релаксации, соответственно, h – постоянная Планка) должны быть отчетливо разрешимы на фоне температуры и других внешних шумов. В полупроводниковых структурах квантовые эффекты при комнатных температурах проявляются уже при размерах структур до 100 нм и при подвижностях электронов более $1000 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$. Типичным примером квантовой точки является нанокластер узкозонного полупроводника в матрице широкозонного, энергетический масштаб и «жесткость» спектра которого определяется величиной e^2/C (C – электрическая емкость кластера). Современные нанотехнологии позволяют получать наноразмерные образцы с атомарно-гладкими границами, а нанесение спейсерных слоев экранирует зарядовые дефекты материала.

Одним из уникальных видов квантово-размерных структур при низких температурах являются поверхностные электроны (ПЭ). Над гладкой поверхностью диэлектрика с отрицательным сродством к электрону и малой диэлектрической проницаемостью, электрон локализуется на относительно большом расстоянии от подложки в потенциальной яме, формируемой слабой силой изображения электрона в подложке и большим потенциальным барьером границы. В направлении поперечном подложке, поверхностный электрон имеет водородоподобный спектр с энергией основного состояния для гелия $< 10 \text{ К}$. Вдоль гладкой поверхности подложки движение электрона квазисвободно и ограничивается взаимодействием с атомами окружающего пара и с колебаниями поверхности, в частности, с риплонами. Подложками для ПЭ кроме гелия служат жидкая и твердая фаза водорода, дейтерия, неона, аргона и других криогенных диэлектриков с вышеотмеченными свойствами, а также пленка гелия на твердотельном образце [см., напр., 2, 3]. Модулированные свойства подложки или со-

ответствующие внешние поля могут менять размерность системы ПЭ от двумерной вплоть до нульмерной (квантовая точка) [4]. Сильное электрическое поле формирует пороговым образом поверхностный анион. Газовое окружение способствует автолокализации таким образом электрона. Транспорт электрона при этом существенно подавлен гидродинамикой движения аниона. ПЭ зарекомендовали себя и как инструмент исследования вещества или излучения, и как модельный аналог соответствующего твердотельного прибора. В концептуальных работах [5, 6] рассмотрена возможность использования энергетических состояний ПЭ или его спина в построении квантового бита для квантовых вычислений. В работе [7] предложен вариант устройства, считывающего энергетические состояния битов из поверхностных электронов. В [3] рассмотрен сенсор, физической основой работы которого является стимулированное ИК излучением туннелирование поверхностных электронов из их ридберговских состояний.

В данной работе для детектирования ИК излучения рассматривается стимулированный излучением переход ПЭ в автолокализованное состояние над гелиевой пленкой в порах структурированной подложки. ИК изображение определится эквипотенциальным рельефом подложки, наведенным контрастом проводимостей электронов в порах. ИК диапазон и чувствительность прибора определяются термочувствительностью к излучению стенок пор и рабочей температурой.

Содержательная часть работы включает следующие подразделы: краткий анализ свойств поверхностных электронов и поверхностных анионов над подложками; определение качества поверхности подложки поверхностными электронами на пленке гелия; электростатический расчет потенциала в поре подложки и обоснование типа подложки для целей данной работы; структура и работа рассматриваемого ИК-приемника; краткий анализ характеристик прибора и сравнение с имеющимся ИК болометром на полупроводниковой основе.

Основная часть

1. *Анализ свойств ПЭ и ПА над подложками.* Реализация системы поверхностных электронов относительно проста: в зазоре конденсатора над соответствующей подложкой при низкой температуре включается импульсный источник электронов, которые движутся к подложке под действием внешнего электрического поля и/или поля сил изображения электрона в подложке. Плотность ПЭ в насыщенном случае определяется внешним прижимающим полем, E_{\perp} как $n = 5.52 \cdot 10^7 E_{\perp}$, и может быть варьирована в широких пределах. Поверхностный электрон имеет квантовый характер движения в направлении поперечном подложке и квазисвободный характер движения – в продольном направлении.

Оценку квантового состояния электронов в потенциальной яме над поверхностями однородных подложек можно провести, исходя из соотношения де-Бройля, $p z = \hbar$ (здесь p и z есть импульс электрона и его расстояние до подложки соответственно) и следствия вириальной теоремы для кулоновского взаимодействия [8], $2p^2/2m = (Q_d e^2)/(4\pi \epsilon_0 z)$, здесь $Q_d = [\epsilon(\epsilon_d - \epsilon)] / [(1 + \epsilon)^2 (\epsilon_d + \epsilon)]$ – эффективность сил изображения заряда в подложке (ϵ_0 и ϵ_d – диэлектрические постоянные вакуума и подложки соответственно; m – масса свободного электрона). Электронный спектр имеет водородоподобный вид, $E_l = Q_d^2 \cdot R / l^2$ (здесь R – постоянная Ридберга, l – натуральный ряд чисел) и эффективное расстояние электрона до подложки есть, $z = (4\pi \epsilon_0 / Q_d) (\hbar^2 / m \cdot e^2)$. Для изотопа ${}^4\text{He}$ величины $E_l = 8$ К и $z = 76$ Å. Внешнее поле, E_{\perp} вызывает Штарковское смещение спектра, оцениваемое как $e^* E_{\perp} \cdot z$.

Подвижность ПЭ [9] в газовой области рассеяния падает с плотностью пара, n_g , в свою очередь растущей экспоненциально с температурой,

$$\mu_g = 8e / (3\pi \hbar \sigma_p n_g \gamma), \quad (1)$$

(где σ_p – сечение рассеяния электрона на атоме гелия в паре), и в риплонной области подвижность электрона падает с прижимающим электрическим полем как

$$\mu_r = 8a\hbar / emE_{\perp}^2, \quad (2)$$

здесь величина α – коэффициент поверхностного натяжения жидкого гелия. Результирующее значение рассеяния ПЭ на разных типах неоднородностей есть величина аддитивная.

Над поверхностью жидкого гелия в сильном электрическом поле имеет место образование дискообразного поверхностного аниона (ПА) – комплекса, состоящего из электрона и деформации поверхности жидкости (лунки) под ним. Некоторые теоретические аспекты проблемы анионов приведены в работах [10 – 12]. В случае пленки гелия на твердой подложке внешнее электрическое поле находится в суперпозиции, E_{eff} с полем сил изображения электрона в подложке, выражаемого как $(Q_d \cdot e) / (4\pi \epsilon_0 d^2)$. Над тонкой гелиевой пленкой поверхностные анионы более устойчивы, чем в сильных электрических полях над массивным гелием, где может развиваться электрогидродинамическая нестабильность заряженной поверхности гелия с последующей потерей электронов. Следует отметить, что в случае пленки гелия на подложке энергия связи электрона с подложкой пропорциональна d^{-4} и с уменьшением толщины пленки легко достигается поле, достаточное для автолокализации ПЭ. Следует отметить, что устойчивая плотность электронов над пленкой здесь может существенно превышать предельную плотность электронов над массивным гелием. Масштаб локализации ПА на пленке гелия выражается величиной

$$L^2 = 4\pi\alpha\hbar^2 / m(eE_{eff})^2. \quad (3)$$

Так, для $E_{eff} \sim 10^6$ В/м величина L оценивается ~ 50 нм и ее значение уменьшается как d^{-2} . Из соотношения де-Бройля энергию основного состояния аниона вдоль подложки можно оценить значением $\sim 0,2$ К. Автолокализация электрона индуцирует рост эффективной массы комплекса электрон-лунка и, как следствие, имеет место существенное пороговое уменьшение его подвижности, определяемой гидродинамикой движения ПА и существенно зависящей от величин поверхностного натяжения и вязкости, η гелия

$$\mu = \frac{2\pi\hbar\alpha^{5/2}}{\eta m^{1/2} e^2 E_{eff}^3}. \quad (4)$$

Следует отметить, здесь μ пропорциональна E_{eff}^{-3} , в то время как для ПЭ величина $\mu \sim E_{eff}^{-2}$. Типичная температурная зависимость проводимости электронов над структурированной подложкой, покрытой пленкой гелия при переходе ПЭ/ПА приведена на рис. 1.

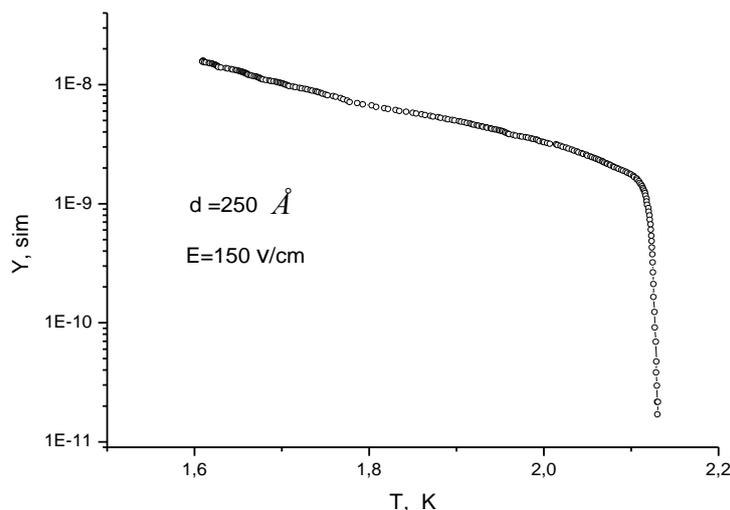


Рис. 1. Зависимость проводимости электронов, Y от температуры T на гелиевой пленке толщиной 25 нм над пористой подложкой в прижимающем поле 150В/см

Так, при температуре перехода $T_n = 2,16$ К при насыщенной электронной концентрации, соответствующей внешнему прижимающему полю 150 В/см, как видно из графика, имеет место пороговое уменьшение проводимости электронов приблизительно на два порядка, что

соответствует оценкам по (1) и (4). Также проводимые экспериментальные исследования при других установочных параметрах показывали понижение T_n с уменьшением толщины гелиевой пленки. Подобные исследования для неструктурированной подложки проводились, в частности в [13, 14], в условиях плоской поверхности подложки (сапфир), и в квазиодномерной электронной системе над искаженной поверхностью жидкого гелия между диэлектрическими нитями [15]. В этих исследованиях пороговое изменение проводимости (подвижности) электронов в зависимости от температуры перехода составляло от двух до пяти порядков (при низких температурах). Следует отметить, что переходом из ПЭ в состояние поверхностного аниона можно в небольших пределах управлять посредством внешнего электрического поля. Подогрев подложки увеличивает плотность гелиевого пара и способствует переходу электронов, находящихся в пороговом состоянии проводимости (подвижности) в автолокализованное состояние со значительным уменьшением их проводимости. Отсюда следует заключить, что незначительный разогрев ИК излучением поверхности поры под электронами в области T_n ведет к переходу ПЭ-ПА и, соответственно, к резкому изменению проводимости электронов в порах (рис. 1), с соответствующим изменением эквипотенциальных поверхностей в подложке. Данный эффект предложен как физическая основа функционирования сенсора для регистрации ИК излучения.

2. *Определение качества поверхности подложки поверхностными электронами на пленке гелия.* Высокое качество подложек необходимо для их применения в нанoeлектронике и для других практических целей. Современные нанотехнологии позволяют создавать и тестировать аналогичные подложки. Качество поверхности подложки можно анализировать с использованием ПЭ [16, 17]. В общем случае над подложкой с неоднородностями, покрытой пленкой гелия толщиной d , эффективное значение вариаций потенциала для ПЭ вдоль поверхности описываются как

$$\delta U = U_0 K \exp(-2\pi Z/A), \quad (5)$$

здесь $U_0 = (Q_d e^2) / (4\pi\epsilon_0 Z)$ – потенциал электрона над предельно гладкой подложкой, и $Z = d + z^*$, z^* – эффективное расстояние электрона до пленки гелия. Величина $K = ((\pi \xi/A) * (A/Z)^{1/2})$ – геометрический фактор, определяемый параметрами шероховатости подложки (ξ и A – эффективные амплитуда и период шероховатостей).

Толщина насыщенной пленки гелия в камере ячейки зависит от разности уровней, H между поверхностями подложки и гелия под ней и выражается как $d = 300(H)^{-1/3}$, Å (где H в [см]). Для установления заданной толщины насыщенной гелиевой пленки может быть применено устройство, предложенное в [17] и позволяющее оперативно менять уровень гелия и соответственно величину H посредством вытеснителя с электромеханической тягой. Значение же ненасыщенной пленки рассчитывается из значений конденсируемого в камеру ячейки гелия и поверхностей элементов камеры. Эффективное значение вариаций потенциала может быть получено из значений энергии термоактивации. Масштаб определения параметров шероховатостей может обеспечиваться значением до 5 нм. Следуя выражению (3) вариации потенциала со структурами поверхности существенны, что будет вести к неоднородному распределению или кластеризации ПЭ. При этом одной из задач является определение условий кластеризации носителей в относительно глубоко структурированных подложках. Данная задача рассмотрена ниже.

3. *Электростатическая модель цилиндрической поры во внешнем поле.* Для анализа картины потенциала в поре подложки в отсутствие зарядов рассмотрена задача Лапласа для цилиндра в постоянном электрическом поле, приложенном вдоль продольной оси цилиндра (рис. 2).

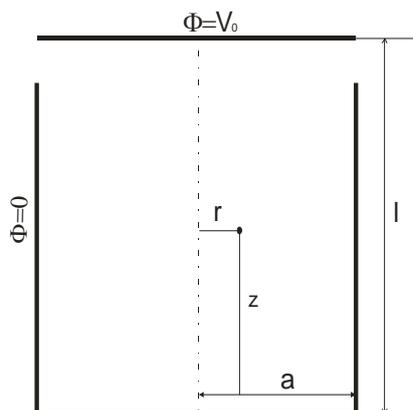


Рис. 2. Схематическое изображение цилиндрической поры в потенциальном окружении

В электростатической задаче в отсутствие зарядов $\Delta\phi = 0$, где Δ – Лапласиан. При аксиальной симметрии поля в поре подложки Лапласиан имеет следующий вид дифференциального уравнения второго порядка:

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \phi}{\partial r} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} = 0, \quad (6)$$

исходное уравнение методом Фурье сводится к двум независимым уравнениям, первое из которых – уравнение Бесселя второго порядка, имеющее решение при параметре $T^2 < 0$

$$\begin{cases} \frac{d^2 R}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dR}{dr} + T^2 R = 0 \\ \frac{d^2 Z}{dz^2} = zT^2 \end{cases} \quad (7)$$

Граничные условия для данного задачи: при $r = a$ и соответственно $\Phi = 0$ при $r = a$ и $0 < z < 1$ и $\Phi = V_0$ при $z = 1$ (отсчет от дна поры). Аналитическое выражение для потенциала в данной модели от координат имеет вид (детальное описание решения соответствующей электростатической задачи приведено, например, Рамо, Уиннери в «Электростатика и электродинамика»):

$$\Phi = \sum_{m=1}^{\infty} \frac{2V_0}{p_m J_1(p_m) \text{sh}\left(\frac{p_m l}{a}\right)} \times \text{sh}\left(\frac{p_m z}{a}\right) J_0\left(\frac{p_m r}{a}\right), \quad (8)$$

здесь p_m – m -й корень функций Бесселя (первого или второго рода). Для поры в подложке потенциал вдоль продольной координаты будет иметь вид, представленный на рис. 3.

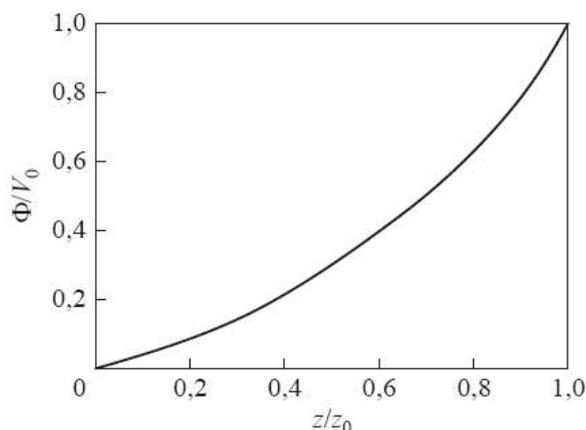


Рис. 3. Приведенная зависимость потенциала, Φ от продольной координаты z цилиндрической поры

Видно, что потенциал внешнего поля относительно быстро изменяется в окрестности l (начало поры) и далее плавно спадает около дна поры. Таким образом, вероятность локализации электрона над пленкой гелия внутри поры существенно выше, чем на поверхности между порами.

4. *Подложка.* Для целей построения данного ИК датчика на электронах над пленкой гелия в качестве твердотельной подложки с учетом приведенного анализа (п. 2 и 3) выбрана пластина, из полупроводникового монокристаллического кремния с ориентацией 1-0-0, размером $5 \times 6 \times 0,3 \text{ мм}^3$. Подложка структурирована цилиндрическими микропорами. Преимущества пористой подложки: высокая эффективная поверхность по сравнению с поверхностью плоского образца, что обеспечивает более высокую концентрацию электронов; увеличен в меру длины поры путь луча ИК излучения при его взаимодействии со стенками поры. При низких температурах полупроводниковый кремний переходит в диэлектрическое состояние. Основным преимуществом структурированной подложки в целях данной работы является то, что электроны не «покидают» пор при переходах ПЭ-ПА, в отличие от приемника ИК излучения, предложенного в [3], где с целью формирования потенциального рельефа использован эффект туннелирования ПЭ с фиксированных уровней в непрерывный энергетический спектр, с последующим уходом электронов с подложки. Микроструктура подложки изображена на рис. 4.

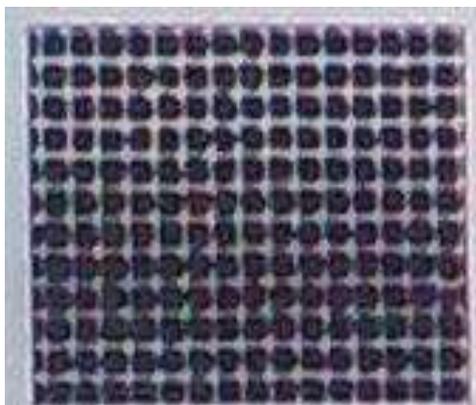


Рис. 4. Микроснимок структурированной цилиндрическими порами подложки

Квадратная решетка пор диаметром 2 мкм с шагом 4 мкм выполнена с использованием метода фотоанодного травления, и глубина пор составляла 60 мкм. Поверхность между порами при RMS шероховатости $\sim 3,3 \text{ нм}$, исследована посредством АСМ и представлена на рис. 5.

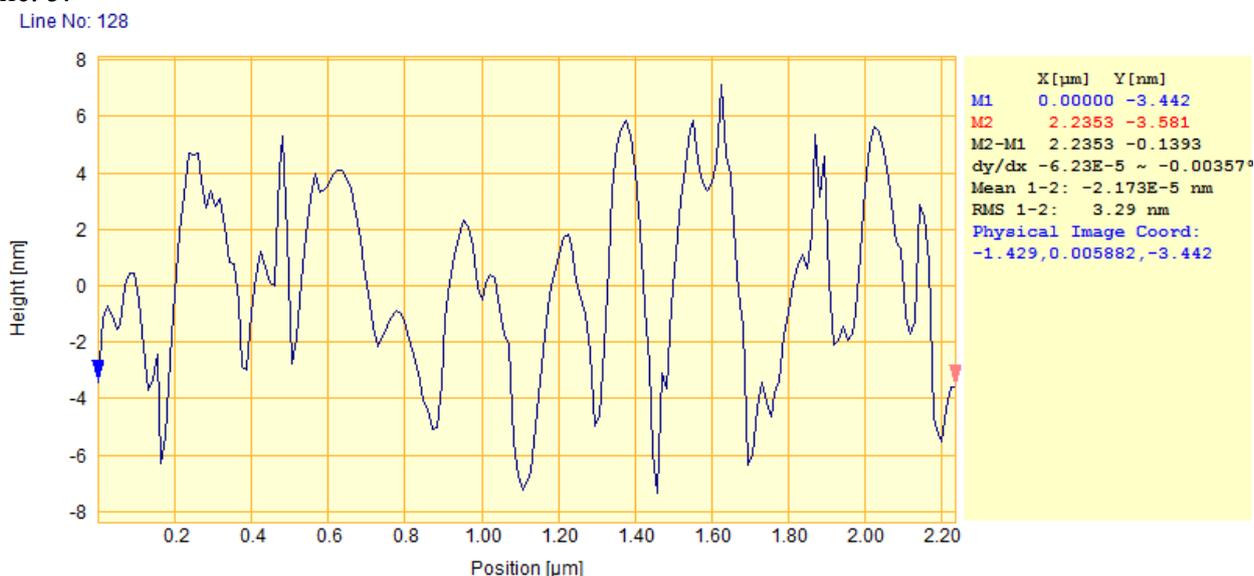
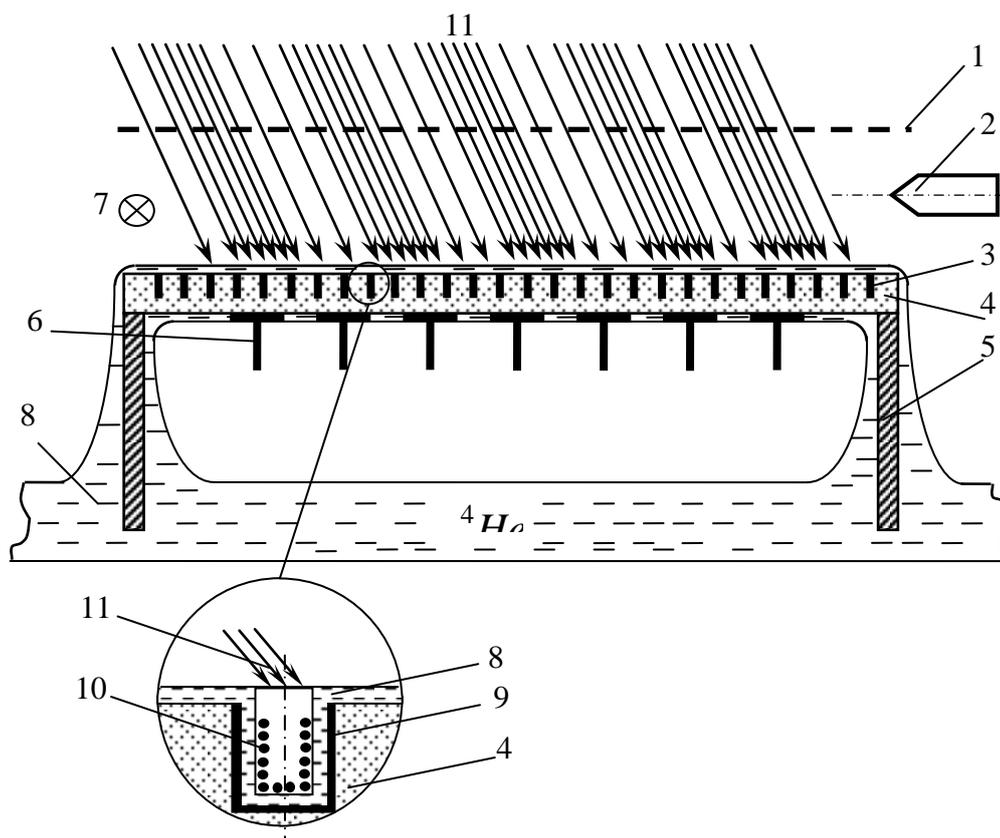


Рис. 5. АСМ изображение участка подложки между цилиндрическими порами в подложке

Аналогичные подложки рассматривались в [19] в качестве чувствительных к ИК излучению сенсорных элементов с нанопокрытиями внутри пор. (Более детальное рассмотрение подложки в качестве датчика ИК излучения приведено ниже, в п. 6).

5. Структурная схема и работа приемника ИК излучения на переходах ПЭ-ПА над гелиевой пленкой в порах структурированной подложки. Как отмечено выше, в основе работы данного прибора лежит эффект порогового изменения подвижности электронов на пленке гелия в поре диэлектрической подложки при переходе из состояния поверхностного электрона в состояние поверхностного аниона, или наоборот, в присутствии (отсутствии) ИК излучения. Микropоры структурированной подложки покрываются нанослоями материала, поглощающего ИК излучение в соответствующем спектральном диапазоне. Вариации эквипотенциальной поверхности подложки будут соответствовать вариациям интенсивности ИК излучения, поглощенного поверхностью пор. Потенциальная картина регистрируется потенциальными электродами, расположенными с тыльной стороны структурированной поверхности подложки. По структуре предлагаемое устройство близко к устройству, рассмотренному в [3]. Схематическое изображение устройства представлено на рис. 6. Оно содержит на подставке – 5 диэлектрическую подложку – 4 с пористой рабочей поверхностью – 3. Потенциальные микроэлектроды (пиксели) – 6 размещены на тыльной стороне подложки. Со стороны рабочей поверхности расположен импульсный источник свободных электронов – 2 (термо- (фото) – эмиттер) и светодиод – 7. Прозрачная для ИК коллекторная пластина или сетка – 1 расположена параллельно рабочей поверхности подложки 4.



