

621.396(0)
P15

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ УКРАИНЫ
ХАРЬКОВСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ
УНИВЕРСИТЕТ РАДИОЭЛЕКТРОНИКИ

РАДИОТЕХНИКА

Всеукраинский межведомственный
научно-технический сборник

Основан в 1965 г.

ВЫПУСК 152



Харків
Харківський національний
університет радіоелектроніки
2008

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: главный редактор *В.М. Шокало*, д-р техн. наук, проф.; зам. главного редактора *А.И. Лучанинов*, д-р физ.-мат наук, проф.; ответственный секретарь *Ж.Ф. Пащенко*, канд. техн. наук, проф.; *В.М. Ажажа*, академик НАН Украины; *Б.М. Бизяков*, д-р физ.-мат. наук, проф.; *И.Д. Горбенко*, д-р техн. наук, проф.; *Ю.Е. Гордиенко*, д-р физ.-мат. наук, проф.; *А.И. Довбня*, д-р физ.-мат. наук, проф.; *В.В. Конин*, д-р техн. наук, проф.; *А.А. Коноваленко*, академик НАН Украины; *Н.И. Кравченко*, д-р техн. наук, проф.; *В.М. Кузмичев*, д-р физ.-мат. наук, проф.; *Л.Н. Литвиненко*, академик НАН Украины; *И.М. Неклюдов*, академик НАН Украины; *А.Г. Пащенко*, канд. физ.-мат. наук, доцент; *В.В. Поповский*, д-р техн. наук, проф.; *Э.Д. Прохоров*, д-р физ.-мат., проф.; *Е.Г. Прошкин*, д-р техн. наук, проф.; *А.И. Стрелков*, д-р техн. наук, проф.; *К.С. Сундучков*, д-р техн. наук, проф.; *Я.С. Шифрин*, д-р техн. наук, проф.; *С.Н. Шостка*, д-р техн. наук, проф.

Ответственный за выпуск канд. физ.-мат. наук, доц. *А.Г. Пащенко*

Рекомендовано Ученым советом Харьковского национального университета радиоэлектроники, протокол №41 от 28.03.2008.

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

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

и в Каталог «Газеты. Журналы» Российской Федерации, подписной индекс 98953

СОДЕРЖАНИЕ

<i>В. А. Дорошенко, Ю. Д. Шимук</i> Моделирование нестационарного рассеивания волн на конусе с продольными щелями и внутренней вставкой	5
<i>В. Р. Туз</i> Применение методов теории цепей и матричных функций к исследованию эффекта Фарадея в периодической последовательности гиротропных слоев	11
<i>Н. Н. Ружицкая, А. Г. Нерух</i> Хаотическое поведение некоторых характеристик линейного параметрического электродинамического процесса	17
<i>А. Я. Кириченко, С. П. Мартынюк, А. П. Моторненко, И. Г. Скуратовский</i> Составной дисковый диэлектрический резонатор и его особенности	23
<i>В. В. Должиков, А. В. Сербин, С. В. Помазанов</i> Продольное распределение интенсивности поля в зоне Френеля круглой апертуры со спадающим амплитудным распределением	27
<i>Т. А. Цалиев, З. М. Велиев</i> Анализ фокусирующих свойств модифицированных линз Френеля	37
<i>Н. Д. Рысаков, В. И. Василишин, А. Ф. Катасонов</i> Об условиях реализации амплитудного метода измерения угла места цели в обзорной РЛС с парциальной диаграммой направленности	44
<i>А. И. Литвин-Попович, В. Н. Олейников</i> Параметризация спектров сигналов в радиолокационных станциях вертикального зондирования атмосферы	49
<i>А. Н. Олейников, Д. М. Сосновчик, В. Д. Кукуш, Ch. Jacobi, K. Fröhlich</i> Радиометеорные исследования сезонных вариаций пространственно-временных параметров внутренних гравитационных волн над Харьковом (49°30'п, 36°51'е)	53
<i>Д. Ю. Горелов, Ю. И. Волощук</i> Новый алгоритм оценки пространственной плотности потоков метеоров в подсистеме автоматического определения радиантов и орбит метеорных тел (ПАО-РО) радиолокационного комплекса МАРС ХНУРЭ	60
<i>Ю. В. Лыков, А. Н. Олейников</i> Выбор оптимальной ориентации приемной антенны в разнесенной системе метеорной радиолокации при использовании ТВ сигналов	72
<i>Е. Ю. Бондарь, Г. В. Нестеренко</i> Сверхширокополосный сигнал и канал прямой видимости в задачах высокоточного сличения шкал времени	78
<i>Д. А. Величко</i> Применение распределения Вейбулла при оценке амплитуды суммы сигнала и шума ретрансляционного измерителя	84
<i>Г. І. Кошовий</i> Про розсіювання акустичної хвилі криволінійними кільцями. Фрактальне моделювання, розсіювання, чисельні методи	92
<i>И. А. Делов, Н. И. Слипченко, А. В. Леонидов</i> Эффект анизотропии хаотической скорости молекул, связанный с горизонтальным ветром. Результаты экспериментальной проверки гипотезы.	97
<i>Г. И. Чурюмов, Ю. Л. Старчевский, О. Г. Лебедев</i> Электронный поток, формируемый магнетронной пушкой с холодным вторично-эмиссионным катодом	104
<i>П. Г. Дальченко, М. И. Дзюбенко, А. С. Замковой, В. В. Шевченко</i> Исследование двухкаскадных перестраиваемых лазеров на красителях	112
<i>В. А. Петров, С. А. Шейко, А. Н. Клюева</i> Поляризация радиоволн при рассеянии на флуктуациях диэлектрической проницаемости воздуха	117
<i>Н. Г. Зуев, А. М. Титаренко, О. И. Подгайко</i> Линии равных амплитуд и инварианты движения нелинейных колебательных систем, работающих в первой и высших зонах параметрической неустойчивости	123
<i>А. Н. Рудякова, А. Ю. Литинский, В. В. Данилов</i> Современные фотонные цифро-аналоговые преобразователи	131
<i>М. А. Омаров, Р. И. Цехмистро</i> Дисперсионное ограничение длины линии передачи в квантовых криптографических системах связи с поляризационным кодированием	139
<i>А. А. Торба, В. А. Бобух, А. А. Торба</i> Аппаратные генераторы квазислучайных последовательностей	144
<i>С. В. Лубенец</i> Методы снижения уровня помех в RadioEthernet-сетях	150
<i>В. Г. Котух, С. М. Васильев, В. І. Рабченко, О. М. Маркович</i> Деякі аспекти в проектуванні мікроблоків для виробів телекомунікаційних систем	156
<i>О. В. Анохіна, А. І. Лалашкова</i> Конструкторсько-технологічна концепція оптимізації несучих конструкцій мікроблоків для виробів радіоелектронної апаратури	161
<i>М. А. Омаров, Р. Ю. Аллахверанов, И. С. Хатнюк</i> Технология получения зеркально-гладкого скола оптического волокна	165
<i>Д. О. Шелковенков, О. О. Желанов, О. О. Жалило</i> Результаты экспериментальных исследований точности траекторных GPS/GNSS измерений при выполнении аэрофотозйомки с использованием программных комплексов «OCTAVA» ТА «GRAFNAV/GRAFNET™»	172
<i>К. А. Лукин, А. А. Могила, Д. Ю. Сузрун</i> Моделирование импульсного шумового PCA	184
РЕФЕРАТЫ	193

CONTENTS

<i>V. A. Doroshenko, Y. D. Shimuk</i> Modeling of unsteady wave scattering on the cone with the longitudinal slots and internal insert	5
<i>V. R. Tuz</i> Circuit theory and matrix function methods application to investigation of Faraday effect in periodical sequence of gyrotropic layers	11
<i>N. N. Ruzhytska, A. G. Nerukh</i> Chaotic behaviour of some characteristics in the linear parametric electrodynamic process	17
<i>A. Ya. Kirichenko, S. P. Martynyuk, A. P. Motornenko, I. G. Skuratovskiy</i> Composite disk dielectric resonator and its peculiarities	23
<i>V. V. Dolzhikov, A. V. Serbin, S. V. Pomazanov</i> Longitudinal distribution of the field intensity in the Fresnel zone of the circular aperture with tapered amplitudes	27
<i>T. A. Tsaliev, Z. M. Veliev</i> Analysis of the modified Fresnel lenses focusing properties	37
<i>M. D. Rysakov, V. I. Vasylyshyn, O. F. Katasonov</i> On conditons of realization of the amplitude measurement method of target elevation angle in the surveillance radar with a partial directional pattern	44
<i>A. I. Litvin-Popovitch, V. N. Oleynikov</i> Spectrum parameterization of scattered signals in radar wind profiler systems.	49
<i>A. N. Oleynikov, D. M. Sosnovchik, V. D. Kukush, Ch. Jacobi, K. Fröhl ich</i> Radio meteor investigation into seasonal variation of space-time parameters of internal gravity waves over Kharkiv (49°30'n, 36°51'e)	53
<i>D. Y. Gorelov, Y. I. Voloshuk</i> New algorithm for estimation of the meteor shower spatial density in the subsystem of autodetection of radiants and orbits of meteoric bodies (SADRO) of the radar complex Mars developed in KNURE	60
<i>Y. V. Lykov, A. N. Oleynikov</i> Selection of the optimal orientation of the receiving antenna in the separated meteor radar system when using TV signals	72
<i>E. Ya. Bondur, G. V. Nesterenko</i> The ultrawideband signal and the channel of direct visibility in the problem of time scale high-accuracy comparison	78
<i>D. A. Velichko</i> Weibull distribution approach to the signal/noise statistic estimation in the retransmitting meter	84
<i>G. I. Koshovy</i> On scattering of acoustic wave by curvilinear rings	92
<i>I. A. Delov, N. I. Slipchenko, V. Leonidov</i> Molecule random velocity anisotropy effect involving horizontal wind. Results of the hypothesis experimental check.	97
<i>G. I. Churyumov, Y. L. Starchevskiy, O. G. Lebedev</i> Electron beam that magnetron gun with a cold secondary-emission cathode	104
<i>P. G. Dalchenko, M. I. Dzjubenko, A. S. Zamkovej, V. V. Shevchenko</i> Research of two-stage tunable lasers on dyes	112
<i>V. A. Petrov, S. A. Sheyko, A. N. Kljueva</i> Radio wave polarization by scattering at the dielectric permittivity fluctuations of air	117
<i>M. Zuev, O. Titarenko, O. Podgajko</i> Lines of equal amplitudes and invariants of motion of the nonlinear oscillating systems, operating in the first and higher zones of parametric instability	123
<i>A. N. Rudiakova, A. Y. Lipniskii, V. V. Danilov</i> Modern photonics digital-to-analog converters	131
<i>M. A. Omarov, R. I. Tsekhmistro</i> Dispersion length limited quantum cryptographic optical communication system with polarized coding	139
<i>A. A. Torba, V. A. Bobuh, A. A. Torba</i> Hardware generators of quasirandom sequences	144
<i>S. V. Lubenets</i> Methods of reducing the hindrance level in RadioEthernet-nets	150
<i>V. G. Kotuh, S. M. Vasiliev, V. I. Radchenko, O. M. Markovich</i> Some aspects of designing microblocks for products of the telecommunication systems	156
<i>O. V. Anokhina, A. I. Lalashkova</i> Design-technological concept of optimization of carrying design microblocks for radio electronic equipments	161
<i>M. A. Omarov, R. Y. Allakhveranov, I. S. Khatnjuk</i> Technology for the mirror-smooth crack formation in the optical fibre	165
<i>D. A. Shelkovenkov, A. A. Zhelanov, A. A. Zhalilo</i> Results of expermental researche of trajectory control accuracy using GPS/GNSS measurements during aerosurveying with «OCTAVA» and «GRAF-NAV/GRAFNET™» software	172
<i>K. A. Lukin, A. A. Mogila, D. Suprun</i> Modeling of pulse noise SAR	184
ABSTRACTS	193

МОДЕЛИРОВАНИЕ НЕСТАЦИОНАРНОГО РАССЕИВАНИЯ ПОЛЯ НА КОНУСЕ С ПРОДОЛЬНЫМИ ЩЕЛЯМИ И ВНУТРЕННЕЙ ВСТАВКОЙ

Введение

В последнее время наблюдается повышенный интерес к изучению импульсного возбуждения структур, имеющих характерные угловые размеры. Структуры с угловыми размерами обладают широкополосными и сверхширокополосными свойствами [1-3], благодаря которым они успешно применяются в современных радиотехнических системах и устройствах, используемых в космической связи, радиолокации, телекоммуникациях, радиоизмерениях, а также для диагностики и лечения раковых заболеваний [4]. Наличие неоднородностей в виде щелей, угловых точек на поверхности рассеивающих структур расширяет круг их практических приложений, но усложняет решение соответствующих модельных начально-краевых задач математической физики. Существующие численно-аналитические методы решения таких задач базируются на применении преобразований Фурье и Лапласа с последующим обращением решения в частотной области. Однако в связи с высокой сложностью процедуры обращения и существенной потерей точности при ее использовании далеко не всегда удается получить достоверное решение. Современные численные методы также малоэффективны, поскольку решение, полученное с их помощью, необходимо сравнивать с аналитическими строгими решениями в частных случаях либо с результатами эксперимента, что далеко не всегда возможно.

Цель данной работы – исследование задачи рассеяния поля нестационарного источника на полубесконечном идеально проводящем конусе с продольными щелями и внутренней вставкой с помощью строгого аналитико-численного метода, основанного на применении интегрального преобразования Мелера-Фока и методов теории функций комплексного переменного [5]. При решении нестационарных (во временной области) электродинамических задач с применением этого метода вышеуказанные недостатки отсутствуют.

Постановка задачи. Функциональные уравнения

Рассмотрим задачу возбуждения конической структуры электрическим радиальным диполем. Полубесконечная идеально проводящая бесконечно тонкая круговая коническая структура Σ состоит из двух коаксиальных конусов ($\Sigma = \Sigma_1 \cup \Sigma_2$), один из которых сплошной (Σ_1), а другой конус (Σ_2) – с периодически прорезанными вдоль образующих N щелями (рис. 1). Через $2\gamma_1$ и $2\gamma_2$ обозначены углы раскрытия конусов Σ_1 и Σ_2 соответственно; d_1 – ширина щелей конуса Σ_2 , $l = 2\pi/N$ – период конической структуры.

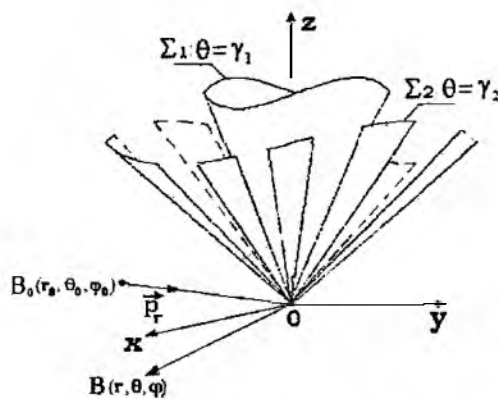


Рис. 1

Во введенной сферической системе координат $(\vec{r}, \theta, \varphi)$ конус Σ_j определяется уравнением $\theta = \gamma_j$. Коническая структура возбуждается электрическим радиальным диполем с моментом $\vec{P}_r^{(1)}(\vec{r}, t) = M_r^{(1)} \vec{e}_r \delta(\vec{r} - \vec{r}_0) f(t - t_0)$ и расположенным в точке $B_0(\vec{r}_0)$, где $\delta(\vec{r} - \vec{r}_0)$ – дельта-функция, а функция $f(t - t_0)$ определяет зависимость поля источника от времени, причем $f(t - t_0) \equiv 0$, $t < t_0$ (источник включается в момент времени $t = t_0$).

Требуется найти электромагнитное поле в присутствии конуса и источника, удовлетворяющее: уравнениям Максвелла, краевому условию на поверхности конической структуры, условию причинности, условию ограниченности энергии (наличие ребер и угловых точек на поверхности Σ).

Электродинамическая задача в такой постановке имеет единственное решение [6]. Для решения электродинамической задачи удобно использовать потенциал Дебая $v^{(1)}$, через который выражаются составляющие электромагнитного поля по формулам:

$$E_r = \left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} - \varepsilon\mu \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \cdot (rv^{(1)}), \quad H_r = 0, \quad (1)$$

$$E_\theta = \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial^2}{\partial r \partial \theta} \cdot (rv^{(1)}), \quad H_\theta = \frac{\varepsilon}{\sin \theta} \cdot \frac{\partial^2}{\partial \varphi \partial t} \cdot v^{(1)}, \quad (2)$$

$$E_\varphi = \frac{1}{r \sin \theta} \cdot \frac{\partial^2}{\partial r \partial \varphi} \cdot (rv^{(1)}), \quad H_\varphi = -\varepsilon \frac{\partial^2}{\partial \theta \partial t} \cdot v^{(1)}. \quad (3)$$

Введенный в (1)-(3) потенциал Дебая $v^{(1)}$ удовлетворяет: четырехмерному волновому уравнению, краевому условию на поверхности конической структуры, начальному условию, условию ограниченности энергии.

Искомое поле представим в виде

$$\vec{H}(\vec{r}, t) = \vec{H}_0(\vec{r}, t) + \vec{H}_1(\vec{r}, t), \quad (4)$$

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_0(\vec{r}, t) + \vec{E}_1(\vec{r}, t) \quad (5)$$

где $\vec{E}_0(\vec{r}, t), \vec{H}_0(\vec{r}, t)$ – поле источника, $\vec{E}_1(\vec{r}, t), \vec{H}_1(\vec{r}, t)$ – поле, обусловленное присутствием конической структуры (рассеянное поле). В соответствии со структурой поля (4), (5) потенциал $v^{(1)}(\vec{r}, t)$ запишем так:

$$v^{(1)}(\vec{r}, t) = v_0^{(1)}(\vec{r}, t) + v_1^{(1)}(\vec{r}, t),$$

где $v_0^{(1)}(\vec{r}, t)$ – потенциал источника, $v_1^{(1)}(\vec{r}, t)$ – соответствующий рассеянному полю искомый потенциал Дебая, который записываем в виде интеграла Мелера-Фока [7, 8]:

$$v_1^{(1)}(\vec{r}, t) = \frac{aM_r^{(1)}}{4\pi r r_0^2 \varepsilon} \eta \left(t - t_0 - \frac{r + r_0}{a} \right) \times \sum_{m=-\infty}^{\infty} (-1)^m e^{-im\varphi_0} \int_0^{\infty} t l \pi \tau \frac{\Gamma(1/2 - m + i\tau)}{\Gamma(1/2 - m + i\tau)} \hat{b}_{m,\tau}^{(1),p} \hat{U}_{m,\tau}^{(1)}(\theta, \varphi) \Phi_{i\tau}(t, r) dt.$$

$$\Phi_{i\tau}(t, r) = \int_{\frac{r-r_0}{a}}^{t-t_0} s(t-t_0-z) P_{\frac{1}{2+i\tau}}(chb(z)) dz, \quad chb(z) = \frac{a^2 z^2 - r^2 - r_0^2}{2rr_0}.$$

$$\hat{U}_{m,\tau}^{(1)} = \begin{cases} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \left[\hat{\beta}_{m,n}^{(1)} P_{-1/2+i\tau}^{m+nN}(\cos \theta) + \hat{\xi}_{m,n}^{(1)} P_{-1/2+i\tau}^{m+nN}(-\cos \theta) \right] \cdot e^{i(m-nN)\varphi}, \gamma_1 < \theta < \gamma_2, \\ \sum_{n=-\infty}^{\infty} \hat{\eta}_{m,n}^{(1)} P_{-1/2+i\tau}^{m+nN}(-\cos \theta) e^{i(m+nN)\varphi}, \gamma_2 < \theta < \pi. \end{cases}$$

где $\Gamma(y)$ – гамма-функция, $P_{-1/2+i\tau}^{m+nN}(\cos \theta)$ – функция Лежандра 1-го рода, $\hat{b}_{m,\tau}^{(1),p}$ – известные коэффициенты. Нахождение неизвестных коэффициентов, входящих в функцию $\hat{U}_{m,\tau}^{(1)}$ в силу соотношений между ними сводится к нахождению коэффициентов $\hat{\eta}_{m,n}^{(1)}$.

Функциональные уравнения для нахождения неизвестных коэффициентов $\hat{\eta}_{m,n}^{(1)}$ получены из условия непрерывности поля в щелях и краевого условия на лентах конуса, удовлетворяющие системе функциональных уравнений $\sum_{n=-\infty}^{\infty} \hat{y}_{m,n}^{(1)} e^{inN\varphi} = e^{im_0 N\varphi}$ (секторы Σ_2),

$$\sum_{m=-\infty}^{\infty} [N(n+\nu)]^{\beta(1)} \frac{|n|}{n} (1 - \hat{\varepsilon}_{m_0,2}^{(1)}) \hat{y}_{m,n}^{(1)} e^{inN\varphi} = [N(m_0 + \nu)]^{\beta(1)} \frac{|m_0|}{m_0} (1 - \hat{\varepsilon}_{m_0,2}^{(1)}) \hat{C}_{i\tau}^{(1),m}(\gamma_1, \gamma_2) e^{im_0 N\varphi} \quad (\text{щели } \Sigma_2),$$

где

$$\hat{y}_{m,n}^{(1)} = \hat{\eta}_{m,n}^{(1)} P_{-1/2+i\tau}^{(n+\nu)N}(-\cos \gamma_2).$$

Полученные функциональные уравнения на лентах конуса и на щелях можно интерпретировать как систему уравнений первого рода, которая, как правило, является неустойчивой. Существующие методы решения таких систем, в частности, основаны на привлечении аппарата сингулярных интегральных уравнений. Другой подход к решению такой системы базируется на использовании процедуры аналитической регуляризации, а также метода задачи Римана-Гильберта [9, 10], решение которой известно. Вследствие применения процедуры регуляризации получается система линейных алгебраических уравнений вида $Y = AY + B$, где A – вполне непрерывный оператор в гильбертовом пространстве ℓ_2 . Это свойство дает возможность использования метода редукции для решения системы линейных алгебраических уравнений второго рода фредгольмовского типа (СЛАУ-2) [9, 11].

Сплошной идеально проводящий конус

В этом случае потенциал Дебая, соответствующий рассеянному полю, принимает вид

$$u_1^{(1)}(\bar{r}, t) = \frac{1}{r} \sum_{m=-\infty}^{\infty} e^{im\varphi} \int_0^{\infty} \tilde{K}_{i\tau}^{(1),m} \frac{P_{\frac{1}{2}+i\tau}^m(\cos \gamma_1)}{P_{\frac{1}{2}+i\tau}^m(-\cos \gamma_1)} P_{\frac{1}{2}+i\tau}^m(-\cos \theta_0) \times P_{-\frac{1}{2}+i\tau}^m(-\cos \theta) \Phi_{i\tau}(t, r) d\tau, \gamma_1 < \theta < \pi,$$

где $\tilde{K}_{i\tau}^{(1),m} = \frac{(-1)^{m-1} a M_r^{(1)}}{4\pi r_0^2 \varepsilon \mu} e^{-im\varphi_0} i h \pi \tau \frac{\Gamma(0.5 - m + i\tau)}{\Gamma(0.5 + m + i\tau)}$.

Если источник расположен на оси конуса ($\theta_0 = \pi$), выражение для $u_1^{(1)}(\bar{r}, t)$ упрощается:

$$u_1^{(1)}(\bar{r}, t) = \int_0^{\infty} \tilde{K}_{i\tau}^{(1),0} \frac{P_{\frac{1}{2}+i\tau}(\cos \gamma_1)}{P_{\frac{1}{2}+i\tau}(-\cos \gamma_1)} P_{\frac{1}{2}+i\tau}(-\cos \theta) \Phi_{i\tau}(t, r) d\tau, \gamma_1 < \theta < \pi.$$

В предположении, что $f(t) = \delta(t)$, имеем

$$u_{1\text{снм}}^{(1)} = -\frac{a\tilde{p}_1}{4\pi r r_0^2} \int_0^{\infty} \tau i h \pi \tau \frac{P_{\frac{1}{2}+i\tau}(\cos \gamma)}{P_{\frac{1}{2}+i\tau}(-\cos \gamma)} P_{\frac{1}{2}+i\tau}(-\cos \theta) P_{-\frac{1}{2}+i\tau}(chb(t)) d\tau,$$

а одна из составляющих электрического поля записывается так:

$$E_{0,1}^{(1)} = -\frac{a\tilde{p}_1}{2\pi r r_0} \int_0^{\infty} \tau (\tau + 0.5) (\tau^2 + 0.25) i h \pi \tau \frac{P_{\frac{1}{2}+i\tau}(\cos \gamma)}{P_{\frac{1}{2}+i\tau}(-\cos \gamma)} P^{-1}(-\cos \theta) \times \times \frac{r_0^2 - a^2 t^2 - r^2}{[a^2 t^2 - (r + r_0)^2][a^2 t^2 - (r - r_0)^2]} \left\{ P_{\frac{1}{2}+i\tau}(chb(t)) - chb(t) P_{-\frac{1}{2}+i\tau}(chb(t)) \right\} d\tau. \quad (6)$$

Проведен анализ зависимостей действительной и мнимой частей одной из составляющих E_0 электрического поля от временного параметра при фиксированных расстояниях от источника до вершины конуса r_0 , расстоянии от вершины конуса до точки наблюдения r , угла полураскрыва конуса γ , угла нутации точки наблюдения θ при условии, что $\theta > 2\gamma$ и $t > \frac{r+r_0}{a}$, где a – скорость распространения сигнала в среде.

В соответствии с формулой (6) для E_0 проведен расчет вышеуказанной зависимости при условии, что $\gamma = 22.5$, $\theta = 60$, $r = 1$, $r_0 = 0.5$, $a = 1$.

На рис. 2 дана зависимость $\text{Re } E_0$ отраженного от вершины конуса импульса от параметра

$$\xi = \frac{at}{r+r_0} \quad (\xi > 1).$$

При $\xi > 1.1$ поле практически равно нулю. Это согласуется с принципом причинности и соответствует тому, что отраженный импульс полностью прошел точку наблюдения.

На рис. 3 приведена зависимость $\text{Re } E_\theta$ отраженного от вершины конуса импульса от r . Поскольку сингулярной точкой поверхности конуса является его вершина, электромагнитное поле вблизи вершины при возбуждении конуса электрическим диполем имеет особенность. Из рис. 3 видно возрастание $\text{Re } E_\theta$ при приближении к вершине, т.е. при $r \rightarrow 0$, что согласуется с поведением поля вблизи вершины.

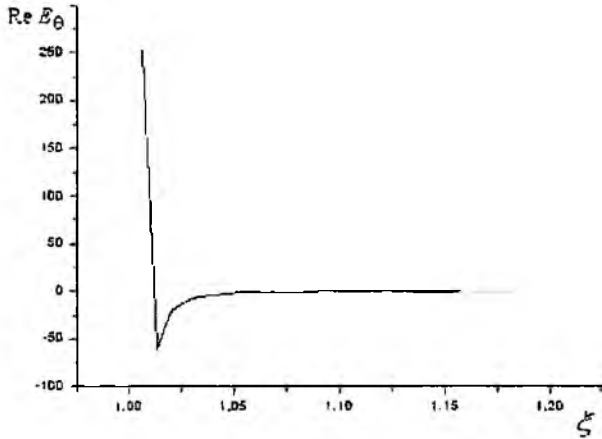


Рис. 2

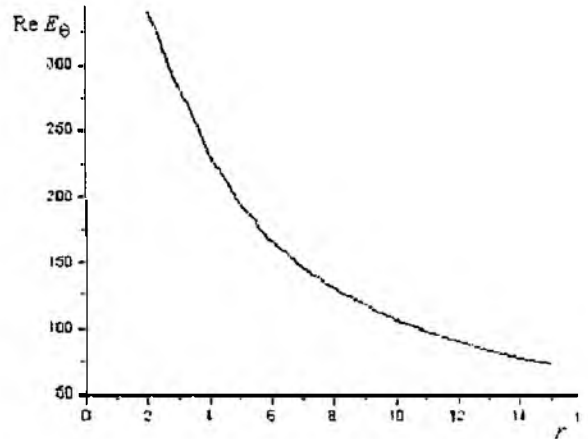


Рис. 3

Идеально проводящий конус с продольными щелями

В этом случае функция $\hat{U}_{m,\tau}^{(1)}(\theta, \varphi)$ имеет вид $\hat{U}_{m,\tau}^{(1)}(\theta, \varphi) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} x_{m,n+m_0}^{(1)} \frac{P_{-1/2+\tau}^{m+n}(\pm \cos \theta)}{P_{-1/2+\tau}^{m+n}(\pm \cos \gamma)} e^{i(m+n)\varphi}$,

где $x_{m,n+m_0}^{(1)}$ – неизвестные коэффициенты, $\frac{m}{N} = m_0 + \nu$, m_0 – ближайшее целое к $\frac{m}{N}$, $-1/2 \leq \nu \leq 1/2$. Знак «+» соответствует области $0 < \theta < \gamma$, а «-» – области $\gamma < \theta < \pi$.