- 1 – коллекторная сетка или прозрачная для ИК излучения пластина; 2 – импульсный источник свободных электронов (термо- (фото-) – эмиттер); 3 – пористая рабочая поверхность структурированной подложки; 4 – диэлектрическая подложка; 5 – подставка; 6 – потенциальные микроэлектроды (пиксели); 7 – светодиод; 8 – пленка жидкого гелия; 9 – поглощающее покрытие; 10 – поверхностные электроны (ПЭ); 11 – инфракрасное излучение

Рис. 6. Структурная схема ИК-приемника на переходах электронов в автолокализованное состояние над He пленкой на структурированной подложке

Работа устройства заключается в следующем. На коллекторную сетку 1 подается отрицательный потенциал и включается на короткое время источник 2 свободных электронов, которые экспонируются по пленке гелия на рабочей поверхности 3 подложки 4. Исходя из приведенного электростатического анализа электроны преимущественно локализируются на тонкой пленке на внутренних поверхностях макропор. Излучение ИК-изображения проецируется на рабочую поверхность подложки 4 сквозь коллекторную сетку 1 (или прозрачную для ИК излучения пластину). Для повышения эффективности разогрева внутренняя поверхность макропор покрыта нанослоями поглощающего излучения вещества. В меру разогрева излучением покрытия микропор локально повышается плотность газовой фазы, вызывающая переход части ПЭ в состояние ПА (рис. 1). Сформированный изменением локальной проводимости электронов эквипотенциальный рельеф подложки и соответствующий картине ИК изображения фиксируется потенциальными микроэлектродами (пикселями) 6. Потенциалы электродов считываются полевыми транзисторами или набором SET, (SET – одноэлектронный транзистор с эффектом кулоновской блокады, эффективно работающий при НТ – на рисунке не показаны). Возможно считывание и по типичной трехфазной схеме ПЗС-матрицы, аналогично [18]. В процессе работы устройства может иметь место ситуативное накопление заряда электризации непосредственно на диэлектрической подложке. Заряд снимается включением над подложкой светодиода 7, имеющего более высокую энергию квантов излучения, чем ширина запрещенной зоны данного полупроводника.

6. *Анализ характеристик ИК приемника на переходах электронов в автолокализованное состояние над He пленкой на структурированной подложке.* Выражения для оценки соотношения сигнал/шум для аналогичной ПЗС матрицы с учетом фотонного шума, шума считывания и шума сброса (кТС-шума) приведены в [7]. В отношении темнового тока устройства в [7] отмечалось следующее. Типичный темновой ток ПЗС матрицы при комнатной температуре составляет $\sim 10^5 e/(\text{pixels})$, что лимитирует предельную чувствительность устройства, а при 150 К эта величина $\sim 10^{-2} e / (\text{pixels})$. То есть динамический диапазон ПЗС матрицы возрастает резко, при этом соответственно возрастают контрастность и обнаружительная способность прибора. Для ПЗС матриц на полупроводниковой основе при $T < 60$ К эффективность работы, однако резко падает из-за вымораживания носителей тока. Подобный эффект исключается в системе ПЭ, что делает ее уникальной для данных приложений. Потеря поверхностных электронов в ПЗС структуре, описанной в [18], пренебрежимо мала и составляет лишь несколько электронов на эквивалентном линейном участке в несколько сотен метров. В этих условиях чувствительность прибора в соответствии с [7] в основном определится шумом считывания и сброса $\sim 50 e \text{ rms}$. Применение же схемы с двойной коррелированной выборкой (ДКВ) сводит это значение к величине $\sim 10 e \text{ rms}$. Использование SET в качестве чувствительного потенциального датчика существенно уменьшит приборный шум, приближая чувствительность прибора к квантовому пределу детектирования, согласно которому в условиях идеального приема минимально детектируемая мощность

$$P_{\min} \geq 10,5\hbar\omega B/\eta, \quad (9)$$

где ω – эффективная частота принимаемого излучения B – скорость передачи информации и η – квантовая эффективность взаимодействия излучения с носителями. Как выше отмечалось, применение структурированной подложки позволяет получить повышенную плотность электронов, что ведет к повышению обнаружительной способности и динамического диапазона принимаемого ИК излучения.

В статье [19] представлены результаты получения двумерных структур макропористого кремния с нанопокритиями в сотни нм оксида кремния (SiO_2), а также карбида кремния (SiC) и их применение в сенсорике. Приведены исследования фотофизических процессов в таких структурах, в частности фотопроводимости, и поглощения в ИК-диапазоне электромагнитных волн, распространяющихся вдоль микропор. Широкая полоса поглощения электромагнитной волны в диапазоне от 40 до 2 мкм, при высоком эффективном коэффициенте поглощения является следствием формирования волноводных мод в сочетании с линейным элек-

трооптическим эффектом в двумерных структурах макропористого кремния. Предложена конструкция болометрических элементов на основе такой структуры. Чувствительность теплового приемника (по описанию) составляет $(0,8 - 1,2) \cdot 10^3$ Вт/К, что значительно выше, чем в кремниевых аналогах, а величина шума составляет $(2-5) \times 10^{-9}$ В/Гц^{1/2} и определяется шумом Джонсона, что в 10 раз ниже уровня шума в аморфном и поликристаллическом кремнии. Как отмечено в работе, увеличение фотопроводимости макропористого кремния по сравнению с фотопроводимостью монокристалла определяется отношением общей площади поверхности макропор к площади поверхности исходного монокристаллического образца. Следует отметить, что данное устройство не достигает квантового предела детектирования, в частности из-за высокой температуры его использования.

Заключение

Рассмотрена концептуальная возможность и предложено устройство детектирования ИК излучения и построения тепловой картины посредством изменения проводимости при пороговом переходе электронов, расположенных в порах структурированной подложки из состояния ПЭ в состояние дискообразного поверхностного аниона под действием локального разогрева ИК излучением покрытий макропор под электронами. В меру интенсивности ИК излучения изменяется контраст проводимости подложки и, соответственно, эквипотенциальный рельеф подложки, фиксируемый потенциальными электродами. Проведено рассмотрение теоретических исследований, обосновывающих данный принцип работы ИК детектора. Приведен график экспериментальной зависимости проводимости электронов от температуры при переходе ПЭ пороговым образом в автолокализованное состояние над пленкой гелия в порах подложки. При этом, как показали эксперименты, имеет место устойчивость электронной системы. Условия перехода состояний электронов могут управляться толщиной пленки, внешним электрическим полем, плотностью паровой фазы над пленкой. Для повышения квантовой эффективности внутренняя поверхность макропор покрывается нанослоями поглощающего излучение вещества. В работе рассмотрено изменение потенциала в окрестности поры в подложке в присутствии электрического поля вдоль поры, откуда можно заключить о преимущественном распределении электронов на внутренних поверхностях пор. Устройство регистрации ИК излучения имеет простую конструкцию и состоит из расположенных в вакуумируемой камере: структурированной порами кремниевой подложки на считывающих электродах (пикселях); прозрачной для ИК коллекторной сетки (пластины) над рабочей поверхностью подложки; источника свободных электронов и светодиода. По оценкам, предлагаемый детектор обладает квантовой чувствительностью в силу низких температур эксплуатации и высокой эффективности перехода ПЭ-ПА под действием инфракрасного излучения. Спектральный диапазон и чувствительность прибора в основном определяются термочувствительностью нанопокрывтия стенок пор к ИК излучению. Функционирование прибора сравнивается с работой полупроводникового болометра, основанного на фотофизических процессах в двумерных структурах макропористого кремния, вызванных ИК излучением.

Авторы благодарят Л.А. Карачевцеву и О.А. Литвиненко за предоставленный образец структурированной подложки и содействие в проведении микро- и АСМ-исследований поверхности подложки.

Список литературы: 1. *Alferov, Zh.I.* (1998). The history and the future of semiconductor heterostructures // *Semiconductor Physics and Technology*. **32**(1):3(p). 2. *Эдельман, В.С.* Левитирующие электроны // УФН. – 1980. – Т.130, вып.4. – С. 675-706. 3. *Nikolaenko, V.A. and Pashchenko, A.G.* Detectors of infrared radiation at the surface electrons for registration and visualization // *Telecommunications and Radio Engineering*, **75** (6): 549-562 (2016). 4. *Kovdrya, Yu. Z.* (2003). One-Dimensional and Zero-Dimensional Electron Systems over Liquid Helium // *Low Temp. Phys.* **29** (2): 107-144. 5. *Platzman, P.M. and Dykman, M.I.*, Quantum computing with electrons floating on liquid helium // *Science*. (1999), **284**:1967–1969. 6. *Lyon S. A.* Spin-based quantum computing using electrons on liquid helium // *Phys. Rev.* (2006), **A 74**: 052338. 7. *Nikolaenko, V.A. and Pashchenko, A.G.*, Quantum-emission electron detection in quantum bits on the surface of helium, *Radiotekhnika*, (2005), **143**:202–209. 8. *Landau, L.D. and Lifshitz, E.M.*, *Theoretical Physics*

(Mechanics) // Nauka, Moscow (1965), p. 35. 9. *Shikin, V.B. and Monarkha, Yu.P.*, On the interaction of surface electrons in liquid helium with oscillations of the vapor-liquid interface // *J. Low Temp. Phys.* (1974), **16** : 193–208. 10. *Shikin, V.B. and Monarkha, Yu.P.* Free electrons on the surface of liquid helium in the presence of the external fields // *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* (1973), **65** , in 2 (8): 751-761. 11. *Monarkha, Yu.P.* Self-trapped electron surface states above a helium film (1975), **1**: 524-534. 12. *Shikin, V.B.*, The disk-like electron bubbles in gaseous helium // *JETP-Lett.* (2004), **80** (6):472–476. 13. *Kovdrya, Yu.Z., Mende, F.F., and Nikolaenko, V.A.*, High-frequency conductivity of electrons above helium film in the regime of localization on substrate potential inhomogeneities // *Low Temp. Phys.* (1984), **10** (11): 1129–1140. 14. *Andrei, E. Y.* Observation of the Polaronic Transition in a Two-Dimensional Electron System // *Phys. Rev. Lett.* (1984), **52** (16): 1449-1452. 15. *Nikolaenko, V.A. Smorodin, A.V., and Sokolov, S.S.*, Possible formation of autolocalized state of quasi-one-dimensional surface electrons in dense helium vapor // *Low Temp. Phys.* (2011), **37** (2): 119-126. 16. *Kovdrya, Yu.Z., and Monarkha, Yu.P.* One dimensional electron system over liquid helium // *Low Temp. Phys.* (1986), **12** (10): 1011–1015. 17. *Bezsmolnyy, Ya.Yu., Nikolaenko, V.A., and Sokolov, S. S.* The Analysis of Nano-Size Inhomogeneities of Substrate by Surface Electrons over Superfluid Helium Film // *Journal of Physical Science and Application*, (2016), **6** (5): 37-41. 18. *Lyon, S.A.* Efficient Clocked Electron Transfer on Superfluid Helium // *Phys. Rev. Lett.* (2011), **107**: 266803-1 – 266803-5. 19. *Karachevtseva, L.A., Lytvynenko, O.A., Malovichko, E.A., Sobolev, V.D., Stronska, O.J.* Surface Phenomena in 2D Macroporous Silicon structures. *Semiconductor // Phys. Quantum Electronics and Optoelectronics.* (2001), **4** (3): 40 – 43.

*Фізико-технічний інститут низьких температур
імені Б.І. Веркіна НАН України
Харьківський національний університет радіоелектроніки*

Поступила в редколлегию 12.08.2017

«СВЕТЛЫЕ» ПЛАЗМОНЫ ТРЕУГОЛЬНОГО ИЛИ ЧЕТЫРЕХУГОЛЬНОГО КЛАСТЕРА НАНОПРОВОДОВ ИЗ БЛАГОРОДНЫХ МЕТАЛЛОВ

Введение

В последнее время наноструктуры из благородных металлов (в частности, золота и серебра) вызывают значительный интерес, что обусловлено, прежде всего, их электродинамическими свойствами и возможностью сильной локализации света на субволновом уровне за счет возбуждения поверхностных и локализованных плазмонов. Хотя серебряные нанопровода как плазмонные компоненты широко теоретически и экспериментально изучены, но систематическое их исследование до сих пор отсутствует. Многие авторы акцентируют внимание на создание нанопроводов [1, 2] и их применение в фотонике, плазмонике и т.д. Так, в последние годы, нанопроводы из благородных металлов, особенно серебра, являются объектом исследований из-за их уникальных физических и химических свойств, которые широко используются в катализе [3], оптических, электрических [4, 5] и антибактериальных [6] областях. Исследователи из многих стран используют нанопроводы для создания полупроводников [7], высокопроизводительных оптико-электронных приборов [8], смарт-одежды [9], прозрачных дисплеев и пленок [10 – 12], солнечных батарей [13], лазеров с концентрической активной областью [14] и многого другого.

В работе [15] теоретически исследованы плазмонные резонансы ансамблей связанных металлических нанопроводов, расположенных в вершинах правильного треугольника или квадрата. Для решения задачи применен строгий математический метод. Проведено полное исследование плазмонных гибридных мод, исследованы их все возможные классы симметрий, распределения ближних полей, спектральные характеристики и добротности. Продемонстрированы «светлые» и «темные» плазмоны.

В данной работе исследованы серебряные и золотые наноструктуры с плазмонными резонансами для их потенциального использования в наноантенных, нанолазерных и сенсорных применениях. В частности, изучается влияние пространственной конфигурации нанопроводов из благородных металлов на чувствительность гибридных плазмонов к изменению свойств внешней среды и на возможности концентрации ближнего поля.

Постановка задачи и ее решение

Рассматриваются структуры, состоящие из нанопроводов из благородных металлов, расположенных в вершинах правильного треугольника или квадрата. Будем называть такие структуры кластерами (ансамблями) треугольной или четырехугольной конфигурации соответственно. Моделями таких проводов являются круговые цилиндры бесконечной протяженности радиуса a , расстояние между которыми d (рис. 1, a , b). Внешняя среда – недиспергирующий диэлектрик с проницаемостью ε_1 , среда внутри каждого нанопровода описывается диэлектрической проницаемостью ε_2 , взятой из экспериментальной работы [16].

Аналогично случаю линейной цепочки металлических нанопроводов [17] в поперечном сечении каждого цилиндра введем локальные полярные системы координат (ρ_i, φ_i) , $i = 1, 2, 3$ или $i = 1, 2, 3, 4$, связанные с каждым цилиндром, глобальную полярную систему координат (ρ, φ) и систему прямоугольных декартовых координат (x, y) , центр которых совпадает с центром симметрии структуры (рис. 1). Каждый цилиндр ориентирован вдоль оси Oz .

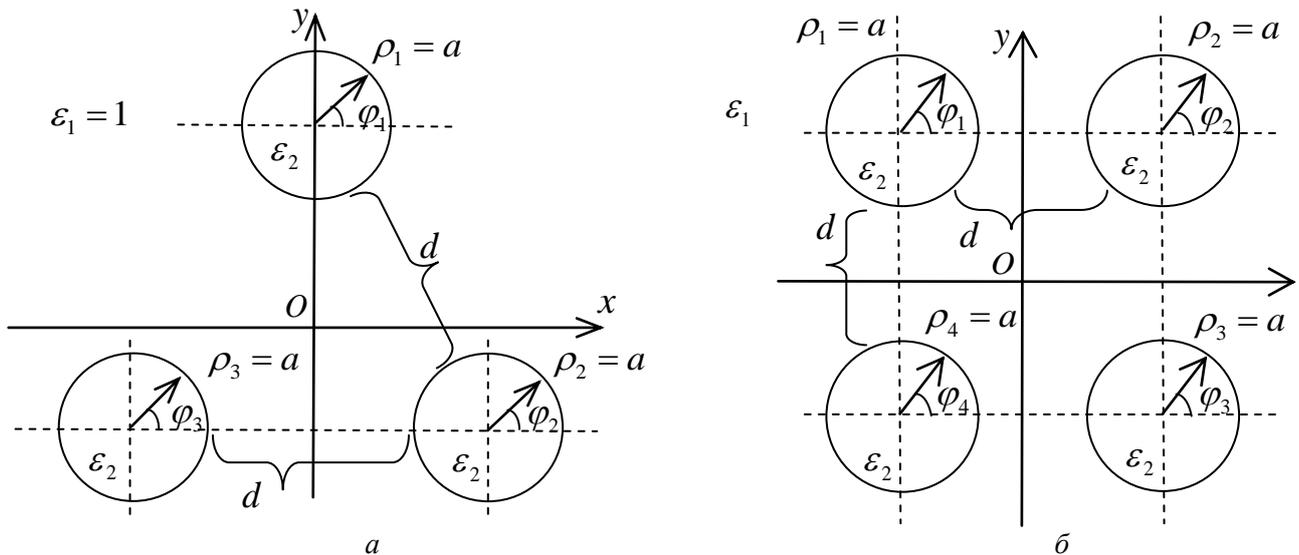


Рис. 1. Геометрия задачи

Пусть плоская однородная волна падает на кластер определенной конфигурации

$$H(\rho, \varphi) = \sum_{s=-\infty}^{\infty} (-i)^s J_s(n_1 k \rho) e^{is(\varphi - \alpha)} \quad (1)$$

где α – угол между направлением падения плоской волны и положительным направлением оси Ox .

Решение задачи получаем таким же способом, как и в случае дифракции на цепочке, т.е. разложив прошедшее и отраженное поля по подходящим цилиндрическим функциям:

$$H = \sum_{i=1}^N \sum_{s=0}^{\infty} B_s^i H_s^{(2)}(n_1 k \rho_i) e^{is\varphi_i}, \quad (\rho_i > a), \quad (2)$$

$$H = \sum_{s=0}^{\infty} A_s^{(i)} J_s(n_2 k \rho_s) e^{is\varphi_i}, \quad \text{если } (\rho_i < a), \quad (3)$$

где N – число проводов в кластере ($N = 3$ или $N = 4$), $k = \omega/c$ – волновое число для вакуума, c – скорость света в вакууме.

Неизвестные коэффициенты находим из граничных условий, которые заключаются в требовании непрерывности тангенциальных компонент на поверхности каждого нанопровода. Чтобы «сшить» поля на границах, применяем теорему сложения для функций Бесселя [18], что приводит к получению блочной (3×3) или (4×4) бесконечной системы уравнений. После преобразований полученную систему записываем в Фредгольмовом виде, что гарантирует сходимость приближенного решения к точному при увеличении порядка усечения матрицы. Подробное решение данной задачи представлено в работе [15].

Численные результаты и обсуждение

1. *Влияние окружающей среды на плазмонные резонансы в кластере связанных нанопроводов из благородных металлов.* В данном пункте изучено влияние окружающей среды на плазмонные резонансы в ансамблях связанных нанопроводов из благородных металлов.

Рассматривается поперечное сечение рассеяния (ПРС) золотых или серебряных проводов, образующих кластер треугольной или четырехугольной конфигурации. Радиус каждой нити $a = 25$ нм, расстояние между ними $d = 350$ нм для серебряных проводов и $d = 520$ нм для золотых. Цель данного исследования – изучить влияние окружающей среды на положение плазмонного резонанса треугольного или четырехугольного кластера.

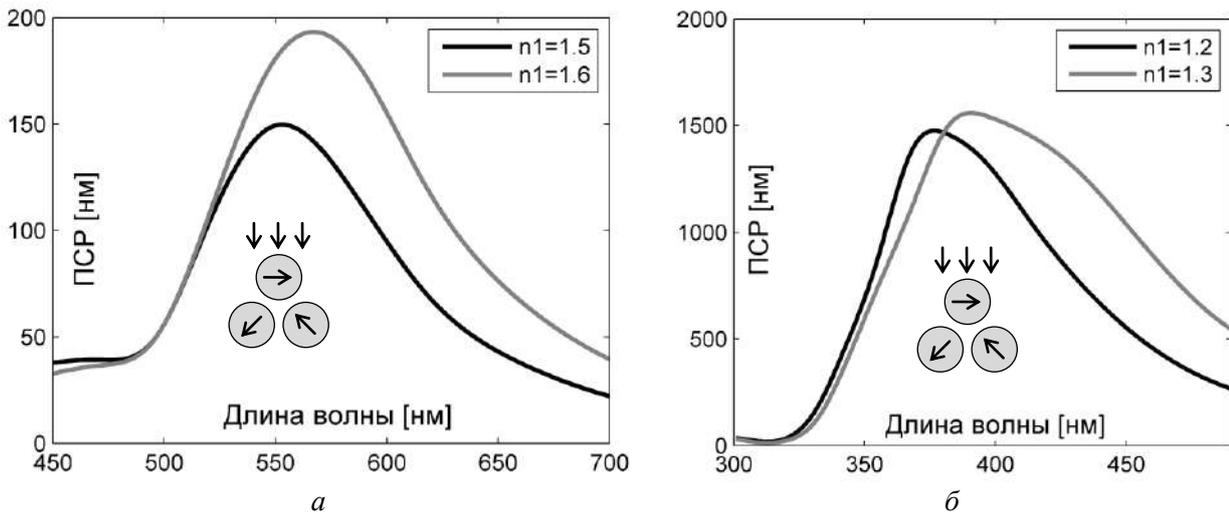


Рис. 2. ПСП (а) золотых ($d = 520$ нм) и (б) серебряных ($d = 350$ нм) проводов, образующих кластер треугольной конфигурации, для разных значений показателя преломления внешней среды ($a = 25$ нм)

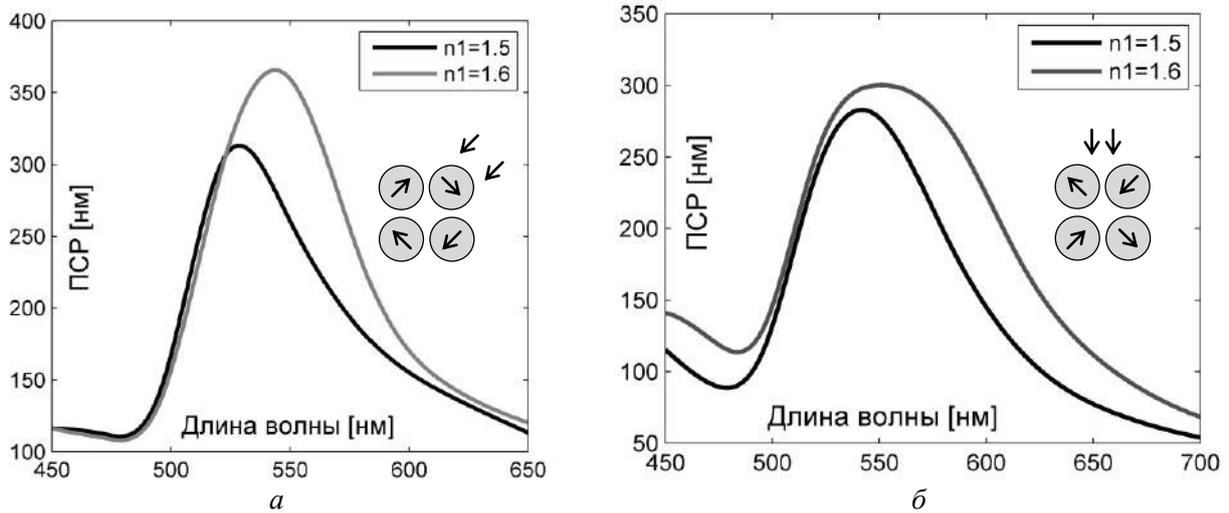


Рис. 3. ПСП золотых нанопроводов квадратного кластера для разных значений показателя преломления внешней среды ($a = 25$ нм, $d = 520$ нм)

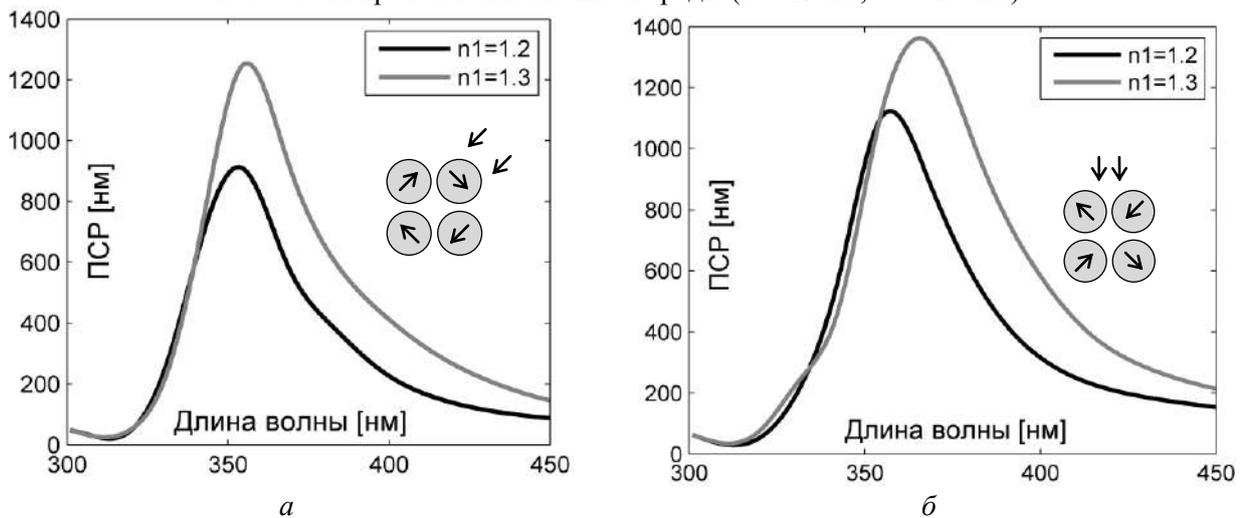


Рис. 4. ПСП четырех связанных серебряных нанопроводов, расположенных в вершинах квадрата, для разных значений показателя преломления внешней среды ($a = 25$ нм, $d = 350$ нм)

На рис. 3 – 4 приведены аналогичные результаты для золотых (рис. 3) или серебряных (рис. 4) нанопроводов, расположенных в вершинах квадрата. Максимальный сдвиг плазмонного резонанса происходит для серебряных проводов при падении плоской волны в направлении, показанном на рис. 4, б. В этом случае, изменение показателя преломления на величину 0,1 от значения 1,2 до значения 1,3 смещает резонансную длину волны на 7 нм (с $\lambda = 359$ нм до $\lambda = 366$ нм).

На рис. 2 представлено ПСР для (а) золотых или (б) серебряных нанопроводов соответственно, расположенных в вершинах правильного треугольника. Направления падения плоской волны и ориентация возбуждаемых дипольных плазмонов показаны на вставках.

В серебряном треугольном кластере смещение показателя преломления внешней среды на величину 0,1 (от значения 1,2 до значения 1,3) смещает резонансную длину волны на 18 нм (с $\lambda = 373$ нм до $\lambda = 391$ нм). Для золотых проводов изменение показателя преломления внешней среды от значения 1,5 до значения 1,6 приводит к сдвигу резонанса на 11 нм (с $\lambda = 552$ нм до $\lambda = 563$ нм).

Следовательно, наибольшей чувствительностью к изменению свойств внешней среды обладают плазмоны серебряного треугольного кластера. Следует также отметить, что плазмоны рассмотренных кластеров более чувствительны к изменению свойств внешней среды, чем плазмоны линейной цепочки, состоящей из того же числа проводов [см. 19].

2. Участки сильной концентрации поля в кластерах серебряных нанопроводов. В данном пункте исследованы возможности увеличения концентрации полей и появление участков их локализации в треугольном и четырехугольном кластерах серебряных нанопроводов.

На рис. 5 представлено распределение модуля z – координаты ближнего поля, нормированного амплитудой падающей волны, серебряных проводов треугольного кластера. При сближении нанопроводов увеличивается интенсивность и степень концентрации поля в центре симметрии структуры.

На рис. 6 аналогичные результаты приведены для серебряных нанопроводов, расположенных в вершинах квадрата. Направления падения плоской волны показано на вставках. Видим, что в этом случае также при уменьшении расстояния между проводами наблюдается увеличение концентрации поля, но такие поля обладают меньшей интенсивностью.

Сравнение рис. 5 и 6 показывает, что интенсивность поля на участке сильной концентрации выше в треугольном кластере близкорасположенных проводов.

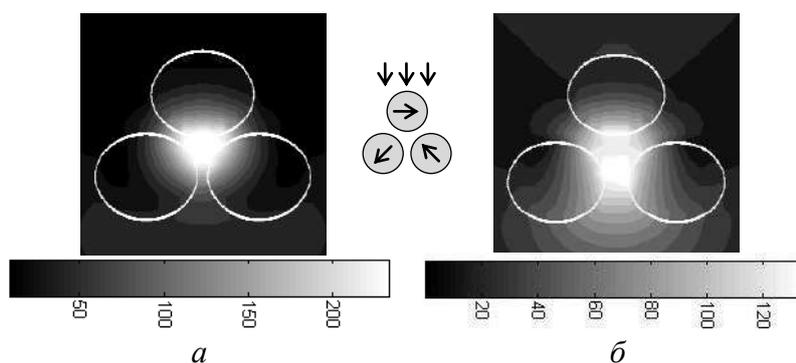


Рис. 5. Распределение модуля z – координаты магнитного поля, нормированного амплитудой падающей волны, серебряных проводов треугольного кластера для разного расстояния между ними ($n_1 = 1$): (а) $d = 5$ нм, $\lambda = 339$ нм, (б) $d = 12,5$ нм, $\lambda = 365$ нм

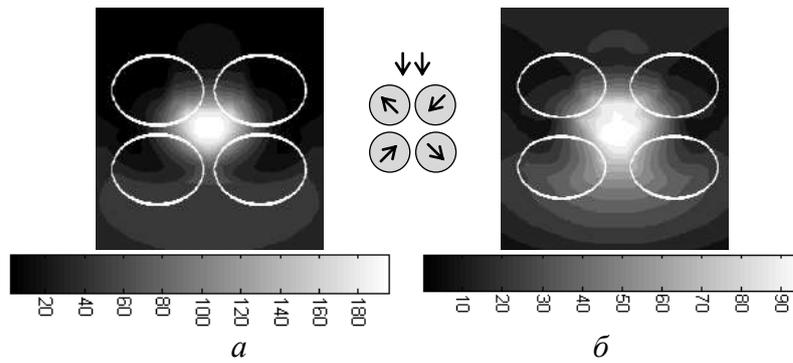


Рис. 6. Распределение модуля z -координаты магнитного поля, нормированного амплитудой падающей волны, серебряных проводов четырехугольного кластера для разного расстояния между ними ($n_1 = 1$): (а) $d = 5$ нм, $\lambda = 338,5$ нм, (б) $d = 12,5$ нм, $\lambda = 364$ нм

Выводы

Проведено исследование резонансных свойств «светлых» плазмонов нанопроводов их благородных металлов (золота, серебра) треугольного или четырехугольного кластера. Установлено, что плазмоны серебряного треугольного кластера обладают наибольшей чувствительностью к изменению свойств внешней среды по сравнению с плазмонами квадратного кластера, а также по сравнению с аналогичными конфигурациями золотых нанопроводов.

Показано, что в центре симметрии ансамблей существуют участки сильной концентрации полей, причем при уменьшении расстояния между проводами наблюдается увеличение интенсивности. Поля с наибольшей концентрацией наблюдаются в серебряном треугольном кластере.

Список литературы: 1. Horio, A., Sakurai, T., Lakshmi, V.S., Avasthi, D.K., Sugimoto, M., Yamaki, T. and Seki, S. Formation of nanowires via single particle-triggered linear polymerization of solid-state aromatic molecules // *Nanoscale*. – 2016. – Vol. 8. – P. 14925-14931. 2. Panciera, F., Chou, Y.-C., Reuter, M. C., Zakharov, D., Stach, E. A., Hofmann, S. and Ross, F. M. Synthesis of nanostructures in nanowires using sequential catalyst reactions // *Nature Materials*. – 2015. – Vol. 14. – P. 820–825. 3. Shi, C., Cheng, M., Qu, Z. and Bao, X. Investigation on the catalytic roles of silver species in the selective catalytic reduction of NO_x with methane // *Applied Catalysis B: Environmental*. – 2004. – Vol. 51, No. 3. – P. 171–181. 4. Zhang, X. Y., Zhang, T. and Zhu, S. Q. Fabrication and spectroscopic investigation of branched silver nanowires and nanomeshworks // *Nanoscale Research Letters*. – 2012. – Vol. 7. – P. 596-604. 5. Lin, M. N., Zhu, S. Q., Zhang, X. Y., Zhang, T. and Su, D. Islandshaped gold nanoparticle film with controlable optical properties for surface enhanced Raman scattering // *Journal of Nanomaterials*. – 2014. – Vol. 14. – P. 736165-736173. 6. Lok, C. N., Ho, C. M. and Chen, R. Proteomic analysis of the mode of antibacterial action of silver nanoparticles // *Journal of Proteome Research*. – 2006. – Vol. 5, No. 4. – P. 916–924. 7. Larsen, T. W., Petersson, K. D., Kuemmeth, F., Jespersen, T. S., Krogstrup, P., Nygard, J. and Marcus, C. M. Semiconductor-nanowire-based superconducting qubit // *Phys. Rev. Lett.* – 2015. – Vol. 115. – P. 127001. 8. Kang, S., Kim, T., Cho, S., Lee, Y., Choe, A., Walker, B., Ko, S.-J., Kim, J.-Y. and Ko, H. Capillary printing of highly aligned silver nanowire transparent electrodes for high-performance optoelectronic devices // *Nano Lett.* – 2015. – Vol. 15, No. 12. – P. 7933–7942. 9. Huang, G.-W., Xiao, H.-M. and Fu, S.-Y. Wearable electronics of silver-nanowire/poly(dimethylsiloxane) nanocomposite for smart clothing // *Scientific Reports*. – 2015. – Vol. 5. – P. 13971. 10. Lee, H.E., Kim, S., Ko, J., Yeom, H.-I., Byun, C.-W., Lee, S.H., Joe, D.J., Im, T.H., Park, S.-H. Ko and Lee, K.J. Skin-like oxide thin-film transistors for transparent displays // *Advanced Functional Materials*. – 2016. – DOI: 10.1002. – P. 20160129. 11. Xiong, X., Zou, C.-L., Ren, X.F., Liu, A.-P., Ye, Y.-X., Sun, F.-W. and Guo, G.-C. Silver nanowires for photonics applications // *Laser and Photonics Reviews*. – 2013. – Vol. 7, No. 6. – P. 901–919. 12. Song, Y.-J., Chen, J., Wu, J.-Y. and Zhang, T. Applications of silver nanowires on transparent conducting film and electrode of electrochemical capacitor // *Journal of Nanomaterials*. – 2014. – Vol. 14. – P. 193201-193208. 13. Savin, H., Repo, P., Gastrow, G., Ortega, P.,

Calle, E., Garín, M. and Alcuilla, R. Black silicon solar cells with interdigitated back-contacts achieve 22.1% efficiency // *Nature Nanotechnology*. – 2015. – Vol. 10. – P. 624–628. 14. *D.M.* Electromagnetic analysis of a silver nanowire laser with a concentric active region // General Assembly and Scientific Symposium, 2014 XXXIth URSI (URSI GASS), Beijing, China. – 16-23 August 2014. – P. 1 – 4. 15. *Стогний, Н.П., Сахненко, Н.К.* Плазмоны в кластере нанопроводов треугольной или четырехугольной конфигурации // *Радиотехника*. – 2013. – Вып. 174. – С. 105–111. 16. *Johnson, P.B. and Christy, R.W.* Optical constants of noble metals // *Physical Review B*. – 1972. – Vol. 6, No. 12. – P. 4370 – 4379. 17. *Stognii, N.P. and Sakhnenko, N.K.* Plasmon resonances and their quality factors in a finite linear chain of coupled metal wires // *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*. – 2013. – Vol. 19, N. 3. – P. 4602207. 18. *Градиштейн, И. С., Рыжик, И. М.* Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. – М. : Физматгиз. – 1963. – С. 1100. 19. *Stognii, N.P. and Sakhnenko, N.K.* Accurate investigation of coupled plasmonic resonances in a chain of silver nanowires // 16th International Conference on Mathematical Methods in Electromagnetic Theory (MMET-2016), Lviv, Ukraine. – July 5-7 2016. – P. 192-195.

*Харьковский национальный
университет радиоэлектроники*

Поступила в редколлегию 05.07.2017

ELECTROMAGNETIC LATTICE «INVISIBILITY» OF THE RESONANCE CUBIC CRYSTAL MADE OF MAGNETODIELECTRIC SPHERES

Introduction

A problem of modeling a phenomenon of physical bodies “invisibility” at optic and roentgen wave bands is a serious direction of investigation in the applied electromagnetics. In this paper, properties of a limited crystal with a cubic lattice when a structural (lattice) resonance excited in it entails a phenomenon of electromagnetic lattice “invisibility” are analyzed. Considered here is the case equivalent to a roentgen optics of crystals when $a/\lambda' = 1$; $a/\lambda_g : 1$, $d, h, l/\lambda' : 1$; where a is the radius of the spheres; λ', λ_g lengths of the scattered wave outside and inside the spheres; d, h, l are the constants of the lattice. The problem solution is obtained on the basis of the second kind Fredholm integral equations of electromagnetics [1, 2, 3, 4].

Main part

Let us determine the scattered field from the known internal field of scatterers through electric $\overset{\circ}{I}^e$ and magnetic $\overset{\circ}{I}^m$ Hertz's potentials of the spatial lattice [1, 2, 3]

$$\begin{aligned}\overset{\circ}{A}_{scat} &= (\nabla\nabla + k^2\varepsilon_0\mu_0)\overset{\circ}{I}^e - ik\mu_0[\nabla, \overset{\circ}{I}^m], \\ \overset{\circ}{H}_{scat} &= (\nabla\nabla + k^2\varepsilon_0\mu_0)\overset{\circ}{I}^m + ik\varepsilon_0[\nabla, \overset{\circ}{I}^e].\end{aligned}\quad (1)$$

Having known internal field of the individual scatterers, present Hertz's potential $\overset{\circ}{I}^e$ of the field scattered by the system of lattices as a superposition of Hertz's potentials of individual spheres of the lattices in the form

$$\overset{\circ}{I}^e(\mathbf{r}, t) = \sum_{c=1}^C \left[\sum_p \sum_s \sum_t \frac{1}{k_1^3} (\sin k_1 a_c - k_1 a_c \cos k_1 a_c) \tilde{\delta} \left(\frac{\varepsilon_c - 1}{\varepsilon_0} \right) \overset{\circ}{E}_{c(p,s,t)}^0(\mathbf{r}', t) \frac{e^{-ik_1 r_{c(p,s,t)}}}{r_{c(p,s,t)}} \right]_c, \quad (2)$$

$$r_{c(p,s,t)} = \sqrt{(x - x_{c,s})^2 + (y - y_{c,t})^2 + (z - z_{c,p})^2} \quad (3)$$

where coordinates (x, y, z) specify points of observation of the field outside the spheres; whereas $(x_{c,s}, y_{c,t}, z_{c,p})$ are coordinates of the points whereat centers of the scattering spheres of the lattice are located; $\overset{\circ}{E}_{c(p,s,t)}^0(\mathbf{r}', t)$ is the internal field of the spheres to be found from the algebraic system of inhomogeneous equations of the quasi-stationary approximation [1]. Let us present one of the equations of this system for a simple lattice as

$$\begin{aligned}\overset{\circ}{E}_{0c'(p',s',t')}(\mathbf{r}', t) &= \left(\frac{(\varepsilon_{c'ef} + 2\varepsilon_0) + \theta_{1c'}^2 \varepsilon_{c'ef} + i\theta_{1c'} (\varepsilon_{c'ef} + 2\varepsilon_0)}{3\varepsilon_0 e^{i\theta_{1c'} r}} \right) \overset{\circ}{E}_{c'(p',s',t')}^0(\mathbf{r}', t) - \\ &- \sum_{\substack{p \ s \ t \\ c'(p,s,t) \neq c'(p',s',t')}} \left\{ (\nabla\nabla + k^2\varepsilon_0\mu_0) \frac{1}{4\pi} \left(\frac{\varepsilon_{c'\delta} - 1}{\varepsilon_0} \right) W_{c'(p,s,t)}^e(\mathbf{r}) \overset{\circ}{E}_{c'(p,s,t)}^0(\mathbf{r}', t) - \right.\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& -ik\mu_0 \left[\nabla, \frac{1}{4\pi} \left(\frac{\mu_{cef}}{\mu_0} - 1 \right) W_{c'(p,s,t)}^m(\mathbf{r}) \overset{\mathbf{r}}{H}_{c'(p,s,t)}^0(\mathbf{r}', t) \right] \Bigg]_{c'} - \\
& - \sum_{\substack{c=1 \\ (c \neq c')}}^c \left(\sum_p \sum_s \sum_t \left\{ \left(\nabla \nabla + k^2 \varepsilon_0 \mu_0 \right) \frac{1}{4\pi} \left(\frac{\varepsilon_{cef}}{\varepsilon_0} - 1 \right) W_{c(p,s,t)}^e(\mathbf{r}) \overset{\mathbf{r}}{E}_{c(p,s,t)}^0(\mathbf{r}', t) - \right. \right. \\
& \left. \left. - ik\mu_0 \left[\nabla, \frac{1}{4\pi} \left(\frac{\mu_{c\dot{\gamma}\delta}}{\mu_0} - 1 \right) W_{c(p,s,t)}^m(\mathbf{r}) \overset{\mathbf{r}}{H}_{c(p,s,t)}^0(\mathbf{r}', t) \right] \right\} \right) \Bigg]_c,
\end{aligned}$$

where $W_{c(p,s,t)}^m(\mathbf{r}') = W_{c(p,s,t)}^e(\mathbf{r}') = \frac{4\pi}{k_1^3} (\sin k_1 a_{\bar{n}} - k_1 a_{\bar{n}} \cos k_1 a_{\bar{n}}) \frac{e^{-ik_1 r_{c'(p',s',t'),c(p,s,t)}}}{r_{c'(p',s',t'),c(p,s,t)}}$,

$$\varepsilon_{cef} = \varepsilon_c F(\theta), \quad \mu_{cef} = \mu_c F(\theta),$$

$$F(\theta) = 2(\sin \theta - \theta \cos \theta) / (\theta^2 - 1) \sin \theta + \theta \cos \theta;$$

$$\theta = ka_c \sqrt{\varepsilon_c \mu_c}.$$

The field scattered by the system of orthogonal lattices can be found from (1) taking into account (2) as

$$\begin{aligned}
\overset{\mathbf{r}}{E}_{scat}(\mathbf{r}, t) &= \sum_{c=1}^c \left[\sum_p \sum_s \sum_t \frac{1}{k_1^3} (\sin k_1 a_c - k_1 a_c \cos k_1 a_c) \times \right. \\
& \times \left\{ \left(\frac{\varepsilon_{cef}}{\varepsilon_0} - 1 \right) \overset{\mathbf{r}}{L}_c \overset{\mathbf{r}}{E}_{c(p,s,t)}^0(\mathbf{r}') - ik\mu_0 \left(\frac{\mu_{cef}}{\mu_0} - 1 \right) \times \right. \\
& \left. \left. \times \overset{\mathbf{r}}{P}_c \overset{\mathbf{r}}{H}_{c(p,s,t)}^0(\mathbf{r}') \right\} e^{i(\omega t - k_1 r_{c(p,s,t)})} \right]_c
\end{aligned} \tag{4}$$

where $\overset{\mathbf{r}}{L}_c$ and $\overset{\mathbf{r}}{P}_c$ are the functional matrices of scattering. Expression (4) describes propagating and damped constituents of the scattered field inside and outside the crystal in the Fresnel and Fraunhofer regions.

The full field at an arbitrary, which is located outside the spheres, point of medium is defined as

$$\begin{aligned}
\overset{\mathbf{r}}{E}(\mathbf{r}, t) &= \overset{\mathbf{r}}{E}_0(\mathbf{r}, t) + \overset{\mathbf{r}}{E}_{scat}(\mathbf{r}, t), \\
\overset{\mathbf{r}}{H}(\mathbf{r}, t) &= \overset{\mathbf{r}}{H}_0(\mathbf{r}, t) + \overset{\mathbf{r}}{H}_{scat}(\mathbf{r}, t)
\end{aligned} \tag{5}$$

where $\overset{\mathbf{r}}{E}_0(\mathbf{r}, t)$, $\overset{\mathbf{r}}{H}_0(\mathbf{r}, t)$ are the undisturbed fields of the scattered wave.

Power density of the scattered (1) and full (5) electromagnetic field can be found from the relation

$$\omega = \frac{1}{8\pi} (\overset{\mathbf{r}}{E}^2 + \overset{\mathbf{r}}{H}^2) \tag{6}$$

The numerical analysis of expressions (1) and (6) has been carried out for the resonance cube-shaped crystal. Its results are given in Figs 1, 2. The relationship between the resonance length of the scattered plane wave $\lambda_p^{\dot{\gamma}\delta}$ and constant d of the cubic lattice of the crystal is chosen in the form [3]

$$\lambda_p^{st} = 0,8d. \tag{7}$$

Under this condition there occur the structural (lattice) resonance with index $n = 3$ (Fig.1 a) and the associated with it phenomenon of electromagnetic lattice “invisibility” when the scattered wave does not experience reflection and mainly passes through the crystal (Fig. 2 c, d). Shapes of resonance curves here depend on the algebraic sum of the fields with corresponding phase multipliers (4).

The occurrence of regions with resonance propagation of the scattered wave is connected with this effect (Fig. 1 b, c).

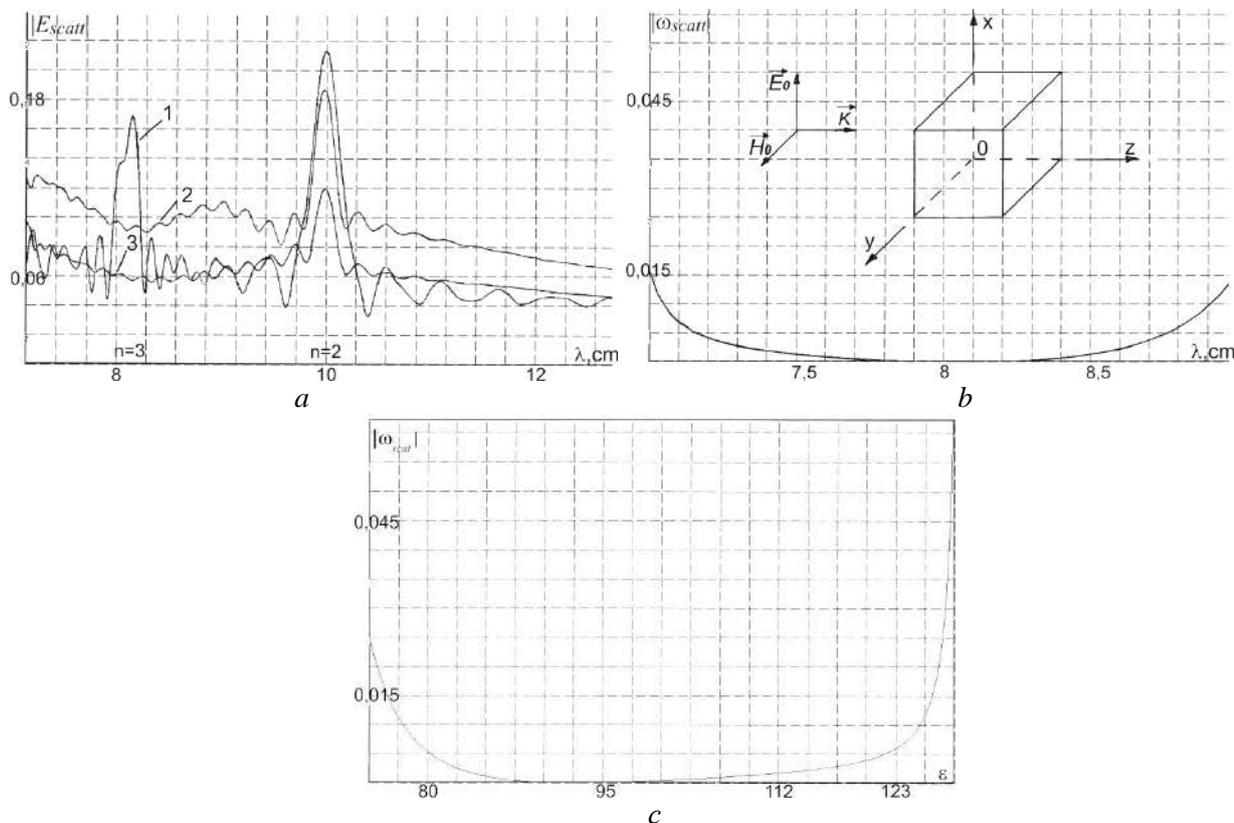


Fig.1. Dispersive dependences for $|E_{scatt}|$ and $|\omega_{scatt}|$ of the resonance cubic crystal

Position of $|\omega_{scatt}|$ (6) at fixed distances on both crystal sides along z-axis (Fig.1 b, c) at Fresnel and Fraunhofer regions in the direction of scattered wave propagation allows estimating a widths of regions of resonance wave propagation.

The number of spheres in the crystal is $N = 64000$; the radius of the spheres $a = 0,5$ cm; the permittivity and permeability of the spheres $\epsilon = 95$ and $\mu = 1$ and those of their surroundings are $\epsilon_0 = \mu_0 = 1$; a constant of the cubic crystal lattice $d = h = l = 10$ cm.

Fig.1a shows the dispersive dependences $|E_{scatt}|$ (4) at the cube center (curve 1) in the vicinity of the cube corner (curves 2, 3). Indices $n=2, 3, \dots$ specify the number of the structural resonance [3].

Shown in Fig. 1 b, c are the dispersive dependences (6) outside the cube for distances ± 10000 cm along a z-axis.

In Fig 2 a, b, c, and d, a structure of the internal field of the resonance cube in the directions of x, y, z-axes for $|\omega_{full}|$ and in the direction of z-axis for $|\omega_{scatt}|$ (6) is considered.

Conclusion

Using structural (lattice) resonances of the crystals, whose occurrence is related with the presence of certainly shaped external surface enveloping the crystal, it is possible to create conditions for occurrence of the resonance lattice “invisibility” for electromagnetic waves scattering by the crystals and to form a structure of the internal field of the crystal.

The presented in the paper results of our investigations may be used when creating devices in which stealth technologies are employed.