При осесимметричном возбуждении ($\theta_0 = \pi$, $m = 0$) имеем

$$U_{\tau}^{(1)}(\bar{r}, t) = \frac{aM_r^{(1)}}{4\pi r r_0^2 \epsilon_0} \int_0^\infty \tau i h \pi \tau \bar{b}_{0,\tau}^{(1),p} \bar{U}_{0,\tau}^{(1)}(\theta, \varphi) \Phi_\tau(t, \bar{r}) d\tau, \quad t - t_0 > \frac{r + r_0}{a}$$

При $N = 1$ (в случае конуса с одной продольной щелью) получаем

$$U_{0,\tau}^{(1)} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} x_n^{(1)} \frac{P_{-1/2+\tau}^n(\pm \cos \theta)}{P_{-1/2+\tau}^n(\pm \cos \gamma)} e^{in\varphi},$$

$$\bar{b}_{0,\tau}^{(1),p} = \bar{U}_{0,\tau}^{(1)}(\theta, \theta_0) \Big|_{\theta_0=\pi} = P_{-1/2+\tau}(\cos \gamma), \quad \gamma < \theta_0, \quad p = 3, \quad \frac{M_r^{(1)}}{\epsilon} = \bar{p}_1.$$

Тогда

$$U_{\tau}^{(1)}(\bar{r}, t) = \frac{a\bar{p}_1}{4\pi r r_0^2} \int_0^\infty \tau i h \pi \tau P_{-1/2+\tau}(\cos \gamma) \bar{U}_{0,\tau}^{(1)}(\theta, \varphi) \Phi_\tau(t, \bar{r}) d\tau, \quad E_{\theta,1}^{(1)} = \frac{1}{r} \frac{\partial^2}{\partial r \partial \theta} (r U_{\tau}^{(1)}),$$

$$E_{\theta,1}^{(1)} = \frac{a\bar{p}_1}{4\pi r r_0^2} \int_0^\infty \tau i h \pi \tau P_{-1/2+\tau}(\cos \gamma) \frac{d}{d\theta} \bar{U}_{0,\tau}^{(1)}(\theta, \varphi) \frac{d}{dr} \Phi_\tau(t, r) d\tau.$$

При $\gamma < \theta < \pi$, $f(t) = \delta(t)$, $t_0 = 0$ получаем

$$E_{\theta,1}^{(1)} = \frac{a\bar{p}_1}{4\pi r r_0^2} \int_0^\infty \tau i h \pi \tau P_{-1/2+\tau}(\cos \gamma) \frac{d}{d\theta} \bar{U}_{0,\tau}^{(1)}(\theta, \varphi) \frac{d}{dr} P_{-1/2+\tau}(chb(t)) d\tau.$$

На основании найденного решения системы линейных алгебраических уравнений второго рода фредгольмовского типа изучено распределение составляющей электрического поля E_θ в зависимости от временного параметра и ширины щели (рис. 4-7)

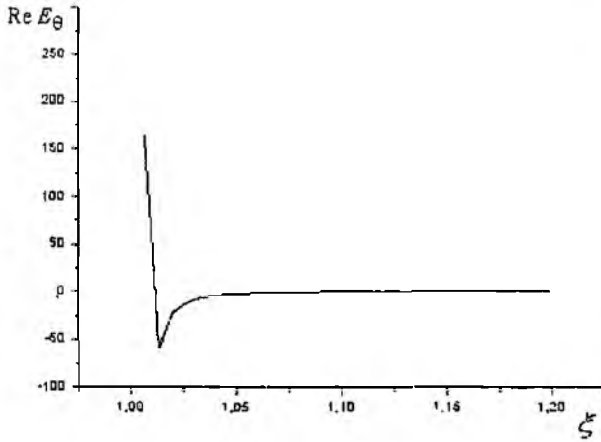


Рис. 4

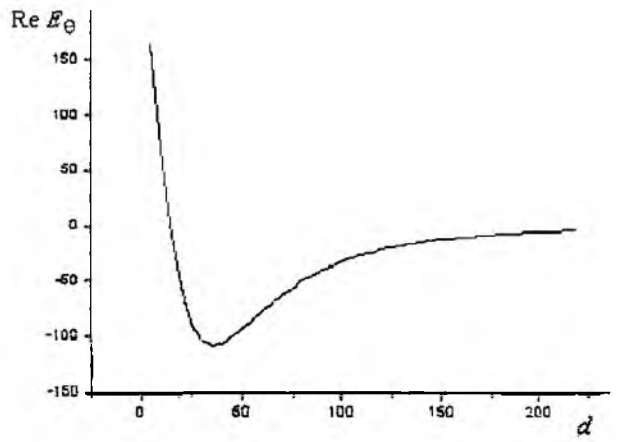


Рис. 5

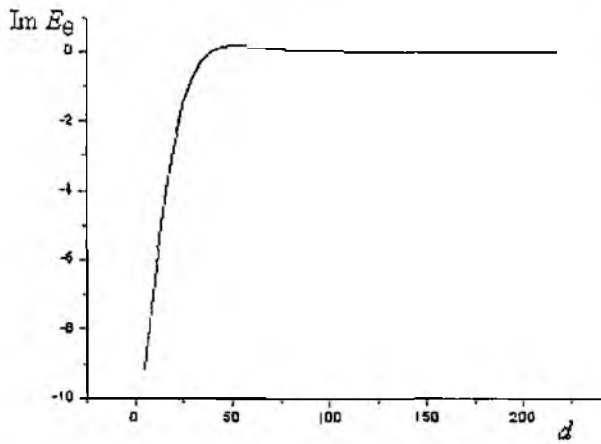


Рис. 6

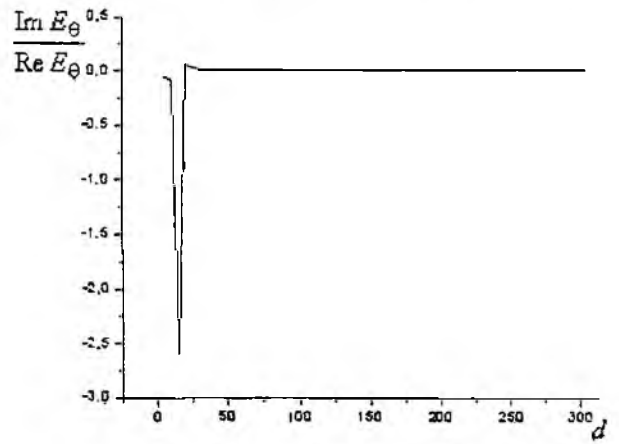


Рис. 7

На рис. 4-7 приведены зависимости при следующих значениях параметров: $t > 1.5$, $\gamma = 22.5^\circ$, $\theta = 60^\circ$, $r = 1$, $r_0 = 0.5$, $a = 1$.

На рис. 4 представлена зависимость $\text{Re } E_\theta$ отраженного от вершины конуса импульса от параметра ξ при $d = 5^\circ$ в плоскости $\varphi = 0$, которая проходит через ось конуса и середину щели. Из рис. 4 можно заключить, что наличие щели до 3° несущественно влияет на распределение по сравнению с распределением поля в случае сплошного конуса.

На рис. 5 дана зависимость $\text{Re } E_\theta$ отраженного от вершины конуса импульса от ширины щели. Видна тенденция изменения $\text{Re } E_\theta$, заключающаяся в том, что при расширении щели в пределах от 5° до 30° наблюдается выраженный минимум, после чего $\text{Re } E_\theta$, оставаясь отрицательным, возрастает, и при $d = 330^\circ$ является малым. Это объясняется тем, что с увеличением ширины щели поверхность конуса сужается, и в предельном случае, когда $d \rightarrow 360^\circ$ конус вообще исчезает, а вместе с ним исчезает и рассеянное поле.

На рис. 6 дано распределение $\text{Im } E_\theta$ отраженного от вершины конуса импульса в зависимости от ширины щели. При увеличении щели $|\text{Im } E_\theta|$ убывает, и при $d > 330^\circ$ его величина пренебрежимо мала.

На рис. 7 приведена кривая отношений $\frac{\text{Im } E_0}{\text{Re } E_0}$ в зависимости от ширины щели d_2 , которая определяет фазу составляющей E_0 электрического поля.

Заключение

Проведено исследование в строгой постановке задачи возбуждения импульсным источником сложной идеально проводящей конической поверхности с продольными периодически прорезанными вдоль образующих щелями и внутренним сплошным конусом. На основании потенциалов Дебая и интегрального преобразования Мелера–Фока показано, что электродинамическая начально-краевая задача для незамкнутого конуса эквивалентна системе линейных алгебраических уравнений второго рода фредгольмовского типа относительно коэффициентов Фурье разложения составляющих поля по азимутальной пространственной координате. Найдено аналитическое решение задачи осесимметричного возбуждения дельтаобразным импульсом одиночного сплошного конуса и изучено распределение поля в зависимости от временного параметра. Проведен численный анализ решения задачи для конуса с продольной щелью, а также распределения рассеянного поля в случае незамкнутого конуса. Полученные результаты могут быть использованы при разработке и проектировании современных радиолокационных комплексов, использующих структуры, обладающие широкополосными и сверхширокополосными свойствами. Использованный при решении электродинамической задачи строгий аналитико-численный метод может быть также применен при исследовании начально-краевых задач с клиноподобной геометрией.

Список литературы: 1. Астанин Л.Ю., Костылев А.А. Основы сверхширокополосных радиолокационных измерений. М.: Радио и связь, 1989. 191 с. 2. Айзенберг Г.З., Белоусов С.П., Журбенко Э.М. и др. Коротковолновые антенны. М.: Радио и связь. 1985. 536 с. 3. Mertel Th.W., Smith G.S. On the dispersive properties of the conical spiral antenna and its use for pulsed radiation // IEEE Trans. on Antennas and Propagation, vol. 51, №7, 2003. p. 1426-1433. 4. Подосенов С.А., Потанов А.А., Соколов А.А. Импульсная электродинамика широкополосных радиосистем и поля связанных структур. М: Радиотехника. 2003. 720 с. 5. Doroshenko V.A., Kravchenko V.F., Pustovoi V.I. Meler-Fock transformations in problems of wave diffraction on unclosed structures in the time region // Doklady Physics. 2005, No.11. P. 560-564. 6. Ильинский А.С., Кравцов В.В., Свешников А.Г. Математические модели электродинамики. М.: Высш. шк., 1991. 224 с. 7. Дорошенко В.А., Кравченко В.Ф. Рассеяние поля электрического диполя на конической структуре с продольными щелями // Радиотехника и электроника. 2000. Т.45, N7. С.792-798. 8. Диткин В.А., Прудилов А.П. Интегральные преобразования и операционное исчисление М: Наука, 1974. 543 с. 9. Шестопалов В.П. Метод задачи Римана-Гильберта в теории дифракции и распространения электромагнитных волн. Харьков: Изд-во Харьк. ун-та, 1971. 400 с. 10. Лаурентьев М.А., Шабат Б.В. Методы теории функций комплексного переменного. М.: Наука, 1973. 736 с. 11. Канторович Л.В., Акилов Г.П. Функциональный анализ. М.: Наука, 1977. 742 с.

Харьковский национальный
университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 10.01.2008

ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДОВ ТЕОРИИ ЦЕПЕЙ И МАТРИЧНЫХ ФУНКЦИЙ К ИССЛЕДОВАНИЮ ЭФФЕКТА ФАРАДЕЯ В ПЕРИОДИЧЕСКОЙ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТИ ГИРОТРОПНЫХ СЛОЕВ

Введение

Изучению гиротропных (в частности, ферритовых, плазмopodobных) сред уделяется большое внимание в электродинамике и технике СВЧ [1–5]. Их отличительной особенностью по сравнению с изотропными средами является то, что даже в однородной гиротропной среде распространяются две волны – правой и левой круговой поляризации (эффект Фарадея) [6]. Этот эффект используется при разработке элементов СВЧ трактов, антенных систем, устройств оптоэлектроники, поглощающих и отражающих покрытий и т.п. [1–10].

В настоящей работе исследуются электродинамические свойства ограниченной периодической последовательности (ОПП) попарно чередующихся изотропных магнитодиэлектрических и гиротропных слоев. Поля рассеяния ОПП определялись методами теории цепей и матричных функций [11–14]. Разработанный подход позволяет значительно сократить численные расчеты, а в ряде случаев, например в задаче распространения поперечной волны в периодической слоистой продольно намагниченной гиротропной среде, получить решение в аналитическом виде.

Постановка задачи. Поля

Исследуется периодическая в направлении оси OZ структура из N одинаковых элементов (периодов) (рис. 1). Каждый из них включает два слоя толщиной d_1 и d_2 ($d_1 + d_2 = L$). Первый слой – однородный изотропный магнитодиэлектрик с параметрами ϵ_1 и μ_1 , второй – продольно намагниченный гиротропный слой, материальные параметры которого определяются тензорными величинами

$$\hat{\epsilon}_2 = \begin{pmatrix} \epsilon_T & i\beta & 0 \\ -i\beta & \epsilon_T & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_L \end{pmatrix}, \quad \hat{\mu}_2 = \begin{pmatrix} \mu_T & i\alpha & 0 \\ -i\alpha & \mu_T & 0 \\ 0 & 0 & \mu_L \end{pmatrix}. \quad (1)$$

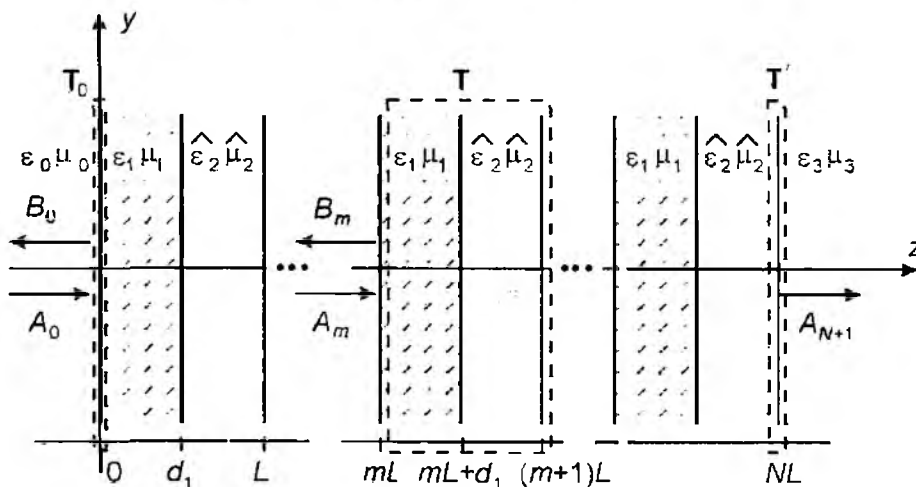


Рис. 1

Материальные параметры ϵ_1 , μ_1 , ϵ_2 , μ_2 в общем случае могут зависеть от частоты и для среды с потерями быть комплексными. Окружающие полупространства $z \leq 0$ и $z \geq N$ характеризуются проницаемостями ϵ_0 , μ_0 и ϵ_3 , μ_3 соответственно.

Из области $z \leq 0$ на структуру строго падает плоская монохроматическая волна либо перпендикулярной ($\mathbf{E}_e \parallel \mathbf{x}_0$), либо параллельной ($\mathbf{H}_h \parallel \mathbf{x}_0$) поляризации:

$$\begin{Bmatrix} \mathbf{E}_0 \\ \mathbf{H}_0 \end{Bmatrix} = \mathbf{x}_0 \begin{Bmatrix} 1/\sqrt{Y_0^e} \\ \sqrt{Y_0^h} \end{Bmatrix} A_0 \exp\{-i(\omega t - k_0 z)\}, k_0 = k\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}. \quad (2)$$

Представим линейно поляризованную волну (2) суперпозицией волн с правой "+" и левой "-" круговой поляризациями (ПКП и ЛКП) [6]:

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}^+ + \mathbf{E}^-, \quad \mathbf{H} = \mathbf{H}^+ + \mathbf{H}^-.$$

Компоненты поля в области $z \leq 0$ тогда принимают вид (здесь и далее рассматриваем случай перпендикулярной поляризации, для параллельной поляризации решение ищется аналогично):

$$\begin{aligned} E_{x0}^{\pm} &= \sqrt{\frac{1}{Y_0^e}} (A_0^{\pm} e^{ik_0 z} + B_0^{\pm} e^{-ik_0 z}), & H_{z0}^{\pm} &= \pm i \sqrt{Y_0^e} (A_0^{\pm} e^{ik_0 z} - B_0^{\pm} e^{-ik_0 z}), \\ E_{y0}^{\pm} &= \mp i \sqrt{\frac{1}{Y_0^e}} (A_0^{\pm} e^{ik_0 z} + B_0^{\pm} e^{-ik_0 z}), & H_{y0}^{\pm} &= \sqrt{Y_0^e} (A_0^{\pm} e^{ik_0 z} - B_0^{\pm} e^{-ik_0 z}). \end{aligned}$$

Компоненты поля на выходе из структуры ($z \geq NL$)

$$\begin{aligned} E_{x3}^{\pm} &= \sqrt{\frac{1}{Y_3^e}} A_{N+1}^{\pm} e^{ik_3(z-NL)}, & H_{z3}^{\pm} &= \pm i \sqrt{Y_3^e} A_{N+1}^{\pm} e^{ik_3(z-NL)}, \\ E_{y3}^{\pm} &= \mp i \sqrt{\frac{1}{Y_3^e}} A_{N+1}^{\pm} e^{ik_3(z-NL)}, & H_{y3}^{\pm} &= \sqrt{Y_3^e} A_{N+1}^{\pm} e^{ik_3(z-NL)}. \end{aligned}$$

Компоненты полей в слоях m -го периода $mL \leq z \leq mL + d_1$ и $mL + d_1 \leq z \leq (m+1)L$, соответственно запишутся следующим образом:

$$E_{x1}^{\pm} = \sqrt{\frac{1}{Y_1^e}} (A_m^{\pm} e^{ik_1(z-mL)} + B_m^{\pm} e^{-ik_1(z-mL)}), \quad H_{z1}^{\pm} = \pm i \sqrt{Y_1^e} (A_m^{\pm} e^{ik_1(z-mL)} - B_m^{\pm} e^{-ik_1(z-mL)}), \quad (3)$$

$$E_{y1}^{\pm} = \mp i \sqrt{\frac{1}{Y_1^e}} (A_m^{\pm} e^{ik_1(z-mL)} + B_m^{\pm} e^{-ik_1(z-mL)}), \quad H_{y1}^{\pm} = \sqrt{Y_1^e} (A_m^{\pm} e^{ik_1(z-mL)} - B_m^{\pm} e^{-ik_1(z-mL)}).$$

$$E_{x2}^{\pm} = \sqrt{\frac{1}{Y_2^{\varepsilon\pm}}} (C_m^{\pm} e^{i\gamma^{\pm}(z-mL-d_1)} + D_m^{\pm} e^{-i\gamma^{\pm}(z-mL-d_1)}), \quad H_{z2}^{\pm} = \pm i \sqrt{Y_2^{\varepsilon\pm}} (C_m^{\pm} e^{i\gamma^{\pm}(z-mL-d_1)} - D_m^{\pm} e^{-i\gamma^{\pm}(z-mL-d_1)}), \quad (4)$$

$$E_{y2}^{\pm} = \mp i \sqrt{\frac{1}{Y_2^{\varepsilon\pm}}} (C_m^{\pm} e^{i\gamma^{\pm}(z-mL-d_1)} + D_m^{\pm} e^{-i\gamma^{\pm}(z-mL-d_1)}), \quad H_{y2}^{\pm} = \sqrt{Y_2^{\varepsilon\pm}} (C_m^{\pm} e^{i\gamma^{\pm}(z-mL-d_1)} - D_m^{\pm} e^{-i\gamma^{\pm}(z-mL-d_1)}).$$

Здесь $k_j = k_0 n_j$, $n_j = \sqrt{\varepsilon_j \mu_j}$, $Y_j^e = Y_j^h = \eta_j^{-1}$, $\eta_j = \sqrt{\mu_j / \varepsilon_j}$, при $j = 0, 1, 3$; $Y_2^{\varepsilon\pm} = k(\varepsilon_T \pm \beta) / \gamma^{\pm}$, $Y_2^{h\pm} = \gamma^{\pm} / k(\mu_T \pm \alpha)$ волновые проводимости и $\gamma^{\pm} = k\sqrt{(\varepsilon_T \pm \beta)(\mu_T \pm \alpha)}$ – постоянная распространения в гиротропной среде.

Метод решения. Матрица передачи периода и ОПП

Эквивалентная схема указанной структуры представляет собой каскадное соединение четырехполосников, которые определяются своими матрицами передачи, а поля в окружающей структуру полупространства связаны уравнением

$$\begin{pmatrix} A_0^{\pm} \\ B_0^{\pm} \end{pmatrix} = \mathbf{T}_0 \mathbf{T}^N \mathbf{T}' \begin{pmatrix} A_{N+1}^{\pm} \\ 0 \end{pmatrix} \quad (5)$$

Для получения аналитического решения, исключая числовое возведение матрицы передачи базового элемента в N -ю степень, используем теорию матричных многочленов.

Согласно интерполяционной формуле Лагранжа и теореме Келли-Гамильтона [11–14]

$$\mathbf{T}^N = \begin{pmatrix} t_{11}P_N(X) - P_{N-1}(X) & t_{12}P_N(X) \\ t_{21}P_N(X) & t_{22}P_N(X) - P_{N-1}(X) \end{pmatrix}. \quad (6)$$

Здесь $P_N(X) = (\xi^N - \xi^{-N}) / (\xi - \xi^{-1})$ – полиномы Могина [14], $\xi^{\pm 1} = X \pm \sqrt{X^2 - 1}$ – корни характеристического уравнения матрицы передачи, $X = (t_{11} + t_{22})/2$. Формулы (5) и (6),(9) определяют коэффициенты отражения (КО) $R = B_0/A_0$ и прохождения (КП) $\tau = A_{N+1}/A_0$ периодической последовательности. В частности, если совпадают волновые характеристики первого регулярного участка базового элемента и подводящих каналов ($Y_0 = Y_1 = Y_3$), то

$$R = \frac{t_{-1}P_N(X)}{t_{11}P_N(X) - P_{N-1}(X)}, \quad \tau = \frac{1}{t_{11}P_N(X) - P_{N-1}(X)}. \quad (7)$$

Подстановка (6), (7) в граничные условия определяет матрицу передачи периода

$$\begin{pmatrix} A_m \\ B_m \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} t_{11} & t_{12} \\ t_{21} & t_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_{m+1} \\ B_{m+1} \end{pmatrix}, \quad (8)$$

где

$$t_{11} = \frac{1}{4Y_1^e Y_2^{e\pm}} \left\{ (Y_1^e + Y_2^{e\pm})(Y_1^e + Y_2^{e\pm}) e^{-ik_1 d_1} e^{-i\gamma^{\pm} d_2} - (Y_1^e - Y_2^{e\pm})(Y_1^e - Y_2^{e\pm}) e^{-ik_1 d_1} e^{i\gamma^{\pm} d_2} \right\},$$

$$t_{12} = -\frac{1}{4Y_1^e Y_2^{e\pm}} \left\{ (Y_1^e - Y_2^{e\pm})(Y_1^e + Y_2^{e\pm}) e^{-ik_1 d_1} e^{-i\gamma^{\pm} d_2} - (Y_1^e + Y_2^{e\pm})(Y_1^e - Y_2^{e\pm}) e^{-ik_1 d_1} e^{i\gamma^{\pm} d_2} \right\},$$

$$t_{21} = -\frac{1}{4Y_1^e Y_2^{e\pm}} \left\{ (Y_1^e - Y_2^{e\pm})(Y_1^e + Y_2^{e\pm}) e^{ik_1 d_1} e^{i\gamma^{\pm} d_2} - (Y_1^e + Y_2^{e\pm})(Y_1^e - Y_2^{e\pm}) e^{ik_1 d_1} e^{-i\gamma^{\pm} d_2} \right\},$$

$$t_{22} = \frac{1}{4Y_1^e Y_2^{e\pm}} \left\{ (Y_1^e + Y_2^{e\pm})(Y_1^e + Y_2^{e\pm}) e^{ik_1 d_1} e^{i\gamma^{\pm} d_2} - (Y_1^e - Y_2^{e\pm})(Y_1^e - Y_2^{e\pm}) e^{ik_1 d_1} e^{-i\gamma^{\pm} d_2} \right\}.$$

Собственные волны. Коэффициент эллиптичности

Свойства ограниченной периодической последовательности при большом числе периодов $N \gg 1$ в первую очередь определяются условиями и характером распространения собственных волн ее бесконечного аналога ($N = \infty$). Согласно теореме Флоке, волновые функции (поля $f(z)$) в соседних областях бесконечной периодической системы отличаются комплексным множителем $f(z + L) = f(z) \exp(i\Gamma L)$, где L – длина периода, Γ – имеет смысл усредненной постоянной распространения. Отсюда с учетом (8) получаем операторное соотношение

$$\begin{pmatrix} A_m \\ B_m \end{pmatrix} = \exp(-i\Gamma L) \begin{pmatrix} A_{m+1} \\ B_{m+1} \end{pmatrix} = \mathbf{T} \begin{pmatrix} A_{m+1} \\ B_{m+1} \end{pmatrix}, \quad (9)$$

которое определяет множитель Флоке как собственное значение матрицы передачи базового элемента (корень ее характеристического уравнения, $\exp(\pm i\Gamma L) \equiv \xi^{\pm 1}$).

Из равенства нулю определителя однородной системы (9) следует дисперсионное уравнение для постоянной распространения собственных волн:

$$\cos(\Gamma L) = X = (t_{11} + t_{22})/2. \quad (10)$$

В отсутствие потерь можно определить условия распространения $|t_{11} + t_{22}| \leq 2$ (зоны прозрачности) и затухания $|t_{11} + t_{22}| > 2$ (зоны запыриания) собственных волн бесконечного прототипного построения.

Из (10) получаем выражение относительно усредненной постоянной распространения Γ^{\pm} для ПКП и ЛКП волн $X = \cos(\Gamma^{\pm} L) = \cos(k_1 d_1) \cos(\gamma^{\pm} d_2) - \frac{(Y_1^e)^2 + (Y_2^{\pm})^2}{2Y_1^e Y_2^{\pm}} \sin(k_1 d_1) \sin(\gamma^{\pm} d_2)$.

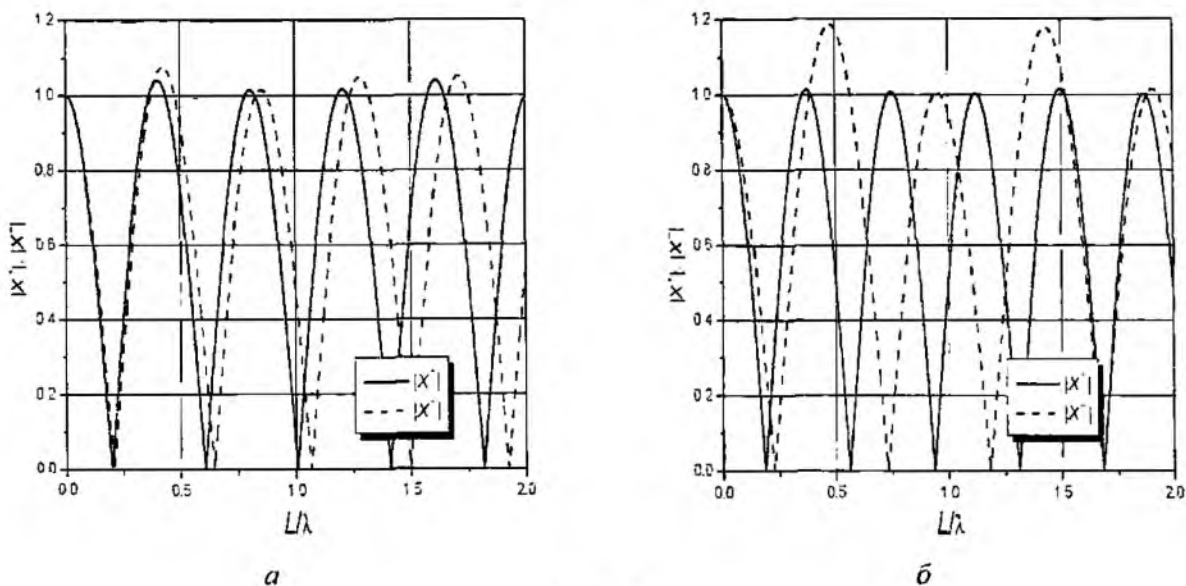


Рис. 2

На рис. 2 (частотная зависимость модуля косинуса усредненной постоянной распространения собственных волн периодической последовательности гиротропных слоев: $\epsilon_1 = \mu_j = 1$, $\epsilon_L = \epsilon_T = 2$, $\beta = 0$, $d_1/L = 0.5$; а – $\alpha = 0.1$; б – $\alpha = 0.4$) видно отличие в постоянных распространения собственных волн ОПП для ПКП и ЛКП волн. Границы зон запираения (прозрачности) для ЛКП волн смещаются в область более высоких частот, а также для этой волны с ростом параметра α (β) наблюдается увеличение ширины зон запираения при определенной толщине гиротропного слоя.

Отмеченная особенность проявляется на частотных ($\sim L/\lambda$, $d_1/L = \text{const}$) зависимостях модуля КО (КП). Они имеют вид чередующихся областей с относительно высоким (зоны квазизапираения) и малым (зоны квазипрозрачности) уровнем отражения (рис. 2, 3, а); (рис. 3: частотная зависимость модуля коэффициента отражения ограниченной периодической последовательности $N = 5$ гиротропных слоев: $\epsilon_1 = \mu_j = 1$, $\epsilon_L = \epsilon_T = 2$, $\beta = 0$, $d_1/L = 0.5$; а – $\alpha = 0.1$; б – $\alpha = 0.4$). В последних существует $N - 1$ мелкомасштабных осцилляций модуля КО (КП), минимальное значение которого равно нулю. Их положение легко определяется из (7) по условию полного прохождения поля ($R = 0$):

$$t_{21} = 0, \quad P_N(X) = 0.$$

Эти два условия взаимно независимы. Первое из них зависит только от параметров изолированного базового элемента. Второе определяет резонансное прохождение волны с учетом числа элементов и характера их связи. Поскольку решение его – корни полиномов Могина, то существует $N - 1$ дискретный набор параметров структуры $(s_\nu = \{\lambda_\nu, L_\nu, \dots\}_{\nu=1}^{N-1})$, обеспечивающих полное прохождение поля для недиссипативных систем. Он удовлетворяет трансцендентным уравнениям (10), каждое из которых относится к соответствующему значению корня X_ν [11, 12]: $X_\nu = \cos(\nu\pi/N) = [t_{11}(s_\nu) + t_{22}(s_\nu)]/2$, $\nu = 1, 2, 3, \dots, N - 1$.

Эллиптичность электрического поля на входе и выходе структуры выражается форму-

$$\text{лампы [2]} \quad \Theta_E^{\text{eff}} = 20 \lg \frac{|E_{\max}|}{|E_{\min}|} = 20 \lg \left| \frac{R^+ + R^-}{R^+ - R^-} \right|, \quad \Theta_E^{\text{trans}} = 20 \lg \frac{|E_{\max}|}{|E_{\min}|} = 20 \lg \left| \frac{\sqrt{Y_2^{e-}} |\tau^+| + \sqrt{Y_2^{e+}} |\tau^-|}{\sqrt{Y_2^{e-}} |\tau^+| - \sqrt{Y_2^{e+}} |\tau^-|} \right|,$$

где τ^\pm , R^\pm определяются выражениями (7).

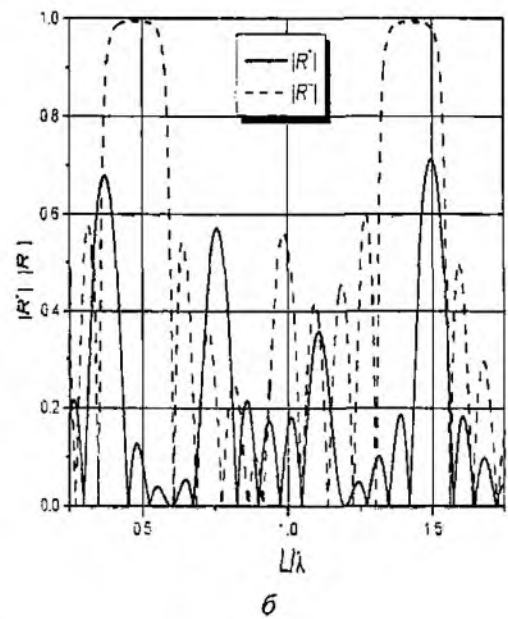
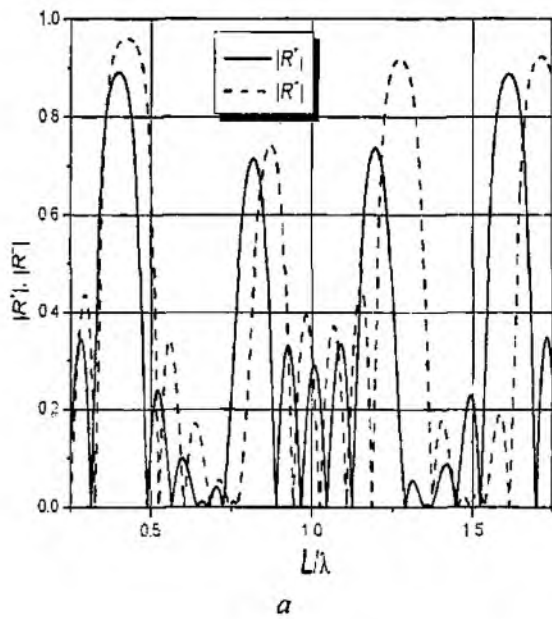


Рис. 3

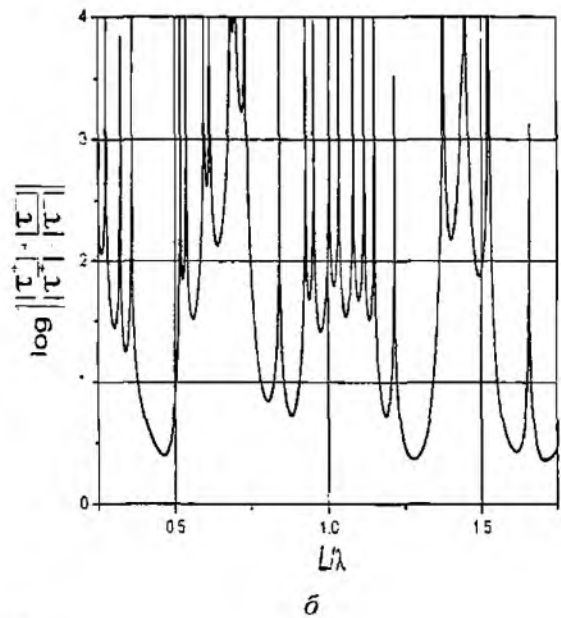
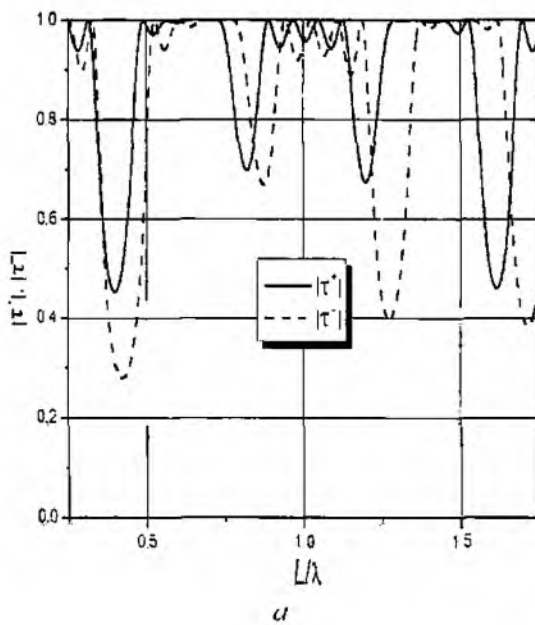


Рис. 4

Определим угол поворота плоскости поляризации. Электрический вектор падающей волны совпадает с осью x . Таким образом, угол поворота плоскости поляризации будет определять наклон большой оси эллипса к оси x . На входе и выходе структуры $\psi^{refl} = \frac{1}{2} [\arg(R^+) - \arg(R^-)]$, $\psi^{trans} = \frac{1}{2} [\arg(\tau^+) - \arg(\tau^-)]$.

На рис. 4. б (частотная зависимость модуля коэффициентов прохождения ПКП и ЛКП волн – а и эллиптичности прошедшей волны – б ограниченной периодической последовательности $N = 5$ гиротропных слоев: $\epsilon_1 = \mu_1 = 1$, $\epsilon_L = \epsilon_T = 2$, $\alpha = 0.1$, $\beta = 0$, $d_1/L = 0.5$.) показана зависимость эллиптичности прошедшей волны от длины слоя. Как видно из рисунка, при определенных длинах гиротропного слоя прошедшая структуру волну имеет чистую линейную поляризацию.

Выводы

Представленные результаты позволяют углубить понимание физических явлений при распространении электромагнитных волн в слоистых гиротропных структурах, детально проводить их аналитическое исследование и являются основой для разработки прикладных методов проектирования линзовых антенн, поглощающих и отражающих покрытий, микрополосковых, щелевых линий, устройств оптоэлектроники и т.п.

Список литературы: 1. Федоров Ф.И. Теория гиротропии. Минск: Наука и техника, 1975. 370 с. 2. Гуревич А.Г. Ферриты на сверхвысоких частотах. М.: Физ.-мат. лит, 1960. 407 с. 3. Микаэлян А.А. Теория и применение ферритов на сверхвысоких частотах. М.: Физматгиз, 1960. 407 с. 4. Силин В.П., Рухадзе А.А. Электромагнитные свойства плазмы и плазмopodobных сред. М.: Госатомиздат, 1961. 267 с. 5. Басс Ф.Г., Булгаков А.А., Тетервов А.П. Высокочастотные свойства полупроводников с сверхрешетками. М.: Наука, 1989. 288 с. 6. Никольский В.В., Никольская Т.И. Электродинамика распространения радиоволн. М.: Наука, 1989. 543 с. 7. Терентьев Ю.М., Вытовтов К.А. Матрица преобразования N -слойной периодической среды с анизотропными слоями // Радиотехника и электроника. 2000. Т. 40, Вып. 3. С. 279-281. 8. Бооров В.В., Сурков В.И. Матрица передачи анизотропного слоя // Радиотехника и электроника. 1995. Т. 45, Вып. 6. С. 864-869. 9. Кизель В.А., Бурков В.И. Гиротропия кристаллов. М.: Наука, 1980. 304 с. 10. Багацкая О.В., Малюскин А.В., Шульга С.Н. Расчет коэффициентов отражения и прохождения плоской электромагнитной волны для неоднородного гиротропного слоя методом конечных разностей // Радиотехника и электроника. 2000. Т. 45, Вып. 6. С. 662-669. 11. Казанский В.Б., Подлозный В.В. Исследование периодических ограниченных структур с использованием полиномов Могины // Доповіді НАН України. 1998, № 3. С. 86-91. 12. Казанский В.Б., Подлозный В.В., Хардинов В.В. Исследование характеристик рассеяния последовательности одноотнотных элементов с использованием теоремы Кели-Гамильтона // Электромагнитные волны и электронные системы. 1999. Т. 4, № 3. С. 19-27. 13. Гантмахер Ф.Р. Теория матриц. М.: Наука, 1967. 576 с. 14. Levi H. Unidirectional Wave Motion // North-Holland Series in Appl. Mathem. and Mech. North-Holland publishing Company. Amsterdam, N.-Y, Oxford. 1978. V. 23. 499 p.

*Харьковский национальный
университет радиоэлектроники*

Поступила в редколлегию 11.09.2006

ХАОТИЧЕСКОЕ ПОВЕДЕНИЕ НЕКОТОРЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ЛИНЕЙНОГО ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКОГО ПРОЦЕССА

Введение

Параметрические явления в активной среде привлекают внимание в течение длительного времени в связи с преобразованием электромагнитных волн при изменении во времени параметров среды. Особый интерес вызывают преобразования в случае, когда их основные свойства могут быть выявлены точно, например в случае закона изменения параметров, допускающего точное построение решения соответствующей электродинамической задачи. В данной статье рассмотрено преобразование электромагнитной волны в среде, параметры которой подвергаются изменению в виде конечного пакета прямоугольных импульсов.

Такая модельная система позволяет провести точное исследование процесса. Если начальное поле есть плоская монохроматическая волна и модуляция производится в форме прямоугольных импульсов, то задача имеет точное аналитическое решение, которое описывает временной процесс преобразования волны в течение конечного пакета импульсов модуляции. Так как при модуляции диэлектрическая проницаемость изменяется скачком от первичного значения до нового и обратно, то процесс преобразования состоит из последовательного повторения известного эффекта [1] расщепления каждой волны на пару волн на каждом скачке диэлектрической проницаемости. Эти волны распространяются в противоположных направлениях, их частоты изменяются скачками периодически от первичного значения до нового и обратно, а амплитуды подвергаются сложному преобразованию при увеличении числа скачков диэлектрической проницаемости [2]. В данной работе показано, что хотя эти волны и являются решениями линейных электродинамических (волновых) уравнений, правда, с переменными коэффициентами, регулярность преобразования некоторых их характеристик, оцениваемая как индексом Херста [3], так и показателем Ляпунова [4], может нарушаться и даже приобретать черты динамического хаоса [5]. Общепринятым же считается, что хаотическая динамика и хаотические характеристики присущи только нелинейным системам. Очевидно, рассматриваемая в данной работе линейная задача имеет хаотические решения для некоторых характеристик потому, что сами эти характеристики являются нелинейными.

Точное решение задачи о преобразовании волны при модуляции среды

Рассмотрим неограниченную диэлектрическую среду, диэлектрическая проницаемость и проводимость которой модулируются, начиная с нулевого момента времени, согласно закону конечного пакета N прямоугольных периодических импульсов:

$$\begin{aligned} \varepsilon(t) &= \varepsilon + (\varepsilon_1 - \varepsilon) \sum_{k=1}^N \{ \theta(t - (k-1)T) - \theta(t - T_1 - (k-1)T) \}, \\ \sigma(t) &= \sigma_1 \sum_{k=1}^N \{ \theta(t - (k-1)T) - \theta(t - T_1 - (k-1)T) \}. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь, $\theta(t)$ – единичная функция Хевисайда, T – длительность интервала изменения параметров, T_1 – длительность интервала возмущения, на котором диэлектрическая проницаемость и проводимость принимают новые значения ε_1 и σ_1 . В дальнейшем мы нормируем все временные переменные на частоту ω первичной волны, $t \rightarrow \omega t$. Эта волна существует до нулевого момента времени, момента начала модуляции, и задается функцией $E_0(t, x) = \exp[i(t - kv)]$. Каждый скачок свойств среды изменяет электромагнитное поле, которое мы будем описывать функциями E_n на интервале возмущения и F_n на интервале покоя.

После начала модуляции интервалом возмущения первичная волна, в соответствии с известным эффектом [1], расщепляется на две волны, прямую и обратную,

$E_1 = \exp(-st - ikx)[C_1 \exp(iq t) + D_1 \exp(-iq t)]$ с новыми амплитудами и новой частотой $\omega_1 = (\epsilon\omega^2/\epsilon_1 - (\sigma_1/\epsilon_0\epsilon)^2)^{1/2}$, нормированное значение которой $q = (a^2 - s^2)^{1/2}$, где $a^2 = \epsilon/\epsilon_1$, $s = \sigma_1/\omega\epsilon_0\epsilon$, и ϵ_0 диэлектрическая постоянная вакуума. На оставшемся невозмущенном интервале первого периода модуляции расщепление поля на две волны остается, $F_1 = \exp(-ik)[A_1 \exp(it) + B_1 \exp(-it)]$, однако частота возвращается к первичному значению (нормированное значение равно единице).

Поле на других интервалах возмущения также состоит из двух волн, прямой и обратной, $E_n = \exp(-st - ikx)[C_n \exp(iq t) + D_n \exp(-iq t)]$ с измененной частотой. На интервалах покоя прямая и обратная волны имеют частоту первичной волны

$$F_n = \exp(-ikx)[A_n \exp(it) + B_n \exp(-it)].$$

Выражения для амплитуд прямой и обратной вторичных волн даны в [2, 6], где также показано, что соотношения между этими амплитудами определяется следующими отношениями («временными» коэффициентами отражения):

на интервале возмущения

$$w_N = \frac{D_N}{C_N} e^{-i2(N-1)qT} = \frac{\{p_2 + (p_1 - p_2)r_{N-1}\}\alpha_{21} + p_1 p_2 \alpha_{22}}{\{p_2 + (p_1 - p_2)r_{N-1}\}\epsilon_{11} + p_1 p_2 \alpha_{12}}; \quad (2)$$

на интервале покоя

$$p_N = \frac{B_N}{A_N} e^{-i2NT} = \frac{p_1 p_2}{p_2 + (p_1 - p_2)r_N}, \quad N \geq 2. \quad (3)$$

Здесь, $p_1 = -h/m$, $p_2 = -h(m + m^*)/(hh^* + m^2)$, $A_1 = m \exp(-iT)$, $B_1 = -h \exp(iT)$, $\alpha_{11} = q + 1 + is$, $\alpha_{12} = q - 1 + is$, $\alpha_{21} = q - 1 - is$, $\alpha_{22} = q + 1 - is$, и

$$m = \frac{1}{2q} [2q \cos(qT_1) + i(a^2 + 1) \sin(qT_1)] \times \exp[-sT_1 + i(T - T_1)]. \quad (4)$$

$$h = i \frac{1}{2q} (a^2 - 1 - i2s) \sin(qT_1) \exp[-sT_1 - i(T - T_1)]. \quad (5)$$

Как следует из формул (2), (3) поведение отношений w_N и p_N между амплитудами прямой и обратной волн контролируется последовательностью

$$r_{N+1} = 4u^2 / (4u^2 - r_N). \quad (6)$$

Поведение последней определяется обобщенным параметром

$$u = \cos(qT_1) \cos(T - T_1) - \frac{a^2 + 1}{2q} \sin(qT_1) \sin(T - T_1). \quad (7)$$

На рис. 1 показана диаграмма Ламерея для контролирующей последовательности: u – для обобщенного параметра $|u| > 1$; b – для $|u| < 1$ (здесь $b = 4u^2$).

В случае, когда параметр $|u| > 1$, последовательность r_N , а следовательно, и «временные» коэффициенты отражения, имеют регулярный характер поведения при увеличении числа циклов модуляции, (рис. 1, а). В противоположном случае, когда $|u| < 1$, последовательность, как и временные коэффициенты отражения, имеет нерегулярное поведение. Оно выражается в том, что имеются длинные интервалы в последовательности циклов модуляции, в которых r_N изменяется почти регулярно, после которых появляются сравнительно короткие интервалы сильно нерегулярного поведения r_N , (рис. 1, б).

Чем меньше $|u|$ по сравнению с единицей, тем более нерегулярное поведение r_N . Это явление может быть названо «квази-перемежаемостью»

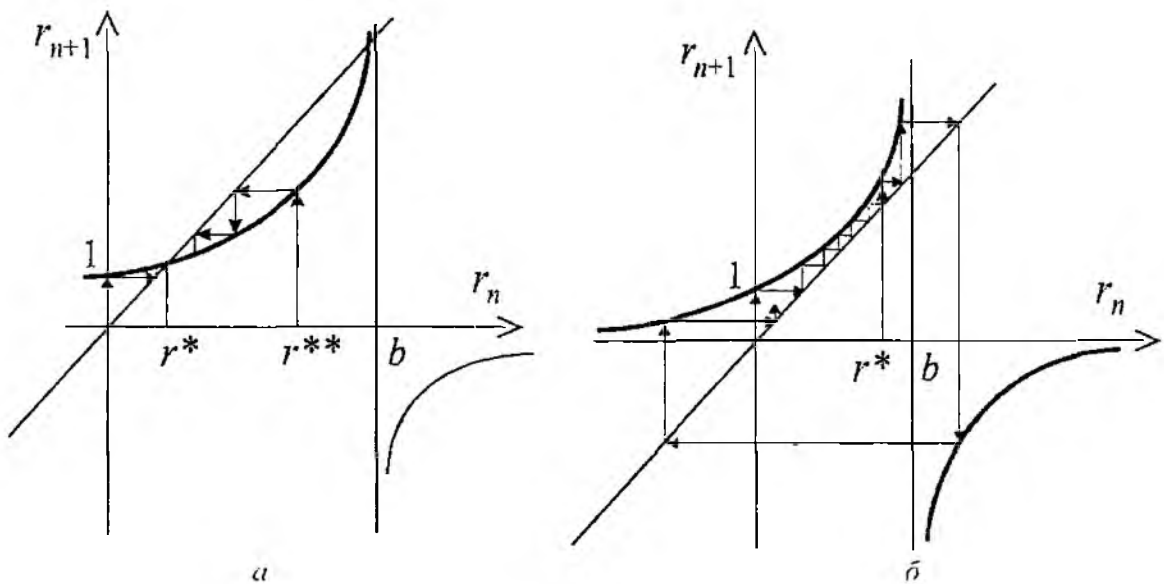


Рис. 1

Квази-перемежаемость и индекс Херста

Наличие квази-перемежаемости может быть подтверждено с помощью метода Херста [3], согласно которому поведение временного ряда r_n характеризуется индексом Херста H , определяемого как асимптотическое значение функции

$$H \sim \ln(R_n / S_n) / \ln n. \quad (8)$$

Здесь $R_n = \max_{1 \leq k \leq n} X(k, n) - \min_{1 \leq k \leq n} X(k, n)$.

$$X(k, n) = \sum_{i=1}^k (r_i - \langle r \rangle_n),$$

$$\langle r \rangle_n = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n r_i, \quad S_n = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (r_i - \langle r \rangle_n)^2}. \quad (9)$$

Для белого шума (полностью некоррелированного сигнала) этот индекс $H = 0.5$. Значение $H > 0.5$ ($H < 0.5$) ассоциируется с долговременными корреляциями, когда временной ряд удерживает тенденцию (антитенденцию).

Рис. 2, показывающий зависимость индекса Херста от длительности интервала возмущения периода модуляции, иллюстрирует хорошую корреляцию этого индекса с обобщенным параметром u . Там, где $|u| < 1$, индекс Херста в среднем равен 0.5, что соответствует хаотическому поведению.

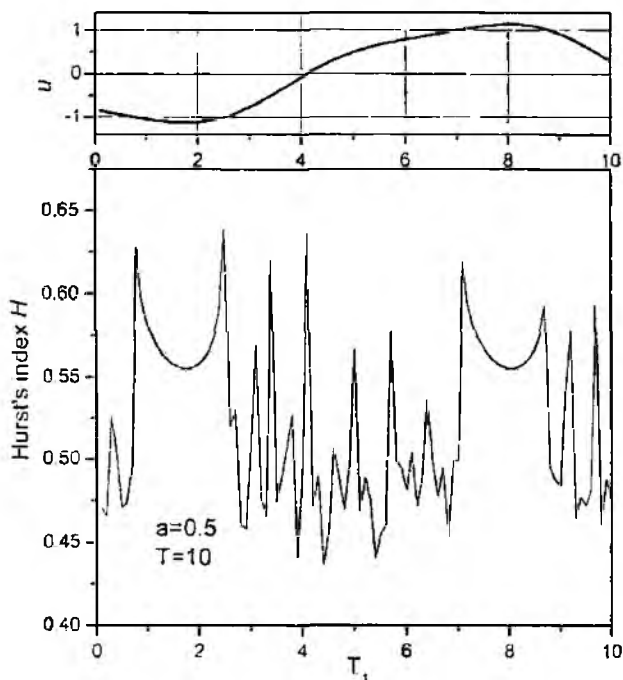


Рис. 2

Нерегулярность поведения и непрерывная дробь

Качественный анализ поведения последовательности (6) может быть также проведен с помощью теории непрерывных дробей [7]. Действительно, эта последовательность представляет собой непрерывную (цепную) дробь:

$$r_{n+1} = \frac{b}{b - r_n}, \quad (10)$$

где $b = 4u^2$ – положительный параметр.

Однако данное рекуррентное соотношение отличается от классической цепной дроби тем, что знаменатель данной дроби содержит разность, а не сумму чисел b и r_n . Из-за этого подходящие дроби $\frac{p_n}{q_n} \approx r_n$ для данной цепной дроби (10) могут быть как положительными, так и отрицательными. При этом закон изменения значений, которые могут принимать последующие подходящие дроби при различных значениях параметра b , в общем случае установить очень трудно. Все это осложняется еще и тем, что для исследования поведения данной цепной дроби классические методы неприменимы.

Однако характер поведения такой дроби определяется величиной параметра b , что наглядно демонстрируется с помощью диаграммы Ламерея, рис. 1. В случае $b > 4$, цепная дробь (10) монотонно сходится к точке r^* пересечения гиперболы с биссектрисой первого координатного угла, рис. 1, а. При этом если $r_0 < r^*$ или $r_0 > r^{**}$, дроби возрастают, если $r^* < r_0 < r^{**}$, то дроби убывают.

В случае $0 < b < 4$ цепная дробь (10) имеет нерегулярное поведение, рис. 1, б. В этом случае большие интервалы, на которых цепная дробь (10) изменяется почти регулярно, перемежаются с относительно малыми интервалами сильно нерегулярного поведения дроби. При $n \rightarrow \infty$ цепная дробь не имеет предела.

Рассмотрим, как проявляется такой ход изменения цепной дроби на характере поведения подходящих дробей. Согласно закону образования подходящих дробей для цепной дроби, который легко доказывается с помощью метода математической индукции, числитель (10) p_n и знаменатель q_n подходящей дроби порядка n удовлетворяют рекуррентному соотношению

$$\begin{aligned} p_n &= b(p_{n-1} - p_{n-2}), \\ q_n &= b(q_{n-1} - q_{n-2}), \end{aligned} \quad (2)$$

где $p_0 = 0$, $q_0 = 1$, $p_1 = b$, $q_1 = b$, $n \geq 2$.

Используя эти соотношения легко найти разность между подходящими дробями, которая изменяется с увеличением номера как

$$\frac{p_n}{q_n} - \frac{p_{n-1}}{q_{n-1}} = \frac{p_n q_{n-1} - p_{n-1} q_n}{q_n q_{n-1}} = \frac{b^n}{q_n q_{n-1}}. \quad (12)$$

Отсюда следует, что для расходимости цепной дроби (2) при $b < 1$ необходимо, чтобы $q_n q_{n-1} \rightarrow 0$, причем $q_n q_{n-1}$ должна быть бесконечно малой величиной такого же или большего порядка, чем b^n . Если $1 < b < 4$ и $q_n q_{n-1}$ ограничена, то разность подходящих дробей стремится к бесконечности. Так как $|u| = \sqrt{b/4}$, то отсюда следует, что, по крайней мере для $\frac{1}{2} < u < 1$, поведение последовательности (6) становится нерегулярным. При $b > 4$ ($u > 1$) цепная дробь, а следовательно, и последовательность (6) имеют регулярное поведение.

Показатель Ляпунова

Более точно характер поведения последовательности (6) определяется показателем Ляпунова. Получим аналитическую оценку показателя Ляпунова следуя [4]. Для этого рассмотрим две близкие траектории r_n и $r'_n = r_n + \tilde{r}_n$ рекуррентного отображения $r_{n+1} = f(r_n)$, где функция $f(r_n)$ в данном случае задается формулой (10). Разложив $f(r_n)$ по формуле Тейлора

$$r_{n+1} = r_{n-1} + \tilde{r}_{n-1} = f(r_n) + A_1 \tilde{r}_n + A_2 \tilde{r}_n^2 + \dots, \quad (13)$$

где $A_1 = \partial f / \partial r|_{r=\tilde{r}_n} = b/(b-x_n)^2$, найдем

$$\tilde{r}_{n+1} = A_1 \tilde{r}_n = a \tilde{r}_n / (b - r_n)^2. \quad (14)$$

Последовательно вычисляя рекуррентные значения в (14), получим формулу

$$\tilde{r}_{n+1} = \tilde{r}_1 / (b^n + B_1 b^{n-1} + \dots + B_{n-1}). \quad (15)$$

где B_i некоторые коэффициенты, не зависящие от b .

Из (15) следует, что, по крайней мере, при $b > 1$.

$$\tilde{r}_{n+1} = \frac{\tilde{r}_1}{a^n (1 + B_1 b^{-1} + \dots + B_{n-1} b^{1-n})} \approx \frac{\tilde{r}_1}{b^n}. \quad (16)$$

Показатель Ляпунова определяется по эволюции малого возмущения в линейном приближении (13) как

$$\Lambda = \lim_{n \rightarrow \infty} \frac{1}{n} \ln \|\tilde{r}_n\|. \quad (17)$$

Подставляя сюда \tilde{r}_n из (16), получим

$$\Lambda \approx \lim_{n \rightarrow \infty} \frac{1}{n} \ln \|\tilde{r}_1 / b^{n-1}\| = \lim_{n \rightarrow \infty} \left(\ln \|\tilde{r}_1\| / n - \frac{n-1}{n} \ln \|b\| \right) = -\ln \|b\|. \quad (18)$$

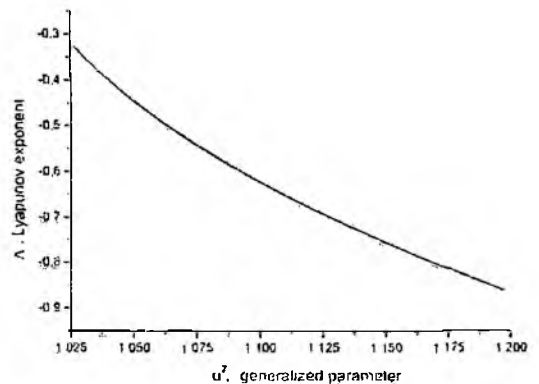
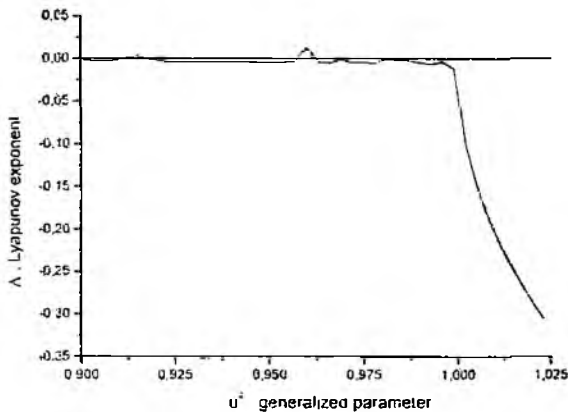
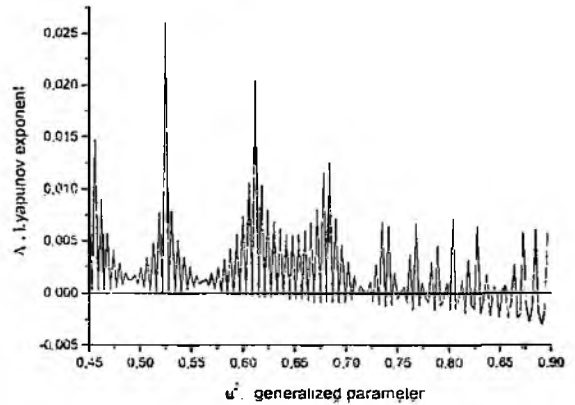
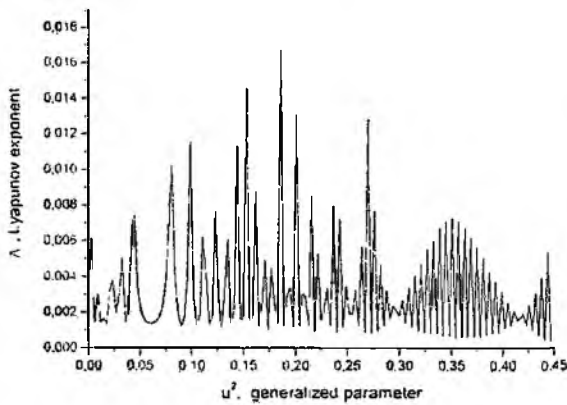


Рис. 3

Таким образом, если $b > 1$, то показатель Ляпунова отрицательный, что частично согласуется с выводами анализа формулы (12), полученной для подходящих цепных дробей. Однако эти выводы не категоричны, т.е. для того, чтобы они были справедливы, необходимо, чтобы величина $q_n q_{n-1}$ в (12) была ограничена, что может и не выполняться. К тому же, оценка (16) тоже не строгая. Если же допустить эту оценку справедливой и при $b \leq 1$, то это даст положительные значения показателя Ляпунова, то есть нерегулярное поведение.

Проведенный анализ подтверждается прямым численным расчетом показателя Ляпунова по формуле (17), согласно которому значения этого показателя являются положительными вплоть до значений $u < 0.6$. Как видно из рис. 3, множество интервалов положительных и отрицательных значений показателя Ляпунова, т.е. множество интервалов хаотического и нехаотического поведения, чередуются в области значений параметра $\sim 0,6 < u < 1,0$. При $u > 1,0$ показатель Ляпунова становится определенно отрицательным и поведение волн строго регулярным.

Выводы

1. Точный анализ преобразования некоторых характеристик электромагнитного поля при модуляции среды показывает, что их временной ход может иметь монотонный, немонотонный, но регулярный, и существенно нерегулярный характер в зависимости от величины обобщенного параметра задачи, для которого получено точное выражение. В последнем случае нерегулярность имеет форму динамического хаоса, что наглядно подтверждается диаграммой Ламерея. Хаотический характер подтверждается также расчетом таких характеристик, как индекс Херста и показатель Ляпунова, а также поведением непрерывных дробей. Показано, что уменьшение выделенного обобщенного параметра ведет к ситуации, когда индекс Херста принимает величины, соответствующие белому шуму, а показатель Ляпунова становится положительным, что соответствует динамическому хаосу.

2. Хаотическая динамика в такой линейной системе может отражать тот факт, что имеются характеристики процесса, которые сами подчиняются нелинейным уравнениям. Исследование таких характеристик позволяет выявить неизвестные черты в таких системах, что может быть полезным для их лучшего и более полного понимания.

Список литературы: 1. *Morgenthaler F R. Velocity modulation of electromagnetic waves // IRE Trans on Microwave Theory and Techniques, 1958, April, pp.167-172.* 2. *Nerukh A G Intermittency of electromagnetic waves in a regular time-varying medium // J.Phys. D: Applied Physics, Vol. 32, 1999. pp. 2006-2013.* 3. *Hurst H E, Black R P and Simaika Y M, 1965 Long-Term Storage: An Experimental Study (London: Constable)* 4. *Кузнецов С.И. Динамический хаос. М., 2000. 295с.* 5. *Hilborn R C Chaos and nonlinear Dynamics. Oxford University, Press, 2000.* 6. *Ruzhytska N.N., Nerukh A G, Nerukh D A. Accurate modelling of pulse transformation by adjustable-in-time medium parameters // Optical and Quantum Electronics, Vol. 35, No. 4, pp. 347-364, Apr 2003.* 7. *Хинчин А.Я. Цепные дроби М., 1978.*

А. Я. КИРИЧЕНКО, д-р физ.-мат. наук, С. П. МАРТЫНЮК, канд. физ.-мат. наук,
А. П. МОТОРНЕНКО, канд. физ.-мат. наук, И. Г. СКУРАТОВСКИЙ

СОСТАВНОЙ ДИСКОВЫЙ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ РЕЗОНАТОР И ЕГО ОСОБЕННОСТИ

В работах [1, 2] было показано, что, используя дисковый диэлектрический резонатор (ДДР) как базовый, можно построить новую резонансную структуру с возможностью управления в широких пределах собственной частотой и собственной добротностью высших азимутальных электромагнитных колебаний в таком резонаторе. Для этого на ДДР осесимметрично накладывался диэлектрический диск большего диаметра с меньшей диэлектрической проницаемостью. В результате получался составной дисковый диэлектрический резонатор (СДДР). В работах [1, 2] были экспериментально исследованы особенности СДДР, в котором возбуждались гибридные колебания *HE*-типа. Как показали эти исследования, в такой резонансной структуре высшие азимутальные колебания обусловлены характеристиками высокодобротного ДДР. В то же время численные значения собственной частоты f и добротности Q этих колебаний оказались в значительной степени зависимыми от параметров вспомогательного диска. Выбором материала диска, а также набором дисков разной толщины и последовательным помещением их на плоскости основного резонатора оказалось возможным управлять величинами f и Q колебаний в СДДР.