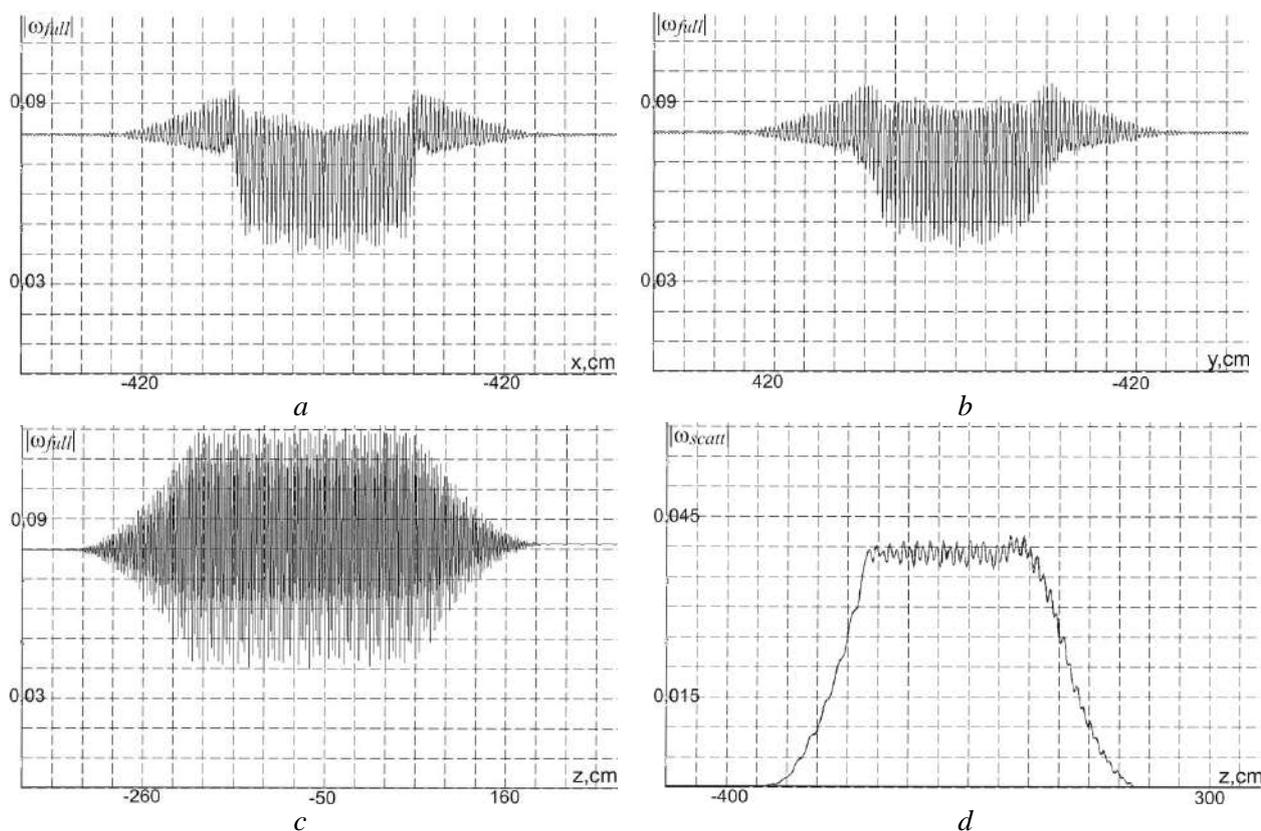


Fig.2. Dependences for $|\omega_{full}|$ and $|\omega_{scat}|$ of the internal field of the resonance cubic crystal

References: 1. Kozar, A.I. 2004, Electromagnetic Wave Scattering with Special Spatial Lattices of Magnetodielectric Spheres // J. Telecommunication and Radio Engineering. – New York, N.Y. (USA): Begell House Inc. Vol. 61, No.9. – P. 734-749. 2. Anatoliy I. Kozar. Resonant Degenerate Crystal Made of Spheres Located Magnetodielectric Medium // International Journal of Electromagnetics and Applications, Vol. 3, No.2, 2013, p. 15-19. doi: 10.5923/ j.idea.20130302.02. 3. Kozar, A.I. Resonant metacrystals of small magnetodielectric spheres: monograph / A.I. Kozar, Ukraine – Kharkiv : KNURE, 2014. – 352 p. (in Russian). 4. Khyzhnyak, N.A. The Green function of Maxwell's equations for inhomogeneous media // J. Technical Physics. 1958. Vol. 28, № 7, pp. 1952-1610 (in Russian).

Харьковский национальный
университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 02.09.2017

ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА ШВАРЦА К РАСЧЕТУ ВОЛНОВОДНЫХ ФАР ПРИ НАЛИЧИИ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ВСТАВОК И ПОКРЫТИЯ

Введение

Анализ характеристик фазированных антенных решеток (ФАР) с учетом всех особенностей электродинамических процессов, определяющих ее работу, – сложная задача, решаемая методами математического моделирования на высокопроизводительных ЭВМ и требующая существенных вычислительных затрат. Одним из эффективных подходов в решении таких задач является метод интегрального уравнения. В работе [1] рассмотрено применение метода интегральных уравнений частичных областей к расчету волноводных ФАР, представлены численные результаты расчетов и характеристики волноводных антенных решеток различных типов. Также эффективным является метод интегрального уравнения частичных пересекающихся областей [2], предусматривающий разбиение всей области определения поля на простые пересекающиеся подобласти, для которых решение задачи известно. Подобный подход используется и в альтернирующем методе Шварца. Этот метод используется для задач, дифференциальные уравнения которых удовлетворяют принципу максимума. К таким задачам относится, например, расчет длин критических волн регулярных волноведущих структур с некоординатным поперечным сечением [3]. Однако представляет интерес исследование границ применимости метода Шварца к решению неоднородных уравнений Гельмгольца. Так, в работе [4] итерационным методом Шварца с использованием тензорных функций Грина решена векторная задача о соосном стыке двух прямоугольных волноводов различного поперечного сечения. В работе [5] методом Шварца выполнен расчет коэффициента отражения в одиночной ячейке бесконечной волноводной антенной решетки с конечной толщиной стенок при наличии диэлектрического заполнения волноводов. Таким образом, исследование применимости метода Шварца к решению волноводных задач является актуальным.

В настоящей работе рассмотрен электродинамический алгоритм решения задачи дифракции электромагнитной волны на бесконечной линейной антенной решетке из плоскопараллельных волноводов с конечной толщиной стенок при наличии диэлектрических вставок и покрытия. Алгоритм основан на сведении неоднородного уравнения Гельмгольца к интегральному уравнению Фредгольма второго рода с использованием аппарата функций Грина. Полученное интегральное уравнение было решено методом последовательных приближений.

Постановка задачи

Рассмотрим бесконечную линейную фазированную антенную решетку (ФАР) из плоских волноводов с конечной толщиной стенок, сканирующую в H -плоскости. Считаем, что элементы решетки возбуждаются полями с одинаковыми амплитудами и фазами, меняющимися по линейному закону. Поля во всех периодических ячейках оказываются одинаковыми, а фаза изменяется на постоянную величину при переходе от элемента к элементу. Поэтому поле будем определять в одной ячейке, расположенной в начале координат. При выводе интегральных уравнений в качестве неизвестной функции будем использовать E_y компоненту поля, удовлетворяющую двумерному уравнению Гельмгольца, граничным условиям для тангенциальных составляющих вектора электрического поля на металлических стенках и условию излучения:

$$\Delta E_y(x, z) + k^2 E_y(x, z) = -J(x, z).$$

Решение этой задачи методом Шварца заключается в сведении дифференциального уравнения в частных производных к системе интегральных уравнений пересекающихся областей и её решению методом последовательных приближений [6].

В зависимости от наличия диэлектрических вставок или покрытия волноводов решетки решение задачи будет иметь свои особенности. В первую очередь рассмотрим решение задачи для ФАР, волноводы которой имеют диэлектрические вставки (рис. 1, а).

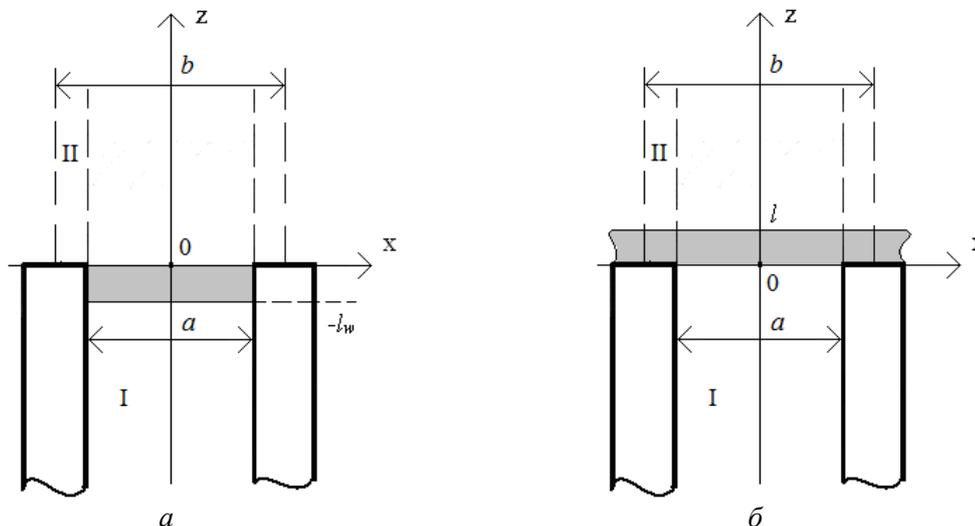


Рис. 1

Разобьем всю область определения поля в выбранной ячейке на две пересекающиеся области. Область I: $-a/2 \leq x \leq a/2, -\infty \leq z \leq \infty$. Область II: $-b/2 \leq x \leq b/2, 0 \leq z \leq \infty$. В области I при $z \rightarrow -\infty$ возбуждается волна H_{10} плоского волновода. Предположим, что известны функции Грина областей I и II. Тогда, воспользовавшись второй формулой Грина, можно составить систему интегральных представлений для поля каждой из областей:

$$E_I(x, z) = E_{cm}(x, z) + \int_0^{\infty} E_{II}\left(x' = -\frac{a}{2}, z'\right) \frac{\partial}{\partial x'} G_I\left(x, z; x' = -\frac{a}{2}, z'\right) dz' - \int_0^{\infty} E_{II}\left(x' = \frac{a}{2}, z'\right) \frac{\partial}{\partial x'} G_I\left(x, z; x' = \frac{a}{2}, z'\right) dz'; \quad (1)$$

$$E_{II}(x', z') = \int_{-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} E_I(x'', z'' = 0) \frac{\partial}{\partial z''} G_{II}(x', z'; x'', z'' = 0) dx''. \quad (2)$$

Здесь E_{cm} – функция источника, G_I и G_{II} – функции Грина каждой области. Для области I переменные x и z описывают координаты точек наблюдения, а x' и z' – точек источников. Для области II: x' и z' – точки наблюдения, x'' и z'' – точки источников.

Далее найдем функцию Грина для каждой области. В связи с наличием диэлектрической вставки с проницаемостью равной ϵ_{dw} в области I, эту область необходимо разделить на три подобласти: подобласть w – плоскопараллельный волновод без диэлектрического заполнения, подобласть dw – волноводная вставка ($-l_w \leq z \leq 0$), подобласть f – волновод без диэлектрического заполнения, продолженный в бесконечность.

Функции Грина представим в истокообразной форме [7]:

$$G_I(x, z; x', z') = \sum_{q=0}^{\infty} \phi_q(x) \phi_q(x') f_q^{I(dw)}(z, z');$$

$$G_{II}(x', z'; x'', z'') = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \Psi_m(x') \Psi_m^*(x'') f_m^{II}(z', z'');$$

Здесь индексы I II обозначают номера областей, m и q – индексы типов волн, знак «*» – комплексное сопряжение. Поперечные собственные функции областей 1 и 2:

$$\Phi_q(x) = \sqrt{\frac{2}{a}} \sin \left[\frac{q\pi}{a} \left(x + \frac{a}{2} \right) \right]; \Psi_m(x) = \sqrt{\frac{1}{b}} \exp \left(j \frac{U_m}{b} x \right);$$

где $U_m = k^f b \sin \theta + 2m\pi$ – управляющий сдвиг фаз.

Выражение для продольного волнового числа плоскопараллельного волновода для каждой подобласти имеет вид

$$\gamma_q^w = \gamma_q^f = -j \sqrt{\left(\frac{q\pi}{a} \right)^2 - (k^f)^2}; \gamma_q^{dw} = -j \sqrt{\left(\frac{q\pi}{a} \right)^2 - (k^{dw})^2}; \quad k^f = 2\pi; \quad k^{dw} = 2\pi\sqrt{\epsilon}.$$

Продольное волновое число области II:

$$\Gamma_m = -j \sqrt{\left(\frac{U_m}{b} \right)^2 - (k^f)^2};$$

Продольная функция Грина области II:

$$f_m^{II}(z', z'') = \frac{1}{j\Gamma_m} \exp(-j\Gamma_m z') sh(j\Gamma_m z'').$$

Продольная функция Грина плоскопараллельного волновода $f(z, z')$ представляется в виде суммы падающей и отраженной волн, и её вид меняется в зависимости от положения точек источников и точек наблюдения. Исходя из постановки задачи, координаты точек источников поля области I по оси Oz принимают значения $0 \leq z' \leq \infty$, тогда выражение для продольной функции Грина этой области имеет вид

$$\begin{cases} f_q^{I(w)}(z, z') = t_1 \exp(j\gamma_q^w [z + l_w]), & z \leq -l_w; \\ f_q^{I(dw)}(z, z') = t_2 \exp(-j\gamma_q^{dw} [z + l_w]) + t_3 \exp(j\gamma_q^{dw} z), & -l_w \leq z \leq 0; \\ f_q^{I(f)}(z, z') = t_4 \exp(-j\gamma_q^f z) + \frac{\exp(-j\gamma_q^f |z - z'|)}{2j\gamma_q^f}, & z \geq 0. \end{cases}$$

Здесь t_1, t_2, t_3, t_4 – неизвестные коэффициенты. Точки наблюдения расположены в подобласти $dw, -l_w \leq z \leq 0$, т. о, необходимо отыскать значения только коэффициентов t_2 и t_3 . Для этого приравняем значение функции и её производной на границах раздела сред и составим систему линейных алгебраических уравнений, решая которую, получим выражение для продольной функции Грина области I при $-l_w \leq z \leq 0$:

$$f_q^{I(dw)}(z, z') = \frac{1}{\Delta_I} \left[(j\gamma_q^{dw} - j\gamma_q^w) \cdot \exp(-j\gamma_q^{dw} \cdot 2 \cdot l_w) \cdot \exp(-j\gamma_q^{dw} z) + (j\gamma_q^{dw} + j\gamma_q^w) \cdot \exp(j\gamma_q^{dw} z) \right] \exp(-j\gamma_q^f z')$$

Подставим выражение (2) в (1), учитывая полученные значения функций Грина, зафиксируем точки источников и точки наблюдения, а также изменим порядок интегрирования. В результате получим интегральное представление для поля области I:

$$E_I(x, z) = E_{cm}(x, z) + \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{q=0}^{\infty} \phi_q(x) \left\{ \frac{\partial \phi_q \left(x' = -\frac{a}{2} \right)}{\partial x'} \Psi_m \left(x' = -\frac{a}{2} \right) - \frac{\partial \phi_q \left(x' = \frac{a}{2} \right)}{\partial x'} \Psi_m \left(x' = \frac{a}{2} \right) \right\} \times$$

$$\times \int_{-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} \left[E_I(x'', z'' = 0) \Psi_m^*(x'') \right] dx'' \int_0^{\infty} \frac{\partial f_m^{\text{II}}(z', z'' = 0)}{\partial z''} f_q^{\text{I(dw)}}(z, z') dz'. \quad (3)$$

Функция источника представляет собой падающую волну H_{10} с учетом отражения от диэлектрической вставки для бесконечного плоскопараллельного волновода. В зависимости от расположения точек наблюдения функция источника принимает вид

$$\begin{cases} E_{cm}^{(w)}(x, z) = \phi_1(x) \exp\left(-j\gamma_1^{(w)}[z + l_w]\right) + R0^{(w)} \phi_1(x) \exp\left(j\gamma_1^{(w)}[z + l_w]\right); \\ E_{cm}^{(dw)}(x, z) = T0^{(dw)} \phi_1(x) \exp\left(-j\gamma_1^{(dw)}[z + l_w]\right) + R0^{(dw)} \phi_1(x) \exp\left(j\gamma_1^{(dw)}z\right); \\ E_{cm}^{(f)}(x, z) = T0^{(f)} \phi_1(x) \exp\left(-j\gamma_1^{(f)}[z]\right). \end{cases}$$

При $-l_w \leq z \leq 0$ необходимо найти $T0^{(dw)}$ и $R0^{(dw)}$ – коэффициенты прохождения и отражения волны H_{10} в диэлектрической вставке.

Приступим к решению интегрального представления (3) методом последовательных приближений. В качестве нулевого приближения искомого поля целесообразно выбрать функцию $E_{ст}$. Выполняя последовательно итерационный процесс, получим выражение для нахождения поля в приближении K -порядка при $z=0$:

$$E_I^{(K)}(x, 0) = E_{cm}(x, 0) + \sum_{q_K=-\infty}^{\infty} \phi_q(x) \cdot V_{q_K}^{(K)}; \quad (4)$$

$$V_{q_K}^{(K)} = \sum_{m_K=-\infty}^{\infty} \sum_{q_{(K-1)}=0}^{\infty} V_{q_{(K-1)}}^{(K-1)} \frac{D_{m_K q_{(K-1)}} C_{m_K q_K} U_{q_K}(0)}{j(\Gamma_{m_K q_K} + \gamma_{m_K q_K})};$$

$$V_1^{(0)} = T0^{(dw)} \exp\left(-j\gamma_1^{(dw)} l_w\right) + R0^{(dw)}.$$

Для определения величины коэффициента отражения поле в подобласти dw представим в виде суммы падающих и отраженных волн:

$$E_I^{(dw)}(x, z) = T0^{(dw)} \phi_1(x) \exp\left(-j\gamma_1^{(dw)}[z + l_w]\right) + R0^{(dw)} \phi_1(x) \exp\left(j\gamma_1^{(dw)}z\right) +$$

$$+ \sum_{q=1}^{\infty} \left(T_q^{(dw)} \exp\left(-j\gamma_q^{(dw)}[z + l_w]\right) + R_q^{(dw)} \exp\left(j\gamma_q^{(dw)}z\right) \right) \phi_q(x), \quad -l_w \leq z \leq 0. \quad (5)$$

Подставляя это представление в левую часть (4) с одновременным усечением числа учитываемых типов волн, получим выражение для определения величины суммы падающей и отраженной волн типа H_{10} при $z=0$ в итерации K -порядка:

$$T_1^{(dw)} \exp\left(-j\gamma_1^{(dw)} l_w\right) + R_1^{(dw)} = \sum_{k=1}^K V_1^{(K)}. \quad (6)$$

Таким образом, найдено распределение поля на раскрыве излучателя, в плоскости $z=0$. Для того чтобы найти коэффициент отражения в волноводной области ($z < -l_w$), воспользуемся условием непрерывности касательных компонент векторов напряженности электрического поля на границах раздела сред. Поле в подобласти w можно представить в виде

$$E_I^{(w)}(x, z) = \varphi_1(x) \exp\left(-j\gamma_1^{(w)}[z + l_w]\right) + \sum_{q=1}^{\infty} R_q^{(w)} \varphi_q(x) \exp\left(j\gamma_q^{(w)}[z + l_w]\right), \quad z \leq -l_w; \quad (7)$$

Поле в подобласти dw представим в виде в (5). Поле на раскрыве ($z=0$) представим в виде, показанном в (6). $R_q^{(w)}$ представляет собой искомый коэффициент отражения q -й волны в области волновода. Приравнявая выражения (5) и (7) и их производные в точке $z=-l_w$, а также учитывая распределение поля на раскрыве (6), составим систему линейных уравнений и найдем коэффициент отражения волны H_{10} ($q=1$):

$$\begin{cases} 1 + R_1^{(w)} = T_{dw} + R_{dw} \exp(-j\gamma_1^{dw} l_w) + T_1^{(dw)} + R_1^{(dw)} \exp(-j\gamma_1^{dw} l_w) \\ -j\gamma_1^{(w)} + j\gamma_1^{(w)} R_1^{(w)} = -j\gamma_1^{(dw)} T_{dw} + j\gamma_1^{dw} R_{dw} \exp(-j\gamma_1^{dw} l_w) - j\gamma_1^{dw} T_1^{(dw)} + j\gamma_1^{dw} R_1^{(dw)} \exp(-j\gamma_1^{dw} l_w) \\ T_1^{(dw)} \exp(-j\gamma_1^{(dw)} l_w) + R_1^{(dw)} = \sum_{k=1}^K V_1^{(K)} \end{cases}$$

Решая эту систему уравнений, можно найти значение неизвестной $R_I^{(w)}$, которая представляет собой значение коэффициента отражения волны H_{10} в волноводе.

Рассмотрим случай наличия диэлектрического покрытия волноводов. Единичная ячейка ФАР изображена на рис. 1, б. Волноводы решетки имеют диэлектрическое покрытие толщиной l с относительной диэлектрической проницаемостью ε_d . Вся область определения поля разделяется на пересекающиеся области, аналогичные предыдущей задаче. Также, в связи с наличием диэлектрического покрытия, в каждой области выделяется несколько подобластей. В области 1 выделяются подобласти w – плоскопараллельный волновод без диэлектрического заполнения $z \leq 0$, подобласть d – диэлектрическое покрытие ($0 \leq z \leq l$), подобласть f – волновод без диэлектрического заполнения, продолженный в бесконечность $l \leq z$. В области 2 выделяются две подобласти: подобласть d – «канал Флоке» с диэлектрическим покрытием ($0 \leq z \leq l$), подобласть f – «канал Флоке» без диэлектрического заполнения. Интегралы в (1) представим в виде суммы интегралов по каждой подобласти. Тогда система интегральных представлений принимает вид:

$$\begin{aligned} E_I(x, z) = E_{cm}(x, z) + \int_0^l E_{II}\left(x' = -\frac{a}{2}, z'\right) \frac{\partial}{\partial x'} G_I^{(d)}\left(x, z; x' = -\frac{a}{2}, z'\right) dz' + \\ + \int_l^\infty E_{II}\left(x' = -\frac{a}{2}, z'\right) \frac{\partial}{\partial x'} G_I^{(f)}\left(x, z; x' = -\frac{a}{2}, z'\right) dz' - \\ - \int_0^l E_{II}\left(x' = \frac{a}{2}, z'\right) \frac{\partial}{\partial x'} G_I^{(d)}\left(x, z; x' = \frac{a}{2}, z'\right) dz' \\ - \int_l^\infty E_{II}\left(x' = \frac{a}{2}, z'\right) \frac{\partial}{\partial x'} G_I^{(f)}\left(x, z; x' = \frac{a}{2}, z'\right) dz'; \end{aligned} \quad (8)$$

$$E_{II}(x', z') = \int_{-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} E_I(x'', z'' = 0) \frac{\partial}{\partial z''} G_{II}(x', z'; x'', z'' = 0) dx''. \quad (9)$$

При построении функций Грина необходимо учитывать расположение точек источников и наблюдения. В (8) точки наблюдения x, z расположены в подобласти w , а точки x', z' источников находятся в областях d и f в зависимости от пределов интегрирования. В (9) точки источников x'', z'' расположены в области d , а точки наблюдения x', z' – в областях d, f в зависимости от пределов интегрирования после подстановки в (8). С учетом этого найдем функции Грина для каждой из областей. Как и ранее, эти функции представляются в истокообразной форме. Продольные функции Грина каждой области находятся путем представления их в виде суммы падающей и отраженной волн с последующим решением системы линейных алгебраических уравнений относительно неизвестных коэффициентов.

Таким образом, продольная функция Грина области 1 находится при расположении точек наблюдения в подобласти $z < 0$, а точек источников в подобласти $0 < z' < l$ и подобласти $l < z'$. Продольная функция Грина области 2 находится для расположения точек наблюдения в подобласти $0 < z' < l$ и подобласти $l < z'$ а точек источников в подобласти $0 < z'' < l$.

Таблица 1

K	$ R_{10} $					
	m=1, q=2	m=2, q=4	m=4, q=8	m=8, q=16	m=16, q=32	m=32, q=64
1	0,6634842	0,6816642	0,6868948	0,6873763	0,6876640	0,6877702
2	0,6448360	0,6364020	0,6333013	0,6311500	0,6306107	0,6305715
3	0,6468947	0,6559663	0,6578299	0,6569607	0,6566618	0,6566581
4	0,6457071	0,6457025	0,6451524	0,6436544	0,6432031	0,6431683
5	0,6459183	0,6503717	0,6509356	0,6497284	0,6493434	0,6493196
6	0,6458739	0,6482800	0,6483694	0,6470413	0,6466284	0,6465999
7	0,6458651	0,6491842	0,6494665	0,6481870	0,6477858	0,6477591
8	0,6458775	0,6488013	0,6490093	0,6477115	0,6473059	0,6472785
9	0,6458687	0,6489604	0,6491955	0,6479042	0,6475002	0,6474730
10	0,6458738	0,6488953	0,6491212	0,6478278	0,6474233	0,6473960
11	0,6458712	0,6489215	0,6491503	0,6478575	0,6474531	0,6474259
12	0,6458724	0,6489111	0,6491391	0,6478462	0,6474417	0,6474146
13	0,6458718	0,6489152	0,6491433	0,6478504	0,6474460	0,6474188
14	0,6458721	0,6489136	0,6491417	0,6478488	0,6474444	0,6474172
15	0,6458720	0,6489142	0,6491423	0,6478494	0,6474450	0,6474178
16	0,6458721	0,6489140	0,6491421	0,6478492	0,6474448	0,6474176
17	0,6458720	0,6489141	0,6491421	0,6478493	0,6474448	0,6474177
18	0,6458720	0,6489140	0,6491421	0,6478493	0,6474448	0,6474177
19	0,6458720	0,6489140	0,6491421	0,6478493	0,6474448	0,6474177
20	0,6458720	0,6489140	0,6491421	0,6478493	0,6474448	0,6474177

Далее составляется интегральное уравнение, которое решается рассмотренным выше методом последовательных приближений. Результат решения этого уравнения представляет собой окончательное значение коэффициента отражения волны H_{10} в волноводе решетки.

Результаты работы

Для рассматриваемой задачи была составлена программа численного расчета на ЭВМ коэффициента отражения падающей волны. Полученные результаты для ФАР с диэлектрической вставкой в зависимости от количества итераций и числа учитываемых типов волн для размеров решетки $b/\lambda=0,5714$, $a=b \cdot (1 - 0,063)$ приведены в табл. 1. Диэлектрическая проницаемость вставки $\epsilon_{dw}=2$, её толщина $l_w = 0,618b$, угол сканирования $\sin(\theta) = 0,05$. При этом метод частичных пересекающихся областей (МЧПО) для этих условий позволяет получить результат $|R_{10}| = 0,6474449$.

Результаты, приведенные в табл. 1 показывают, что для дальнейших расчетов целесообразно выбрать $m=16, q=32$ и K равным не более 15. На рис. 2 (сплошные кривые) показаны графики зависимости модуля коэффициента отражения волны H_{10} от угла сканирования $kbsin\theta$ для решетки с диэлектрической вставкой, толщина которой составляет: $l_w = 1,03b$;

0,824b; 0,618b. Пунктирная кривая на рис. 2 показывает график зависимости модуля коэффициента отражения волны H_{10} от угла сканирования $kbsin\theta$ для ФАР с диэлектрическим покрытием. Толщина покрытия выбиралась таким образом, чтобы отсутствовало явление распространения поверхностных волн в диэлектрике и составляет $\lambda_e/8$, относительная диэлектрическая проницаемость материала покрытия $\epsilon=3,0625$, а размеры решетки $b/\lambda=0,5714$, $a=b$.

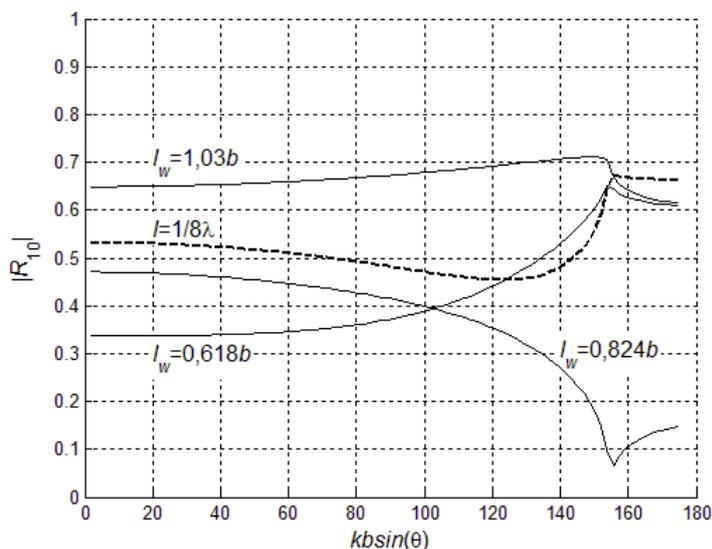


Рис. 2

Выводы

Рассмотрено применение метода Шварца к решению задачи дифракции электромагнитной волны на бесконечной ФАР из плоскопараллельных волноводов при наличии диэлектрической волноводной вставки и покрытия. Получены выражения для определения коэффициента отражения волны H_{10} в единичной ячейке ФАР. Проведено исследование сходимости метода при различном количестве учитываемых типов волн в каждой области, при этом проводилось сравнение с результатами, полученными методом частичных пересекающихся областей для аналогичной задачи. Было установлено, что для получения оптимальной сходимости и скорости расчетов целесообразно выбрать $m=16$, $q=32$ и количество итераций $K \leq 15$.

Получены графики зависимости модуля коэффициента отражения $|R_{10}|$ от управляющего сдвига фаз $kbsin\theta$ для диэлектрических вставок с толщинами $l_w = 1,03b$; $0,824b$; $0,618b$ и $\epsilon=2$, а также диэлектрического покрытия толщиной $l=\lambda_e/8$ $\epsilon=3,0625$. Сравнение полученных результатов с результатами из [1] для аналогичных задач показывает корректность построенного алгоритма.

Список литературы: 1. Амитей, Н. Теория и анализ фазированных антенных решеток / Н. Амитей, В. Галиндо, Ч. Ву. – М. : Мир, 1974. – 455 с. 2. Прохода, И. Г. Применение метода частичных пересекающихся областей для расчета волноводных ФАР с апертурными неоднородностями / И. Г. Прохода, В. М. Морозов // Электродинамика и физика СВЧ. – 1980. – С. 34–42. 3. Гальченко, Н. А. Применение метода Шварца к расчету параметров П- и Г-волноводов / Н. А. Гальченко, В. С. Михалевский // Радиотехника и электроника. – 1970. – Т. 15, №1. – С. 51. 4. Гнатюк, М. А. Алгоритм метода Шварца решения трехмерной задачи дифракции / М. А. Гнатюк, В. М. Морозов, А. М. Сьянов // Радиотехника. – 2013. – Вып. 174. – С. 10 – 15. 5. Morozov, V. M. Phased antenna array analysis with Schwarz alternating method / V. M. Morozov, M. A. Gnatyuk // Вісник дніпропетров. ун-ту. Сер. «Фізика. Радіоелектроніка». – 2015. – Т. 23. – Вып. 22. – С. 132 – 141. 6. Канторович, Л. В. Приближенные методы высшего анализа / Л. В. Канторович, В. И. Крылов – М. ; Л., 1962. – 708 с. 7. Марков, Г. Т. Математические методы прикладной электродинамики / Г. Т. Марков, Е. Н. Васильев. – М. : Сов. радио, 1970. – 120 с.

МИКРОВОЛНОВЫЙ ПЕРЕКЛЮЧАТЕЛЬ НА ОСНОВЕ СМЕШАННОГО ВОЛНОВОДНО-КОАКСИАЛЬНОГО ТРОЙНИКА ДЛЯ РЕЗОНАТОРНОГО ФОРМИРОВАТЕЛЯ ИМПУЛЬСОВ

Введение

В последние годы ведутся активные исследования, направленные на разработку методов и устройств формирования коротких и сверхкоротких СВЧ импульсов повышенной мощности [1]. Такие импульсы могут быть использованы как в информационных системах, так и в различных устройствах и системах прикладного назначения.

Одним из перспективных направлений разработок в данной области является разработка формирователей импульсов, в которых используется процесс накопления (компрессии) энергии с последующим ее излучением за короткий интервал времени. При этом в качестве накопителя может использоваться объемный резонатор [1 – 3]. Реализация такого формирователя предполагает решение ряда задач, важнейшей из которых является создание эффективного быстродействующего микроволнового переключателя. В предыдущей работе рассматривались особенности функционирования микроволнового переключателя интерференционного типа на основе волноводного тройника [4]. Было показано, что для эффективного использования переключателя на основе волноводного тройника необходимо обеспечить высокую точность позиционирования его элементов (до 10 – 20 мкм), нестабильность генератора накачки – не хуже 10^{-4} , добротность резонатора в накопительном режиме – не хуже 10^4 , высокую проводимость управляемого регулирующего элемента и малые потери, вносимые им в режиме накопления.

В то же время волноводная структура выходного плеча такого переключателя будет ограничивать возможности формирования сверхкоротких импульсов заданной формы в силу конечного значения рабочего диапазона частот используемых волноводов.

Цель работы – оценка влияния формы, геометрии и структуры выходного элемента микроволнового переключателя на амплитуду и длительность излучаемого импульса и исследование изменения передаточной функции переключателя на основе смешанного волноводно-коаксиального тройника от формы и местоположения короткозамыкающего элемента.

Основная часть

При реализации формирователя импульсов на основе резонаторного накопителя с быстродействующим переключателем естественным требованием является соблюдение закона сохранения энергии, который в данном случае проявляется в виде условия равенства средней мощности сигнала генератора накачки резонаторного накопителя и средней мощности сигнала в выходном плече переключателя. На практике средняя мощность сигнала на выходе переключателя будет меньше, чем на входе ввиду неизбежных потерь при его накоплении, преобразовании, переключении и распространении.

Учет указанного условия позволяет провести оценку возможного коэффициента преобразования амплитуды непрерывного или квазинепрерывного сигнала генератора накачки в амплитуду импульсного сигнала на выходе. Ограничивающим фактором в данном случае будет достижение пробойных напряженностей электрических полей соответственно в накопительном резонаторе и выходном элементе переключателя. В работе [5] показано, что предельная величина пробойного электрического поля, равная 30 кВ/см, достигается в резонаторе с добротностью $Q_n = 10^3$ при мощности генератора накачки порядка 10 кВт. Для волноводного выходного элемента тройникового переключателя предельная допустимая мощность, исходя из тех же соображений, может быть определена по формуле [6]:

$$P_{\text{проб}}^{H_{10}} \cong 597 \cdot a \cdot b \cdot \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2 \cdot a}\right)^2}, \text{ кВт},$$

где a , b – характерные размеры прямоугольного волновода, см; λ – рабочая длина волны, см.

Оценки, проведенные для волноводов с характерными размерами 23x10 и 72x34 мм на средних частотах их рабочих диапазонов, дают соответственно порядка 986 кВт и 3,1 МВт. Однако это предельные значения для идеальных условий согласования и качества исполнения конструкций устройств. На практике принимаются величины не более 30 % от получаемых при расчетах значений, т.е. порядка 300 кВт и 1 МВт соответственно. Отсюда можно оценить ожидаемую величину коэффициента преобразования волноводного формирователя импульсов, которая будет лежать в пределах от 30 до 100 с учетом используемых волноводов. Предельное выходное значение может быть повышено за счет увеличения характерного размера волновода b почти в два раза. При этом возрастет объем волноводного накопительного резонатора, что приведет к соответствующему росту его добротности, пропорциональному уменьшению мощности генератора накачки и, соответственно, к возможному увеличению коэффициента преобразования. Однако порядок импульсных выходных мощностей останется тем же.

При формировании импульсов малой длительности выходной элемент переключателя должен обладать полосой пропускания превышающей ширину спектра основных энергетических составляющих импульсного сигнала. Известно, что полоса частот, необходимая для передачи порядка 90 % энергии, составляет величину для видеоимпульса порядка $1/\tau$ Гц, для радиоимпульса – $2/\tau$ Гц, где τ – длительность импульса [7]. Таким образом, при длительностях формируемых импульсов порядка десятков или единиц наносекунд можно говорить о полосах пропускания от сотен МГц до единиц ГГц. Волноводы, характерные размеры которых приведены выше, обеспечивают диапазоны рабочих частот соответственно 4,3 и 1,35 ГГц [6], т.е. при постановке задачи формирования импульсов меньшей длительности возникает необходимость использования более широкополосных выходных элементов.

Одним из возможных решений может быть использование коаксиальных волноводов. В коаксиале верхняя граничная рабочая частота определяется условием возникновения высших типов волн – $\lambda_{\text{кр}} \geq \pi(D+d)/2$, где D – внутренний диаметр наружного проводника, d – диаметр внутреннего проводника [6]. Задаваясь отношением диаметров, равным 2,3, соответствующим волновому сопротивлению коаксиала ~ 50 Ом (согласно формуле – $\rho = 138 \cdot \lg(D/d)$), из предыдущего условия можно получить формулу для расчета верхней граничной рабочей частоты – $f(\text{ГГц}) = 5,79/d(\text{см})$. Видно, что для большинства практически реализуемых размеров коаксиалов полоса их рабочих частот будет заведомо больше диапазонов рабочих частот большинства полых волноводов.

В то же время возникают вопросы о предельных значениях выходных сигналов для коаксиальных структур. Для расчета этих величин может быть использована формула [6]

$$P_{\text{проб}} = 1870 \cdot d^2 \cdot \ln \frac{D}{d}, \text{ кВт},$$

где D и d – в см.

При использовании коаксиалов с волновыми сопротивлениями 50 Ом получим соответственно для $d = 1, 2, 3, 4$ мм – $P_{\text{проб}} \sim 15,6, 62,3, 140, 249$ кВт. Видно, что коэффициенты преобразования заведомо меньше, чем для прямоугольных волноводов. Тем не менее, вполне достижимы коэффициенты порядка нескольких десятков и при высоком быстродействии переключающих устройств возможно формирование импульсов субнаносекундной длительности с достаточной для практических применений импульсной мощностью.

С помощью метода численного моделирования проводился анализ процессов и режимов работы в переключающем устройстве на основе смешанного волноводно-коаксиального тройника. Выходное плечо переключателя выполнялось на основе коаксиального волновода,

подключаемого в середине широкой стенки прямоугольного волновода, соединяемого с одной стороны с источником сигнала, а с другой – с короткозамыкающими элементами.

На рис. 1 приведена структура поля в рассматриваемой системе при размещении короткозамыкающей стенки на расстоянии, равном λ_B на частоте 10 ГГц.

На рис. 2 приведены графики изменения коэффициента передачи S_{21} от частоты при расположении замыкающих заглушек на расстояниях $\lambda_B/2$, λ_B и $3\lambda_B/2$.

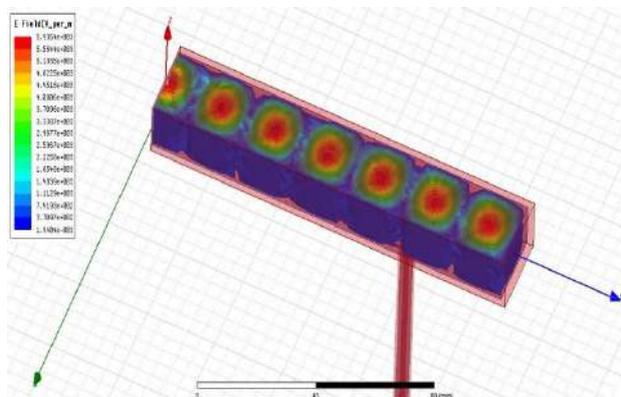


Рис. 1. Структура поля в накопительном режиме

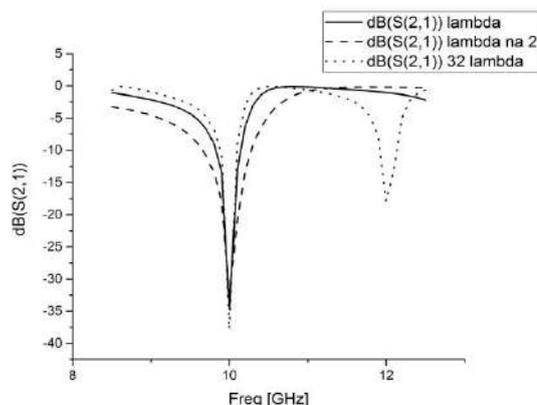


Рис. 2. Зависимости S_{21} от частоты при размещении замыкающих заглушек на расстояниях кратных $\lambda_B/2$

Анализ данных, приведенных на рис. 1 и 2, свидетельствует о возможности реализации накопительного режима с помощью структуры на основе смешанного волноводно-коаксиального тройника.

Графики на рис. 2 показывают, что развязка с плечом тройника, подсоединенном к нагрузке, может достигать величины ~ 40 дБ. Однако следует отметить, что условие достаточно высокого уровня развязки выполняется в узкой полосе частот как и в случае волноводного тройника [4]. Оценки, проведенные с помощью графиков (рис. 2), также показывают, что изменение частоты на очень малое значение (порядка 5 – 10 МГц) может привести к ухудшению развязки на 10 – 20 дБ. Учет этих факторов приводит к требованиям, аналогичным случаю волноводного тройника по повышенной точности установки замыкающей перемычки и стабильности частоты генератора накачки. В отличие от волноводного тройника в рассматриваемом случае не происходит смещения максимума развязки при смещении положения короткозамыкающей заглушки на расстояние, кратное $\lambda_B/2$.

При размещении замыкающей нагрузки на расстоянии от оси симметрии тройника, равном $n\lambda_B/4$ (где $n = 1, 3, 5$) происходит передача энергии из тройника и связанного с ним волновода в нагрузку (рис. 3, 4).

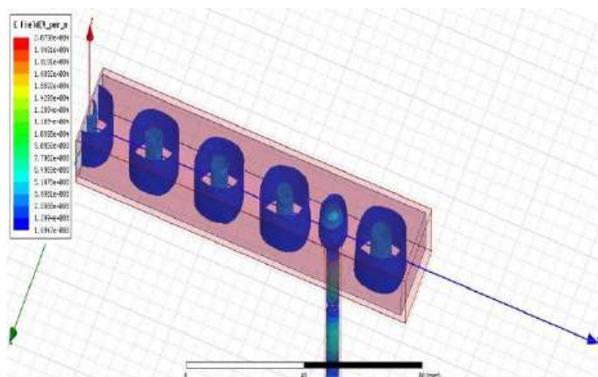


Рис. 3. Структура поля в режиме передачи энергии в нагрузку

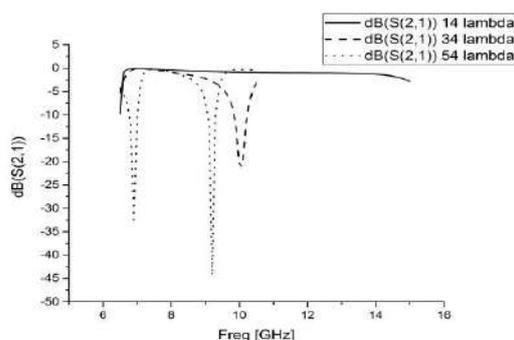


Рис. 4. Зависимости S_{21} от частоты при размещении замыкающих заглушек на расстояниях кратных $\lambda_B/4$

Из графиков (рис. 4) видно, что в режиме передачи энергии в нагрузку коэффициент передачи не меняется в широком диапазоне частот, практически равном рабочему диапазону частот используемого прямоугольного волновода при размещении короткозамыкающей нагрузки на расстоянии $\lambda_B/4$. При размещении замыкающей нагрузки на расстояниях $3\lambda_B/4$ и $5\lambda_B/4$ на характеристике появляются дополнительные экстремумы, что, по-видимому, связано с какими-то дополнительными резонансными явлениями в такой структуре.

Для режима передачи энергии в нагрузку при замыкании цилиндрическим проводником ($r = 1$ мм) на расстоянии от оси симметрии тройника, равном $3\lambda_B/4$, при наличии короткозамыкающей заглушки на расстоянии λ_B структура поля в тройнике (рис. 5) похожа на структуру поля при использовании замыкающей нагрузки на расстоянии $3\lambda_B/4$ (рис. 3), при этом поле волны за цилиндрическим замыкающим проводником отсутствует.

Из анализа графиков рис. 6 видно, что использование замыкающего элемента в виде проводящего штыря ($r = 1$ мм) также эффективно в режиме передачи энергии в нагрузку как и замыкающая заглушка при реализации переключателя на основе смешанного волноводно-коаксиального тройника.

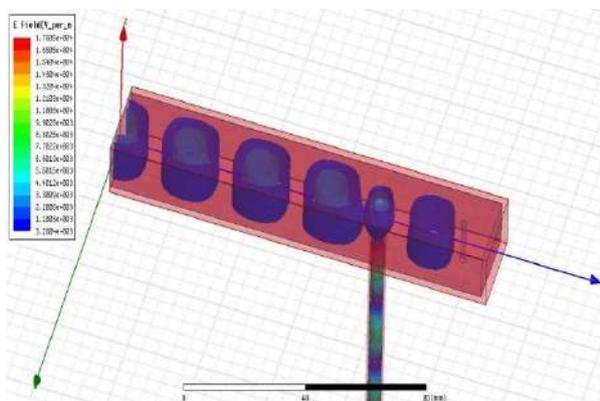


Рис. 5. Структура поля в режиме передачи энергии в нагрузку при использовании закорачивающего штыря ($f = 10$ ГГц)

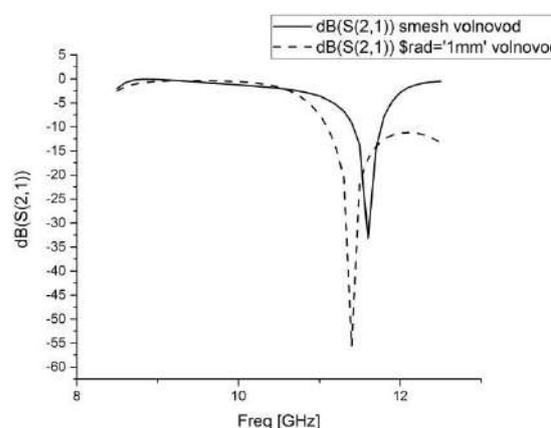


Рис. 6. Сравнение зависимостей S_{21} от частоты при использовании замыкающей заглушки и замыкающего штыря

Выводы

В результате исследований показано, что фактором, ограничивающим импульсную мощность формируемых с помощью метода компрессии сигналов, является величина предельного значения пробойной напряженности электрического поля как в случае накопления энергии в резонаторном накопителе, так и при излучении сформированных импульсов в выходном элементе переключателя. Тем не менее, значения импульсной мощности выходных сигналов могут достигать сотен кВт и единиц МВт при коэффициентах преобразования свыше 10^2 при использовании волноводного тройникового переключателя.

Для получения импульсов наносекундной и субнаносекундной длительности представляется более эффективным использование переключателя на основе смешанного волноводно-коаксиального тройника. Однако при этом величина коэффициента преобразования будет значительно меньше.

Численный анализ условий функционирования смешанного тройника в режимах накопления и передачи энергии в нагрузку показал работоспособность рассмотренной структуры. В то же время, как и в случае волноводного тройникового переключателя, его реализация предполагает обеспечение высокой (микронной) точности позиционирования элементов и высокой стабильности (10^4 и выше) частоты сигнала накачки.

Список литературы: 1. *Диденко, А.Н.* СВЧ энергетика: теория и практика / А.Н. Диденко ; отв. ред. Я.Б. Данилевич. – М. : Наука, 2003. – 446 с. 2. *Диденко, А.Н.* Мощные СВЧ-импульсы наносекундной длительности / А.Н. Диденко, Ю.Г. Юшков. – М. : Энергоатомиздат, 1984. – 112 с. 3. *Бондаренко, И.Н.* Генерация мощных СВЧ импульсов с помощью устройств на основе сверхпроводящих резонаторов / И.Н. Бондаренко // Радиотехника. – 2003. – Вып.135. – С. 32–37. 4. *Бондаренко, И.Н.* Микроволновый переключатель на основе волноводного тройника для компрессионного резонаторного формирователя импульсов / И.Н. Бондаренко, Е.А. Горбенко, В.И. Краснощок // Радиотехника. – 2016. – Вып.187. – С. 100–104. 5. *Bondarenko, I.N.* Cumulative properties of the cavity resonators / I.N. Bondarenko, E.A.Gorbenko // Proc. of 25th International Crimean Conference Microwave & Telecommunication Technology (CriMiCo'2015), pp. 791-792. 6. *Лебедев, И.В.* Техника и приборы СВЧ. т.1. М.: Высш. школа. 1970. – 440с. 7. *Гоноровский, И.С.* Радиотехнические цепи и сигналы : учебник для вузов. – 4-е изд., перераб. и доп. – М. : Радио и связь, 1986. – 512с.

*Харьковский национальный
университет радиоэлектроники*

Поступила в редколлегию 28.08.2017

РОЗШИРЕННЯ ГАЛУЗІ ЗАСТОСУВАННЯ ЗРАЗКОВОГО ВАТМЕТРА НВЧ**Вступ**

Електромагнітна енергія НВЧ використовується в різних областях науки і техніки: прискорювачі елементарних частинок, системи термоядерного синтезу, нагрів і обробка матеріалів і виробів в харчовій промисловості, радіолокації, телекомунікації [1], медицині [2] та ін. [3].

Раціональне її використання неможливо без надійних і точних вимірювальних пристроїв. Одним з основних параметрів електромагнітної енергії, який потрібно контролювати при її використанні, є потужність.

В даний час для вимірювання потужності електромагнітної енергії НВЧ в промислових умовах використовуються ватметри, наприклад, DPM 5000-EX фірми «Bird Electronic Corporation», USA [4], R & S®NRP2 фірми "Rohde & Schwarz" [5], МЗ 56, МКЗ-71 компанії "Меридіан" [6]. Похибка вимірювання потужності цими ватметрами становить 4 – 5 % (без урахування похибок, обумовлених неузгодженістю і додатковими переходами).

Відомі зразкові пондеромоторні ватметри максимально наближені до еталона, котрі мають похибку вимірювання потужності рівну 0,2 % [7]. Використання цих ватметрів в промислових умовах неможливо, так як вони мають низьку механічну міцність.

У пондеромоторних ватметрах підвісна система закріплюється тільки з одного боку. Отриманою перетворювачем механічної енергії від електромагнітної хвилі недостатньо, щоб повернути перетворювач за умови, що підвісну систему в ватметрі закріпити з двох кінців.

З точки зору точності вимірювання пондеромоторні ватметри мають істотні переваги в порівнянні з вище переліченими, тому що вимір потужності зводиться до вимірювання основних фізичних величин системи СІ – маси, довжини, часу. Тому є актуальним удосконалення цих зразкових ватметрів для використання в промислових умовах.

Аналіз останніх досліджень і публікацій

Для удосконалення зразкового ватметра НВЧ використано результати таких досліджень.

В роботі [7] досліджено силову дію електромагнітного поля НВЧ на перетворювач, який розміщений в прямокутному хвилеводі. Перетворювач має геометричну форму паралелепіпеда або еліпсоїда і виготовлений з металу або діелектрика. Його лінійні розміри значно менше довжини хвилі. Розроблено алгоритм обчислення сили, теоретичні результати обчислень зіставлено з дослідними. Проведені в цій роботі дослідження показують, що при НВЧ-потужності, що дорівнює 1 Вт, на перетворювач діє момент сил приблизно рівний 10^{-11} Н м.

В роботі [8] досліджено електромагнітні явища в резонансних складних просторових системах малих магнітодіелектричних сферах, що знаходяться в прямокутних металевих хвилеводах. Досліджено вплив явища резонансу на внутрішнє і розсіяне електромагнітне поле. Отримані в цій роботі результати досліджень показують, що в феритових сферах можна забезпечити узгодження руху магнітних моментів доменів з рухом електромагнітної хвилі за рахунок явища резонансу.

Дослідження поширення електромагнітних хвиль в анізотропних магнітних матеріалах, що знаходяться під дією зовнішнього постійного магнітного поля в області магнітного резонансу, проведено в роботі [9]. Дослідження підтверджують вплив взаємної орієнтації постійного і високочастотних магнітних полів на реальні та уявні частини коефіцієнтів поширення. Силову дію електромагнітних хвиль на анізотропні магнітні матеріали в області магнітного резонансу не досліджено.

Основним недоліком існуючих методів перетворення електромагнітної енергії в механічну є дуже малий коефіцієнт корисної дії. Це обумовлено тим, що електричні та магнітні

дипольні моменти структурних частинок провідника, діелектрика та фериту, за рахунок теплового руху, хаотично орієнтовані у просторі, а сучасні методи перетворення енергії не передбачають узгодження їх руху із рухом електромагнітної хвилі.

Метою статті є удосконалення пондеромоторного ватметра за рахунок використання феримагнітного матеріалу у якості перетворювача електромагнітної енергії на механічну та застосування магнітного резонансу для підвищення механічної міцності і вимірювання потужності в промислових умовах.

Основна частина

Фізичну модель перетворення електромагнітної енергії НВЧ на механічну в пондеромоторному ватметрі можна представити наступним чином. В прямокутному хвилеводі, в якому розповсюджується електромагнітна енергія за допомогою хвилі H_{10} , розміщують феритову кулю радіусом R та діють на неї постійним магнітним полем \mathbf{B}_0 . Постійне магнітне поле \mathbf{B}_0 перпендикулярне поверхні широкої стінки хвилеводу.