В настоящей работе изложены результаты экспериментальных исследований резонансных свойств собственных высших азимутальных электромагнитных колебаний *HE*- и *EH*-типа в СДДР миллиметрового диапазона длин волн. Проведено сравнение характеристик *HE* и *EH* колебаний в резонаторе и изучено влияние на них слоя сильно поглощающей жидкости, помещенной в резонансную структуру.

Исследуемый СДДР состоял из основного ДДР, изготовленного из плавного кварца ($\epsilon_1 = 3,78$; $ig\delta_1 = 1 \cdot 10^{-4}$) диаметром $34 \pm 0,1$ мм толщиной $5,04 \pm 0,02$ мм. Этот резонатор крепился на металлическом стержне малого диаметра. В процессе экспериментов на плоскую поверхность ДДР поочередно осесимметрично накладывались диски из тефлона ($\epsilon_2 = 2,06$; $ig\delta_2 = 2 \cdot 10^{-4}$) диаметром $46 \pm 0,1$ мм. Толщина тефлоновых дисков (ТД) h варьировалась от 1 до 9 мм. При необходимости помещения на ТД поглощающего материала (жидкости) он изготовлялся с тонкой (меньше 1 мм) боковой стенкой высотой ~ 5 мм. Как показали эксперименты, периферийная часть диска находилась вне каустики поля и поэтому не влияла на спектр колебаний в СДДР.

Возбуждение колебаний *HE*- и *EH*-типа в ДДР или СДДР осуществлялось при помощи соответствующего расположения относительно резонатора возбуждающего и принимающего прямоугольных диэлектрических волноводов СВЧ трактов. Резонансные частоты колебаний f измерялись с помощью прокалиброванного волномера, а их амплитуды A определялись как $A = (40 - L)$ [дБ], где 40 дБ – потенциал используемой панорамы типа Р2-65, а L [дБ] – измеренные потери. Собственные добротности Q выбранных резонансов рассчитывались по стандартной методике для условий малой связи исследуемого резонатора с СВЧ трактами.

На рис. 1, а в виде вертикальных столбиков показаны три выбранных резонанса в ДДР: $HE_{1,1,22} - HE_{1,1,24}$; на рис. 1, б – резонансы $EH_{1,1,21} - EH_{1,1,23}$. Здесь осевой и радиальный индексы: $m = n = 1$, а азимутальный индекс $p \gg 1$. Высота столбика отражает величину добротности Q , а его местоположение – частоту f . Как видно, в выбранном диапазоне частот (31–35 ГГц) в ДДР возбуждается по три высокодобротных резонанса *HE*- или *EH*-типа. Резонансные частоты *HE* колебаний ниже соответствующих частот *EH* колебаний, а их добротности – несколько выше. Стрелками отмечены положения низкодобротных резонансов в случае ДДР. Существенно

отметить, что в СДДР эти резонансы практически исчезали, начиная с тонких ТД ($h \approx 2$ мм), причем этот эффект существеннее в случае *HE* колебаний.

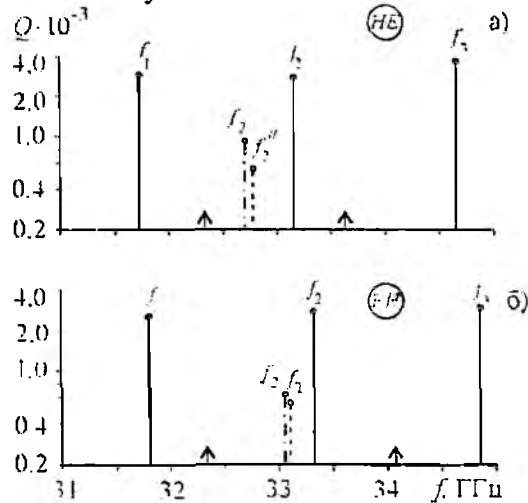


Рис. 1

Интервал частот между резонансами *HE* колебаний составил 1,46 ГГц, а *EH* – 1,52 ГГц. На рис. 1 также представлены характеристики второго резонанса в СДДР и СДДР (при $h=4$ мм), а также при наличии дистиллированной воды в ТД (пунктирные столбики f_2 и f_2' соответственно). Отметим, что помещение на ДДР вспомогательного диска толщиной 4 мм приводит в случае *HE* колебания к большему понижению частоты f_2 и меньшему понижению добротности второго резонанса. Наличие дистиллированной воды в СДДР при обеих поляризациях приводит к повышению резонансных частот, причем в случае *HE* колебания на большую величину.

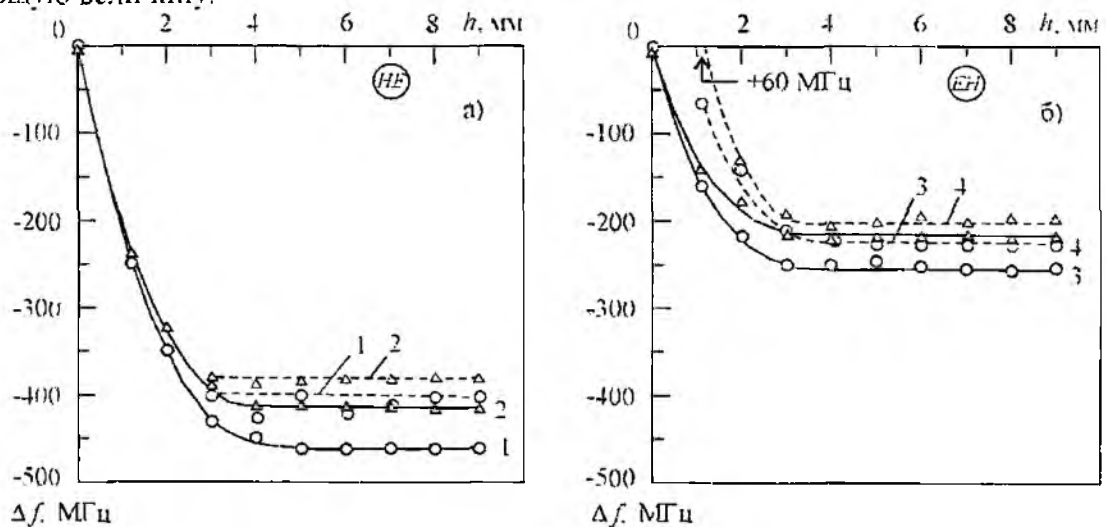


Рис. 2

Зависимости относительного уменьшения частот $\Delta f = f_{\text{СДДР}} - f_{\text{ДДР}}$ двух резонансных колебаний от толщины ТД приведены на рис. 2. Кривой 1 соответствует резонанс *HE* колебания с $f_2 = 33,18$ ГГц в ДДР, а кривой 2 – с $f_3 = 34,64$ ГГц. Кривым 3 и 4 соответствуют *EH* колебания с частотами в ДДР $f_2 = 33,32$ ГГц и $f_3 = 34,85$ ГГц соответственно. Пунктирными кривыми 1 – 4 представлены соответствующие зависимости изменения резонансных частот двух выбранных колебаний *HE*- и *EH*- типа в СДДР при наличии в ТД тонкого слоя дистиллированной воды.

Видно, что увеличение толщины вспомогательного диска приводит к плавному понижению резонансных частот. Степень понижения частоты больше в случае *HE* колебаний и тем больше, чем меньше выбранная частота. Обращает на себя внимание различный характер изменения резонансной частоты *HE* и *EH* колебаний в СДДР с поглощающей жидкостью. В случае *EH* колебаний уменьшение толщины вспомогательного диска приводит к резкому повышению резонансной частоты при малых *h*, и колебания существуют в более широком интервале малых толщин диска.

На рис. 3 и 4 представлены зависимости амплитуд выбранных двух резонансов *HE* и *EH* колебаний от величины *h* ТД. Частоты этих колебаний в ДДР приведены выше, а относительное изменение частот – на рис. 2. Зависимости амплитуд *HE* колебаний в СДДР представлены кривыми 1 и 5 на рис. 3, а *EH* колебаний – кривыми 1 и 5 на рис. 4.

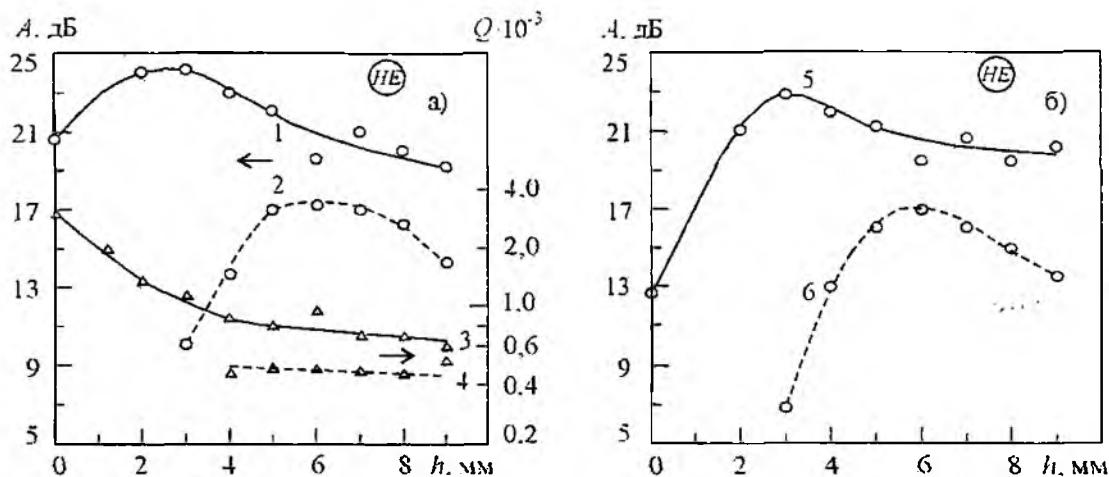


Рис. 3

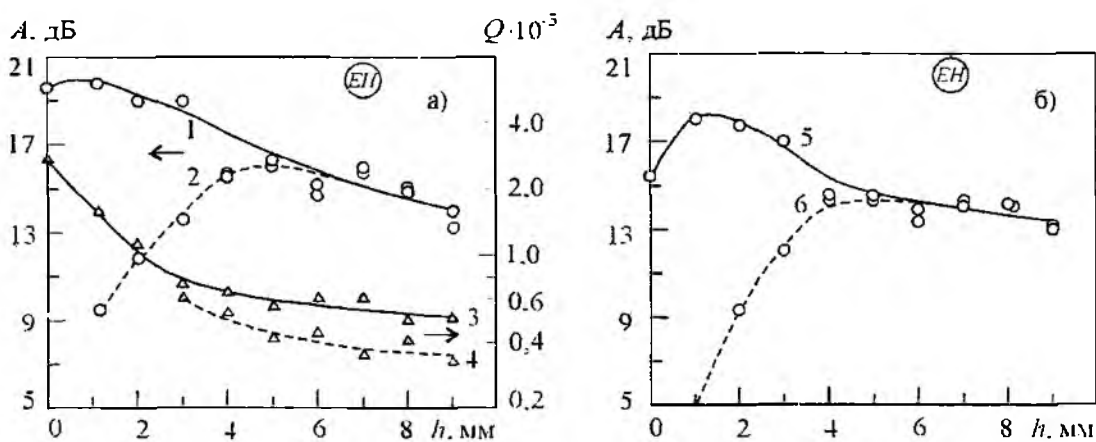


Рис. 4

Кроме того, кривыми 2 и 6 на рис. 3 представлены зависимости амплитуд выбранных *HE* резонансов в СДДР с водой, а кривыми 2 и 6 на рис. 4 – *EH* резонансов. Наконец, на рис. 3, а кривыми 3 и 4 представлены зависимости добротности *HE* колебания (с $f_2 = 33,18$ ГГц в ДДР) в СДДР и СДДР с водой соответственно. Аналогичные кривые добротности *EH* колебания (с $f_2 = 33,32$ ГГц в ДДР) приведены на рис. 4, а (кривые 3 и 4).

Как видно, амплитуды как *HE*, так и *EH* колебаний с ростом величины *h* ТД вначале увеличиваются, а затем медленно спадают. При этом в случае *EH* колебаний увеличение амплитуд меньше, а при больших *h* падение амплитуд существеннее. В случае *EH* колебаний, начиная с $h = 5-6$ мм, дальнейшее увеличение толщины ТД оказывает одинаковое влияние на амплитуды в СДДР и СДДР с водой. Интересно, что в случае *HE* колебаний (кривые 2 и 6 на

рис. 3) после достижения максимальных значений амплитуд в СДДР с водой. увеличение толщины ТД оказывает на них более сильное влияние, чем для EH колебаний.

При увеличении h ТД добротности HE и EH колебаний плавно уменьшаются вследствие дополнительных потерь, вносимых дисками. По-разному ведут себя зависимости добротностей HE и EH колебаний в СДДР с поглощающей жидкостью. Добротность HE колебания остается практически постоянной, тогда как добротность EH колебания увеличивается по мере приближения слоя воды к плоской поверхности ДДР. Качественно этот результат согласуется с характером измерения амплитуды выбранного колебания (кривая 2 на рис. 4)

Исследование характера радиального распределения электромагнитного поля в ДДР и СДДР с помощью перемещения поглощающего тела позволило установить, что в обоих резонаторах поле сосредоточено вблизи криволинейной поверхности, что характерно для высших азимутальных электромагнитных колебаний. Оценки радиуса каустики поля в ДДР показали, что он тем больше, чем ниже частота выбранного колебания. В случае HE поляризации эта закономерность выражена менее ярко, причем радиус каустики HE колебания меньше соответствующего радиуса каустики EH колебания. В СДДР радиус каустики увеличивается по сравнению с ДДР.

В заключение отметим, что составной дисковый диэлектрический резонатор на высших азимутальных электромагнитных колебаниях HE - и EH -типа, на наш взгляд, является перспективным объектом изучения электрических характеристик различных твердых диэлектрических материалов, из которых изготовлен вспомогательный диск, и открывает новые возможности исследования резонансным способом характеристик материалов с большими потерями.

Список литературы: 1. Кириченко А. Я., Мартынюк С. П., Моторненко А. П., Скуратовский И. Г. Волны шепчущей галереи в дисковом диэлектрическом резонаторе, расположенном на диэлектрической подложке // Известия вузов. Радиоэлектроника. 2006. №8. С. 61 – 65. 2. Кириченко А. Я., Мартынюк С. П., Моторненко А. П., Скуратовский И. Г. Азимутальные колебания в составном дисковом диэлектрическом резонаторе // Радиофизика и электроника. Сб. науч. тр. / Ин-т радиофизики и электроники НАН Украины. Харьков, 2006. Вып. 11. №3. С. 339 – 343.

*Институт радиофизики и электроники
НАН Украины, г. Харьков*

Поступила в редколлегию 07.08.2007

ПРОДОЛЬНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ИНТЕНСИВНОСТИ ПОЛЯ В ЗОНЕ ФРЕНЕЛЯ КРУГЛОЙ АПЕРТУРЫ СО СПАДАЮЩИМ АМПЛИТУДНЫМ РАСПРЕДЕЛЕНИЕМ

Введение

Одной из характерных особенностей современной теории антенн является резко возросший интерес к изучению структуры поля излучения антенн в их зоне Френеля. Это обусловлено широким внедрением в практику систем, в основе которых лежит взаимодействие поля излучения антенны с объектом, находящимся в ее зоне Френеля. К числу таковых относятся системы ближней радиосвязи и радиолокации, системы беспроводной передачи энергии СВЧ-лучом, антенны с синтезированной апертурой, измерение параметров антенн в ближней зоне, системы медицинской диагностики и гипертермии, использующие сфокусированные антенны для получения высокого пространственного разрешения и т.д.

Повышенный интерес к зоне Френеля вызывает и обострение проблемы ЭМС из-за быстрого роста числа радиоэлектронных средств (РЭС), повышения мощности излучения и чувствительности их приемных устройств, существенно возросших требований к обеспечению нормального функционирования близкорасположенных друг к другу РЭС, характерного, например, для современных морских судов и летательных аппаратов. К проблеме ЭМС примыкает и важнейшая задача защиты биологических объектов от облучения электромагнитным полем, актуальность которой также заметно усилилась в связи с увеличением числа и мощностей излучения РЭС.

В отличие от дальней зоны, для которой характерна сложившаяся интерференционная картина, называемая диаграммой направленности (ДН), угловое распределение поля в зоне Френеля меняется с расстоянием. Поэтому в зоне Френеля изучению подлежат не только зависимости характеристик поля от пространственных углов, но и от расстояния.

Изучение распределения поля ИС в их зоне Френеля на примере линейной излучающей системы (ЛИС) [1] и ИС в виде прямоугольной и круглой апертур [2] позволило выявить присущие этой зоне основные характерные особенности при равномерном их возбуждении. Однако с практической точки зрения важно провести аналогичное исследование и для ИС с неравномерным амплитудным распределением, в частности со спадающим к краям, как наиболее распространенным.

В данной работе изучается влияние уменьшения амплитуды поля возбуждения на краю апертуры на характер продольного распределения поля в зоне Френеля антенны в виде круглой, в общем случае сфокусированной, апертуры.

Основные соотношения

Напряженность электрического поля в точке $P(r, \theta, \phi)$ зоны Френеля круглой апертуры, возбужденной линейно поляризованным электрическим полем $\vec{e}_x E_0$, имеющей радиус R и центр которой совпадает с началом системы координат (рис. 1) в приближении Кирхгофа определяется следующим выражением [3]:

$$E(r, \theta, \phi) = \frac{ikE_0(1 + \cos\theta)}{4\pi r} e^{ikr} \times \int_S A(\rho_1, \phi_1) e^{i\Phi(\rho_1, \phi_1)} e^{-i \left[k\rho_1 \sin\theta \cos(\varphi - \varphi_1) - \frac{k\rho_1^2}{2r} (1 - \sin^2\theta \cos^2(\varphi - \varphi_1)) \right]} \rho_1 d\rho_1 d\varphi_1 \quad (1)$$

где E_0 – амплитуда поля в апертуре, $A(\rho_1, \phi_1)$, $\Phi(\rho_1, \phi_1)$ – функции, описывающие амплитудное и фазовое распределение на апертуре, $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число, r, θ, ϕ – сферические координаты точки наблюдения; ρ_1, ϕ_1 – полярные координаты точки на апертуре.

Пусть апертура сфокусирована в точку с координатами $\theta = 0, r = r_f$. фазовое распределение при этом будет описываться функцией $\Phi(\rho_1, \phi_1) = k\rho_1^2/2r_f$.

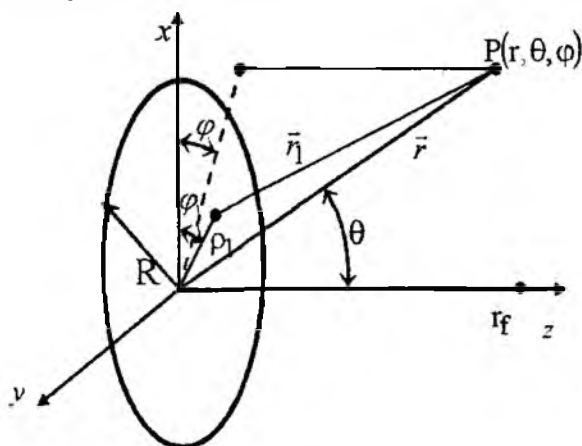


Рис.1

Введем ряд безразмерных переменных: $\psi = kR \sin \theta$ – обобщенный угол; $u = \rho_1 / R$ – относительная радиальная координата на апертуре; $\zeta = \frac{\pi}{16\pi\chi_0} \left(1 - \frac{\chi_0}{\chi}\right)$ – обобщенная продольная координата, характеризующая радиальное расстояние от фокальной сферы до точки наблюдения, где $\chi = r/r_{0z}$, $\chi_0 = r_f/r_{0z}$ – безразмерные координаты точки наблюдения и фокуса соответственно и $r_{0z} = 8R^2/\lambda$ – расстояние до границы дальней зоны.

Введение величины ζ в исходную формулу (2), позволяет анализировать как поле антенн, сфокусированных в эту зону, так и поле в зоне Френеля несфокусированных антенн (антенн, сфокусированных на бесконечность).

В приближении малых углов на основании (1) получаем следующее соотношение:

$$E(\zeta, \psi, \phi) = i \frac{\pi E_0}{8} e^{-ikr} F(\zeta, \psi, \phi), \quad (2)$$

где

$$F(\zeta, \psi, \phi) = \frac{1}{\pi\chi_0} \left(1 - \frac{16\chi_0}{\pi} \zeta\right)^2 \int_0^{\pi/2} \int_0^1 A(u) e^{i2\zeta u^2} e^{i\psi u \cos(\phi - \phi_1)} u du d\phi_1, \quad (3)$$

комплексный множитель круглой апертуры в зоне Френеля.

Будем рассматривать апертуру со спадающим амплитудным распределением типа «парабола на пьедестале» $A(u) = 1 - (1 - \Delta)u^2$ (Δ – высота пьедестала), которое во многих случаях хорошо аппроксимирует реальное распределение амплитуды [4].

Тогда, положив в (3) $\psi = 0$, для продольного (вдоль фокальной оси) распределения интенсивности поля будем иметь

$$|F(0, \zeta)|^2 = |F(\zeta)|^2 = \frac{1}{\chi_0^2} \left(1 - \frac{16\chi_0}{\pi} \zeta\right)^2 \frac{\sin^2 \zeta}{\zeta^2} \left\{ \Delta + \frac{(1 - \Delta)^2}{4} \left[1 + \left(\frac{1 - \cos \zeta}{\zeta} - \frac{\cos \zeta}{\sin \zeta} \right)^2 \right] \right\} \quad (4)$$

При $\Delta = 1$ формула (4) переходит в хорошо изученное выражение для распределения интенсивности равномерно возбужденной апертуры [2].

На рис. 2, а, б показано осевое распределение ненормированной интенсивности (рис. 2, а, б) и нормированной (рис. 2, в, г) при глубокой ($\chi_0 \leq 0.125$) и мелкой ($\chi_0 > 0.125$) фокусировках соответственно.

Видны следующие общие закономерности в изменении характера продольного распределения интенсивности, обусловленные уменьшением высоты пьедестала в амплитудном распределении. С уменьшением величины пьедестала происходит сглаживание осциллирующего характера продольного распределения. Оно проявляется в увеличении среднего уровня интенсивности, относительно которого осциллирует ее величина и уменьшении амплитуды этих осцилляций (рис. 2, в, г). При этом имеют место: смещение точки максимума интенсивности поля (МИП) к апертуре; уменьшение величины интенсивности в максимуме; изменение ширины главного лепестка (продольного размера фокального пятна); заполнение нулей.

Положение главного максимума

Координата точки МИП определяется из условия равенства нулю первой производной от $|F(\zeta)|^2$ по ζ , которое приводит к следующему уравнению:

$$\Delta \left[\left(1 - \frac{16\chi_0}{\pi} \zeta \right) \frac{\cos \zeta}{\sin \zeta} - \frac{1}{\zeta} \right] - \frac{(1-\Delta)^2}{4} \left[\frac{16\chi_0}{\pi} + 2 \left(1 - \frac{8\chi_0}{\pi} \zeta \right) \left(\frac{1}{\zeta} - \frac{\cos \zeta}{\sin \zeta} \right)^2 \frac{1}{\zeta} \right] = 0, \quad (5)$$

Так как аналитическое решение (5) в общем случае затруднительно, то рассмотрим два частных случая, допускающих такое решение: а) глубокая фокусировка $\chi_0 < 0,125$, б) мелкая фокусировка $\chi_0 > 0,125$.

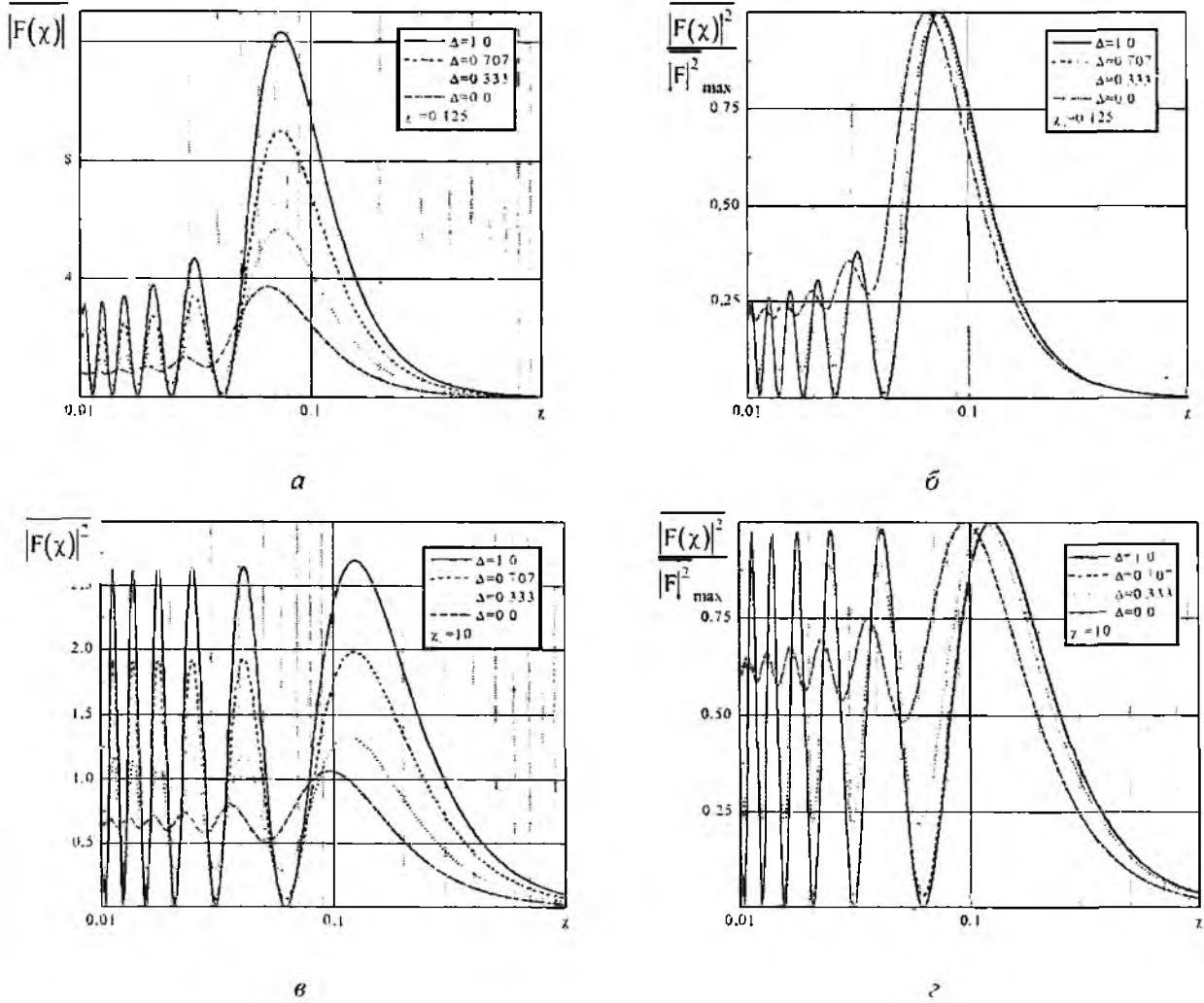


Рис. 2

Глубокая фокусировка. В [2] показано, что в случае глубокой фокусировки координата точки МИП мало отличается от нуля.

Тогда, полагая, что ζ_{\max} мало, из (5) находим

$$\zeta_{\max} = \frac{\pi}{16\chi_0} \frac{1+8\Delta+\Delta^2}{1+14\Delta+\Delta^2} \left\{ 1 - \sqrt{1 + 12 \left(\frac{16\chi_0}{\pi} \right)^2 \left[1 - \frac{(1-\Delta)^4}{4(1+4\Delta+\Delta^2)^2} \right]} \right\}, \quad (6)$$

Учитывая, что $\chi = \chi_0 / \left(1 - \frac{16\chi_0}{\pi} \zeta\right)$ для больших и малых высот пьедестала из (6) имеем следующие выражения для координат точки МИП:

при $(1 - \Delta) \ll 1$

$$\chi_{\max} = \chi_{\max,0} - \frac{64}{\pi^2} (1 - \Delta)^2 \chi_0^3, \quad (7a)$$

при $\Delta \ll 1$

$$\chi_{\max} = \chi_{\max,0} - \frac{384}{\pi^2} (1 - 6\Delta) \chi_0^3, \quad (7b)$$

где $\chi_{\max,0} = \chi_0 (1 - 77.8\chi_0^2)$ – координата точки МИП при равномерном амплитудном распределении [2].

При этом относительное максимальное смещение МИП $\Delta\chi_{\max} = \chi_{\max,0} - \chi_{\max}$, соответствующее нулевой высоте пьедестала,

$$\left(\frac{\Delta\chi_{\max}}{\chi_{\max,0}}\right)_{\Delta=0} = \frac{384}{\pi^2} \chi_0^2 = 38.9\chi_0^2. \quad (8)$$

Из (7a) и (7b) видно, что при сравнительно больших высотах пьедестала (амплитудное распределение близко к равномерному) уменьшению амплитуды поля на краю апертуры приводит к незначительному смещению точки МИП относительно ее положения при равномерном амплитудном распределении, оно пропорционально $(1 - \Delta)^2$, то есть имеет второй порядок малости по $\delta = 1 - \Delta$. В случае малых высот пьедестала, смещение точки МИП велико и ее координата в пределе при $\Delta \rightarrow 0$ стремится к $\chi_{\max} = \chi_0 (1 - 116.7\chi_0^2)$ (что соответствует $\zeta_{\max} = -22.9\chi_0$).