Перетворення електромагнітної енергії НВЧ в механічну відбувається так: ферит, із якого виготовлено перетворювач, складається із доменів, котрі мають магнітні моменти, що хаотично орієнтовані в просторі за рахунок природної теплової енергії.

Постійне магнітне поле \mathbf{B}_0 індукуює магнітне поле усередині феритової кулі $\mathbf{B}_{\phi 0}$. Під дією цього поля хаотично направлені в просторі магнітні моменти доменів \mathbf{p}_i отримують обертальний рух з постійною кутовою швидкістю ω_0 навколо вектора магнітної індукції $\mathbf{B}_{\phi 0}$.

Хвиля H_{10} індукуює електромагнітне поле з магнітною індукцією \mathbf{B}_{ϕ} усередині феритової кулі. Під дією складової вектора \mathbf{B}_{ϕ} , перпендикулярної постійному магнітному полю $\mathbf{B}_{\phi 0}$, магнітні моменти доменів отримують момент сили ($\mathbf{M}_i = [\mathbf{p}_i \cdot \mathbf{B}_{\phi}]$) для обертового руху в напрямку вектора магнітної індукції \mathbf{B}_{ϕ} та силу поступального руху в напрямку його неоднорідності ($\mathbf{F}_i = -\text{grad}(\mathbf{p}_i \cdot \mathbf{B}_{\phi})$).

Моменти сил, що діють на магнітні моменти доменів, узгодять їх обертальний рух з обертаючим вектором магнітної індукції \mathbf{B}_{ϕ} НВЧ (явище резонансу) за умов рівності кутової частоти електромагнітної хвилі ω та кутової частоти обертання магнітних моментів доменів ω_0 . При узгодженому обертанні векторів магнітних моментів доменів всі вони будуть орієнтовані уздовж напрямку вектора магнітної індукції \mathbf{B}_{ϕ} , а сили, що на них діють, будуть орієнтовані не хаотично, а в напрямку збільшення магнітної індукції електромагнітного поля НВЧ.

В момент узгодження обертового руху магнітних моментів доменів збільшується величина сили, з якою електромагнітне поле НВЧ діє на перетворювач, та підвищується коефіцієнт корисної дії перетворювача електромагнітної енергії в механічну.

Кількісний аналіз силового впливу електромагнітної хвилі на феритову кулю, розміщену в прямокутному хвилеводі, проведено методом фізичного моделювання.

Осі прямокутної системи координат спрямовані наступним чином: вісь x спрямована уздовж широкої стінки хвилеводу, y – уздовж осі хвилеводу, z – уздовж вузької стінки. Феритова куля знаходиться на однаковій відстані від широких стінок хвилеводу і може переміщатися уздовж вісі x . Постійне магнітне поле \mathbf{B}_0 перпендикулярно поверхні широкої стінки хвилеводу і направлено вздовж координати z .

Напруженість магнітного поля в хвилеводі представимо наступними виразами [10]:

$$H_y = H_{10} \cdot \cos\left(\frac{\pi}{a} x\right) \cdot e^{i \cdot (\omega \cdot t - \beta \cdot y)}, \quad (1)$$

$$H_x = i \cdot H_{10} \cdot \frac{2a}{\lambda} \cdot \sqrt{1 - (\lambda/2a)^2} \cdot \sin\left(\frac{\pi}{a} x\right) \cdot e^{i \cdot (\omega \cdot t - \beta \cdot y)}, \quad (2)$$

$$H_{10} = \sqrt{\frac{4 \cdot (\lambda/2a)^2 \cdot P}{a \cdot b \cdot Z \cdot \sqrt{1 - (\lambda/2a)^2}}}, \quad (3)$$

де a, b – лінійні розміри стінок прямокутного хвилеводу; x, y – координати; λ – довжина електромагнітної хвилі; ω – кутова частота; t – час; β – постійна поширення електромагнітної хвилі в хвилеводі; Z – хвильовий опір; P – потужність електромагнітної хвилі; i – уявна одиниця.

Магнітне поле НВЧ всередині феритової кулі обчислимо методом інтегральних рівнянь макроскопічної електродинаміки [8]:

$$\mathbf{H}_\phi = \mathbf{H} + \frac{1}{4\pi} \left(\text{grad div} + \mathbf{k}^2 \right) \int_V \frac{e^{-i \cdot \mathbf{k} \cdot |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \cdot \chi \cdot \mathbf{H}_\phi dV, \quad (4)$$

де \mathbf{H}_ϕ – вектор магнітної напруженості електромагнітного поля в феритовій кулі; \mathbf{H} – вектор магнітної напруженості електромагнітного поля у хвилеводі; \mathbf{k} – хвильовий вектор; \mathbf{r} – координата точки спостереження; \mathbf{r}' – координата точки інтегрування; V – об'єм феритової кулі; χ – тензор магнітної сприйнятливості фериту:

$$\chi := \begin{pmatrix} \chi & i\chi_a & 0 \\ -i\chi_a & \chi & 0 \\ 0 & 0 & \chi_{33} \end{pmatrix} \quad (5)$$

Вирази для компонентів магнітної сприйнятливості фериту в залежності від кутової частоти ω і величини постійного магнітного поля $\mathbf{H}_{\phi 0}$ отримані квазікласичним методом за умови малості змінних складових вектора намагніченості \mathbf{J} і \mathbf{H}_ϕ магнітного поля в порівнянні з вектором намагніченості насичення \mathbf{M}_0 і $\mathbf{H}_{\phi 0}$ ($\mathbf{J} \ll \mathbf{M}_0$; $\mathbf{H}_\phi \ll \mathbf{H}_{\phi 0}$) в роботі [11] представлені такими рівняннями:

$$\chi = \chi_0 \cdot \frac{(\omega_{\text{рез}})^2 + i \cdot \omega \cdot \omega_r}{(\omega_{\text{рез}})^2 - (\omega)^2 + i \cdot 2 \cdot \omega \cdot \omega_r}; \quad (6)$$

$$\chi_a = \chi_0 \cdot \frac{\omega \cdot \omega_H}{(\omega_{\text{рез}})^2 - (\omega)^2 + i \cdot 2 \cdot \omega \cdot \omega_r}; \quad (7)$$

$$\chi_{33} = \chi_0 \cdot \frac{\omega_r}{i \cdot \omega + \omega_r}; \quad \omega_r = \gamma \cdot \Delta H; \quad \omega_H = \gamma \cdot H_{\phi 0}; \quad (8)$$

$$\omega_{\text{рез}} = \sqrt{(\omega_H)^2 + (\omega_r)^2}; \quad \gamma = g \frac{e}{m \cdot c}. \quad (9)$$

де $\omega_{\text{рез}}$ – резонансна кутова частота; ω_r – кутова частота релаксаци; χ_0 – статична магнітна сприйнятливість; ΔH – половина ширини резонансної кривої; g – фактор спектроскопічного розщеплення; e – заряд електрона; m – маса електрона; c – швидкість світла.

Рішення інтегрального рівняння (4) за умови, що розмір феритової кулі значно менше довжини електромагнітної хвилі в його середині ($R \ll \lambda_\phi$) в нульовому наближенні, може бути представлено в наступному вигляді [8]:

$$\mathbf{H}_{\phi x} = (\epsilon_{11} \cdot H_x + \epsilon_{12} \cdot H_y) \cdot d; \quad (10)$$

$$H_{\phi y} = (\epsilon_{21} \cdot H_x + \epsilon_{22} \cdot H_y) \cdot d; \quad (11)$$

$$\epsilon_{11} = \epsilon_{22} = 1 + \frac{1}{3} \cdot \chi; \quad \epsilon_{21} = -\epsilon_{12} = \frac{1}{3} \cdot i \cdot \chi_a, \quad (12)$$

$$d = \frac{1}{\epsilon_{11} \cdot \epsilon_{22} - \epsilon_{12} \cdot \epsilon_{21}}. \quad (13)$$

Вектор намагніченості феритової кулі в електромагнітному полі можна представити виразами:

$$\mathbf{J} = \chi \cdot \mathbf{H}_\phi, \quad (14)$$

$$J_x = \chi \cdot H_{\phi x} + i \chi_a \cdot H_{\phi y}, \quad (15)$$

$$J_y = -i \chi_a \cdot H_{\phi x} + \chi \cdot H_{\phi y}. \quad (16)$$

Потенційна енергія, яку отримує сумарний магнітний момент феритової кулі в електромагнітному полі, може бути обчислена за допомогою рівняння

$$W_\Pi = -\text{Re} \mathbf{J} \cdot \text{Re} \mathbf{B} \cdot V = -\mu_0 \cdot \text{Re} \mathbf{J} \cdot (\text{Re} \mathbf{H}_\phi + \text{Re} \mathbf{J}) \cdot V, \quad (17)$$

де $\text{Re} \mathbf{J}$, $\text{Re} \mathbf{B}$, $\text{Re} \mathbf{H}_\phi$ – дійсні частини векторів намагніченості \mathbf{J} , магнітної індукції \mathbf{B}_ϕ та магнітної напруженості \mathbf{H}_ϕ ; μ_0 – магнітна постійна.

Середня за період сила, з якою електромагнітне поле СВЧ діє на феритову кулю, розміщену в постійному магнітному полі, може бути обчислена за допомогою наступного рівняння:

$$\mathbf{F} = \frac{1}{T} \cdot \int_0^T \text{grad}(W_\Pi) \cdot dt. \quad (18)$$

Наведений алгоритм розрахунку сили, з якою електромагнітне поле НВЧ діє на феритову кулю, отриманий методом фізичного моделювання за умови малості параметрів ($R \ll \lambda_\phi$), ($\mathbf{J} \ll \mathbf{M}_0$; $\mathbf{H}_\phi \ll \mathbf{H}_{\phi 0}$), тому теоретичні результати обчислень необхідно зіставити з дослідними.

Схема удосконаленого пондеромоторного ватметра представлена на рис. 1.

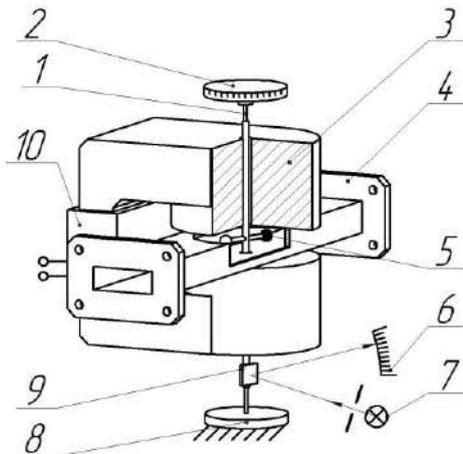


Рис. 1

Він складається із відрізка прямокутного хвилеводу 4, електромагніту 3, крутильної головки 2, опори 8 та рухомої системи. Рухома система введена в відрізок хвилеводу за допомогою тонкої пружної нитки 1, яка закріплена з одної сторони до крутильної головки 2, з іншої – до опори 8. Рухома система включає в себе кварцовий стрижень, на якому розміщено

невелике дзеркало 9 та дві сфери, які розміщено симетрично відносно осі стрижня. Одна сфера 5 виготовлена з фериту, інша – з кварцу. Кутове положення рухомої системи визначається за допомогою дзеркала 9, джерела світла 7 та шкали 6.

Ватметр працює наступним чином. За допомогою крутильної головки 2 феритова куля розміщується в середній частині хвилеводу. Промінь світла від джерела при цьому буде співпадати з початком відліку на шкалі 6. При проходженні електромагнітної хвилі, що має потужність P , по хвилеводу вона буде діяти з моментом сили на феритову кулю. Під дією цієї сили та сили деформації пружної нитки, підвісна система змінить своє положення на кут φ , який пропорційний потужності P . Коефіцієнт пропорційності між кутом φ та потужністю електромагнітної хвилі знаходиться за допомогою калібрування ватметра.

Калібрування ватметра виконується у два етапи. Спочатку вимірюється момент крутіння пружної нитки, на якій закріплюється перетворювач електромагнітної енергії:

$$M_1 = K_1 \cdot \varphi \quad (19)$$

Визначення моменту кручення пружної нитки зводиться до вимірів періоду T і декременту $\ln(\delta_1/\delta_2)$ загасання вільних коливань зразкового вантажу циліндричної форми з масою m та радіусом r , розміщеного на підвісній системі ватметра та моменту інерції ($J = m \cdot r^2/2$). Невідомий коефіцієнт розраховується за формулою [7]

$$K_1 = \frac{J}{T^2} \cdot \left[4 \cdot \pi^2 + \ln \left(\frac{\delta_1}{\delta_2} \right) \right]; \quad (20)$$

Потім визначається коефіцієнт пропорційності між потужністю електромагнітної хвилі P та моментом сил, з яким вона діє на перетворювач:

$$M_2 = K_2 \cdot P \quad (21)$$

Для визначення невідомого коефіцієнта K_2 використаємо методику запропоновану Cullen A. L. [7]. Розглянемо відрізок прямокутного хвилеводу, представлений на рис. 2, на одному кінці якого знаходиться металева стінка (плунжер). Початкове положення плунжера в хвилеводі задано координатою ($x=0$). Електромагнітна хвиля потужністю P розповсюджується в напрямку плунжера і відбивається від нього. В хвилеводі утвориться стояча хвиля, квадрат напруженості електричного поля якої буде мати мінімальні значення в точках з координатами ($x = 0$) та ($x = -L_1$).

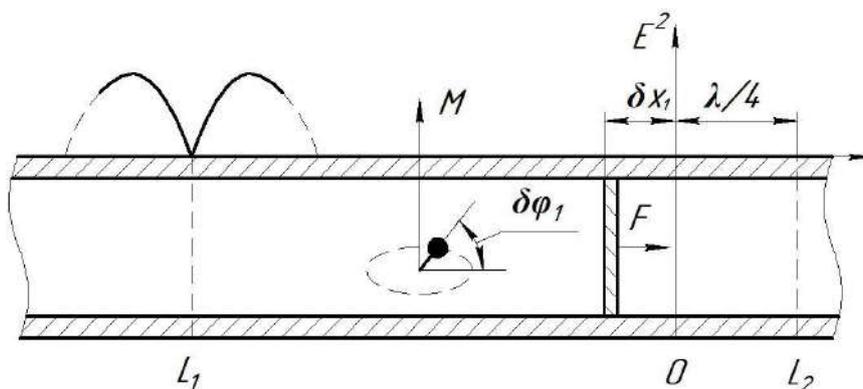


Рис. 2

На плунжер падаюча та відбита хвилі будуть діяти з силою [7]:

$$F = 2 \cdot \frac{P}{c} \cdot \sqrt{1 - \left(\frac{c}{2 \cdot a \cdot f} \right)^2}; \quad (22)$$

де a – лінійний розмір широкої стінки хвилеводу, f – частота електромагнітної хвилі, c – швидкість електромагнітної хвилі у вакуумі.

Згідно із законом збереження енергії, при адіабатній деформації резонатора, маємо:

$$\delta W = \delta W + M_1 \cdot \delta \varphi_1 + F \cdot \delta x_1, \quad (23)$$

де δW – енергія електромагнітної хвилі в резонаторі до його деформації; $M_1 \cdot \delta \varphi_1$ – робота, створена моментом сили M_1 ; $F \cdot \delta x_1$ – робота, створена силою F при переміщенні плунжера та відновлення його початкової резонансної частоти f ; M_1 – момент сили, з яким стояча електромагнітна хвиля (утворена падаючою та відбитою від плунжера, що розміщений в точці з координатою ($x = 0$)), діє на феритову кулю.

У ватметрі на перетворювач діє тільки падаюча хвиля. Падаючу хвилю можна представити сумою двох стоячих хвиль які зсунуті на 90° , одна відносно іншої. Одна із яких створена падаючою електромагнітною хвилею з потужністю $P/4$ та відбитою від плунжера, що розміщений в точці з координатою ($x = 0$), інша – падаючою хвилею з потужністю $P/4$ та відбитою від плунжера, що розміщений в точці з координатою ($x = \lambda/4$). Для випадку коли плунжер розміщений в точці з координатою ($x = \lambda/4$) згідно із законом збереження енергії, при адіабатній деформації резонатора, маємо:

$$\delta W = \delta W + M_2 \cdot \delta \varphi_2 + F \cdot \delta x_2, \quad (24)$$

Рішення системи рівнянь (22) – (24) з урахуванням зазначеного дозволяє представити невідомий коефіцієнт рівнянням [7]

$$K_2 = -\frac{1}{2 \cdot c} \cdot \sqrt{1 - \left(\frac{c}{2 \cdot a \cdot f} \right)^2} \cdot \left[\frac{\delta x_1}{\delta \varphi_1} + \frac{\delta x_2}{\delta \varphi_2} \right]. \quad (25)$$

Рівняння вимірювання для пондеромоторного ватметра з урахуванням виразів (19) – (21) та (25), може бути представлено наступним чином:

$$P = \frac{K_1}{K_2} \cdot \varphi; \quad (26)$$

В загальному випадку рівняння вимірювання можна представити у вигляді

$$P = P(y_1, y_2, y_3, \dots, y_n) \quad (27)$$

де y_n – прямі вимірювання ($m, r, T, \delta_1, \delta_2, \delta \varphi_1, \delta \varphi_2, \varphi, \delta x_1, \delta x_2, f$).

Похибка вимірювання маси за допомогою аналітичних терезів типу ЭМ-1 дорівнює 0,004 мг ($m \sim 10$ г), похибка вимірювання лінійних розмірів мікрометром типу DSWQO-100П дорівнює 1 мкм ($r \sim 10$ мм), похибка вимірювання кутових переміщень оптичним квадрантом типу КО-10 дорівнює $8''$ ($\varphi \sim 30^\circ$), похибка вимірювання періоду коливань підвісної системи ватметра при використанні кінокамери дорівнює 0,1 мс ($T \sim 1$ с)

Випадкова похибка вимірювання потужності електромагнітної хвилі обчислена за допомогою виразу [12]

$$\Delta P = \sqrt{\sum_{i=1}^{11} \left(\frac{\partial P}{\partial y_i} \Delta y_i \right)^2} \quad (28)$$

не перевищує 0,1 %.

Результати теоретичного обчислення моменту сили за розробленим алгоритмом співпадають з дослідними вимірюваннями та підтверджують резонансне збільшення моменту сили, з яким діє електромагнітна хвиля на феритову кулю, розміщену в прямокутному хвилеводі. При резонансі момент сили дорівнює $(6 \pm 0,5) \cdot 10^{-8}$ Н·м, що в $6 \cdot 10^3$ разів більше в порівнянні з моментом сил, досягнутим в відомих роботах. Ці данні відповідають наступним параметрам: феритова куля виконана із залізо ітрієвого гранату, діаметр кулі дорівнює 3,55 мм, поперечний переріз прямокутного хвилеводу – $10 \cdot 23$ мм², потужність електромагнітної хвилі – 10 Вт, довжина хвилі – 3,2 см.

Висновки

Використання феримагнітного матеріалу у якості перетворювача електромагнітної енергії на механічну та застосування магнітного резонансу дозволило отримати достатню кількість механічної енергії для обертання підвісної системи пондеромоторного ватметра, закріпленої з двох кінців за допомогою розтяжок або кернів. При резонансі момент сили дорівнює $(6 \pm 0,5) \cdot 10^{-8}$ Н·м, що в $6 \cdot 10^3$ разів більше в порівнянні з моментом сил, досягнутим в відомих роботах. Розроблено високоточний ватметр СВЧ з достатньою механічною міцністю і надійністю для промислового застосування. Випадкова похибка вимірювання потужності дорівнює 0,1 %.

Список літератури: 1. *Ребров, С.И.* Электронная СВЧ техника // Электронная техника. – 2009. – Вып. 1 (500). – С. 31-70. – (Серия. 1. СВЧ-техника). 2. *Alsuhaime, H. S.* Effects of low power microwaves at 1.8, 2.1, and 2.3 GHz on l-Lactic dehydrogenase and Glutathione peroxidase enzymes / H. S. Alsuhaime, V. Vojisavljevic, E. Pirogovaab // Journal of Electromagnetic Waves and Applications. – 2014. – Vol. 28, No. 14. – P. 1726-1735. 3. *Каа, М.Н.* Limiting accuracy of the dual-frequency microwave interferometry measurement for sea surface monitoring from space / М.Н. Каа, А.И. Baskakovb // Journal of Electromagnetic Waves and Applications. – 2015. – Vol. 29, No. 16. – P. 2199-2206. 4. *The Bird® Model 5000-EX RF Digital Power Meter.* – Режим доступа: <http://www.chuckmartin.com/category/Bird-5000-Digital-Meters-51> -. Bird 5000-XT Digital Power Meter (New). 5. *Digital Power Meter company Rohde & Schwarz.* – Режим доступа: <http://www.distek.ro/en/Product/RF-Power-Meter-Rohde-and-Schwarz-NRP2-1076> DISTEK – Instruments for Measurement. 6. *Основные* технические характеристики ваттметров компании «Меридиан». – Режим доступа: <http://www.meridian-pr.ru/?c=show&id=671&m=catalog> – Меридиан. Приборы для научных целей и производства. 7. *Пондеромоторное* действие электромагнитного поля (теория и приложения) / Р.А. Валитов, Н.А. Хижняк, В.С. Жилков [и др.] ; под ред. Р.А. Валитова. – М. : Сов радио, 1975. – 232 с. 8. *Козар, А. И.* Электромагнитні явища в резонансних складних просторових системах малих магнітодіелектричних сфер : автореф. дис. ... д-ра фіз.-мат. наук / А. И. Козар. – Харків : ХНУРЕ, 2010. – 37 с. 9. *Makeeva, G.S.* The electrondynamic analysis of propagation constants of electromagnetic waves in 3D magnetic nanowire lattices under the magnetic resonance conditions at microwaves / G.S. Makeeva, O.A. Golovanov // Journal of Communications Technology and Electronics. – 2016 – Vol. 61. No. 1. – P. 1- 9. 10. *Електродинаміка* та поширення радіохвиль. Ч.1. Основи торії електромагнітного поля / В.М. Шокало, В.І. Правда, В.А. Усін [та ін.] ; за заг. ред. В.М. Шокало та В.І. Правди. – Харків : Колегіум, 2009. – 286 с. 11. *Гуревич, А.Г.* Ферриты на сверхвысоких частотах. – М. : Физматгиз, 1960. – 208 с. 12. *Основополагающие* стандарты в области метрологического обеспечения. – М. : Изд-во стандартов, 1983. – 364 с.

*Харківський торговельно-економічний інститут КНТЕ
Український державний університет
залізничного транспорту*

Надійшла до редколегії 20.09.2017

ТЕХНОЛОГИЯ, ОБОРУДОВАНИЕ И ПРОИЗВОДСТВО ЭЛЕКТРОННОЙ ТЕХНИКИ

UDC 658.51.011.56

*A.M. SINOTIN, Doct. of Tech. Sc., O.M. TSYMBAL, Doct. of Tech. Sc.,
T.A. KOLESNIKOVA, Cand. of Tech. Sc., S.V. SOTNIK, Cand. of Tech. Sc.*

ALGORITHM OF MULTI-BOARD RADIO-ELECTRONIC DEVICES SYNTHESIS ON MAXIMAL ACCEPTED OVERHEAT

During the design of Radio-Electronic Devices (RED), the thermal modes get more and more attention of engineering personnel. It's explained by a number of reasons: the essential part of different energy forms (nearly 90%) is transformed to the heat, what increases the temperature of the whole radio-electronic device. And finally, the reliability of device's parts drops with temperature rise.

The temperature increase in RED degrades the isolation properties of particular materials, changes the density and movement of electric current carriers in semiconductors, increases the velocity of material's ageing, decreases the saturation inductance for cores and etc. All these make an effect to the accuracy characteristics of the whole device and even can result in its destruction.

The ability to compute the temperature of particular parts of device during the design process provides more accurate calculations of electric and magnetic circuits and opens the possibility of economic foundation of any variant for designed device construction [1].

Therefore, to create the reliable small-sized construction of RED, the thermal-physical procedure must be supplied at every stage of construction design.

Goal of research – is to establish the value of RED's volume effect to the temperature mode of proposed construction.

Task setting

The sources in field of thermal-physic design for REDs with given thermal mode are mostly presented by articles [1, 2]. Their main efforts are directed to the selection and optimal application of air-cooling systems. The monographs on general RED design consider the testing computations for thermal fields only. The thermal-physic design is provided only by multiple calculations with different parameters values, so it uses the method of trial and error. The proposed article gives the results of researches for the effect of heated zone form to the maximal overheat of device.

Basic part

The multi-board constructions always have got the thermal connections between the elements and boards, because of assembly density coefficient $I_{\max} / \Delta > 1$. It makes possible to consider the heated zone as quasi-homogeneous body with effective heat conduction λ_x , λ_y along board axis and λ_z in board-normal direction [1].

The numeric values of effective thermal conductivity for REDs with air extender are considered in [1] for functions of clearance Δ between boards for middle assembly density ($\eta_M > 1$) and for non-thermo-conductive boards. For non-thermo-conductive boards with big assembly density:

$$\lambda_0 = \lambda_x \approx \lambda_y \approx \lambda_z = 0.2 \text{ W / m} \cdot \text{degree.} \quad (1)$$

For case of thermal-conductive boards (thermal drains) the effective thermal conductivity is defined along the thermal drains by dependence

$$\lambda_i = \lambda_{oi} \left(1 + \frac{\lambda_H}{\lambda_{oi}} \cdot \frac{\delta_M}{\Delta + \delta_M} \right); \quad i = x, y, z, \quad (2)$$

where λ_{oi} – effective thermal conductivity for non-thermal-conductive boards, W/m · degree;

λ_H – thermal conductivity of solid metal boards (thermal drains), W/m · degree;
 δ_M – width of metallic boards (thermal drains), m;
 Δ – distance between boards, m.

The connection between the thermal field of anisotropic heated zone of RED in parallelepiped form, the thermo-physical coefficients (λ , c , γ), symmetrically allocated heat sources and drains, as to [1] is expressed by integral equation

$$\begin{aligned}
 & \frac{\int_0^{\ell_x} \int_0^{\ell_y} \int_0^{\ell_z} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{w(x', y', z', \tau) - Q(x', y', z', \tau)}{c\gamma} \mathbf{u}_{nx} \times \\
 & \frac{\mathbf{u}_{my'} \mathbf{u}_{kz'} \mathbf{u}_{nx} \mathbf{u}_{my} \mathbf{u}_{kz}}{\int_0^{\ell_x} \int_0^{\ell_y} \int_0^{\ell_z} \mathbf{u}_{nx'}^2 \mathbf{u}_{my'}^2 \mathbf{u}_{kz'}^2 dx' dy' dz'} \times \\
 & \times \frac{e^{-\frac{a_n^2}{c\gamma}(\tau - t) - \frac{q_v}{c\gamma} t}}{\int_0^{\ell_x} \int_0^{\ell_y} \int_0^{\ell_z} dx' dy' dz' dt} = \mathfrak{G}(x, y, z, \tau)
 \end{aligned} \tag{3}$$

The derivation of synthesis algorithms for general temperature change law $\mathfrak{G}(x, y, z, \tau)$ on base of expression (3) has essential mathematic complexity, because the methods of incorrect multi-dimensional problem had found their solutions last year's only.

That's why we'll narrow by case when the required thermal mode is set by maximal temperature for the established mode $\mathfrak{G}_0(\tau \rightarrow \infty)$.

The solution of equation (3) is got for symmetric laws of energy sources and drains distribution.

Taking in account these proposals, let's narrow with first member of general solution at $\tau \rightarrow \infty$ and get the dependence of maximal temperature and other all parameters of thermal process.

$$\frac{P}{\lambda_{\max}} \cdot \frac{\ell_{\min}^2}{v} \zeta^2 F_w \times \frac{A}{(\mu_x \xi_x)^2 + (\mu_y \xi_y)^2 + (\mu_z \xi_z)^2 + \frac{q_v \ell_{\min}^2 \zeta^2}{\lambda_{\max}}} = V_0; \tag{4}$$

$$A = \left\{ \begin{array}{l} 0.82 A_x A_y A_z, \quad \xi_x \approx \xi_y \approx \xi_z = 1 \\ A_x A_y \quad \xi_x \approx \xi_y; \xi_z \rightarrow 0 \\ A_x \quad \xi_y \approx \xi_z \rightarrow 0 \end{array} \right\}. \tag{5}$$

The ability to narrow the sum by first member of set (6) under conditions (5) is seen in Table 1.

$$\begin{aligned}
 \mathfrak{G} &= \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{W_0}{\lambda_{\max}} \ell_{\min}^2 \zeta^2 F_{n,m,k}(W) \times \\
 & \frac{A_{nx} A_{my} A_{kz}}{\mu_{nx}^2 \xi_x^2 + \mu_{my}^2 \xi_y^2 + \mu_{kz}^2 \xi_z^2 + \frac{q_v \ell_{\min}^2 \zeta^2}{\lambda_{\max}}} \times \\
 & U_{nx} U_{ny} U_{nz} T_{n,m,k};
 \end{aligned} \tag{6}$$

Let's signify in (4) the minimal linear size of heated zone in form of parallelepiped $2\ell_{\min}$ via the fixed volume V (m^3) and the relational dimensions of sides.

Table 1

Type of prism	Sum of series	First term	Accuracy %	Correction
Cube	0.223	0.273	22.5	0.82
Square bar	0.297	0.332	11.8	0.90
Square plane	0.500	0.510	2.0	0.98

$$V = 8\ell_x \ell_y \ell_z = 8\ell_{\min}^3 \frac{1}{\xi_{x0} \cdot \xi_{y0} \cdot \xi_{z0}}; \quad (7)$$

$$\ell_{\min} = 0.5\sqrt[3]{V} \sqrt[3]{\xi_{x0} \cdot \xi_{y0} \cdot \xi_{z0}}; \quad (8)$$

$$\xi_{i0} = \frac{\ell_{\min}}{\ell_i}, \quad i = x, y, z \quad (9)$$

After the substitution of (8) and values λ to (4) and parameters grouping we can come to mathematic expression of RED synthesis algorithm for given maximal temperature in a view of connective equation between synthesis parameters F_j with no volume energy drains ($q_v = 0$).

$$F_0 \cdot F_\phi \cdot F_\lambda \cdot F_{a\lambda} \cdot F_{ak} \cdot F_w \leq 1; \quad (10)$$

here F_0 – initial parameter,

$$F_0 = \frac{P_0}{\vartheta_0} \cdot \frac{1}{4\lambda \cdot \sqrt[3]{V}} \cdot \frac{0,82A_0^3}{3\mu_0^2}; \quad (11)$$

$$Bi_0 = \frac{K_0}{\lambda_0} \cdot \frac{1}{2} \cdot \sqrt[3]{V}, \quad (12)$$

here P_0 – total power of heat sources, W; ϑ_0 – maximal possible overheat of device, degree; λ_0 – the effective thermal conductivity with no drains at gas extender, W/m• degree; V_0 – the volume of heated zone, m^3 ; A_0, μ_0 – the amplitude and eigenvalues of characteristic equation for B_{I_0} ; K_0 – the middle surface coefficient of heat transfer W/m² • degree.

Initial parameter F_0 describes the heat mode of RED construction:

– the heated zone has form of cube

$$(\xi_{X_0} = \xi_{Y_0} = \xi_{Z_0} = 1) \quad (13)$$

here $\xi_{I_0} = 2l_{\min} / 2l_i, i = X, Y, Z$;

- the anisotropy of heat transfer in volume and of heat exchange is absent

$$(\lambda_X = \lambda_Y = \lambda_Z = \lambda_0; K_X = K_Y = K_Z = K_0)$$

- the conductive thermal drains are absent ($\lambda_{\max} = \lambda_0$);

- the heat sources power is evenly distributed.

The parameter of parallelepiped form is included by relational length of sides

$$F_\phi = 3 \frac{A_1}{A_0^3} \mu_0^2 \frac{\sqrt[3]{\xi_{x0}^2 \cdot \xi_{y0}^2 \cdot \xi_{z0}^2}}{(\mu_{x1} \cdot \xi_{x0})^2 + (\mu_{y1} \cdot \xi_{y0})^2 + (\mu_{z1} \cdot \xi_{z0})^2}; \quad (14)$$

$$B_{i1} = B_{i0} \frac{\sqrt[3]{\xi_{x0} \cdot \xi_{y0} \cdot \xi_{z0}}}{\xi_{i0}}; i = x, y, z; \quad (15)$$

$$A_1 = A_{x1}^* \cdot A_{y1}^* \cdot A_{z1}^*; \quad (16)$$

$$A_{i1}^* = A_{i1} - (A_{i1} - 1)(1 - \xi_{i0}); i = x, y, z$$

with ξ_{i0} – relational lengths of parallelepiped sides (9);

A_{i1} ; μ_{i1} ; A_0 ; μ_0 – the values of amplitudes and of eigenvalues for criterions Bi_0 and Bi_1 (Table 2);

Figure 1 shows the dependence of parameter $F_0 \cdot \vartheta_0 / P_0 \cdot 10^2$ from the volume of device's heated zone and of heat transfer coefficient K_0 , which describes the system of surface cooling for devices the effective heat transfer $\lambda_0 = 0,2$ W/m · degree [1]. Its follows from charts, that the initial parameter F_0 can be minimized by reduction of relationship P_0 / ϑ_0 , by enlargement of heated zone volume V and of surface heat exchange intensity K_0 .

Let's consider every factor by parts. The reduction of relationship P_0 / ϑ_0 sets some demands to development of device's electric scheme. F_λ is a parameter of effective heat transfer for heated zone.

$$F_\lambda = \frac{1}{1 + \frac{\lambda_M}{\lambda_0} \cdot \frac{\delta_M}{\Delta + \delta_M}} \cdot \frac{A_2}{A_1} \times \frac{(\mu_{x1} \cdot \xi_{x0})^2 + (\mu_{y1} \cdot \xi_{y0})^2 + (\mu_{z1} \cdot \xi_{z0})^2}{(\mu_{x2} \cdot \xi_{x0})^2 + (\mu_{y2} \cdot \xi_{y0})^2 + (\mu_{z2} \cdot \xi_{z0})^2}; \quad (17)$$

$$B_{i12} = B_{i0} \frac{\sqrt[3]{\xi_{x0} \cdot \xi_{y0} \cdot \xi_{z0}}}{\xi_{i0}} \cdot \frac{\lambda_0}{\lambda_{\max}}; \quad i = x, y, z; \quad (18)$$

$$\frac{\lambda_0}{\lambda_{\max}} = \frac{1}{1 + \frac{\lambda_M}{\lambda_0} \cdot \frac{\delta_M}{\Delta + \delta_M}}; \quad (19)$$

$$A_2 = A_{x2}^* \cdot A_{y2}^* \cdot A_{z2}^*; A_{i2}^* = A_{i2} - (A_{i2} - 1)(1 - \xi_{i0}); \quad i = x, y, z; \quad (20)$$

with A_{i2} , μ_{i2} – values of amplitudes and eugenvalues for Bi_{12} (Table. 2).

For the implementation of scheme solutions it is rational to select the electronic components with minimal power consumption and the materials with high thermal resistance. If it's need to use some elements with small possible overheat temperature ϑ_0 , the rational way is in selection of them in separated group to simplify the supplement of given thermal mode of general device construction. Such method is very important for selection of electronic components of electric scheme, because the given electric scheme makes designer without possibility to manipulate the factors of power dissipation and of thermal resistance of scheme's elements.

The dependence analyses (see Figure 1) shows, that for one-block cubic device constructions with size $\sqrt[3]{V} \geq 0,5$ m, the minimization of initial parameter F by heated zone enlargement (with elements allocation density) and by transition to more intensive surface cooling system $K_0 = \infty$ becomes practically impossible.

Table 2

B_i	A_i	M_i
0,00	1000	0,0000
0,01	1,1020	0,0998
0,10	1,0159	0,3111
0,50	1,0701	0,6533
0,60	1,0813	0,7051
0,70	1,0918	0,7506
0,80	1,1016	0,7310
0,90	1,1107	0,8274
1,00	1,1192	0,8603
2,00	1,1784	1,0769
3,00	1,2102	1,1925
4,00	1,2287	1,2646
5,00	1,2403	1,2138
10,00	1,2612	1,4289
20,00	1,2699	1,4961
30,00	1,2717	1,5202
40,00	1,2723	1,5325
50,00	1,2727	1,5400
100	1,2731	1,5552

On the contrary, for constructions of size $\sqrt[3]{V} \leq 0,5$ m, the volume and K_o increase lead to triple reduction of F_o at $\sqrt[3]{V} = 0,1$ m and for 50% at $\sqrt[3]{V} = 0,3$ m by changing K_o from $4 \text{ W/m}^2 \cdot \text{degree}$ to ∞ . Practically, even at $K_o \geq 100 \text{ W/m}^2 \cdot \text{degree}$ there is an ultimate case, therefore for devices with gas extent (with small thermal conductivity $\lambda_o = 0,2 \text{ W/m} \cdot \text{degree}$) it is not rational to apply the liquid and other more effective systems of surface cooling (the values of coefficients can be seen from Table 3).

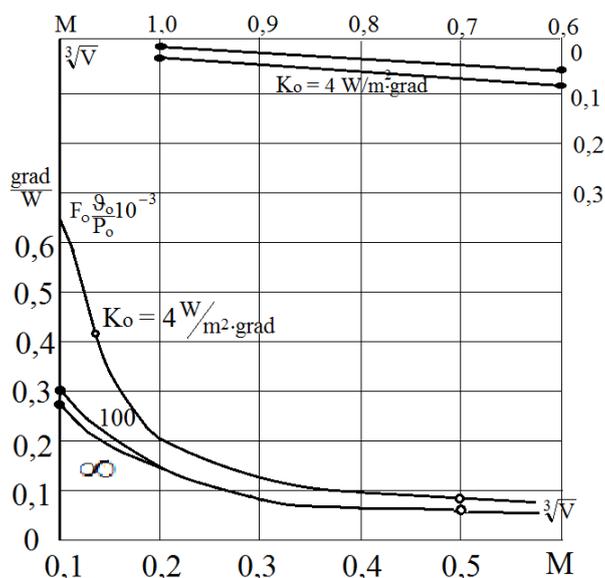


Figure 1. Dependence of initial parameter F_0 of heated zone volume ($\sqrt[3]{V}$) and of surface heat exchange intensity K_o for $\lambda = 0,2 \text{ W/m} \cdot \text{degree}$

Table 3

№	Type of cooling system	α * W/m · degree
1	Common action of natural convection and radiation with blackness level from 0 to 1 for air	5-10
2	Forced convection for air (gas) by blowing of surface with different speed	10-100
3	Natural convection by oil or liquid of similar density	200-300
4	Natural convection by water	20-600
5	Forced convection by oil	300-1000
6	Boil on cooling surface	1000-3000

The ultimate minimization of F_0 can be achieved by application of forced convective air cooling ($\alpha=10-100$ W/m * degree) [3].

Heat transfer coefficient

$$K_0 = \frac{K^1 S_k / S}{1 + K^1 S_k / \alpha S}, \quad (21)$$

with K_0 –heat exchange coefficient for gas interlayer from heated zone to cover, W/m²* degree; α – heat exchange coefficient between cover surface and surrounding zone, W/m²*degree; S_K, S , – squares of cover and heated zone surfaces, m².

The analysis of expression (4) for heat transfer coefficient K_0 and Table1 for values of thermal exchange for different types of cooling systems [3] gives possibility to set two ways to enhance K_0 for minimization of parameter F_0 and construction synthesis with given thermal mode on maximal overheat. First way is clearly constructional for small values of K_0 and is suitable for radio-electronic devices, functioning in natural air-cooling conditions.

The computations, provided for a great number of device constructions [2] show the equality of conductivities between the heated zone and cover, also surrounding space:

$$K^1 \cdot S \approx \alpha \cdot S_K \quad (22)$$

After the substitution of (5) to (4) there is $K_0 = \alpha \cdot S_K$, so the application of device cover brings down the efficiency of surface cooling nearly twicely.

Superposition of device cover with heated zone gives ($S_K = S$), $K^1 \rightarrow \infty$ and $K_0 = K$.

Therefore, in a constructive way, the superposition of device cover with heated zone gains K_0 twicely (рис. 2)

To do this, there must be supplied good thermal contact between heated zone and cover, for instance by application of high-thermal-conductive pastes in joints between boards (chassis), cover edges etc. The considered method is most effective when tightness of device (dust protection) must be kept. Also other constructive way is possible: to reduce the cover effect of thermal drains intensity by defection of tightness and by direct contact of heated zone cooling air to perforated holes (jalousies).

Therefore, the expression for K_0 in a first approach will be of next view:

$$K_0 = K^0 (1 + S_{per} / S_k), \quad (23)$$

where S_{per} – square of perforated holes, m²; K_0 is defined by expression (6) for $S_{per} = 0$. Relation S_{per} / S_K is a perforation coefficient. More exactly perforation is taken in account by [3]. Real-

ly, already for $S_{per.}/S_K = 0,5 - 0,6$, value of K_0 is close to K_0^* , so the ultimate minimization effect F_0 is achieved.

The considered constructive methods give no possibility for essential change of heat transfer coefficient K_0 .

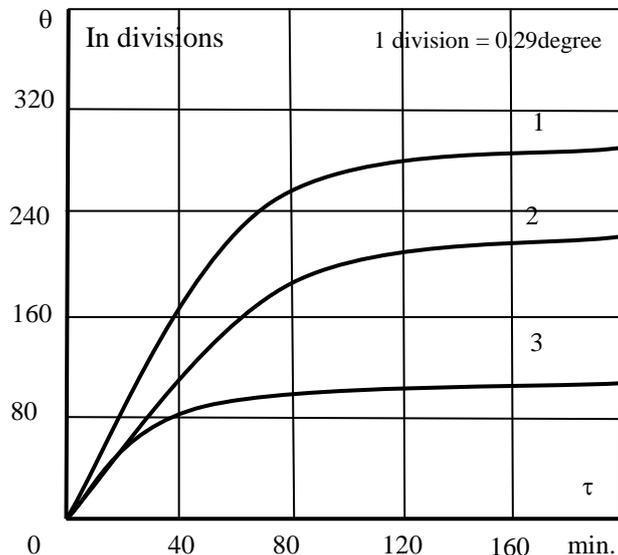


Figure 2. Temperature values for central point of heated zone:

1 – with no thermal drains; 2 – with thermal drains; 3 – with thermal drains to device cover

For the essential change of heat exchange at heated zone surface there is need the transition from natural to forced surface cooling by air blowing, so the additional changes are required. So, as to (2) there is need to enhance the heat exchange intensity between heated zone and cover (K^1), or between cover and surrounding space (α), or to superpose cover to heated zone ($K^1 \rightarrow \infty$). Otherwise, the rise of K_0 will be small, while essential rise of α . Therefore, the second way of F_0 minimization by increase of K_0 means the transition to new cooling system with superposition of cover and heated zone, especially for construction with high density assembly.

The rise of heated zone volume by reduction of element's allocation density is opposite to request of constriction size minimization and can be applied only if no hard limitation for construction sizes in project documents exists.

Practically, the 8-scale change of volume (for range $\sqrt[3]{V} < 0,5$ m) leads to triple reduction of F_0 then $K_0 = 4$ W/m · degree and to twice reduction then $K_0 = \infty$ (see picture). Such change of volume can be supplied by transition from high density assembly ($\eta_M \geq 1$) to low ($\eta_M \approx 1$).

Conclusion and perspective:

1. The effective minimization of initial parameter can be provided for device constructions with linear size less than 0,5 m, by transition to low density or surface cooling efficiency enhancing. For construction with linear size greater 0,5 m the initial parameter minimization is practically impossible.

2. It's obtained, that transition to square bar construction supplies the most effective minimization of form parameter. The level of minimization rises with efficiency of device's cooling system.

3. The level of thermal conductivity parameter minimization depends of cooling system and linear size of device. For linear size more 0,5 meter, or for intensive surface cooling there is an extreme minimization of thermal conductivity parameter. It's obtained, that the rise of effective thermal conductivity more than 2-4 W/m · degree doesn't supplies the next minimization. Correspondently, the rise of thermal conductivity of extenders (compounds) more the mentioned values isn't rational.

4. The minimization of thermal conductivity anisotropy parameter makes demands on such allocation of boards, that the minimal sizes of heated zone of device are the same as action of direction for maximal thermal conductivity. For the optimal form of square bar of flat thermal drains it defines the demand on square boards allocation perpendicular to big axis of bar, that leads to extreme minimization of thermal conductivity anisotropy parameter. The violation of such condition sharply declines the efficiency of conductive thermal drains application.

5. The concentration of heat-dissipating elements to the center of heated zone promotes the rise of power parameter and therefore has negative effect to thermal mode of elements in comparison to regular allocation of power sources.

6. The minimization of power parameter is possible by concentration (allocation) of heat-radiating elements on device's heated zone periphery. The level of minimization is determined by intensity of device's surface cooling, by value of effective thermal conductivity of heated zone and by board sizes. For the devices with linear size less then 0,5 m and small efficiency of surface cooling or with more effective thermal conductivity, the law of heat-radiating elements concentration practically has no effect to power parameter in comparison to flat distribution. There is an effect of transition of maximal temperature from central zone to periphery (Figure 2).

7. In the device with plane thermal drains for the conditions of natural convection the irregularity of power distribution really has no effect to maximal overheat.

8. The optimal form and allocation of boards with elements in heated zone volume are defined by minimization conditions for thermal conductivity anisotropy parameter and the optimal allocation of elements on boards is derived from minimization of power parameter.

9. It's shown, that if minimization of all the synthetic parameters for the given limitations doesn't supply the inequality (10), it's need to cross from surface cooling systems to more constructively complex volume cooling systems. In that case, the synthesis of device leads to optimal selection of cooling system parameters.

References: 1. *Semenets, V.V., Sinotin, A.M., Kolesnilova, T.A.* Regular thermal mode accuracy research on thermal fields calculation for heated zones of radio-electronics devices. – 2016. – 172 p. 2. *Semenets, V.V., Sinotin, A.M.* Regular thermal mode accuracy research on thermal fields calculation for heated zones of radio-electronics devices // *Sistemi obrobki informacii.* – 2016. – №3. – P. 100-102. 3. *Dulnev, G.N., Tarnovsky, N.N.* Thermal modes of Radio-Electronics Devices. – 1971. – 248 p.

*Харьковский национальный
университет радиоэлектроники*

Поступила в редколлегию 15.08.2017

РАДИОТЕХНИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ
RADIO ENGINEERING SYSTEMS

УДК 621.396

Оптимизация оценок электрофизических параметров и статистических характеристик пространственно-протяженных объектов в широкополосных системах апертурного синтеза / В.К. Волосюк, С.С. Жила, В.В. Павликов // Радиотехника : Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. – 2017. – Вып. 190. – С. 5 – 12.

С помощью критерия максимума функционала правдоподобия синтезирован оптимальный алгоритм обработки шумовых процессов радиотеплового излучения пространственно-протяженных объектов в многоканальных радиометрических системах апертурного синтеза. Особенностью решенной задачи является использование спектральных V_F -преобразований, не требующих выполнения квази-монокроматического приближения и позволяющих решить задачу синтеза алгоритма обработки широкополосных и сверхширокополосных процессов. Предложен ряд упрощений полученного алгоритма для разработки квазиоптимальных систем апертурного синтеза.

Библиогр.: 16 назв.

УДК 621.396

Оптимізація оцінок електрофізичних параметрів та статистичних характеристик просторово-протяжних об'єктів в широкосмугових системах апертурного синтезу / В.К. Волосюк, С.С. Жила, В.В. Павліков // Радіотехніка : Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. – 2017. – Вип. 190. – С. 5 – 12.

З використанням критерія максимуму функціонала правдоподібності синтезовано оптимальний алгоритм обробки шумових процесів радіотеплового випромінювання просторово-протяжних об'єктів в багатоканальних радіометричних системах апертурного синтезу. Особливістю вирішеною задачею є використання спектральних V_F -перетворень, які не потребують виконання умови квазімонокроматичного наближення і дозволяють вирішити задачу синтезу алгоритму обробки широкосмугових і надширокосмугових процесів. Запропоновано ряд спрощень отриманого алгоритму для розробки квазіоптимальних систем апертурного синтезу.

Бібліогр.: 16 назв.

UDC 621.396

Optimization of estimates of electrophysical parameters and statistical characteristics of spatially-distributed objects in the wideband aperture synthesis systems / V.K. Volosyuk, S.S. Zhyla, V.V. Pavlikov // Radiotekhnika : All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. – 2017. – №190. – P. 5 – 12.

Using the criterion of the maximum of the likelihood functional, an optimal algorithm for processing noise processes of radiothermal radiation of spatially extended objects in multichannel radiometric systems of aperture synthesis is synthesized. A special feature of the solved problem is the use of V_F spectral transformations that do not require quasimonochromatic approximation and allow solving the synthesis problem of the processing algorithm for broadband and ultra-wideband processes. A number of simplifications of the obtained algorithm for the development of quasioptimal aperture synthesis systems are proposed.

Ref.: 16 items.

УДК 621.396.96:504.064.3

Реализация системного подхода при создании радиолокационной системы метеорологического мониторинга / Б.В. Перельгин // Радиотехника : Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. – 2017. – Вып. 190. – С. 13 – 21.

Анализируются принципы построения существующих радиолокационных метеорологических сетей. Обосновывается необходимость системного подхода к построению радиолокационной системы метеорологического мониторинга. Формулируется методология применения системного подхода к построению радиолокационной системы метеорологического мониторинга. Приводятся результаты моделирования радиолокационной системы метеорологического мониторинга.

Ил. 6. Библиогр.: 11 назв.

УДК 621.396.96:504.064.3

Реалізація системного підходу при створенні радіолокаційної системи метеорологічного

моніторингу / *Б.В. Перелигін* // Радіотехніка : Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. – 2017. – Вип. 190. – С. 13 – 21.

Аналізуються принципи побудови існуючих радіолокаційних метеорологічних мереж. Обґрунтовується необхідність системного підходу до побудови радіолокаційної системи метеорологічного моніторингу. Формулюється методологія застосування системного підходу до побудови радіолокаційної системи метеорологічного моніторингу. Наводяться результати моделювання радіолокаційної системи метеорологічного моніторингу.

Лл. 6. Бібліогр.: 11 назв.

UDC 621.396.96:504.064.3

Implementation of the system approach in the development of radar meteorological monitoring system / *B.V. Perelygin* // Radiotekhnika : All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. – 2017. – №190. – P. 13 – 21.

The principles of building existing radar meteorological networks are analyzed. The necessity of a systematic approach to the construction of a radar system for meteorological monitoring is substantiated. The methodology of applying a systematic approach to the construction of a radar meteorological monitoring system is formulated. The results of the simulation of the radar system for meteorological monitoring are presented.

6 fig. Ref.: 11 items.

УДК 621.391

Анализ электромагнитной совместимости полосы частот 790-862 МГц на территории Украины для внедрения сети мобильной связи по технологии LTE / *В. А. Лебедев, С. А. Макаров, О. В. Высоцкий* // Радіотехніка : Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. – 2017. – Вип. 190. – С. 22 – 25.

Переход на новые технологии и стандарты требует исследования специфики электромагнитных взаимодействующих связей между радиоэлектронными средствами специальных та общих пользователей. Важным резервом дальнейшего освоения радиочастотного спектра для развития новых технологий есть конверсия и освобождение части спектра, отведенного для использования средствами специального и коммерческого назначения в диапазоне 790 – 862 МГц.