Мелкая фокусировка. При мелкой фокусировке можно считать, что координата точки МИП мало отличается от своего значения для фокусировки в бесконечность (синфазного случая). Тогда получаем следующие соотношения для координаты точки максимума:

$$\zeta_{\max} = \frac{-b - \sqrt{b^2 - 4ac}}{2a}, \quad (9)$$

где

$$a = \Delta(0,238 + 5,093\chi_0) + 0,25(1 - \Delta)^2 (0,464 + 3,474\chi_0),$$

$$b = -\left[\Delta(0,595 + 8\chi_0) + 0,25(1 - \Delta)^2 (0,636 + 3,856\chi_0)\right]$$

$$c = \Delta 0,637 + 0,25(1 - \Delta)^2 (0,516 + 3,029\chi_0).$$

Для больших и малых высот пьедестала соответственно имеем при $(1 - \Delta \ll 1)$,

$$\chi_{\max} = \chi_{\max,0} - \frac{0.25}{\pi} \left(0.09566 + \frac{0.004}{\chi_0}\right) (1 - \Delta)^2, \quad (10a)$$

при $\Delta \ll 1$

$$\chi_{\max} = \chi_{\max,0} - 0.029 + \frac{0.005}{\chi_0} + 0.096\Delta, \quad (10b)$$

где $\chi_{\max,0} = 0.125(1 - 0.074/\chi_0)$ – координата точки МИП при равномерном амплитудном распределении [2].

Максимальное относительное смещение (смещение при нулевом пьедестале):

$$\left(\frac{\Delta \chi_{\max}}{\chi_{\max,0}} \right)_{\Delta=0} = 0.232 - \frac{0.024}{\chi_0} \quad (11)$$

Для сфокусированной в бесконечность апертуры при нулевом пьедестале максимум интенсивности будет при $\chi_{\max} = 0.096$, в отличие от $\chi_{\max} = 0.125$ при равномерном амплитудном распределении. Относительное смещение равно 23 %. Отметим, что $\chi_{\max} = 0.096$ очень близко к величине $\chi_{\max} = 0.1$, приведенной в [5].

На рис. 3 приведены зависимости относительного смещения координаты точки МИП от Δ и χ_0 при произвольных их значениях.

Из формул (7) и (10) и рис. 3 видно, что при любых значениях фокусного расстояния эффект влияния изменения Δ на величину смещения точки МИП значительно усиливается по мере уменьшения высоты пьедестала. Наиболее сильно он проявляется при $\Delta < 0.25$ (рис. 3, а). Следует также отметить, что, если при глубокой фокусировке величина смещения точки МИП за счет высоты пьедестала заметно зависит от значения фокусного расстояния, то при мелкой фокусировке влияние Δ практически одинаково для всех χ_0 ((10 б), рис. 3, б). Особенно это характерно для $\chi_0 \geq 0.5$ (рис. 3, б)

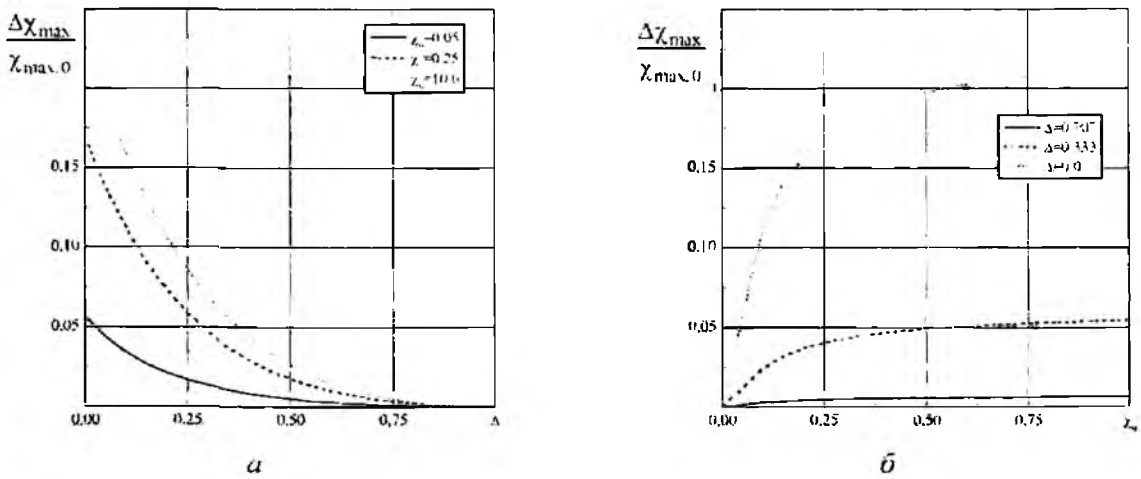


Рис. 3

Величина главного максимума

Значение максимума интенсивности определяется по (4), (6) и (9). Соответствующие выражения имеют следующий вид.

Глубокая фокусировка:

при $(1 - \Delta) \ll 1$:

$$|F|_{\max}^2 = |F|_{\max,0}^2 - \frac{1}{\chi_0^2} \left[(1 + 155,63\chi_0^2)(1 - \Delta) - (0,06 + 13,1\chi_0^2)(1 - \Delta)^2 \right], \quad (12a)$$

при $\Delta \ll 1$

$$|F|_{\max}^2 = |F|_{\max,0}^2 - \frac{0.75}{\chi_0^2} \left[(1 + 58,547\chi_0^2) + \frac{2}{3}(1 + 67,7\chi_0^2)\Delta + \frac{1}{3}(1 + 822,3\chi_0^2)\Delta^2 \right], \quad (12b)$$

и максимальное относительное снижение величины главного максимума:

$$\left(\frac{\Delta |F|_{\max}^2}{|F|_{\max,0}^2} \right)_{\Delta=0} = 0.75(1 - 19.26\chi_0^2), \quad (13)$$

где $|F|_{\max,0}^2 = (1/\chi_0^2)(1 + 77.81\chi_0^2)$ – значение $|F|_{\max}^2$ при равномерном распределении.

Мелкая фокусировка:

при $(1 - \Delta) \ll 1$

$$|F|_{\max}^2 = |F|_{\max,0}^2 - \frac{256}{\pi^2} \left[\left(1 + \frac{0.25}{\chi_0} \right) \cdot (1 - \Delta) - 0.351 \left(1 + \frac{0.207}{\chi_0} \right) (1 - \Delta)^2 \right], \quad (14a)$$

$$\frac{\Delta |F|_{\max}^2}{|F|_{\max,0}^2} = 1 - \Delta; \quad (14b)$$

при $\Delta \ll 1$

$$|F|_{\max}^2 = |F|_{\max,0}^2 - \left[\left(14.653 + \frac{4.5}{\chi_0} \right) + \left(2.8 \cdot 10^{-2} - \frac{1.968}{\chi_0} \right) \Delta - \left(31.808 + \frac{5.264}{\chi_0} \right) \Delta^2 \right], \quad (15a)$$

$$\left(\frac{\Delta |F|_{\max}^2}{|F|_{\max,0}^2} \right)_{\chi_0=1} = 0.565 \left(1 + \frac{0.29}{\chi_0} \right), \quad (15b)$$

где $|F|_{\max,0}^2 = (256/\pi^2)(1 + 0.25/\chi_0)$ – значение $|F|_{\max}^2$ при $\Delta = 1$.

На рис. 4 приведены зависимости относительного снижения величины максимума интенсивности от Δ и χ_0 при произвольных их значениях.

Видно, что при больших высотах пьедестала ($\Delta > 0.5$) снижение величины максимума практически не зависит от фокусного расстояния (рис. 4, а). Особенно это характерно для мелкой ($\chi_0 > 0.125$) фокусировки – формула (14б) и рис. 4, б. При нулевом пьедестале для сфокусированной в бесконечность апертуры величина максимума уменьшается примерно на 56 % по сравнению со своим значением при равномерном амплитудном распределении.

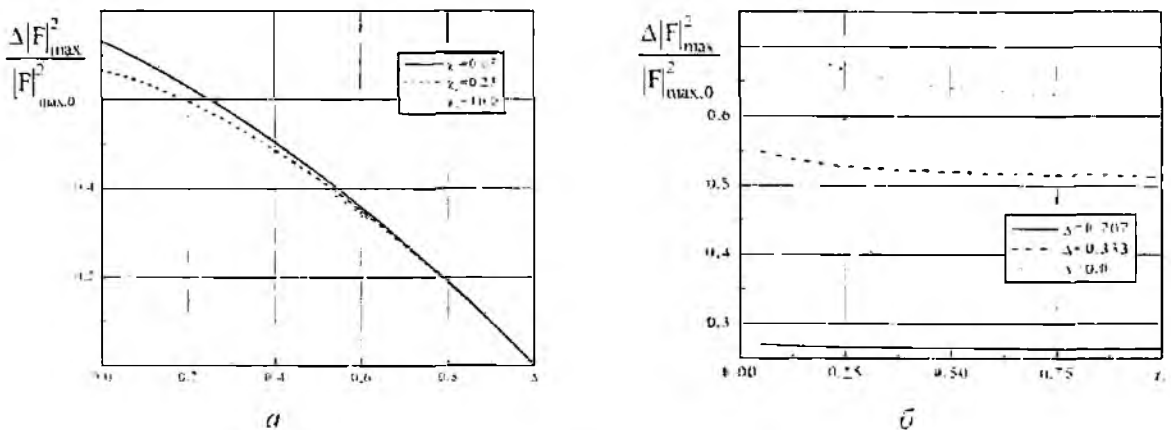


Рис. 4

Продольный размер главного лепестка

Ширину главного лепестка на уровне 0.5 максимального значения можно найти, если предварительно определить положение ближней и дальней точек, в которых значение интенсивности равно $0.5|F|_{\max}^2$. Координаты этих точек удовлетворяют уравнению

$$\frac{|F(\zeta)|^2}{|F|_{\max}^2} = 0.5. \quad (16)$$

Они определяются в предположении, что значения их незначительно отличаются от значений при равномерном распределении [2].

Опуская несложные, но громоздкие вычисления, получим следующие выражения для продольного размера главного лепестка.

Глубокая фокусировка:

при $(1 - \Delta) \ll 1$

$$\chi_{0,5} = \chi_{0,5}^{(0)} - \left[0,166(1 - \Delta) - 2,32(1 - \Delta)^2 \right] \chi_0^2 \quad (17a)$$

при $\Delta \ll 1$

$$\chi_{0,5} = \chi_{0,5}^{(0)} + (3,545 - 18,35\Delta) \chi_0^2, \quad (17б)$$

$$\left(\frac{\Delta \chi_{0,5}}{\chi_{0,5}^{(0)}} \right)_{\Delta=0} = 0,25, \quad (18)$$

где $\chi_{0,5}^{(0)} = 14,175 \chi_0^2$ продольный размер при равномерном распределении, $\Delta \chi_{0,5} = \chi_{0,5} - \chi_{0,5}^{(0)}$ — изменение ширины главного лепестка (продольного размера фокального пятна).

Мелкая фокусировка:

при $(1 - \Delta) \ll 1$

$$\chi_{0,5} = \chi_{0,5}^{(0)} - \left(0,006 - \frac{0,0016}{\chi_0} \right) (1 - \Delta)^2 \quad (19a)$$

при $\Delta \ll 1$

$$\chi_{0,5} = \chi_{0,5}^{(0)} - 0,019 \left[\left(1 + \frac{0,068}{\chi_0} \right) - 1,805 \left(1 - \frac{0,397}{\chi_0} \right) \Delta \right], \quad (19б)$$

$$\left(\frac{\Delta \chi_{0,5}}{\chi_{0,5}^{(0)}} \right)_{\Delta=0} = -0,117 \left(1 + \frac{0,148}{\chi_0} \right). \quad (20)$$

где $\chi_{0,5}^{(0)} = 0,162 - 0,013/\chi_0$ продольный размер при $\Delta = 1$.

На рис. 5 приведены зависимости относительного изменения продольного размера главного лепестка от высоты пьедестала (рис. 5, а) и фокусного расстояния (рис. 5, б) при произвольных значениях этих величин.

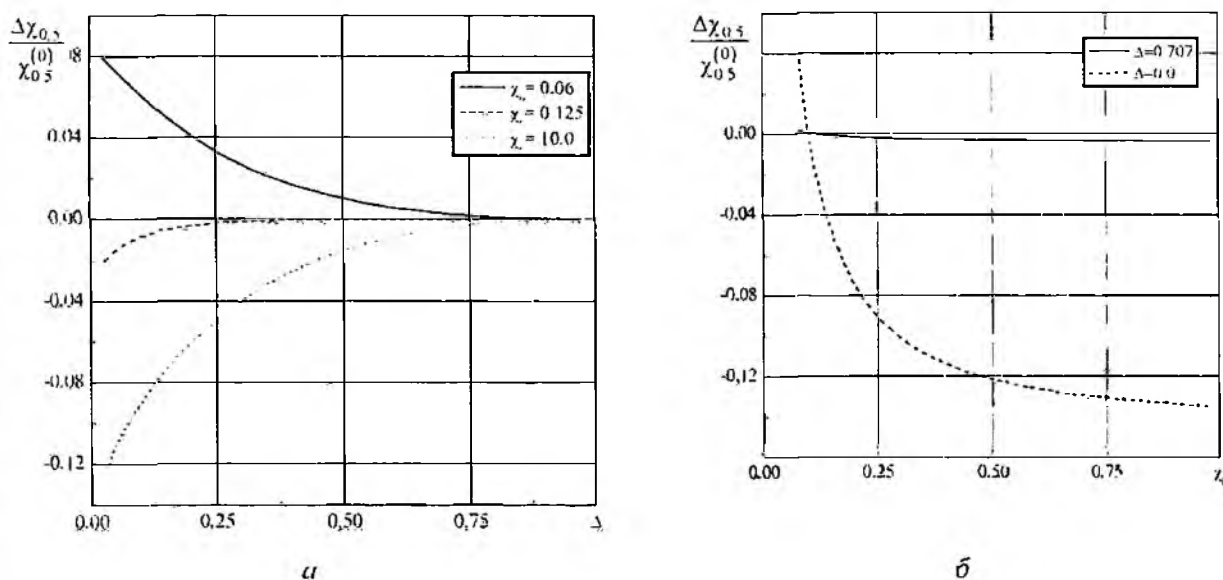


Рис. 5

Из формул (17)–(20) и рис. 5 видно, что при глубокой фокусировке главный лепесток сужается, а при мелкой расширяется. Максимальное расширение (расширение при нулевом пьедестале) для глубокой фокусировки составляет 25 %, а максимальное сужение для нефокусированной (синфазной) апертуры примерно равно 12 %. Различный характер влияния уменьшения высоты пьедестала на ширину главного лепестка объясняется различным поведением ближней и дальней границ главного лепестка при изменении величины пьедестала.

На рис. 6 представлены зависимости отношения смещения ближней границы к смещению дальней границы от: a – высоты пьедестала и b – фокусного расстояния.

Видно, что при глубокой фокусировке смещение ближней границы в сторону ИС при уменьшении пьедестала больше, чем дальней – лепесток расширяется. При мелкой фокусировке картина обратная – дальняя граница приближается к ИС больше, чем ближняя и, соответственно, это приводит к сужению главного лепестка. Известно, что максимальное поперечное расширение главного лепестка на фокальной плоскости, при уменьшении пьедестала до нуля, равно 24,5 % [4]. Следовательно, что в случае глубокой фокусировки при уменьшении пьедестала фокальное пятно увеличивает свои размеры в поперечном и продольном направлениях примерно одинаково. При мелкой фокусировке главный лепесток (фокальное пятно) расширяется в фокальной плоскости, но при этом его продольный размер уменьшается.

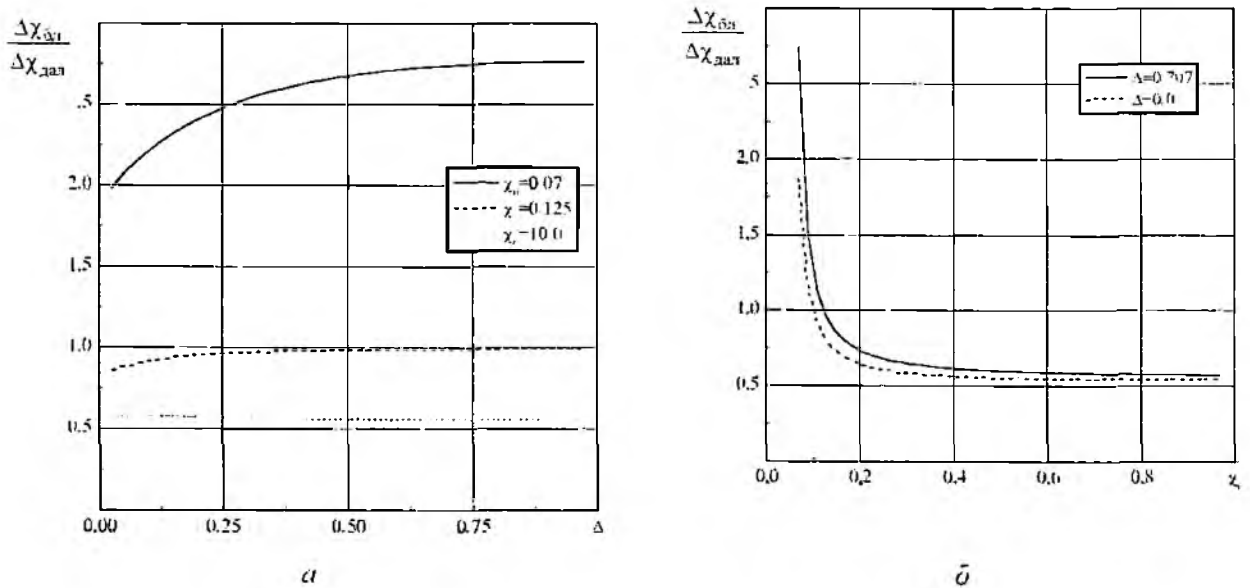


Рис. 6

Уровень экстремумов

Как отмечалось ранее (рис. 2), уменьшение значения возбуждающего поля на краю апертуры снижает уровень побочных продольных максимумов и приводит к «заполнению» нулей – увеличению уровня минимумов. Определив координаты экстремумов и подставив их значения в (4), для уровня побочных максимумов $1 \geq \Delta \geq 0.3$ получим следующие соотношения:

глубокая фокусировка

$$\frac{|F|_{\max, n}^2}{|F|_{\max}^2} = \frac{0,1}{(n+0,5)^2} \left[1 + 16(2n+1)\chi_0 + 32(8n^2+8n+1)\chi_0^2 \right] + \frac{12,526}{(n+0,5)^2} \chi_0^3 (1-\Delta), \quad (21a)$$

мелкая фокусировка

$$\frac{|F|_{\max, n}^2}{|F|_{\max}^2} = \left[1 - \frac{n(n+1)}{10(n+5)^2} (1-\Delta)^2 \right] - \frac{n}{4(n+5)} \left[1 - \frac{0,14n(1+1,926n+1,146n^2)}{(n+0,5)^3} (1-\Delta)^2 \right], \quad (21b)$$

где $n = 1, 2, \dots$ – порядковый номер максимума.

Для величины минимумов выражения имеют следующий вид:

глубокая фокусировка

$$\frac{|F|_{\min,n}^2}{|F|_{\max}^2} = 0,02533 \left(\frac{1-\Delta}{n} \right)^2 \left[1 + 32n\chi_0 + 32(8n^2-1)\chi_0^2 \right], \quad (22a)$$

мелкая фокусировка

$$\frac{|F|_{\min,n}^2}{|F|_{\max}^2} = 0,25(1-\Delta)^2 - 0,0625 \left(1 - \frac{1}{2n} \right) (1-\Delta)^2 \frac{1}{\chi_0}, \quad (22б)$$

где $n = 1, 2, \dots$ -- порядковый номер минимума.

На рис. 7 и 8 приведены огибающие первых шести побочных максимумов и минимумов, нормированных на значение интенсивности в главном максимуме, для pedestala нулевой высоты.

Из формул (21), (22) и рис. 7, 8 видно, что с уменьшением высоты pedestala уровень продольных максимумов (лепестков) уменьшается, а уровень минимумов увеличивается. При этом растет среднее значение интенсивности, около которого происходят осцилляции ее величины и уменьшается их амплитуда. Наиболее сильно эти эффекты проявляются для нефокусированной (синфазной) апертуры. Так для синфазной апертуры среднее значение нормированной интенсивности в области побочных экстремумов равно примерно 0.63. Следует отметить, что изменение величины побочных максимумов и минимумов с ростом их номера носит различный характер. Величина максимумов для всех фокусных расстояний с ростом их номера уменьшается. Уровень минимумов с ростом их номера монотонно растет при фокусных расстояниях $\chi_0 > 0.25$ (мелкой фокусировке) и уменьшается при малых $\chi_0 < 0.25$ (глубокой фокусировке).

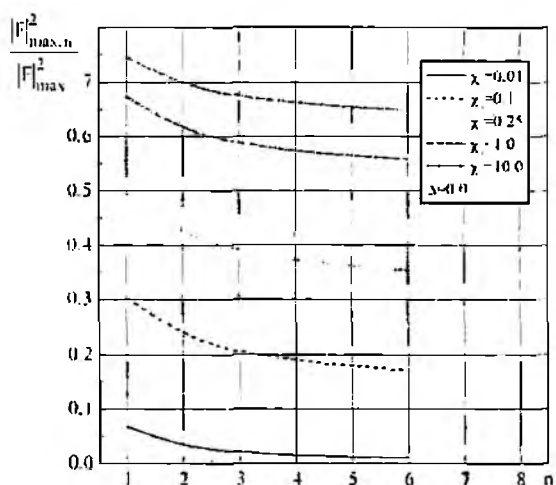


Рис. 7

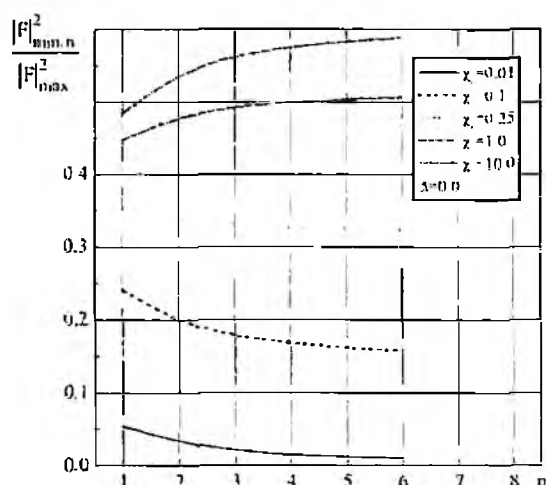


Рис. 8

Заключение

Проведенные исследования показали, что применение спадающего края амплитудного распределения у ИС в виде круглой апертуры приводит к сглаживанию осциллирующего характера поля в их зоне Френеля по сравнению с равномерным амплитудным распределением. При этом происходит уменьшение величины главного максимума, изменение его продольного размера, заплывание нулей и уменьшение уровня побочных максимумов. Степень проявления указанных эффектов зависит от высоты pedestala и фокусного расстояния. В наибольшей степени они проявляются у нефокусированной апертуры. Полученные результаты в виде аналитических соотношений и графических зависимостей могут быть полезны при проектировании сфокусированных апертурных антенн, предназначенных для систем ближ-

ней радиолокации, при оценке ЭМС РТС, при проектировании систем беспроводной передачи энергии, телекоммуникационных систем связи и беспроводных компьютерных сетей.

Список литературы: 1. *Шифрин Я С.* Статистическая теория антенн // Справочник по антенной технике (в 5 т.) / Под ред. Л.Д. Бахраха и Е.Г. Зелкина. М.: ИПЖР, 1997. Т. 1. С. 148 – 206; Пер с англ Y.S. Shifrin. Statistical Antenna Theory (Theory foundation, State-of-the-Art, Basic Application) // *Telecommunication and Radio Engineering*: 2001. Vol. 55, N 6-7. P 1-67. 2. *Должиков В В., Сербин А В.* Радіальний розподіл інтенсивності поля 8в зоні Френеля круглої зфокусованої апертури / *Вісник НУ "Львівська політехніка"*, 2004. 3. *Silver S.* Microwave Antenna Theory and Design. New York.: Mc Graw-Hill, 1949. 312 p. 4. *Ямольский В.Г., Фролов О.П.* Антенны и ЭМС. М.: Радио и связь, 1983. 272 с. 5. *Microwave Scanning Antennas*, vol. 1 / Edited by R.C Hansen. Academic Press: New York and London. 1964.

*Харьковский национальный
университет радиоэлектроники*

Поступила в редколлегию 06.08.2007

Т. А. ЦАЛИЕВ, д-р техн. наук, З. М. ВЕЛИЕВ,

АНАЛИЗ ФОКУСИРУЮЩИХ СВОЙСТВ МОДИФИЦИРОВАННЫХ ЛИНЗ ФРЕНЕЛЯ

Расширение круга задач, решаемых современной радиоэлектроникой, стимулировало в последние десятилетия интенсивное развитие теории и техники антенных устройств.

В качестве примера можно привести антенные устройства дискретной рабочей поверхностью, в частности известные из оптики [1], линзы Френеля (ЛФ). Геометрическая конфигурация такой линзы (назовем ее классической линзой Френеля параболического типа), трансформирующей сферический волновой фронт в плоский, основана на принципе Гюйгенса-Френеля и формируется путем разбиения плоской поверхности на зоны Френеля [2].

Подобные устройства используются не только в оптике, известно множество случаев, когда ЛФ находят применение в миллиметровом и сантиметровом диапазонах волн, например, в качестве антенных либо фокусирующих элементов [3–6].

Известны и другие типы антенных элементов с дискретной рабочей поверхностью, например, так называемые модифицированные линзы Френеля (МЛФ) параболического типа [7], обладающие определенными преимуществами по сравнению с классической ЛФ. Результаты исследования свойств ЛФ и МЛФ параболического типа приведены, в частности в работах [8]. До настоящего времени еще не были изучены свойства МЛФ эллиптического типа, которая в большей степени пригодна для фокусировки волновых полей. Цель данной работы – численный анализ дифракции монохроматического электромагнитного поля на поверхности МЛФ эллиптического типа, основанный на методе интегральных уравнений [9] и последующее рассмотрение фокусирующих и частотных свойств такой линзы.

В процессе решения указанной задачи реализован корректный численный алгоритм расчетов с контролем сходимости решения, выполнения граничных условий и условия Мейкснера в конечных точках элементов дискретной поверхности, обеспечивающий высокую точность результатов и приемлемые затраты времени вычислительного процесса.

Геометрия рассматриваемых дискретных поверхностей и методика численного анализа

Как упоминалось выше, принцип построения классической ЛФ состоит в том, что воображаемая плоская поверхность разбивается на зоны Френеля. При симметричной дискретизации параболического типа границы этих зон представляют собой концентрические окружности радиусом $\rho_n = \sqrt{fn\lambda + (n\lambda/2)^2}$ (где λ – длина волны, $n = 1, 2, \dots, N$) в виде линий пересечения плоской «образующей» поверхности P и семейства $\{Q_n\}$ софокусных конформных параболических «секущих» поверхностей с фокусом в точке x_1 (рис. 1, а).

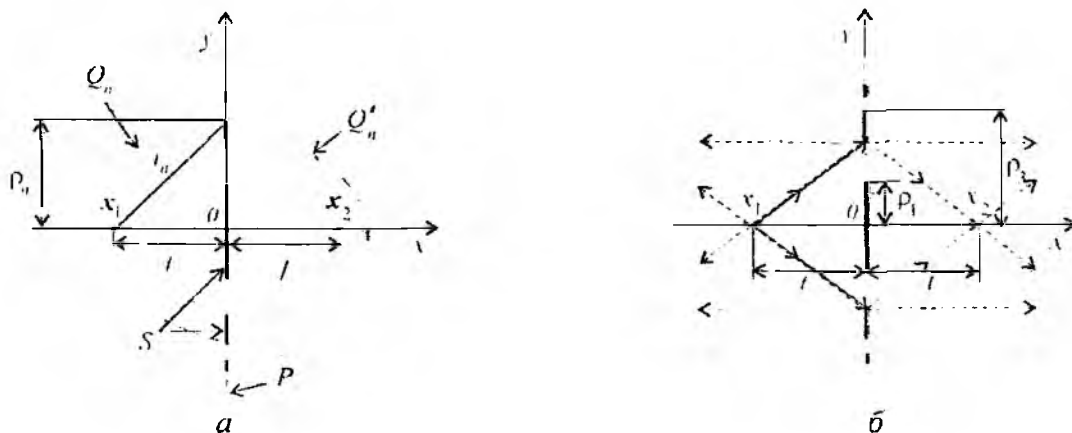


Рис. 1

Отметим, что аналогичная геометрия линзы будет иметь место и в том случае, если «секущим» является такое же семейство $\{Q_n\}$ параболических поверхностей с фокусом в точке x_2 .

Если пронумеровать зоны Френеля и выбрать одно из подмножеств этих зон (только четные, либо только нечетные зоны), заполнив их, например, проводящим материалом, получим плоскую дискретную поверхность – классическую ЛФ, элементы профиля которой обозначены на рис. 1, a символом S .

При облучении ЛФ источником сферической волны элементы дискретной поверхности, которые находятся в плоскости раскрыва линзы, способствуют образованию за этим раскрывом областей с относительно малой напряженностью поля – «теневого» зон.

Следует отметить, что следствием зеркальной симметрии этой геометрической конфигурации относительно «образующей» поверхности является такое нежелательное явление, как «многофокусность». Рассмотрев ход лучей при помещении точечного источника монохроматической электромагнитной волны в точку x_1 (рис. 1, b), можно понять что условие фокусировки выполняется в четырех точках $(\pm\infty, x_1, x_2)$, где рассеянные поля синфазны (здесь для наглядности последующих рассуждений штриховкой обозначены «теньевые» зоны в раскрыве линзы).

В этом случае, рассеянное поле, фокусируясь на бесконечности, формирует не один, а два главных лепестка диаграммы направленности (ДН) в прямом и обратном направлении. Причем фокусировка рассеянного поля в точке x_1 есть проявление нежелательного эффекта «реакции зеркала на облучатель».

При дискретизации эллиптического типа «секущие» поверхности – это семейство $\{Q_n\}$ софокусных конформных эллипсоидов вращения, фокусы которых находятся в точках x_1 и x_2 , а фокальные радиусы r_n , соединяющие эти фокусы с точками на границе каждой n -й зоны (рис. 2, a) удовлетворяют условию

$$r_{n1} + r_{n2} = f_1 + f_2 + n\lambda/2 = 2a_n, \quad (1)$$

где f_1 и f_2 – осевые расстояния фокальных точек до «образующей» поверхности P (причем f_1 не обязательно равно f_2), a_n – большая полуось n -го эллипсоида семейства $\{Q_n\}$, n – номер зоны и выполняется условие: $(a_{n+1} - a_n = \lambda/2)$.