Лл. 1. Библиогр.: 4 назв.

УДК 621.391

Аналіз електромагнітної сумісності смуги частот 790-862 МГц на території України для впровадження мережі мобільного зв'язку за технологією LTE / *В. О. Лебедев, С. А. Макаров, О. В. Высоцкий* // Радіотехніка : Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. – 2017. – Вип. 190. – С. 22 – 25.

Перехід на новітні технології та стандарти вимагає дослідження специфіки електромагнітних взаємодіючих зв'язків між радіоелектронними засобами спеціальних та загальних користувачів. Важливим резервом подальшого освоєння радіочастотного спектра для розвитку нових технологій є конверсія і вивільнення частки спектра, відведеної для використання засобів спеціального та комерційного призначення у діапазоні 790 – 862 МГц.

Лл. 1. Бібліогр.: 4 назви.

UDC 621.391

Analysis of the electromagnetic compatibility of the frequency band 790-862 MHz in the territory of Ukraine for the introduction of a mobile communication network using LTE technology / *V. O. Lebedev, S. A. Makarov, O. V. Vysotskiy* // Radiotekhnika : All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. – 2017. – №190. – P. 22 – 25.

The transition to new technologies and standards requires a study of the specifics of the electromagnetic interacting bonds between the radioelectronic facilities of special and general users. An important further development reserve of radio spectrum for the development of new technology is the conversion and the release of the spectrum allocated for the use of special tools and commercial applications in the range 790 – 862 MHz.

1 fig. Ref.: 4 items.

УДК 621.391.2/7

Оценка эффективности применения полосовых скремблеров для защиты речевой информации в узкополосных системах связи / *В. Д. Кукуш, Д. Ю. Верчик* // Радіотехніка : Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. – 2017. – Вип. 190. – С. 26 – 35.

Рассматриваются преимущества использования скремблеров в речевых узкополосных системах

связи и приводится оценка устойчивости к взлому сигналов, защищенных от несанкционированного прослушивания с помощью данных устройств. Исследуется влияние количества и порядка перестановки полос на остаточную разборчивость скремблированного сигнала. Приводится описание разработанного алгоритма цифровой обработки сигналов, реализующего функции полосового скремблера в частотной области и не требующего синхронизации между скремблером и дескремблером.

Ил. 6. Библиогр.: 19 назв.

УДК 621.391.2/7

Оцінка ефективності застосування смугових скремблерів для захисту мовної інформації у вузькосмугових системах зв'язку / В. Д. Кукуш, Д. Ю. Верчик // Радіотехніка : Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. – 2017. – Вип. 190. – С. 26 – 35.

Розглядаються переваги використання скремблерів в мовних вузькосмугових системах зв'язку і наводиться оцінка стійкості до злому сигналів, захищених від несанкціонованого прослуховування за допомогою даних пристроїв. Досліджується вплив кількості та порядку перестановки смуг на залишкову розбірливість скрембльованого сигналу. Також наводиться опис розробленого алгоритму цифрової обробки сигналів, що реалізує функції смугового скремблера в частотній області і не потребує синхронізації між скремблером і дескремблером.

Л. 6. Бібліогр.: 19 назв.

UDC 621.391.2/7

Estimation of efficiency of band scramblers used for speech information security in narrow-band communication systems / V. Kukush, D. Verchik // Radiotekhnika : All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. – 2017. – №190. – P. 26 – 35.

The advantages of using scramblers in narrow-band voice communication systems are considered and a detailed analysis of strength to hacking of communication channels secured by frequency-domain scrambling technique is given. The effect of the number and order of permutation of the bands on the residual legibility of the scrambled signal is investigated. A description is also given of the developed algorithm for digital signal processing, which realizes the function of the band scrambler in the frequency domain and does not require synchronization between the scrambler and the descrambler.

6 fig. Ref.: 19 items.

ФИЗИКА ПРИБОРОВ PHYSICS OF DEVICES

УДК 621.385.6

Кинетика фотопроводимости c-Si с аморфными неоднородностями / О.Ю. Бабыченко, А.Г. Пащенко // Радіотехніка : Всеукр. межвід. наук.-техн. зб. – 2017. – Вип. 190. – С. 36 – 43.

Теоретически исследовано влияние на фотопроводимость кристаллического кремния аморфных вкраплений цилиндрической формы при воздействии излучения из области fotocувствительности исследуемой структуры. Проанализирована фотопроводимость структуры в зависимости от геометрических размеров вкраплений, их расположения в структуре и скоростью поверхностной рекомбинации неравновесных носителей заряда. Установлено, что при увеличении доли вкраплений в структуре процессы генерации неравновесных носителей заряда определяются, главным образом, аморфной матрицей. Выявлено возникновения при определенных условиях эффекта отрицательной фотопроводимости.

Ил. 7. Библиогр.: 18 назв.

УДК 621.385.6

Кінетика фотопровідності c-Si з аморфними неоднорідностями / О.Ю. Бабиченко, О.Г. Пащенко // Радіотехніка : Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. – 2017. – Вип. 190. – С. 36 – 43.

Теоретично досліджено вплив на фотопровідність кристалічного кремнію аморфних вкраплень циліндричної форми при дії випромінювання з області fotocутливості досліджуваної структури. Проаналізовано фотопровідність структури залежно від геометричних розмірів вкраплень, їх розташування в структурі і швидкістю поверхневої рекомбінації нерівноважних носіїв заряду. Встановлено, що при збільшенні долі вкраплень в структурі процеси генерації нерівноважних носіїв заряду визначаються, головним чином, аморфною матрицею. Виявлено виникнення за певних умов ефекту негативної фотопровідності.

Л. 7. Бібліогр.: 18 назв.

UDC 621.385.6

Kinetics of photoconductivity of c-Si with amorphous heterogeneities / O. Babychenko, A. Pashchenko // Radiotekhnika : All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. – 2017. – №190. – P. 36 – 43.

The influence of amorphous inclusions of a cylindrical shape on the photoconductivity of crystalline silicon under the action of radiation from the photosensitivity region of the structure under study was theoretically investigated. The photoconductivity of the structure is analyzed depending on the geometric dimensions of the inclusions, their location in the structure, and the rate of surface recombination of nonequilibrium charge carriers. It is established that when the fraction of inclusions in the structure increases, the processes of generation of nonequilibrium charge carriers are determined mainly by an amorphous matrix. The appearance of the effect of negative photoconductivity under certain conditions has been revealed.

3 fig. Ref.: 8 items.

УДК 621.383.46

Расчет поглотательной способности солнечного фотопреобразователя на основе $\text{CuIn}_{1-x}\text{Ga}_x\text{Se}_2$ / А.Б. Галат // Радиотехника : Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. – 2017. – Вып. 190. – С. 44 – 49.

Аналитическая модель с учетом спектрального распределения коэффициентов поглощения активных слоев используется для расчета эффективности поглощения фотопреобразователя на основе $\text{CuIn}_{1-x}\text{Ga}_x\text{Se}_2$ с использованием CdS в качестве буферного слоя. Установлены закономерности изменения поглотательной способности в широком диапазоне изменения толщины слоев для спектра 0,3 – 1,4 мкм AM 1.5. Предложено уточнение оценок эффективности поглощения для структур и аналогичных.

Ил.5. Библиогр.: 6 назв.

УДК 621.383.46

Розрахунок поглинальної спроможності сонячного фотоперетворювача на основі $\text{CuIn}_{1-x}\text{Ga}_x\text{Se}_2$ / О.Б. Галат // Радіотехніка : Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. – 2017. – Вип. 190. – С. 44 – 49.

Аналітична модель з врахуванням спектрального розподілу коефіцієнтів поглинання активних шарів використовується для розрахунку ефективності поглинання фотоперетворювача на основі $\text{CuIn}_{1-x}\text{Ga}_x\text{Se}_2$ з використанням CdS у якості буферного шару. Встановлено закономірності зміни поглинальної спроможності за широкого діапазону зміни товщини шарів у спектрі 0,3 – 1,4 мкм AM 1.5. Запропоновано уточнення оцінок ефективності поглинання для структур CdS / $\text{CuIn}_{1-x}\text{Ga}_x\text{Se}_2$ та аналогічних.

Л. 5. Бібліогр.: 6 назв.

UDC 621.383.46

Calculation of absorption ability of $\text{CuIn}_{1-x}\text{Ga}_x\text{Se}_2$ based solar cell / A.B. Galat // Radiotekhnika : All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. – 2017. – №190. – P. 44 – 49.

The analytical model, taking into account the spectral distribution of the absorption coefficients of active layers, is used to calculate the absorption efficiency of a photointerverter based on $\text{CuIn}_{1-x}\text{Ga}_x\text{Se}_2$ using CdS as a buffer layer. The regularities of the change in the absorptivity in a wide range of changes in the thickness of layers for the spectrum of 0.3 – 1.4 μm AM 1.5 are established. A refinement of the estimates of the absorption efficiency for structures and analogous ones is proposed.

5 fig. Ref.: 6 items.

УДК 681.536.53

Инфракрасный приемник на переходах электронов в автолокализованное состояние над гелиевой пленкой на структурированной подложке / В.А. Николаенко, А.Г. Пащенко, Я.Ю. Бесмольный // Радиотехника : Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. – 2017. – Вып. 190. – С. 50 – 59.

Для построения ИК приемника предложено использовать стимулированный излучением пороговый переход из состояния поверхностного электрона (ПЭ) в состояние поверхностного аниона (ПА) над гелиевой пленкой в порах структурированной подложки. Переход зависит от толщины пленки, электрического поля и плотности паровой фазы. Подвижности электронов при переходе ПЭ/ПА соответствует теоретическому рассмотрению. Электростатическая модель цилиндрической поры в продольном поле демонстрирует преимущественную локализацию электронов над пленкой внутри поры.

ИК изображение определится эквипотенциальным рельефом подложки, наведенным контрастом проводимости электронов в порах. Диапазон частот и чувствительность приемника определяются термочувствительностью к излучению стенок пор и рабочей температурой, достигая квантового предела. Конструкция и работа ИК приемника приведены.

Ил. 6. Библиогр.: 19 назв.

УДК 681.536.53

Інфрачервоний приймач на переходах електронів у автолокалізований стан над гелієвою плівкою на структурованій підкладці / В.О. Николаенко, О.Г. Пащенко, Я.Ю. Бессмольний // Радіотехніка : Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. – 2017. – Вип. 190. – С. 50 – 59.

Для побудови ІЧ приймача запропоновано використовувати стимульований випромінюванням пороговий перехід зі стану поверхневого електрону (ПЕ) у стан поверхневого аніону (ПА) над гелієвою плівкою в порах структурованої підкладки. Перехід залежить від товщини плівки, електричного поля і густини парової фази. Рухливості електронів при переході ПЕ/ПА відповідає теоретичному розгляду. Електростатична модель циліндричної пори у поздовжньому полі демонструє переважаючу локалізацію електронів над плівкою всередині пори. ІЧ зображення визначається еквипотенціальним рельєфом підкладки, наведеним контрастом провідності електронів у порах. Діапазон частот і чутливість приймача визначається термочутливістю до випромінювання стінок пор і робочою температурою, досягаючи квантової границі. Конструкція і робота ІЧ приймача наведені.

Л. 6. Бібліогр.: 19 назв.

UDC 681.536.53

Infrared receiver on transitions of electrons into an autolocalized state over a helium film on a structured substrate / V.A. Nikolaenko, A.G. Pashchenko, Ya.Yu. Bessmolny // Radiotekhnika : All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. – 2017. – №190. – P. 50 – 59.

To construct an IR receiver, it is proposed to use a radiation-stimulated threshold transition from the state of the surface electron (SE) to the state of the surface anion (SA) over the helium film in the pores of the structured substrate. The transition depends on the thickness of the film, the electric field, and the density of the vapor phase. The electron mobility in the SE / SA transition corresponds to a theoretical analysis. The electrostatic model of a cylindrical pore in a longitudinal field demonstrates the preferential localization of electrons over the film inside the pore. The IR image is determined by the equipotential relief of the substrate, induced by the contrast of the conductivity of the electrons in the pores. The frequency range and sensitivity of the receiver are determined by the thermal sensitivity to the radiation of the pore walls and the operating temperature, reaching the quantum limit. The design and operation of the IR receiver are given.

6 fig. Ref.: 19 items.

ЭЛЕКТРОДИНАМИКА, АНТЕННЫ, МИКРОВОЛНОВАЯ ТЕХНИКА ELECTRODYNAMICS, ANTENNA, MICROWAVE TECHNOLOGY

УДК 621.385.6

«Светлые» плазмоны треугольного или четырехугольного кластера нанопроводов из благородных металлов / Н.П. Стогний, Н.К. Сахненко // Радіотехніка : Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. – 2017. – Вип. 190. – С. 60 – 65.

Теоретически исследованы плазмонные резонансы «светлых» плазмонов кластеров связанных нанопроводов из благородных металлов, расположенных в вершинах правильного треугольника или квадрата. Изучено влияние пространственной конфигурации серебряных и золотых нанопроводов на чувствительность гибридных плазмонов к изменению свойств внешней среды и на возможности концентрации ближнего поля.

Ил. 6. Библиогр.: 19 назв.

УДК 621.385.6

«Яскраві» плазмони трикутного або чотирикутного кластеру нанопроводів з благородних металів / Н.П. Стогний, Н.К. Сахненко // Радіотехніка : Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. – 2017. – Вип. 190. – С. 60 – 65.

Теоретично досліджені плазмонні резонанси «яскравих» плазмонів кластерів зв'язаних нанопроводів із благородних металів, що розташовані в вершинах правильного трикутника або квадрата. Вивчено вплив просторової конфігурації срібних та золотих нанопроводів на чутливість гібридних плазмонів до зміни властивостей зовнішнього середовища та на можливості концентрації ближнього поля.

Л. 6. Бібліогр.: 19 назв.

UDC 621.385.6

"Bright" plasmons of triangle or square cluster of nanowires made of noble metals / *N.P. Stognii, N.K. Sakhnenko* // Radiotekhnika : All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. – 2017. – №190. – P. 60 – 65.

Plasmon resonances of the "bright" plasmons of triangle or square cluster of coupled nanowires made of noble metal are theoretically investigated. The effect of the spatial configuration of silver and gold nanowires on the sensitivity of hybrid plasmons to changes in the properties of the external medium and on the possibility of near-field concentration is studied.

6 fig. Ref.: 19 items.

УДК 537.86

Электромагнитная решеточная «невидимость» резонансного кубического кристалла из магнитодиэлектрических сфер / *А.И. Козарь* // Радиотехника : Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. – 2017. – Вып. 190. – С. 66 – 69.

Представлены решение и анализ задачи о явлении электромагнитной решеточной «невидимости» резонансного ограниченного кристалла из сфер с кубической кристаллической решеткой.

Ил. 2. Библиогр.: 4 назв.

УДК 537.86

Електромагнітна решіткова «невидимість» резонансного кубічного кристалла із магнітодіелектричних сфер / *А.І. Козарь* // Радіотехніка : Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. – 2017. – Вип. 190. – С. 66 – 69.

Подано рішення та аналіз задачі про явище електромагнітної решіткової «невидимості» резонансного обмеженого кристалла зі сфер з кубічною кристалічною решіткою.

Л. 2. Бібліогр.: 4 назви.

UDC 457.86

Electromagnetic lattice «invisibility» of the resonance cubic crystal made of magnetodielectric spheres / *A.I. Kozar* // Radiotekhnika : All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. – 2017. – №190. – P. 66 – 69.

Solution and analysis of a problem on electromagnetic lattice «invisibility» of the resonance cubic crystal made of magnetodielectric spheres with a cubic crystal lattice are presented.

Fig.2. Ref. 4 items.

УДК 537.862

Применение метода Шварца к расчету волноводных ФАР при наличии диэлектрических вставок и покрытия / *М. А. Гнатюк, В. М. Морозов* // Радиотехника : Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. – 2017. – Вып. 190. – С. 70 – 76.

Рассмотрено применение метода Шварца для решения задачи дифракции электромагнитной волны на линейной фазированной антенной решетке, сканирующей в H -плоскости. Дифракционная задача сведена к решению интегрального уравнения Фредгольма второго рода методом последовательных приближений. Получены выражения для коэффициента отражения падающей волны в приближении i -порядка.

Табл. 1. Ил. 2. Библиогр.: 7 назв.

УДК 537.862

Застосування методу Шварца до розрахунку хвилеводних ФАР при наявності діелектричних вставок та покриття / *М. О. Гнатюк, В. М. Морозов* // Радіотехніка : Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. – 2017. – Вип. 190. – С. 70 – 76.

Розглянуто застосування методу Шварца для вирішення задачі дифракції електромагнітної хвилі на лінійній фазованій антенній решітці, скануючої в H -площині. Дифракційна задача зведена до вирішення інтегрального рівняння Фредгольма другого роду методом послідовних наближень. Отримано вирази для коефіцієнта відбиття падаючої хвилі в наближенні i -порядку.

Табл. 1. Л. 2. Бібліогр.: 7 назв.

UDC 537.862

Application of the Schwartz method to the calculation of waveguide PAA in the presence of dielectric inserts and coatings / *M. A. Gnatyuk, V. M. Morozov* // Radiotekhnika : All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. – 2017. – №190. – P. 70 – 76.

The application of the Schwarz method for solving the problem of diffraction of an electromagnetic wave on a linear phased array antenna scanning in the H -plane is considered. The diffraction problem is re-

duced to the solution of the Fredholm integral equation of the second kind by the method of successive approximations. Expressions are obtained for the reflection coefficient of the incident wave in the i -order approximation.

1 tab. 2 fig. Ref.: 7 items.

УДК 621.136.933

Микроволновый переключатель на основе смешанного волноводно-коаксиального тройника для резонаторного формирователя импульсов / И.Н. Бондаренко, Е.А. Горбенко, В.И. Краснощок // Радиотехника : Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. – 2017. – Вып. 190. – С. 77 – 81.

Проведены оценки возможностей микроволновых тройниковых переключателей для резонаторного формирователя импульсов. Показано, что значения импульсной выходной мощности могут достигать единиц МВт при коэффициентах преобразования свыше 10^2 . Исследованы особенности использования переключателя на основе волноводно-коаксиального тройника для управления режимами накопления и излучения энергии высокочастотного резонаторного накопителя. Показана работоспособность рассмотренной структуры для получения импульсов наносекундной и субнаносекундной длительности.

Ил. 6. Библиогр.: 7 назв.

УДК 621.136.933

Мікрохвильовий перемикач на основі змішаного хвильоводно-коаксіального трійника для резонаторного формувача імпульсів / І.М. Бондаренко, Е.О. Горбенко, В.І. Краснощок // Радіотехніка : Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. – 2017. – Вип. 190. – С. 77 – 81.

Проведено оцінки можливостей мікрохвильових трійникових перемикачів для резонаторного формувача імпульсів. Показано, що значення імпульсної вихідної потужності можуть сягати одиниць МВт при коефіцієнтах перетворення понад 10^2 . Досліджено особливості використання перемикача на основі хвильоводно-коаксіального трійника для управління режимами накопичення та випромінювання енергії високодобротного резонаторного накопичувача. Показано спроможність структури, яка розглядалася, для отримання імпульсів наносекундної та субнаносекундної тривалості.

Л. 6. Бібліогр.: 7 назв.

UDC 621.136.933

Microwave switch based on mixed waveguide-coaxial tee for the cavity pulse shaper / I.N. Bondarenko, E.A. Gorbenko, V.I. Krasnoshok // Radiotekhnika : All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. – 2017. – №190. – P. 77 – 81.

The possibilities of microwave tee switches for the resonator pulse former are estimated. It is shown that the values of the pulse output power can reach units of MW with conversion factors above 10^2 . The features of using a switch based on a waveguide-coaxial tee are studied to control the modes of accumulation and emission of energy of a high-Q resonator storage. The operability of the structure considered for obtaining nanosecond and subnanosecond pulses is shown.

6 fig. Ref.: 7 items.

УДК 621.317

Расширение области применения образцового ваттметра СВЧ / Л. Г. Мартыненко, А. Л. Комарова // Радиотехника : Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. – 2017. – Вып. 190. – С. 82 – 88.

Использование ферромагнитного материала в качестве преобразователя электромагнитной энергии в механическую и применение магнитного резонанса позволило получить достаточное количество механической энергии для вращения подвесной системы пндеромоторного ваттметра, закрепленной с двух концов с помощью растяжек или кернов. При резонансе, момент силы равен $(6 \pm 0,5) \cdot 10^{-8}$ Н м, что в $6 \cdot 10^3$ раз больше по сравнению с моментом сил, достигнутым в известных работах. Разработан высокоточный ваттметр СВЧ с достаточной механической прочностью и надежностью для промышленного применения. Случайная погрешность измерения мощности равна 0,1 %.

Ил. 2. Библиогр.: 12 назв.

УДК 621.317

Розширення галузі застосування зразкового ватметра НВЧ / Л.Г. Мартиненко, Г.Л. Комарова // Радіотехніка : Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. – 2017. – Вип. 190. – С. 82 – 88.

Використання феримагнітного матеріалу у якості перетворювача електромагнітної енергії на механічну та застосування магнітного резонансу дозволило отримати достатню кількість механічної енергії для обертання підвісної системи пндеромоторного ватметра, закріпленої з двох кінців за до-

помогою розтяжок або кернів. При резонансі момент сили дорівнює $(6 \pm 0,5) \cdot 10^{-8}$ Н·м, що в $6 \cdot 10^3$ разів більше в порівнянні з моментом сил, досягнутим в відомих роботах. Розроблено високоточний ватметр СВЧ з достатньою механічною міцністю і надійністю для промислового застосування. Випадкова похибка вимірювання потужності дорівнює 0,1 %.

Л. 2. Бібліогр.: 12 назв.

UDC 621.317

Extension of the scope of exemplary microwave power meter / L.G. Martynenko, A. L. Komarova // Radiotekhnika : All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. – 2017. – №190. – P. 82 – 88.

Using ferrimagnetic material as an electromagnetic transducer in mechanical energy and magnetic resonance phenomena yielded sufficient mechanical energy to rotate the harness ponderomotive wattmeter fixed at both ends by means of extensions or cores. At resonance, the moment of force is $(6 \pm 0,5) \cdot 10^{-8}$ N m, which is $6 \cdot 10^3$ times more in comparison with the moment of forces achieved in the well-known works. High-precision microwave wattmeter with sufficient mechanical strength and reliability for industrial applications have been developed. The random error in the power measurement is 0.1%.

2 fig. Ref.: 12 items.

ТЕХНОЛОГИЯ, ОБОРУДОВАНИЕ И ПРОИЗВОДСТВО ЭЛЕКТРОННОЙ ТЕХНИКИ TECHNOLOGY, EQUIPMENT AND MANUFACTURE OF ELECTRONIC DEVICES

УДК 658.51.011.56

Алгоритм синтеза многоплатных РЭА по максимальному допустимому перегреву / А.М. Синотин, А.М. Цымбал, Т.А. Колесникова, С.В. Сотник // Радиотехника : Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. – 2017. – Вып. 190. – С. 89 – 96.

Рассматривается обеспечение нормального теплового режима будущей конструкции радиоэлектронного аппарата на стадии проектирования до его изготовления. Установлено влияние формы радиоэлектронного аппарата на его температурный режим на стадии его проектирования. Разработан алгоритм теплофизического проектирования одноблочных радиоэлектронных аппаратов. Впервые получены рекомендации по выбору оптимальной формы радиоэлектронного аппарата на стадии проектирования до его изготовления.

Табл. 3. Ил. 2. Библиогр.: 3 назв.

УДК 658.51.011.56

Алгоритм синтезу багатоплатних РЕА за максимально припустимим перегрівом / А.М. Синотин, О.М. Цимбал, Т.А. Колеснікова, С.В. Сотник // Радіотехніка : Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. – 2017. – Вип. 190. – С. 89 – 96.

Розглядається забезпечення нормального теплового режиму майбутньої конструкції радіоелектронного апарату на стадії проектування до його виготовлення. Встановлено вплив форми радіоелектронного апарату на його температурний режим на стадії його проектування. Розроблено алгоритм теплофізичного проектування одноблочних радіоелектронних апаратів. Вперше отримано рекомендації щодо вибору оптимальної форми радіоелектронного апарату на стадії проектування до його виготовлення.

Табл. 3. Л. 2. Бібліогр.: 3 назви.

UDC 658.51.011.56

Algorithm for multi-board radio-electronic devices synthesis on maximal accepted overheat / A.M. Sinotin, O.M. Tsymbal, T.F. Kolesnikova, S.V. Sotnik // Radiotekhnika : All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. – 2017. – №190. – P. 89 – 96.

The provision of a normal thermal regime for the future design of the radio-electronic device at the design stage prior to its manufacture is considered. The effect of the form of the radio electronic device on its temperature regime at the stage of its design is established. The algorithm for the thermophysical design of single-unit radioelectronic devices has been developed. For the first time recommendations were received on the choice of the optimal form of the radio electronic device at the design stage prior to its manufacture.

2 tab. 3 fig. Ref.: 3 items.

ЗБІРНИК НАУКОВИХ ПРАЦЬ
РАДІОТЕХНІКА
Випуск 190
Російською, українською та англійською мовами

СБОРНИК НАУЧНЫХ ТРУДОВ
РАДИОТЕХНИКА
Выпуск 190
На русском, украинском и английском языках

Коректор Л.І. Сащенко

Підп. до друку 17.10.2017. Формат 60x90/8. Папір офсет. Гарнітура Таймс. Друк. ризограф.
Ум. друк. арк. 11,3. Обл.-вид. арк. 10,77. Тираж 300 прим. Зам. № 221. Ціна договір.

Харківський національний університет радіоелектроніки (ХНУРЕ)
Просп. Науки, 14, Харків, 61166.

Оригінал-макет підготовлено і збірник надруковано у ПФ „Колегіум”, тел. (057) 703-53-74.
Свідоцтво про внесення суб’єкта видавничої діяльності до Державного реєстру видавців.
Сер. ДК №1722 від 23.03.2004.