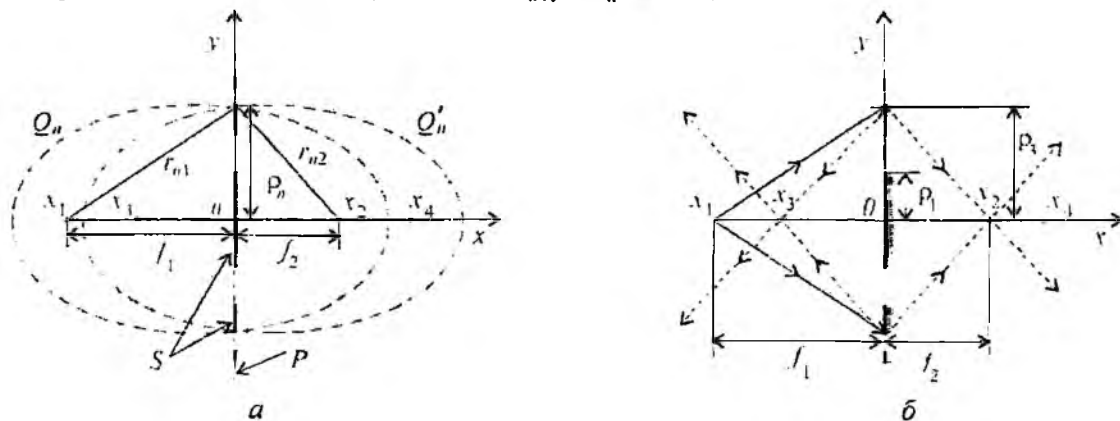


Рис. 2

Радиусы зон Френеля в этом случае определяются из соотношения

$$\rho_n = \frac{1}{2|a_n|} \sqrt{(a_n^2 + f_2^2 - f_1^2)^2 - 4(a_n f_1)^2}. \quad (2)$$

В силу зеркальной симметрии такого построения следует, что при $f_1 \neq f_2$ (рис. 2, a) аналогичная геометрическая конфигурация зон Френеля будет иметь место, если в качестве секущих поверхностей рассматривать $\{Q'_n\}$ – семейство подобных эллипсоидов вращения с фокусами, находящимися в точках x_1 и x_4 .

Заполнив одно из подмножеств зон на поверхности P проводящим материалом, образуем ЛФ эллиптического типа, элементы профиля которой обозначены на рис. 2, a символом S .

Рассмотрев, аналогично предыдущему, ход лучей точечного источника монохроматической электромагнитной волны помещенного в точку x_1 (рис. 2, b), заметим, что в данном случае также наблюдается «многофокусность»: условие фокусировки выполняется не в одной точке, а в двух (x_2 и x_3), где рассеянные поля синфазны. Причем, если выполняется условие $f_1 = f_2$, то $x_1 = x_3$, что приводит к эффекту «реакции зеркала на облучатель».

Конструкции модифицированной ЛФ эллиптического типа строятся по-иному: затеняя в плоскости раскрыва линзы ($x = 0$) четные зоны, металлические элементы линзы ориентированы ортогонально по отношению к раскрыву (рис. 3, a).

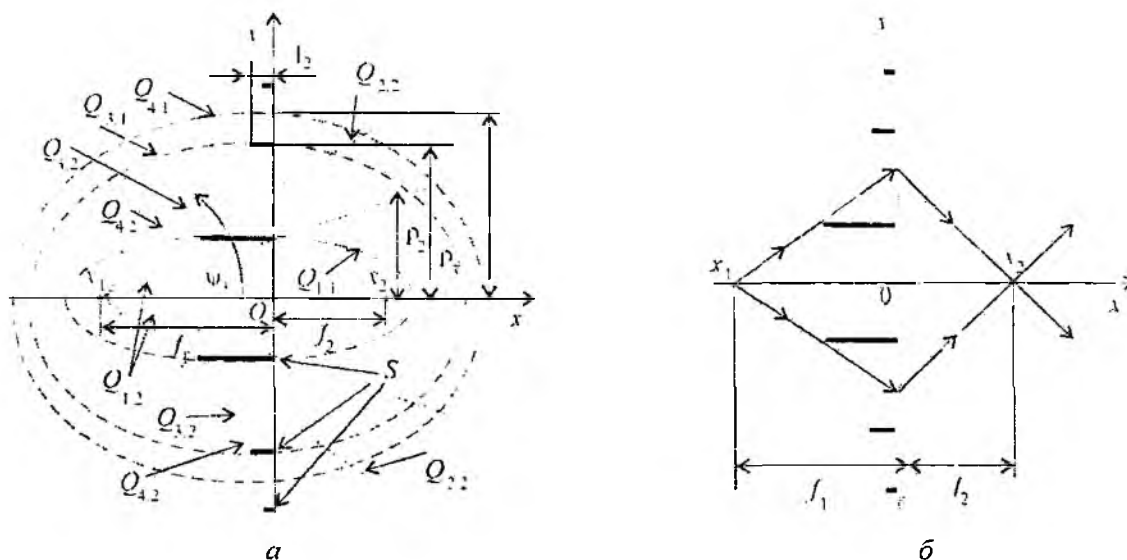


Рис. 3

Модифицированную дискретную поверхность формируют два семейства «секущих» поверхностей [5]. Первое из них $\{Q_{n,1}\}$ ($n = 1, \dots, N$), представляет собой симметричные относительно оси x конформные софокусные эллипсоиды вращения (f_1 и f_2 – осевые расстояния фокальных точек до раскрыва линзы). Это семейство определяет границы зон Френеля в раскрыве линзы – плоскости $x = 0$.

Второе «секущее» семейство $\{Q_{n,2}\}$ ($n = 1, \dots, N$) – это поверхности круговых конусов с общей вершиной точке x_1 , углом при вершине равным $2\psi_n$, осью совпадающей с координатной осью x , проходящие через границы зоны Френеля в раскрыве (рис. 3, a). Семейство $\{P_k\}$ это в данном случае «образующие» поверхности соосных круговых цилиндров, каждая из которых, проходя через границу одной из нечетных зон Френеля, ортогональна к плоскости раскрыва. Конструкция МЛФ представляет собой многосвязную поверхность S , образованную такой совокупностью проводящих цилиндрических элементов, причем длину каждого цилиндрического элемента l_k , который затеняет соответствующую ему четную зону Френеля в плоскости $x = 0$, можно определить из соотношения

$$l_k = (\rho_{2k} - \rho_{2k-1}) / \text{tg } \psi_{2k}, \quad k = 1, 2, \dots, \quad (3)$$

Цель модификации ЛФ состоит в том, чтобы, во-первых, снизить уровень отражений от линзы в сторону источника падающей волны, а во-вторых, – частично перенаправить в нужном направлении поля, отраженные от элементов линзы.

Рассмотрев ход лучей точечного источника монохроматической электромагнитной волны помещенного в точку x_1 (рис. 3, б), заметим, что условие фокусировки выполняется только для одной точки x_2 , поскольку в такой конструкция нет зеркальной симметрии, следовательно, эффекты «многофокусности» и «реакции зеркала на облучатель» способны проявиться в значительно меньшей степени.

Для анализа свойств МЛФ эллиптического типа рассматривается задача дифракции E – поляризованного монохроматического электромагнитного поля \vec{E}^0, \vec{H}^0 на поверхности МЛФ (незамкнутом многосвязном идеально проводящем двустороннем экране), расположенной в безграничной однородной изотропной среде с параметрами ϵ_0, μ_0 .

При этом полагается, что граничные условия, амплитудно-фазовые распределения полей источников электромагнитного поля не зависят от одной выбранной координаты (в данном случае от координаты z), т.е. что дифракционная задача является двумерной.

В этом случае задача сводится к нахождению распределения плотности поверхностного тока на экране с помощью численного решения интегрального уравнения Фредгольма первого рода относительно плотности поверхностного продольного тока $\vec{j} = \vec{z}_0 j_z(\gamma)$:

$$\frac{\omega \mu_0}{4} \int_L j_z(\gamma) K(\tau, \gamma) d\gamma = E_z^0(\tau), \quad (4)$$

путем сведения его к системе линейных алгебраических уравнений методом коллокации [9]. В формуле (4) приняты обозначения: $K(\tau, \gamma) = H_0^{(2)}(kR_0(\tau, \gamma)) \sqrt{(\partial \xi(\gamma) / \partial \gamma)^2 + (\partial \eta(\gamma) / \partial \gamma)^2}$; $h_i(\tau)$ – коэффициент Ламе; H_0^2 – функция Ханкеля второго рода нулевого порядка; E_z^0 – падающее поле. Контур L имеет вид сечения поверхности МЛФ плоскостью $z = 0$, уравнение контура L задается в параметрической форме $x(q_0, \tau) = \xi(\gamma)$, $y(q_0, \tau) = \eta(\gamma)$, $z = \zeta$, где γ – параметр; ξ, η – локальные координаты точек на контуре L . Ортогональная система координат q, τ, z водится таким образом, чтобы поверхность S совпадала с частью координатной поверхности $q = q_0 = \text{const}$.

При численном решении уравнения (4) число разбиений контура L выбирается так, что на участок размером в длину волны приходится от 30 до 40 точек коллокации.

Найденное в результате такого решения распределение плотности поверхностного тока на контуре L дает возможность путем использования корректных методов численного интегрирования рассчитать рассеянные поля, а также другие требуемые характеристики. Для того, чтобы можно было сравнивать характеристики двух типов линз, параллельно аналогичная задача решалась для классической ЛФ эллиптического типа.

Процедура решения задачи состоит из двух последовательно выполняемых этапов. На первом этапе источником первичного (падающего) монохроматического поля $\vec{E}^0 = \vec{z}_0 E_z^0$ является нить электрического тока, помещенная на фокальной линии, и рассчитывается распределение поверхностной плотности электрического тока на контуре L .

На втором этапе, на основе найденных распределений плотности поверхностного тока на контуре L , рассчитываются амплитудные распределения полей на продольной оси линзы и в фокальной плоскости, рассматриваются особенности фокусировки, рассчитывается диаграмма рассеяния. Аналогичные расчеты многократно повторяются при изменении отношения характерных размеров линзы к длине волны и определяются соответствующие зависимости характеристик линзы.

Обсуждение полученных результатов

Приводимые ниже результаты расчетов и соответствующий им анализ характеристик соответствуют размеру раскрыва линз Френеля $d = 50 \lambda$.

Кривые, приведенные рис. 4, отображают распределения амплитуды суммарного поля на продольной оси линз при облучении каждой из них источником (нитью электрического тока), находящимся в левом фокусе ($x = -f_1$).

Здесь и на последующих рисунках цифрой 1 отмечены кривые соответствующие МЛФ эллиптического типа, а цифрой 2 — соответствующие классической плоской ЛФ с заполнением только четных зон.

Эти кривые наглядно иллюстрируют утверждение о том, что в МЛФ эллиптического типа условие фокусировки выполняется главным образом в одной точке (в данном случае вблизи «геометрического» фокуса с координатами $x = f_2, y = 0$). Причем можно заметить, положение «истинного» фокуса немного не совпадает с «геометрическим» (расчетным).

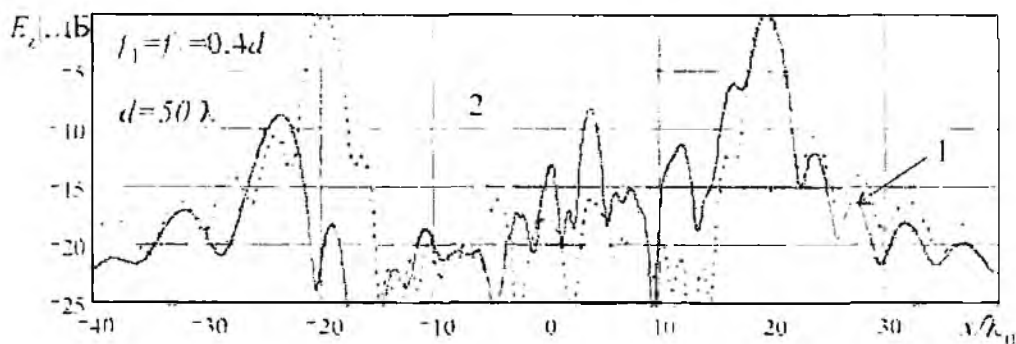


Рис. 4

Особенности фокусировки поля в фокальной плоскости, проходящей через «истинный» фокус, иллюстрирует рис. 5, на котором можно отметить, что в пределах фокального пятна амплитудные распределения полей МЛФ и ЛФ практически не отличаются, однако вне этой области для МЛФ характерен высокий уровень побочных лепестков.

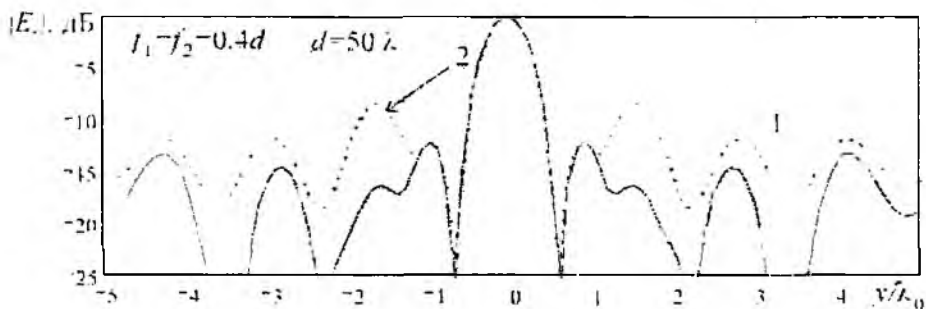


Рис. 5

Для того чтобы нагляднее продемонстрировать отличия фокусирующих свойств рассматриваемых двух типов линз, можно рассчитать коэффициент фокусировки K_f , определяемый выражением

$$K_f = 10 \lg \left[\frac{d |E_z(x_2, 0)|^2}{\int_{-d/2}^{d/2} |E_z(x_2, y)|^2 dy} \right] \quad (5)$$

Как показали эти расчеты способность концентрировать поле в фокальной плоскости у рассматриваемой МЛФ и классической ЛФ разная. Рис. 6, где приведены значения коэффициента фокусировки при разных фокусных расстояниях, иллюстрирует эти отличия.

Для рассмотренных линз существует зависимость коэффициента фокусировки от фокусного расстояния, однако довольно слабая. Для случая зеркальной симметрии (которая имеет место при

$f_1 = f_2$, т.е. когда $\{Q_{n,1}\} \equiv \{Q_{n,2}\}$, рис. 6, а), наилучшие фокусирующие свойства МЛФ наблюдаются вблизи значений $f_1/d = 0, 2 \dots 0, 4$, причем здесь значения коэффициента фокусировки для МЛФ примерно на 2 дБ больше, чем для ЛФ. В ином случае (т.е. когда $f_1 \neq f_2$, рис. 6, б), если зафиксировать значение f_1/d и менять величину f_2/d , то наблюдаемая зависимость выражена гораздо сильнее и максимальное значение K_f имеет место при $f_2/d = 0, 35d$.

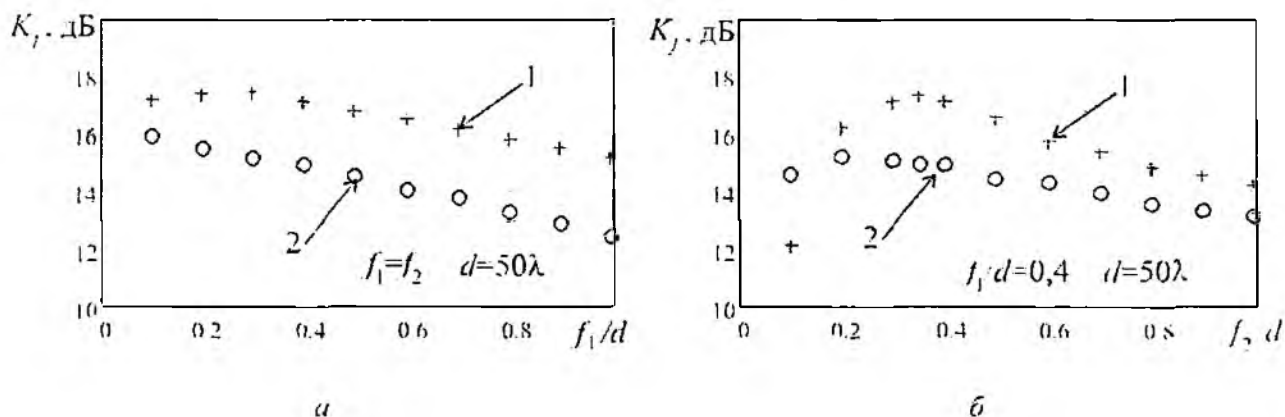


Рис. 6

Поскольку геометрическая конфигурация рассматриваемых линз основана на дискретизации плоской поверхности раскрыва на зоны Френеля, размеры которых тесно связаны с расчетной длиной волны, то особый интерес представляет анализ свойств таких поверхностей в зависимости от длины волны.

Дают возможность сопоставить характер изменения фокусирующих свойств МЛФ и классической ЛФ при вариации длины волны результаты, приведенные на рис. 7, а, из которых можно заключить, что по частотным свойствам оба типа линз отличаются незначительно. При этом, если максимальное значение $K_f \approx 18$ дБ для МЛФ имеет место при $\lambda = 0, 97\lambda_0$, то для ЛФ $K_f \approx 15, 5$ дБ – при $\lambda = 1, 03\lambda_0$, где λ_0 – исходная (конструктивная) длина волны.

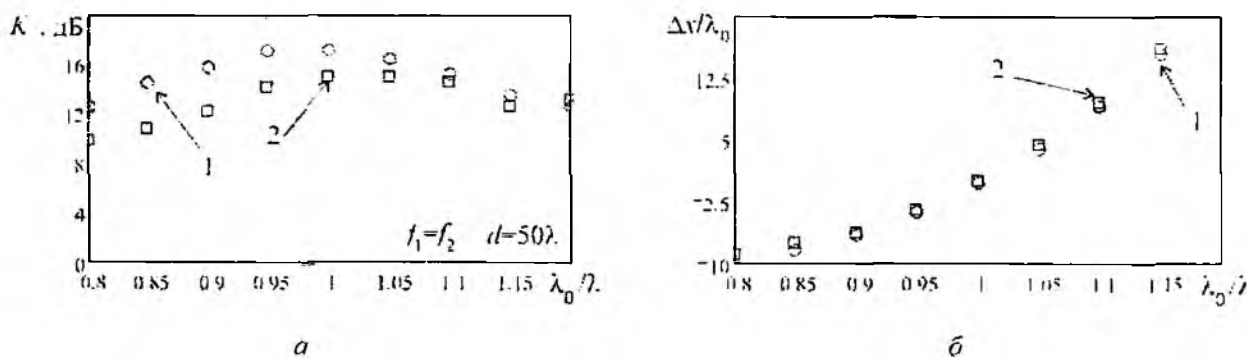


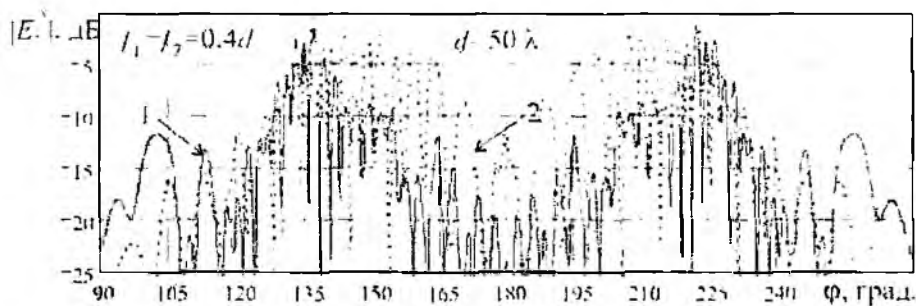
Рис. 7

В этой связи, например, показательны графики, представленные на рис. 7, б, где видно, как смещается реальная фокальная линия относительно своего первоначально заданного в процессе дискретизации положения. Можно отметить, что с уменьшением длины волны в обоих случаях, представленных на рисунке, происходит смещение фокальной линии в направлении от линзы.

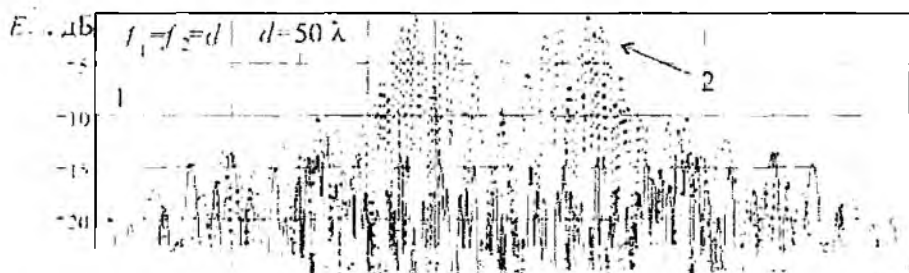
О преимуществах МЛФ по сравнению с классической ЛФ наиболее ярко свидетельствуют результаты расчетов диаграмм рассеянного поля $|E^2(\varphi)|$, которые показаны на рис. 8,

где данные нормированы относительно максимального значения амплитуды рассеянного поля для случая классической ЛФ (2).

Здесь наблюдается резкое (от 10 до 15 дБ) снижение уровня рассеянного поля в секторе углов $140 \leq \varphi \leq 220$, т.е. в обратном направлении, и это снижение тем существенней, чем больше величина отношения f/d . Проведенные расчеты дают основание утверждать, что конструкция МЛФ эллиптического типа обеспечивает фокусировку поля преимущественно в одном (прямом) направлении и этим отличается от классической ЛФ.



а



б

Рис. 8

На основании решения поставленной дифракционной задачи и приведенных выше результатов можно достаточно корректно, обоснованно и достоверно сделать вывод о том, что модифицированные линзы Френеля эллиптического типа по своим фокусирующим свойствам заметно превосходят аналогичные классические линзы Френеля.

Список литературы: 1. Кольтер Р., Беркхарт К., Лин Л. Оптическая голография. М.: Мир, 1973. 354 с. 2. Цалиев Т.А. Электродинамические свойства дискретных поверхностей // Известия вузов. Радиоэлектроника. 2000. 43. № 5-10. С. 13-22. 3. Базарский О.В., Колесников А. И., Хитин Я.Л. Частотные свойства зонированных линз Френеля // Радиотехника и электроника. 1980. №12. С. 2491-2496. 4. Fresnel Antenna // IEEE Electronics and Microwave World/ 1989. Vol. AP-24. №9. P. 8127. 5. Айзенберг Г.З., Ятцольский В.Г. Пассивные ретрансляторы для радиорелейных линий. М.: Связь. 1973. 208 с. 6. Лещук И.И., Цалиев Т.А. Численный анализ линзовых антенн Френеля. / Известия вузов. Радиоэлектроника. 1998. № 5. С. 3-8. 7. Воробейко П.П., Цалиев Т.А. Антенны с дискретными рабочими поверхностями // Электросвязь. 2005. № 9. С. 40-44. 8. Цалиев Т.А., Велчев З. М. Анализ направленных, фокусирующих и частотных свойств модифицированных дискретных излучающих поверхностей. Наук. праци ОИАЗ им. О.С. Попова. 2006. № 1. С. 57-65. 9. Захаров Е.В., Пилленов Ю.В. Численный анализ дифракции радиоволн. М.: Радио и связь. 1982. 184 с.

Донецкая национальная академия связи
им. А.С. Попова

Поступила в редколлегию 12.12.2007

ОБ УСЛОВИЯХ РЕАЛИЗАЦИИ АМПЛИТУДНОГО МЕТОДА ИЗМЕРЕНИЯ УГЛА МЕСТА ЦЕЛИ В ОБЗОРНОЙ РЛС С ПАРЦИАЛЬНОЙ ДИАГРАММОЙ НАПРАВЛЕННОСТИ

Введение

Для измерения высоты цели достаточно знать угол места цели ϵ_u и ее дальность D_u . В обзорных РЛС с парциальной диаграммой направленности (ПДН) возникает возможность оценивать ϵ_u на основе сравнительного анализа параметров отраженных от цели импульсов на выходах приемных трактов двух соседних лепестков ПДН.

В статье [1] рассмотрены алгоритмы измерения угла места цели ϵ_u в обзорной РЛС с ПДН при различной ширине лепестков по углу места ($\epsilon_{л1} \neq \epsilon_{л2}$). Предложенные алгоритмы основываются на определении ϵ_u по азимутальной ширине $\beta_{л1}$, $\beta_{л2}$ «пачек» импульсов на выходах приемных трактов двух соседних лепестков ПДН с известным пространственным полем ϵ_1 , ϵ_2 , β_a (рис. 1).

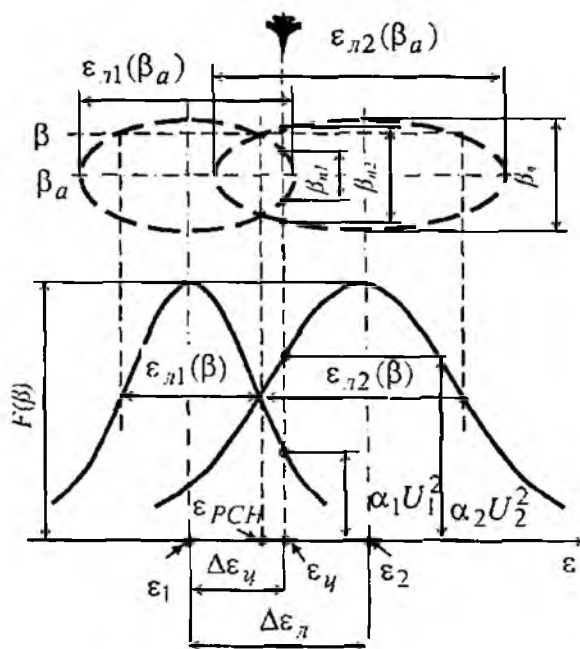


Рис. 1

Тут ϵ_i – угловое положение по ϵ осей симметрии нижнего ($i=1$) и верхнего ($i=2$) лепестков; β_a – текущее угловое положение антенны по азимуту; β , ϵ – текущие координаты в пространстве по азимуту и углу места; $\Delta\epsilon_u = \epsilon_2 - \epsilon_1$ – взаимное смещение по ϵ двух соседних лепестков ПДН; $\Delta\epsilon_u = \epsilon_u - \epsilon_1$ отклонение цели по углу места от плоскости симметрии нижнего лепестка ϵ_1 ; $\epsilon_{л1}$, $\epsilon_{л2}$ – ширина лепестков по углу места. Обозначениями $\epsilon_{лi}(\beta)$ на рис. 1 подчеркивается зависимость ширины лепестка ДН облучения по ϵ от β . При этом она становится наибольшей при $\beta = \beta_a$, то есть при облучении пространства вертикальной плоскостью симметрии лепестка.

Основной недостаток этих способов состоит в присущих им дискретных ошибках измерения ϵ_u [2], обусловленных периодом следования импульсов обработанных приемными трактами «пачек».

Очевидно, что информация об ϵ_u содержится и в амплитудах импульсов U_1, U_2 на выходах приемных трактов двух соседних лепестков ПДН. Цель статьи – предложить возможный принцип определения ϵ_u «амплитудным» методом – по соотношению амплитуд U_1/U_2 импульсов соседних лепестков.

Амплитудный метод измерения угла места цели в обзорной РЛС с ПДН

Как правило, ширина каждого лепестка ПДН по азимуту имеет одинаковую величину – β_a . Поэтому выражение для каждого основного лепестка по мощности в двух плоскостях $F_i(\beta, \epsilon)$ можно представить произведением общего выражения для всех лепестков по азимуту $F(\beta)$ и выражений диаграмм i -го лепестка по углу места $F_i(\epsilon)$, т.е.

$$F_i(\beta, \epsilon) = F(\beta)F_i(\epsilon). \quad (1)$$

С учетом этого на рис. 1 показана возможность измерения ϵ_u как по азимутальной ширине «пачек» импульсов β_{n1}, β_{n2} , так и по амплитудам импульсов напряжений U_1, U_2 двух соседних лепестков. Для получения расчетных выражений для ϵ_u по амплитудам U_1, U_2 , аппроксимируем каждый лепесток ПДН по азимуту β и углу места ϵ выражениями:

$$F(\beta) = \exp\left[-2,77 \frac{(\beta - \beta_a)^2}{\beta_n^2}\right], F_i(\epsilon) = \exp\left[-2,77 \frac{(\epsilon - \epsilon_i)^2}{\epsilon_{ni}^2}\right], i = 1, 2. \quad (2)$$

На выходах приемных трактов амплитуды U_1 и U_2 импульсов, отраженных целью с координатой ϵ_u можно выразить через значения $F(\beta), F_1(\epsilon_u), F_2(\epsilon_u)$ соотношениями:

$$U_1^2 = (1/\alpha_1)F^2(\beta) F_1^2(\epsilon_u); U_2^2 = (1/\alpha_2)F^2(\beta) F_2^2(\epsilon_u), \quad (3)$$

где α_1, α_2 – коэффициенты преобразования мощностей сигналов, излученных каждым лепестком ПДН, в мощность отраженных импульсов (U_1, U_2) на выходах приемных трактов.

Уточним, что для существенного ослабления влияния флуктуаций эффективной отражающей поверхности (ЭОП) цели на значение коэффициентов α_1, α_2 частотный разнос $(f_2 - f_1)$ «лепестков» должен удовлетворять условию [3]:

$$|f_2 - f_1| \leq (c/4L), \quad (4)$$

где c – скорость света, L – линейный размер цели.

Предположим, что условие (4) выполняется. Тогда из выражений (1-3) вытекает следующее квадратное уравнение:

$$a \Delta\epsilon_u^2 + 2 \frac{\Delta\epsilon_n}{\epsilon_{n2}^2} \Delta\epsilon_u + \left(A - \frac{\Delta\epsilon_n^2}{\epsilon_{n2}^2}\right) = 0, \quad (5)$$

где $a = \frac{\epsilon_{n2}^2 - \epsilon_{n1}^2}{\epsilon_{n1}^2 \epsilon_{n2}^2}$, $A = 0,36 \left(\ln \frac{U_1}{U_2} - \frac{1}{2} \ln \frac{\alpha_2}{\alpha_1} \right)$. При этом, решение (5) имеет вид

$$\Delta\epsilon_u = \frac{\Delta\epsilon_n}{a \epsilon_{n2}^2} \left(1 + \sqrt{1 + a \epsilon_{n2}^2 \left(1 - \frac{\epsilon_{n2}^2}{\Delta\epsilon_n^2} A\right)} \right). \quad (6)$$

Из уравнения (5) и выражения для a видно, что если два соседних лепестка имеют одинаковую ширину по углу места $\epsilon_{n1} = \epsilon_{n2} = \epsilon_n$, то первый член уравнения отсутствует ($a = 0$) и его решение принимает вид

$$\Delta\epsilon_u = \frac{\Delta\epsilon_n}{2} - A \frac{\epsilon_n^2}{2\Delta\epsilon_n}. \quad (7)$$

В выражение измеряемого параметра A кроме соотношения амплитуд импульсов U_1/U_2 входит соотношение коэффициентов α_1 и α_2 . Это соотношение при выполнении условия (4) можно приближенно представить через импульсные мощности P_{u1} , P_{u2} излучаемых импульсов, коэффициенты усиления (на соответствующих дальностях) приемников $K_1(D)$, $K_2(D)$ по мощности и ширину по углу места ϵ_{n1} , ϵ_{n2} соответствующей пары лепестков ПДН выражением

$$\frac{\alpha_2}{\alpha_1} = \frac{P_{u1}}{P_{u2}} \frac{\epsilon_{n2}^2}{\epsilon_{n1}^2} \frac{K_1(D)}{K_2(D)}. \quad (8)$$

Из анализа выражений (5-8) можно предложить следующий принцип измерения ϵ_n «амплитудным» методом.

1. Для измерения ϵ_n

$$\epsilon_n = \epsilon_1 + \Delta\epsilon_n \quad (9)$$

на основе решения уравнения (5) необходимо: знать фиксированные параметры уравнения (a , $\Delta\epsilon_n$, ϵ_{n2}) для каждой пары лепестков, их пространственное положение ϵ_1 , ϵ_2 по ϵ , и определить для каждого дискрета дальности ΔD с обнаруженной целью в каждом периоде повторения – T_n определить соотношения амплитуд U_1/U_2 и коэффициентов α_2/α_1 .

2. Из выражения (8) следует, что в соотношение α_2/α_1 входят фиксированный множитель $\epsilon_{n2}^2/\epsilon_{n1}^2$ и медленно меняющиеся от T_n к T_n множитель P_{u1}/P_{u2} и функция $K_1(D)/K_2(D)$. Поэтому измерение α_2/α_1 для каждого дискрета дальности можно осуществлять с периодичностью $\Delta T_n \gg T_n$ и хранить в ячейках памяти вычислителя. При этом вычисление значений функции $K_1(D)/K_2(D)$ можно осуществлять по значениям управляющих напряжений схем временной (ВАРУ) и шумовой (ШАРУ) автоматической регулировок усиления.

3. Для снижения влияния на точность измерения отношения U_1/U_2 быстрых флуктуаций ЭОП и собственных шумов приемных трактов необходимо вычислять среднее за время облучения значение этого отношения $\overline{U_1/U_2}$, а при измерении в каждом T_n значений U_1 и U_2 учитывать порог ограничения импульсов на входе вычислителя ϵ_n .

Структурная схема цифрового вычислителя угла места цели в РЛС с ПДН

Структурная схема цифрового вычислителя угла места цели, которая отражает алгоритм его работы, представлена на рис. 2.

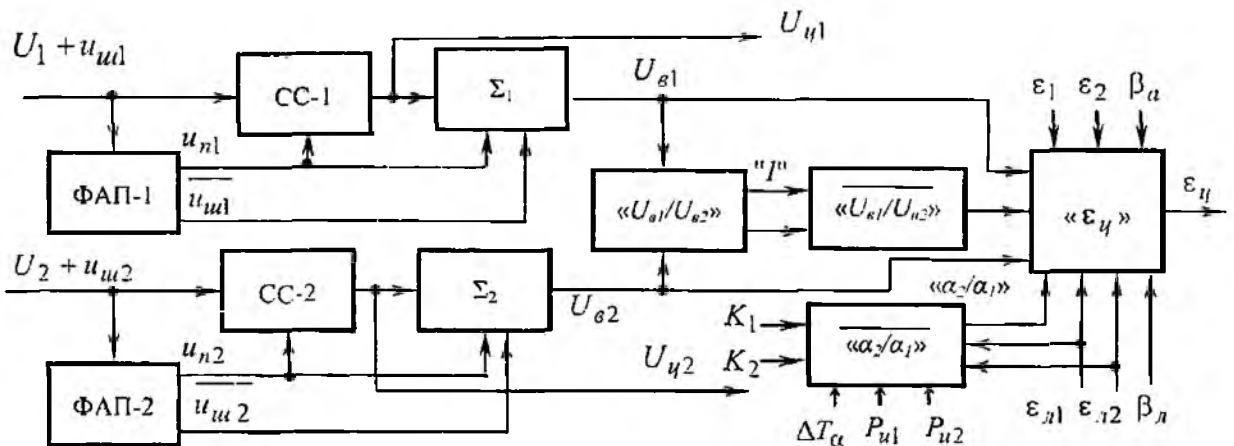


Рис. 2

Для краткости изложения алгоритма работы при характеристике цифровых кодов параметров обрабатываемых сигналов используются аналоговые термины – импульс, амплитуда импульса. На рис. 2 введены следующие обозначения: ФАП-1,2 – формирователи адаптивных (к шумам) порогов $\overline{u_{n1,2}}$ и средних значений шумов $\overline{u_{ш1,2}}$; СС-1,2 – схемы сравнения, выделяющие амплитуды импульсов целей $U_{ш1,2}$, превысившие пороги $\overline{u_{n1,2}}$; $\Sigma_{1,2}$ – сумматоры напряжений $\overline{U_{ш1,2} + u_{n1,2} - u_{ш1,2}} = \overline{U_{в1,2}}$; « $U_{в1}/U_{в2}$ » – вычислитель отношения «восстановленных» амплитуд импульсов; « $\overline{U_{в1}/U_{в2}}$ » – вычислитель среднего значения отношения $U_{в1}/U_{в2}$ за время облучения цели; « α_2/α_1 » – вычислитель усредненных (за ΔT_α) значений дискретного набора отношений α_2/α_1 для каждого дискрета дальности ΔD ; « ϵ_u » – измеритель ϵ_u рассматриваемым методом.

Алгоритм работы вычислителя ϵ_u

На вход вычислителя ϵ_u каждой пары лепестков ПДН с выходов приемных трактов поступает смесь импульсов пелей U_i с шумами $u_{шi}$. Каждый ФАП оценивает и запоминает среднее значение $\overline{u_{шi}}$ напряжения шума $u_{шi}$ ($i=1, 2$) и формирует пороговое напряжение $\overline{u_{ni}}$, превышающие $\overline{u_{шi}}$:

$$\overline{u_{ni}} = k_n \overline{u_{шi}}, k_n > 1.$$

Схемы сравнения СС-1 и СС-2 выделяют импульсы целей $U_{ш1,2}$ по алгоритму:

$$U_{шi} = \begin{cases} 0 & , \text{ если } U_i + u_{шi} < \overline{u_{ni}}, \\ U_i + u_{шi} - \overline{u_{ni}}, & \text{ если } U_i + u_{шi} > \overline{u_{ni}}. \end{cases}$$

Эти импульсы подвергаются критериальной обработке „к/н” для определения времени облучения цели $\Delta t_{обл}$ парой лепестков ПДН (на схеме такая обработка не отражена).

Сумматоры $\Sigma_{1,2}$ «восстанавливают» значения амплитуд $U_{вi}$ («потерянных» в СС-1,2 при пороговом ограничении входного сигнала) импульсов целей, по алгоритму:

$$U_{вi} = \begin{cases} 0 & , \text{ если } U_{шi} = 0, \\ U_{шi} + \overline{u_{ni}} - \overline{u_{шi}}, & \text{ если } U_{шi} > 0. \end{cases}$$

Вычислитель « $U_{в1}/U_{в2}$ » для всех дискретов дальности ΔD работает по алгоритму:

$$U_{в1}/U_{в2} = \begin{cases} U_{в1}/U_{в2}, & \text{ если } U_{в1} > 0 \text{ и } U_{в2} > 0, \\ 0 & , \text{ если } U_{в1} = 0 \text{ или } U_{в2} = 0 \text{ или } U_{в1} = U_{в2} = 0. \end{cases}$$

В первом случае на выходе «1» вычислителя формируется единичный потенциал, а на втором – значение отношений напряжений. В других случаях на обоих выходах вычислителя формируется «0».

Вычислитель « $\overline{U_{в1}/U_{в2}}$ » определяет среднее значение $U_{в1}/U_{в2}$ за время облучения цели $\Delta t_{обл} = \beta_\alpha / (6\omega_\alpha)$, где ω_α – скорость вращения антенны в об/мин.

При этом учитываются лишь те m -периодов ($m \leq n$), в которых на выходе «1» вычислителя присутствовал единичный сигнал, т.е.

$$\overline{U_{в1}/U_{в2}} = \frac{1}{m} \sum_{j=1}^m (U_{в1}/U_{в2})_j.$$

Вычислитель « α_2/α_1 » с периодичностью $\Delta T_\alpha \gg T_n$ определяет усредненное отношение коэффициентов α_2, α_1 для каждого дискрета дальности в соответствии с выражением (8) по

показаниям измерителей мощностей P_{a1} , P_{a2} , коэффициентов усиления $K_1(D)$, $K_2(D)$ и значениям ϵ_{a1} , ϵ_{a2} , хранящимся в ячейках памяти.

Измеритель « ϵ_u » вычисляет ϵ_u согласно выражениям (9) и (6) или (7). Он также может учитывать значения β_{a1} соответствующего измерителя. При вычислении параметра A уравнения (5) используется значение $\ln(\overline{U_{a1}/U_{a2}})$ вместо $\ln(U_{a1}/U_{a2})$.

Очевидно, что цель может находиться в зоне облучения лишь одного лепестка ПДН. В этом случае, если за время усреднения присутствовало не менее k импульсов U_{a1} (по критерию « k/n ») измеритель принимает решение $\epsilon_u = \epsilon_1$, если же присутствовало не менее k импульсов U_{a2} , измеритель принимает решение $\epsilon_u = \epsilon_2$.

Отметим, что если вычислитель « ϵ_u » кроме реализации описанного алгоритма вычисления учитывает и азимутальную ширину пачек импульсов [1] соседних лепестков ПДН, то можно ожидать приемлемой точности измерений ϵ_u для расчета высоты целей.

Заключение

Предложен амплитудный метод измерения угол места цели ϵ_u . Он состоит в измерении среднего значения отношения «восстановленных» амплитуд импульсов U_{a1}/U_{a2} за время облучения цели. Для достижения приемлемой точности измерения высоты цели в перспективных трехкоординатных РЛС с ПДН необходимо перераспределение частотного разнеса при емно-передающих трактов соседних лепестков.

Список литературы: 1. Рысаков М.Д., Висоцький О.В., Духин Г.Ю. Можливі варіанти виміру кута місця цілі методом парціальних діаграм в оглядових радіолокаційних станціях // Радіотехніка: Всеукраїнський міжвід. наук.-техн. зб. Х: ХНУРЕ. 2006. Вип. 147.1 С. 143-149. 2. Духин Г.Ю., Рысаков Н.Д., Хохлюк В.И. Анализ потенциальной точности определения высоты цели в обзорных радиолокационных станциях методом парциальных диаграмм // Радиотехника и информатика: Науч.-техн. журнал 2003. №2(23). С. 15-18. 3. Кичин В.К., Перевезенцев Л.Т., Сокол В.В. Радиооборудование автоматизированных систем управления воздушным движением. К.: Выща шк. Головное изд-во. 1984. 312 с.

Харьковский Университет Воздушных Сил

Поступила в редколлегию 12.12.2007

ПАРАМЕТРИЗАЦИЯ СПЕКТРОВ СИГНАЛОВ В РАДИОЛОКАЦИОННЫХ СТАНЦИЯХ ВЕРТИКАЛЬНОГО ЗОНДИРОВАНИЯ АТМОСФЕРЫ

Радиолокационные станции вертикального зондирования атмосферы (РЛС ВЗ) [1] в настоящее время стали штатным оборудованием национальных метеорологических служб, всего в мире эксплуатируется более 200 РЛС этого типа, используемых научно-исследовательскими организациями, национальными метеослужбами и университетами. В ряде стран и регионов (США, Япония, ЕС) развернуты сети РЛС ВЗ.

Согласно [2], сети РЛС ВЗ обеспечивают техническую надежность на уровне 98 % и достоверность результатов на уровне 70 % в высотном слое до 6 – 7 км летом и до 3 – 4 км зимой (для японской метеорологической сети). Неполное покрытие высотного диапазона и наличие пропусков данных подтверждает актуальность исследований в области дальнейшего усовершенствования систем обработки сигналов РЛС ВЗ.

Обработка сигналов в станциях вертикального зондирования осуществляется параметризацией спектров сигналов, принятых с отдельных высотных уровней. Параметризация предполагает оценку первых трех моментов спектра – доплеровского сдвига частоты зондирующего сигнала, ширины спектра и мощности рассеянного сигнала. В станциях вертикального зондирования, информативными параметрами являются скорость ветра, степень турбулентности воздушной среды и отражаемость, вычисляемые соответственно из оцененного доплеровского сдвига частоты, ширины спектра и мощности рассеянных сигналов.

Смещение оценок информативных параметров возможно вследствие воздействия земной помехи, тепловых шумов, излучений других радиоэлектронных средств и импульсных помех промышленного и естественного происхождения.

В зависимости от вида функции стоимости ошибок измерения [3], параметризация может быть реализована методом максимумов, методом моментов или методом наименьших квадратов.

Задача параметризации спектров в системах с цифровой обработкой сигналов, рассеянных атмосферными неоднородностями, имеет особенность, заключающуюся в циклическом характере спектра сигнала. Это явление вызвано дискретизацией сигналов при аналого-цифровом преобразовании [4]. Дополнительным фактором, увеличивающим влияние краевых эффектов в системах обработки сигналов РЛС ВЗ, является прореживание реализаций при когерентном накоплении, приводящее к снижению результирующей частоты дискретизации и соответственно, уменьшению периода повторения копий спектра исходного процесса в составе спектра дискретного сигнала. Для уменьшения влияния краевых эффектов при параметризации спектров сигналов необходимо внести изменения в традиционные алгоритмы обработки спектров.

Метод моментов в классической формулировке записывается так [1]:

$$P = \sum_{i=1}^N S_i, \quad f' = \frac{1}{P} \cdot \sum_{i=1}^N (S_i \cdot i), \quad \sigma' = \sqrt{\frac{1}{P} \cdot \sum_{i=1}^N S_i \cdot (i - f')^2}. \quad (1)$$

В случае циклического спектра, метод моментов обеспечивает смещенные оценки центральной частоты (и соответственно скорости ветра). Для устранения этого недостатка, можно ограничить диапазон однозначного определения скоростей либо внести изменения в методику обработки спектров. Ограничение диапазона однозначно определяемых скоростей приводит к снижению отношения сигнал/шум и увеличению флуктуационных погрешностей оценок, поскольку обеспечивается уменьшением кратности когерентного накопления.

Представим спектр в полярной системе координат, тогда координаты центра масс спектра записываются как [5]

$$c = E(\rho \cdot \cos \theta), \quad \bar{s} = E(\rho \cdot \sin \theta) \quad (2)$$

(здесь и далее E – оператор среднего значения). Для определения полярных координат центра масс запишем

$$\bar{\theta} = \text{arctg}(\bar{s}/\bar{c}), \quad \bar{\rho} = \sqrt{\bar{s}^2 + \bar{c}^2} \quad (3)$$

Таким образом, математическое ожидание угловой координаты центра масс

$$\bar{\theta} = \text{arctg} \left(\frac{E(\rho \cdot \sin \theta)}{E(\rho \cdot \cos \theta)} \right), \quad (4)$$

а дисперсия угловой координаты центра масс запишется как

$$D_{\theta} = E[(\theta - \bar{\theta})^2] = \text{arctg} \left(\frac{E((\rho - \bar{\rho})^2 \cdot \sin((\theta - \bar{\theta})^2))}{E((\rho - \bar{\rho})^2 \cdot \cos((\theta - \bar{\theta})^2))} \right). \quad (5)$$

Метод наименьших квадратов (МНК) подразумевает определение параметров функции-шаблона, при которых средний квадрат невязки шаблона с выборочным спектром имеет минимальное значение. Поскольку скорости точечных отражателей в импульсном объеме независимы, а число точечных отражателей велико, результирующий закон распределения скорости сходится к нормальному при увеличении времени накопления в силу центральной предельной теоремы [1, 3]. Поэтому в качестве шаблона логично применить функцию Гаусса. Тогда невязка параметризации записывается так:

$$e(f_0, \Delta f) = \sum_{i=1}^N \left[x(i) - \exp \left(-\frac{(i - f_0)^2}{2 \cdot \Delta f^2} \right) \right]^2. \quad (6)$$

Аналогично методу моментов, МНК также имеет краевые эффекты. Для их устранения необходимо заменить функцию Гаусса, описывающую линейное нормальное распределение, на функцию, описывающую нормальное распределение на окружности [5]:

$$f(\theta, \sigma) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma}} \cdot \sum_{k=-\infty}^{\infty} \exp \left(-\frac{1}{2} \cdot \frac{(\theta + 2\pi k)^2}{\sigma^2} \right). \quad (7)$$

Или, в виде ряда Фурье:

$$f(\theta, \sigma) = \frac{1}{2\pi} \cdot \left(1 + 2 \sum_{p=1}^{\infty} \left(\exp(-\sigma^2 / 2) \right)^{p^2} \cdot \cos(p\theta) \right), \quad (8)$$

тогда невязка параметризации запишется так:

$$e(f_0, \Delta f) = \sum_{i=1}^N \left[x(i) - \frac{1}{2\pi} \cdot \left(1 + 2 \sum_{p=1}^K \rho^{p^2} \cdot \cos(p\theta) \right) \right]^2. \quad (9)$$

Сравнение предлагаемых методик параметризации с традиционными производилось путем имитационного моделирования. В отличие от аналогичных работ, моделирование производилось для всего диапазона скоростей, чтобы учитывать влияние краевых эффектов. Модель рассеянного сигнала формировалась в частотной области из амплитудно-частотного спектра в форме гауссианы с заданной спектральной шириной и центральной частотой. Фазо-частотный спектр представляет собой равномерно распределенный на интервале $-\pi \dots \pi$ случайный процесс [3]. Переход во временную область осуществлялся путем обратного преобразования Фурье и добавления белого гауссового шума до получения требуемого отношения сигнал/шум. Моделирование проводилось для следующих условий: диапазон скоростей ветра ± 25 м/с, спектральная ширина рассеянного сигнала 0.5...10 м/с с шагом 0.5 м/с, отношение сигнал/шум -10...+20 дБ. Среднеквадратичное отклонение (СКО) оценок вычислялось по формуле

$$\sigma_x = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N (x_i - \bar{x})^2}{N - 1}}, \quad (10)$$

где x_i – оценка параметра X , x – истинное значение параметра X , N – объем выборки моделирования.

Результаты имитационного моделирования приведены на рис. 1–8. Обозначения: 1 – метод максимума, 2 – метод моментов, 3 – циклический метод моментов, 4 – МНК (6), 5 – циклический МНК (9), 6 – предельное время параметризации для оперативного оценивания параметров, 7 – предельное время параметризации для оценивания средних параметров. q – отношение сигнал/шум, σ_V – СКО оценки скорости ветра, ΔV – оценка спектральной ширины. Спектральная ширина полезного сигнала 1.5 м/с.

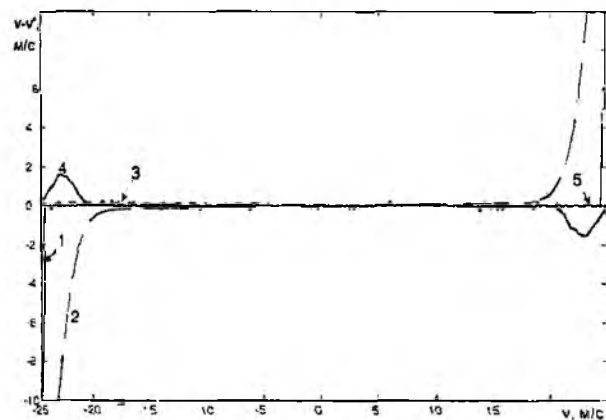


Рис. 1. Зависимость ошибки оценки скорости ветра от истинного значения скорости ветра

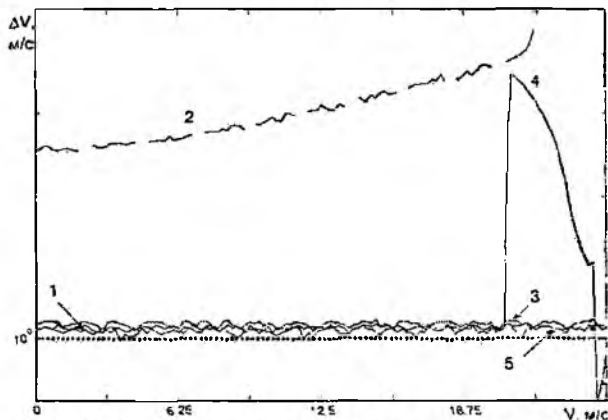


Рис. 2. Зависимость оценки спектральной ширины от истинного значения скорости ветра

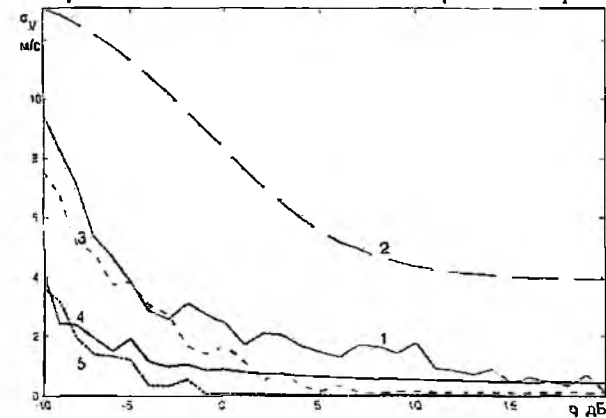


Рис. 3. Зависимость СКО оценки скорости ветра от отношения сигнал/шум для полного диапазона однозначно определяемых скоростей

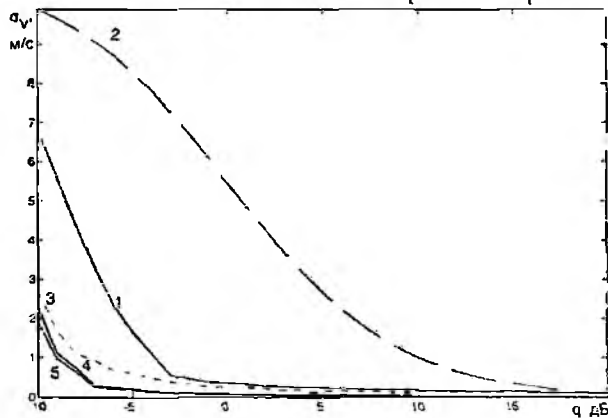


Рис. 4. Зависимость СКО оценки скорости ветра от отношения сигнал/шум для центральной части диапазона однозначно определяемых скоростей ($\pm 0.75 \cdot V_{MAX}$).

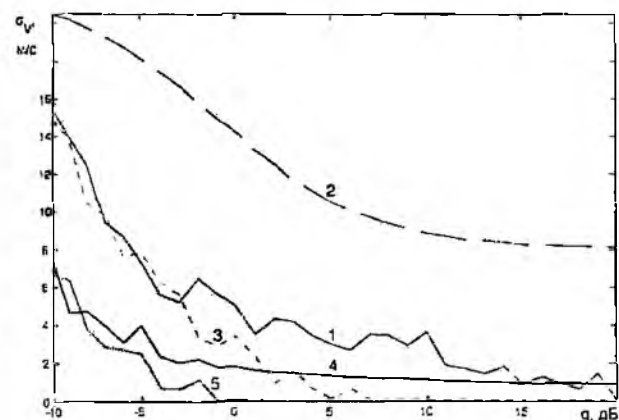


Рис. 5. Зависимость СКО оценки скорости ветра от отношения сигнал/шум для краев диапазона однозначно определяемых скоростей ($\pm (0.75 \dots 1) \cdot V_{MAX}$).

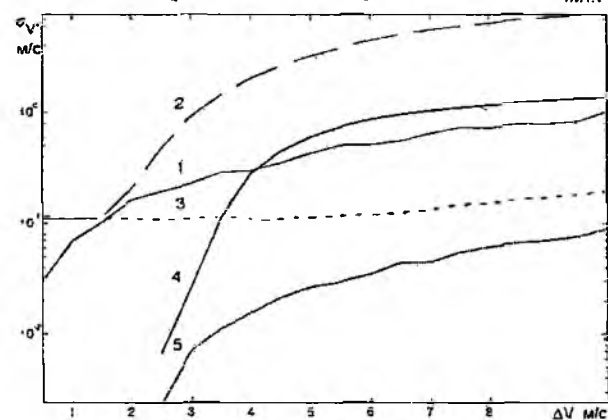


Рис. 6. Зависимость СКО оценки скорости ветра от спектральной ширины полезного сигнала. $q=20$ дБ.

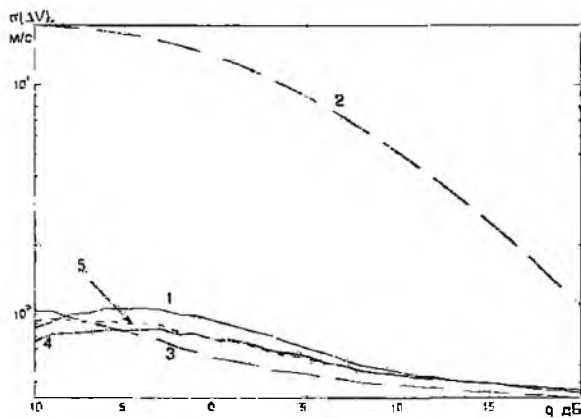


Рис. 7. Зависимость СКО оценки спектральной ширины полезного сигнала от отношения сигнал/шум

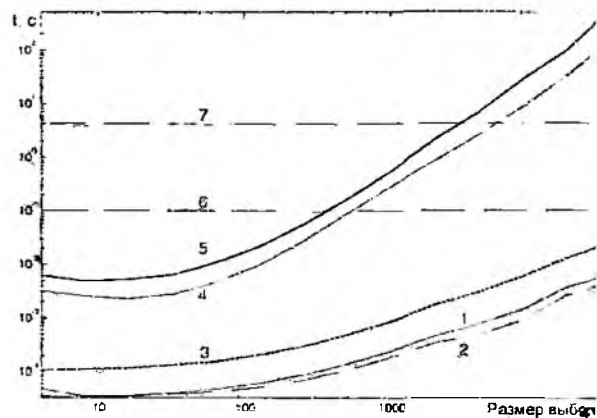


Рис. 8. Зависимость скорости выполнения от размер выборки

Анализ результатов имитационного моделирования показал, что метод моментов имеет значительный уровень погрешностей на краях диапазона измеряемых доплеровских сдвигов. Предложенные в данной работе методы параметризации обеспечивают значительное снижение систематической погрешности оценивания параметров спектров рассеянных сигналов при больших по модулю значениях доплеровского сдвига. Следует особо отметить метод МНК с циклической гауссианой (9), как обеспечивающий наименьшую остаточную ошибку параметризации. При этом предлагаемые методы (в особенности циклический метод моментов) имеют достаточно высокую вычислительную эффективность для приложений оперативного оценивания параметров спектров рассеянных сигналов.

Список литературы: 1. *Дистанционные методы и средства исследования процессов в атмосфере Земли* / Под общ. ред. Б. Л. Кашеева, Е. Г. Прошкина, М. Ф. Лагутина. Харьков: Харьк. нац. ун-т радиоэлектроники. Бизнес Информ, 2002. 426 с. 2. *Отчет с резолюциями и рекомендациями. Комиссия по основным системам всемирной метеорологической ассоциации // 23 февраля 3 марта 2005г., тринадцатая сессия. ВМО № 895, ISBN 92-63-40985-4.* 3. *Тихонов В.И., Харисов В.Н. Статистический анализ и синтез радиотехнических устройств и систем: учеб. пособие для вузов.* М.: Радио и связь, 2004. 608 с.:ил. 4. *Основы цифровой обработки сигналов: Курс лекций. 2-е изд.* / А.И. Солоница, Д.А. Улахович, С.М. Арбузов и др. СПб.: БХВ-Петербург, 2005. 768с.:ил. 5. *Мирошн К. Статистический анализ круговых наблюдений: Пер. с англ.* М.: Наука, 1978.

Харьковский национальный
университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 24.10.20

А. Н. ОЛЕЙНИКОВ, канд. техн. наук, Д. М. СОСНОВЧИК, канд. техн. наук,
В. Д. КУКУШ, С. Н. JACOBI, prof, K. FRÖHLICH, dr

РАДИОМЕТЕОРНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ СЕЗОННЫХ ВАРИАЦИЙ ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННЫХ ПАРАМЕТРОВ ВНУТРЕННИХ ГРАВИТАЦИОННЫХ ВОЛН НАД ХАРЬКОВОМ (49°30'N, 36°51'E)

Введение

Постоянно растет интерес к атмосферным волновым процессам, которые играют существенную роль в энергетическом балансе верхней атмосферы, являясь связующим звеном между верхними и нижними ее слоями [1, 2].

Наиболее существенный вклад в энергетический обмен вносят внутренние гравитационные волны (ВГВ) – колебания с частотами между частотой Брента Вьясяля до Кориолисового параметра. Определение параметров ВГВ и их вариаций необходимо для создания адекватных моделей атмосферы.

В настоящее время радиометеорный метод исследования динамических процессов в области мезосферы нижней термосферы является одним из наиболее информативных, позволяющий проводить круглосуточный мониторинг ветрового режима и выявлять пространственно-временную структуру движения воздушных масс различного временного масштаба.

Радиометеорный метод исследования ВГВ для угломерных метеорных РЛС (МРЛС) предложен Гавриловым Н.М. [3] и развитый в работах [1, 4]. Предложенный в данной работе алгоритм дает возможность, используя современные методы цифровой обработки сигналов, выявлять ВГВ на высотах 80 – 100 км (область мезосферы нижней термосферы) и определять их пространственно-временные параметры.

В данной работе исследуются сезонные вариации пространственно-временных параметров ВГВ по результатам радиометеорных измерений, выполненных в рамках международных геофизических программ в Харьковском национальном университете радиоэлектроники (ХНУРЕ) на автоматическом угломере МРЛС (АУ МРЛС).

Описание радиометеорной измерительной установки

Для исследования сезонных вариаций параметров ВГВ использовались радиометеорные данные, полученные с помощью АУ МРЛС ХНУРЭ в течение 1987 г. В среднем каждый месяц указанного периода измерений представлен десятью днями непрерывных измерений.

Радиометеорные данные АУ МРЛС включают в себя время наблюдения (t), координаты (высоту H , дальность L , азимут θ и угол места ϵ) и радиальную скорость дрейфа (V_r) отражающей области метеорного следа, регистрируемого в области мезосферы нижней термосферы.

Передающая антенна АУ МРЛС представляет собой пяти элементную антенну типа волновой канал, направленную на восток. Приемная антенная система АУ МРЛС это многошкала измерительная система, состоящая из пяти антенн типа волновой канал, расположенных в виде «креста». В точке пересечения базовых линий, ориентированных по странам света, находится общая для всех баз антенна. Все антенны приемной системы также ориентированы на восток.

Среднеквадратические погрешности определения параметров метеорного следа приведены в табл. 1 [1].

Таблица 1

Параметр	Среднеквадратическая погрешность
угловые координаты, угл. мин	17
радиальная дальность, м	200
высота, км	1
радиальная скорость, м/с	3

Для примера на рис. 1–3 представлены гистограммы распределения количества (N) метеорных отражений по высоте и дальности, а также суточные вариации часовой численности метеорных отражений. Гистограммы построены по результатам обработки радиометеорных данных, полученных в 1987 г в Харькове.

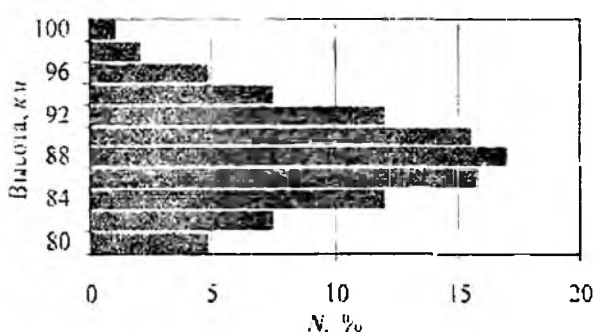


Рис. 1

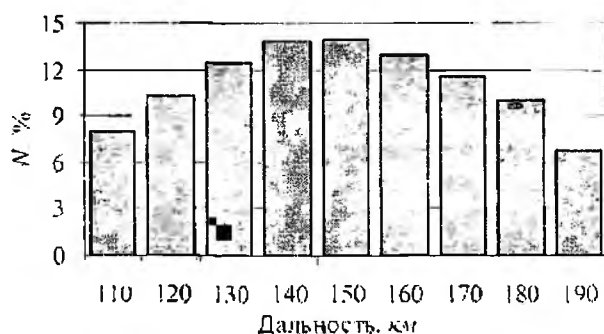


Рис. 2



Рис. 3

Алгоритм выявления ВГВ по радиометеорным данным

В основе алгоритма выявления и определения параметров ВГВ по угломерным радиометеорным данным лежит методика, предложенная Гавриловым Н.М. [3].

Для определения пространственных характеристик ВГВ область мезосферы нижней термосферы, обзреваемая МРЛС, делится на горизонтальные слои высотой 6 км с взаимным перекрытием соседних слоев на 4 км. Каждый слой в свою очередь разбивается по дальности на подобласти длиной 60 км с взаимным перекрытием на 50 км.

В каждой из выделенных подобластей производится расчет зональной компоненты скорости дрейфа метеорного следа V_z [1] в предположении геострофичности ветровых движений [5]:

$$V_z = \frac{V_r}{\sin(\theta) \cos(\varepsilon)} \quad (1)$$

Все расчеты динамических параметров атмосферы делаются в предположении, что зональная составляющая скорости дрейфа метеорного следа соответствует зональной компоненте скорости ветра (далее скорости ветра) в мезосфере нижней термосфере [6,7]

Отсчеты скорости ветра в каждой подобласти приводятся к равноотстоящим во времени. Время осреднения $T_s = 5$ мин.

Задача выявления пространственно-временных параметров ВГВ заключается в совместном анализе отсчетов скорости ветра в выделенных подобластях.

В [3] выявление ВГВ заключалось в оконном преобразовании Фурье отсчетов скорости ветра с последующим поиском максимумов в полученной спектрограмме. Известно, что для выявления колебаний с помощью оконного преобразования Фурье необходимо, чтобы искомыми колебаниями были стационарны в рамках временного окна [8]. Однако, как показали предыдущие исследования, ВГВ представляет собой цуг колебаний с априорно неопределенными

длительностью и периодом. То есть при фиксированном размере временного окна одни из искомых ВГВ будут удовлетворять условию стационарности, а другие – нет, что может быть причиной пропуска высоко и низкочастотных ВГВ.

Для результативного поиска с одинаковой эффективностью высоко-, средне- и низкочастотных ВГВ необходимо выполнять оконное преобразование Фурье с изменяемой длительностью окна либо вейвлет преобразование (ВП) отсчетов скорости ветра:

$$\underline{C}(\tau, a) = \frac{1}{\sqrt{a}} \int_{-\infty}^{\infty} V(t) \cdot \underline{\psi}\left(\frac{t-\tau}{a}\right) dt, \quad (2)$$

где $\underline{C}(\tau, a)$ – коэффициент вейвлет спектра (ВС) колебания $V(t)$, a – параметр масштабирования, пропорционален периоду (Т) $\underline{\psi}\left(\frac{t-\tau}{a}\right)$, $V(t)$ – отсчеты скорости ветра, $\underline{\psi}(t)$ – базисная вейвлет функция, t – время, τ – параметр сдвига, соответствует времени от начала наблюдения.

Вейвлет преобразование имеет преимущество перед оконным преобразованием Фурье с изменяемой длительностью окна как по скорости расчета, так и по возможности выбора базисной вейвлет функции максимально подобной ВГВ. Выбор базисных функций подобных анализируемым колебаниям позволяет уменьшить ошибку аппроксимации отсчетов скорости ветра их вейвлет преобразованием [9].

В работе для поиска ВГВ использовалось ВП с наиболее подобным по виду ВГВ [1.4] комплексным базисным вейвлетом CGAU8. Базисный вейвлет CGAU8 образован путем взятия восьмой производной от функции Гаусса [9]:

$$\underline{\psi}(t) = (-1)^8 \cdot \frac{1}{\left\| \frac{d^8}{dt^8} \left[e^{-t} e^{-t^2} \right] \right\|^2} \cdot \frac{d^8}{dt^8} \left[e^{-t} e^{-t^2} \right], \quad (3)$$

где t – обобщенное время.

Однако максимум в вейвлет спектре скорости ветра может быть вызван как наличием ВГВ, так турбулентными явлениями в обозреваемой области атмосферы [2, 3].

Решение о причине возникновения максимума в ВС $\underline{C}(\tau_{\max}, a_{\max})$ производится на основе анализа на предмет линейности фазо-дальностных и фазо-высотных характеристик (ФДХ, ФВХ) колебания с периодом пропорциональным a_{\max} в момент времени τ_{\max} .

Фазо-дальностная характеристика представляет собой зависимость фазы колебания от дальности в определенный момент времени. ФДХ строится для каждого горизонтального слоя путем расчета фазы коэффициента $\underline{C}(\tau_{\max}, a_{\max})$ вейвлет спектров в соответствующих подобластях.

Построение фазо-высотной характеристики максимума вейвлет спектра скорости ветра аналогично построению его фазо-дальностной характеристики.

Если максимум в ВС скорости ветра вызван присутствием ВГВ, то его ФДХ и ФВХ должны описываться линейными зависимостями вида

$$\varphi(x) = -k \cdot x + \varphi_0, \quad (4)$$

где $\varphi(x)$ – значение фазы колебания, x – расстояние от точки наблюдения, k – волновое число, $k = (2\pi)/\lambda$, λ – длина волны, φ_0 – начальная фаза.

Гипотеза о линейности фазо-дальностной характеристики проверяется с помощью робастного метода аппроксимация [10]. При аппроксимации вычисляются коэффициенты линейной зависимости k и φ_0 .

Если ФДХ как минимум трех горизонтальных слоёв обозреваемой области могут быть описаны линейными зависимостями, тогда максимум в вейвлет спектре скорости ветра вызван присутствием ВГВ. По известным коэффициентам линейной зависимости рассчитываются пространственные характеристики ВГВ. А именно: горизонтальное и вертикальное

волновые числа, горизонтальная и вертикальная длины ВГВ ($\lambda_z, \lambda_{\theta}$). По наклону фазодальностной характеристики определяются направления распространения ВГВ.

Если вычисленные выше пространственно-временные характеристики удовлетворяют дисперсионному соотношению

$$c \leq c_{\max} = 2 \cdot N \cdot H, \quad (5)$$

где c – горизонтальная фазовая скорость, $c = \lambda_z/T$; T – период ВГВ, N – частота Брента-Вайсяля, $N^2 = 5 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-2}$ для области мезосферы нижней термосферы, то можно считать [2], что максимум в вейвлет спектре вызван ВГВ.

Предложенный алгоритм был опробован на наборе модельных радиометеорных данных.

При создании модельных радиометеорных данных полагали одновременное существование нескольких ВГВ в обозреваемой области. ВГВ представлялась как пуг гармонического колебания с огибающей в виде гауссианы [2]:

$$V(t, H, L) = \sum_{i=1}^N A_i \cdot e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{t-t_{0i}}{t_{\text{сущ}i}} \right)^2} \cdot \cos \left[2\pi \cdot \left(\frac{t}{T_i} + \frac{L}{\lambda_{zi}} + \frac{H}{\lambda_{\theta i}} \right) + \varphi_i \right], \quad (6)$$

где $V(t, H, L)$ – скорости ветра, м/с; t – время, мин; H – высота, м; L – дальность, м; N – количество ВГВ, заданное при моделировании; A_i – максимальное значение амплитуды скорости ветра

обусловленной ВГВ, м/с; t_{0i} – время максимума амплитуды i -й ВГВ, мин; $t_{\text{сущ}i}$ – длительность существования i -й ВГВ, мин; T_i – период i -й ВГВ, мин; λ_{zi} – горизонтальная длина i -й ВГВ, м; $\lambda_{\theta i}$ – вертикальная длина i -й ВГВ, м; φ_i – начальная фаза i -й ВГВ, рад.

Параметры ВГВ принимали значения: $A_i = 10 \dots 80 \text{ м/с}$; $t_{\text{сущ}i} = 30 \dots 240 \text{ мин.}$; $T_i = 5 \dots 60 \text{ мин.}$; $\lambda_{zi} = 60 \dots 600 \text{ м}$; $\lambda_{\theta i} = 10 \dots 100 \text{ м}$. Значения t_{0i} , φ_i выбирались случайно.

Для создания модельных радиометеорных данных использовались результаты радиометеорных измерений двухсуточной длительности, в которых для каждого метеорного отражения вместо истинных зональных компонент скорости ветра подставлялись модельные значения, вычисленные по (6).

С помощью модельных данных были оценены погрешности определения параметров ВГВ предложенным алгоритмом. Для этого проведено сравнение значений параметров ВГВ, выявленных алгоритмом в модельных данных, с заданными при моделировании. В результате получены следующие значения относительных погрешностей определения параметров ВГВ: время максимума амплитуды – 1 % (на интервале 24 часа), период – 10 %, горизонтальная длина волны – 8 %, вертикальная длина волны – 14 %.

Результаты исследования сезонных вариаций параметров ВГВ в Харькове в 1987 году

В результате обработки радиометеорных данных за 1987 г. выявлено свыше 1000 ВГВ. Обнаруженные волны были сгруппированы по сезонам (зима (З), весна (В), лето (Л), осень (О)). Для каждого из сезонов и для года в целом были построены гистограммы распределения и вычислены среднестатистические пространственно-временные параметры ВГВ. На рис. 4, 5 приведены распределения вертикальных и горизонтальных длин ВГВ для каждого из сезонов 1987 г. соответственно.

Среднесезонные значения вертикальных длин волн изменяются на протяжении года в пределах 20–40 км, незначительно преобладает восходящее направление распространения ВГВ. Среднесезонные значения горизонтальных длин волн изменяются на протяжении года в пределах 250–300 км. Весной и летом преобладает западное направление распространения

ВГВ. осенью – восточное. На рис. 6 и 7 приведены распределения вертикальных и горизонтальных фазовых скоростей ВГВ для каждого из сезонов 1987 г.

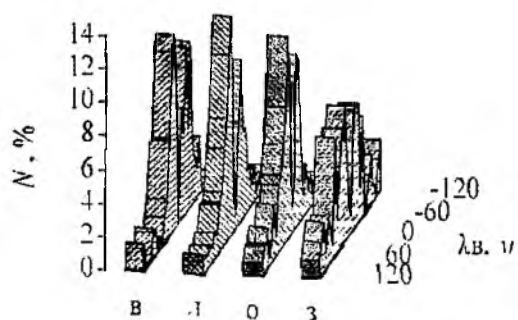


Рис. 4

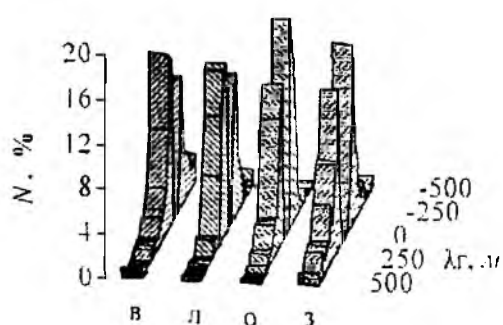


Рис. 5

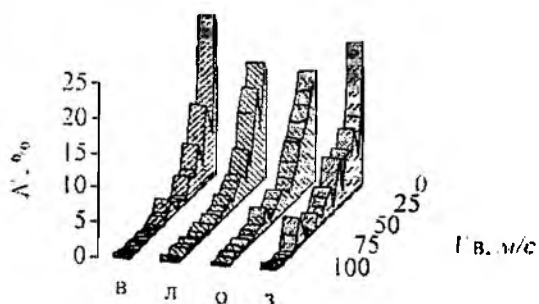


Рис. 6

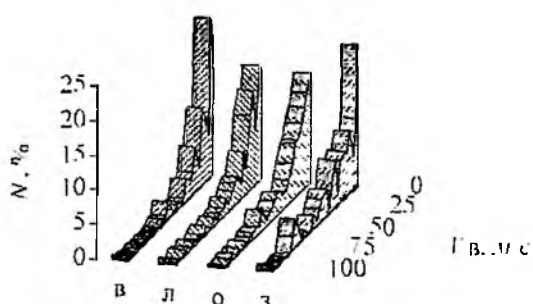


Рис. 7

Значения вертикальной фазовой скорости ВГВ принимают значения между 3-20 м/с и не изменяются со временем года. Гистограммы распределения горизонтальных фазовых скоростей ВГВ, приведенные на рис. 6, показывают, что весной и летом среднесезонные значения скорости больше, чем осенью и зимой и составляют 75 и 65 м/с соответственно. Осредненные за год распределения пространственно-временных параметров ВГВ приведены на рис. 8-12. Средние значения пространственно-временных параметров ВГВ за год следующие: период 1.5 часа; горизонтальная и вертикальная длины волн 250 и 70 км соответственно, горизонтальная и вертикальная фазовые скорости 58 и 14 м/с соответственно.

Гистограммы распределения среднечасового количества ВГВ по времени суток и среднесуточного количества ВГВ по месяцам года приведены на рис. 13, 14 соответственно.

Из гистограмм на рис. 13, 14 можно сделать вывод, что вариации интенсивности ВГВ в масштабах года (сезонные вариации) выражены резче, чем суточные. Также из сопоставления гистограмм на рис. 13 и 14 можно сделать вывод, что количество выявленных ВГВ зависит от статистической обеспеченности радиометеорных данных. Так, к примеру, низкая численность обнаруженных ВГВ в 18 – 22 часов может быть вызвана минимальным (см. рис. 1) числом метеорных отражений.

Среднесуточное количество обнаруженных ВГВ менее зависит от суточных изменений числа метеорных отражений и определяется другими факторами, поскольку характер суточного изменения числа метеорных отражений постоянен со временем года за исключением времени прихода метеорных потоков [1]. Также известно [1], что в августе наблюдается метеорный поток Персеид, что обеспечивает большее число метеорных отражений по сравнению с другими месяцами года. Однако, как следует из рис. 14, в августе регистрировалось минимальное среднесуточное количество ВГВ. Также из приведенного на рис. 14 распределения следует, что максимум активности ВГВ приходится на апрель и ноябрь. Это, как и минимум активности ВГВ зимой, соответствует результатам, опубликованным Jacoby в 2006 для высот свыше 90 км [11].

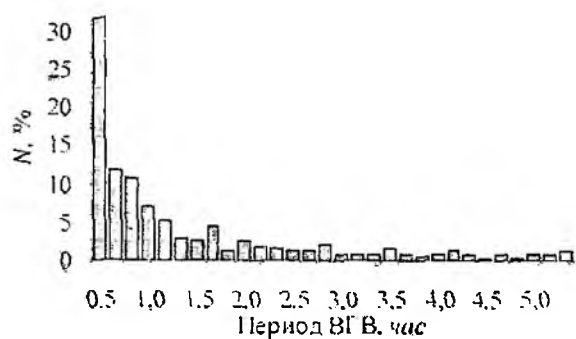


Рис. 8

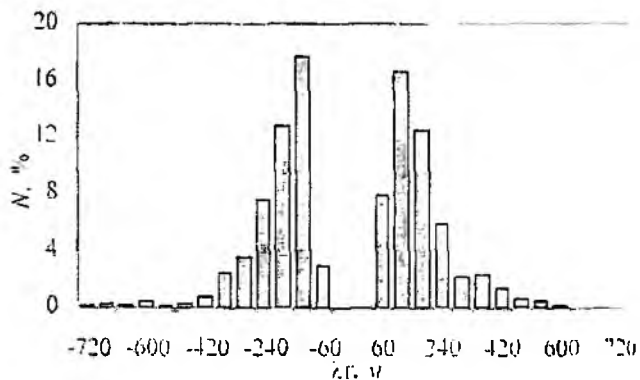


Рис. 9

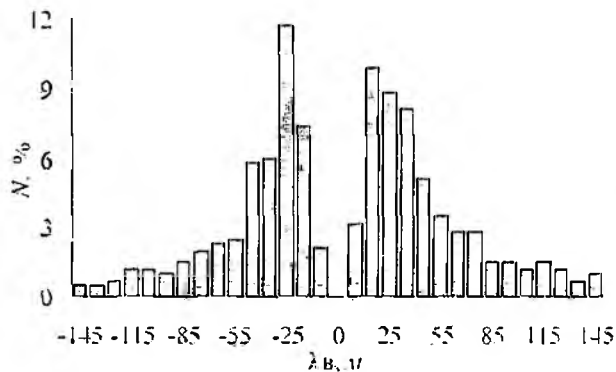


Рис. 10

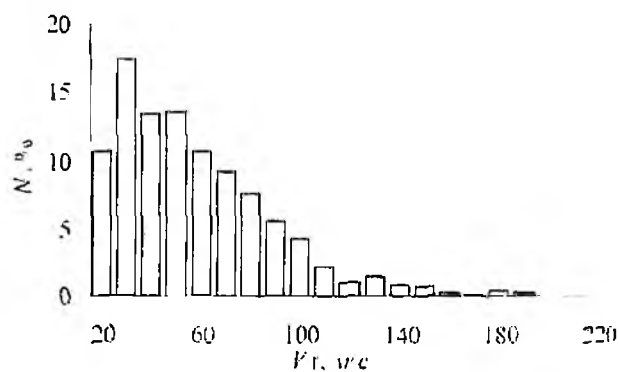


Рис. 11

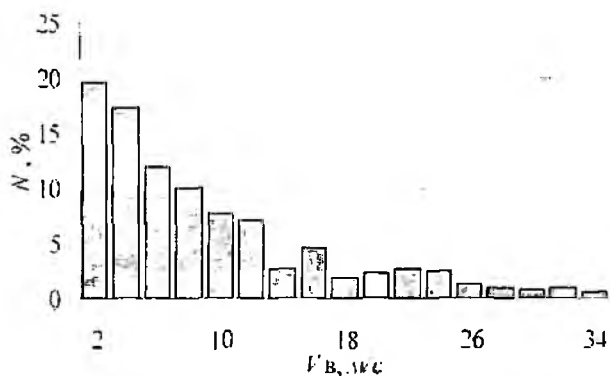


Рис. 12

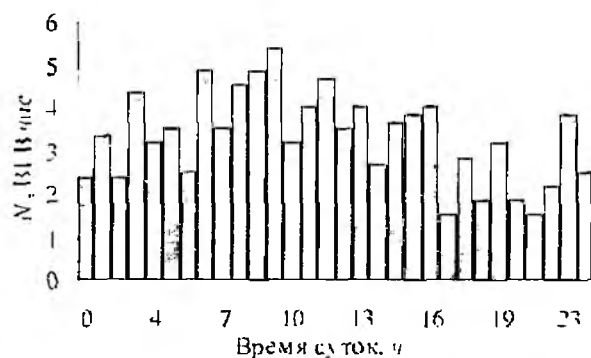


Рис. 13

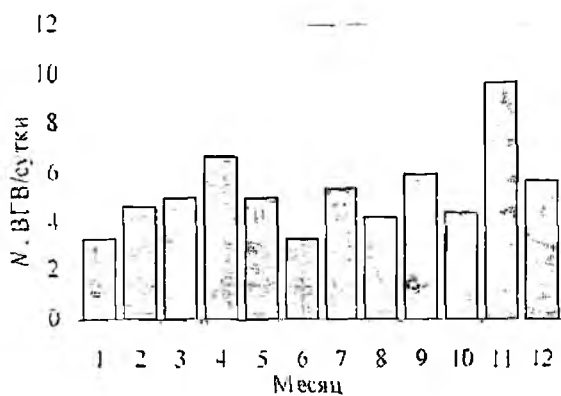


Рис. 14

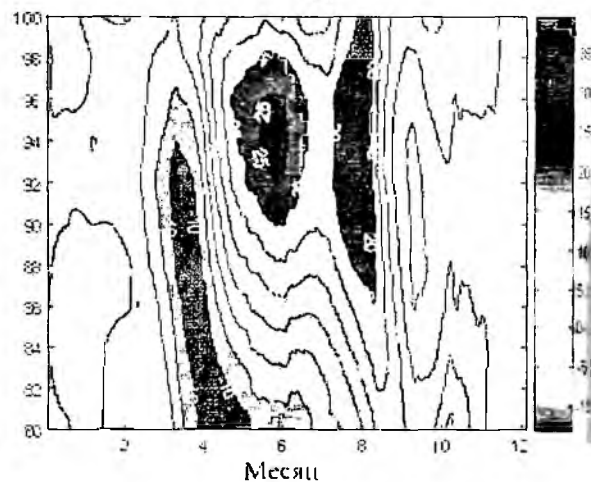


Рис. 15

Сопоставление приведенной гистограммы и значений среднего ветра в метеорной области (рис. 15) дает возможность предположить связь между сменой направления среднего ветра в мезосфере нижней термосфере и максимумом интенсивности ВГВ. Полученные результаты согласуются с изложенными в литературе [11, 12, 13].

Выводы

В результате применения современных методов цифровой обработки сигналов к анализу радиометеорных данных достигнуто увеличение количества выявленных ВГВ по сравнению с ранее используемыми алгоритмами в 4 раза.

Впервые получены сезонные вариации пространственно-временных параметров ВГВ по радиометеорным данным автоматического угломера метеорной РЛС. Вычислены средние за год параметры ВГВ, такие как период 1.5 часа, горизонтальная длина волны 250 км, вертикальная длина волны 70 км, горизонтальная фазовая скорость 58 м/с, вертикальная фазовая скорость 14 м/с. Обнаружено увеличение интенсивности ВГВ в апреле и ноябре, преобладание восточного направления распространения осенью и зимой и западного весной и летом. Горизонтальные фазовые скорости ВГВ весной и летом имеют большие значения, чем осенью и зимой и составляют 75 м/с и 65 м/с соответственно. Обнаруженные сезонные вариации интенсивности ВГВ на протяжении года могут быть связаны с изменениями среднего ветра.

Выявленные закономерности и распределения пространственно-временных параметров ВГВ могут быть использованы при создании динамических моделей атмосферы в области мезосферы – нижней термосферы.

Список литературы: 1. *Олейников А.Н., Кащеев Б.Л.* Исследование атмосферных динамических процессов в области мезопаузы нижней термосферы методом радиолокации метеорных следов // Дистанционные методы и средства исследования процессов в атмосфере Земли / Под ред. Кашеева Б.Л. Прошкина Е. Г., Лагутина М. Ф. Харьков: Коллегиум, 2002. 2. *Carmen J.Nappo.* An introduction to atmospheric gravity waves. London: Elsevier Science, 2002 264 с. 3. *Гаврилов Н.М.* Алгоритм для определения параметров внутренних гравитационных волн в метеорной зоне // Физика атмосферы и океана. Известия АН СССР. 1980 г. 4. *Oleynikov A.N., Jacobi Ch., Sosnovchick D.M.* Parameters of internal gravity waves in the mesosphere-lower thermosphere region derived from meteor radar wind measurements // Ann. Geophysicae. 2005 №23. С. 3431-3437. 5. *Измерение* ветра на высотах 90-100 км наземными методами / Под ред. Портнягина Ю.И. Шпренгера К. Ленинград: Гидрометеиздат 1978 г. 342 с. 6. *Докучаев В.П.* О влиянии магнитного поля земли на ветры в ионосфере // Известия АН СССР, серия геофизика. 1959 №5. С.783. 7. *Докучаев В.П.* Движение ионизированного газа в верхней атмосфере // Известия вузов. Сер. радиофизика. 1961, №4. С.5. 8. *Волощук Ю.И.* Сигналы и процессы в радиотехнике. Том 1. Харьков: Смит, 2003 550с. 9. *Дьяконов В.П.* Вейвлеты. От теории – к практике. М.: СОЛОН-Р, 2002 448с. 10. *Грановский В.А. Сирая Т.Н.* Методы обработки экспериментальных данных при измерениях. Ленинград: Энергоатомиздат 1990г. 288 с. 11. *Jacobi, Ch., Gavrilov N.M., Kürschner D., Frohlich K.* Gravity wave climatology and trends in the mesosphere/lower thermosphere region deduced from low-frequency drift measurements 1984-2003 (52.1°N, 13.2°E) // J. Atmos. Solar-Terr. Phys. 2006. №68. С. 1913-1923. 12. *Medeiros A F, Takahashi H., Batista P.P., Gobbi D., Taylor M.J.* Observations of atmospheric gravity waves using airglow all-sky CCD imager at Cachoeira Paulista, Brazil (23°S, 45°W) // Geofisica Internacional. 2004. №43. С. 29-39. 13. *Gavrilov N.M., Jacobi Ch.* A study of seasonal variations of gravity wave intensity in the lower thermosphere using LF D1 wind observations and numerical model // Annales Geophysicae 2004. №12 С. 35-45.

Харьковский национальный
университет радиозлектроники

Поступила в редколлегию 30.11.2007

НОВЫЙ АЛГОРИТМ ОЦЕНКИ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ ПЛОТНОСТИ ПОТОКОВ МЕТЕОРОВ В ПОДСИСТЕМЕ АВТОМАТИЧЕСКОГО ОПРЕДЕЛЕНИЯ РАДИАНТОВ И ОРБИТ МЕТЕОРНЫХ ТЕЛ (ПАОРО) РАДИОЛОКАЦИОННОГО КОМПЛЕКСА МАРС ХНУРЭ

Введение

Одной из важнейших задач метеорной астрономии является изучение законов распределения метеорного вещества в околоземном и межпланетном космическом пространстве. В основе таких исследований лежат наблюдения метеоров, результаты которых при определенных упрощениях позволяют построить эмпирические распределения параметров орбит метеорных тел, либо проверить теоретические выводы и модели.

В Харьковском национальном университете радиоэлектроники накоплен обширный наблюдательный материал, полученный радиолокационным методом на автоматической метеорной радиолокационной станции МАРС ХНУРЭ. По мере накопления наблюдательных данных, совершенствования методики проведения наблюдений и обработки их результатов все более важное значение приобретает количественная интерпретация результатов наблюдений, т.е. получение состоятельных и несмещенных количественных оценок параметров исследуемых распределений.

Пользуясь терминологией математической статистики, можно отметить, что результаты наблюдений метеоров представляют собой выборку из генеральной совокупности, которой является весь комплекс исследуемых метеорных тел вблизи орбиты Земли. При определенных условиях, исследуя выборку, можно с необходимой степенью точности охарактеризовать генеральную совокупность. Такими условиями являются отсутствие систематических и грубых ошибок измерений, достаточный объем выборки и репрезентативный способ отбора при составлении выборки. Последнее означает, что отобранная группа объектов должна полно характеризовать всю совокупность, из которой был сделан отбор.

Одними из важнейших условий правильного применения статистических методов обработки наблюдений являются независимость и однородность наблюдений. В тех случаях, когда о всей совокупности известно мало, гарантией репрезентативности может служить случайный отбор. В таком случае увеличение объема выборки приводит к улучшению статистических оценок результатов наблюдений. Но при радиолокации метеоров объекты генеральной совокупности попадают в статистический материал не только по случайным причинам. В этом случае выборка является искаженной из-за селективности метода наблюдений. Отметим, что селективность наблюдений метеоров обуславливает наличие в статистических оценках систематической ошибки, которую уменьшить путем увеличения объема выборки невозможно. Учет селективности наблюдений метеоров к тем или иным параметрам является одной из основных задач при астрономической интерпретации результатов наблюдений с целью получения достоверных характеристик распределений метеорного вещества в Солнечной системе.

Важной задачей астрономической интерпретации результатов радионаблюдений метеоров является выделение метеорных потоков из общей совокупности зарегистрированных метеороидов. Это позволяет не только разделить генеральную совокупность на два класса – потоковые и спорадические метеоры – но и выявить отличия в распределениях элементов орбит для каждого из классов. Кроме того, это позволяет проводить поиск гипотетических родительских тел потоков среди комет и астероидов.

Метеорные потоки концентрируются вблизи средних орбит, которые существенно отличаются друг от друга. Однако у всех средних орбит метеорных потоков имеется одно важное сходство – они всегда пересекаются с орбитой Земли. Условия такого пересечения у них

сильно отличаются и, следовательно, сравнивать метеорные потоки по количеству метеоров, включенных в данный поток некорректно. Чтобы можно было проводить такое сравнение, необходимо исключить (или ослабить) влияние условий пересечения средней орбиты потока с орбитой Земли, т.е. анализировать все потоки в фиксированном поперечном сечении, например, в перигелии средней орбиты.

В настоящей статье предлагается усовершенствованный алгоритм вторичной обработки сигналов в подсистеме ПАОРО комплекса МАРС, который позволяет:

- путем учета факторов замечаемости радионаблюдений метеоров рассчитывать истинные распределения параметров орбит метеорных тел в Солнечной системе непосредственно во время сеанса наблюдений;
- на основе кластер-анализа генеральной совокупности зарегистрированных метеорных тел выявлять метеорные потоки и производить их сравнение путем вычисления плотности потока в перигелии средней орбиты.

Радиолокационный комплекс МАРС ХНУРЭ

Система МАРС предназначена для сбора информации о метеорных явлениях при решении астрономических, геофизических и прикладных задач. С помощью МАРС можно определять или рассчитывать следующие данные о метеорных телах и атмосфере Земли:

- время появления и наклонную дальность до отражающей области на метеорном следе;
- угловые координаты и высоту отражающей области метеорных следов;
- скорость, координаты радианта и элементы орбит метеорных тел;
- распределения отраженных сигналов по амплитуде и длительности;
- распределение метеорных тел по массе;
- радиальную составляющую скорости ветра в метеорной зоне атмосферы;
- коэффициент амбиполярной диффузии.

Эти параметры определяются системой автоматически с выдачей результатов в цифровой форме. Кроме того, имеется возможность исследовать начальный радиус метеорных следов, оценить распределение ионизации вдоль следа, величину торможения метеорного тела в атмосфере и проводить другие исследования в полуавтоматическом режиме.

В соответствии со своим назначением и комплексом используемых средств в автоматизированной системе МАРС можно выделить следующие подсистемы:

- подсистему автоматического определения радиантов и орбит метеоров (ПАОРО);
- статистический анализатор численности метеорных отражений (САЧМО);
- автоматический угломер (АУ);
- ветровой автомат (ВЕТА).

Укрупненная функциональная схема системы показана на рис. 1. Устройство управления (УУ) координирует работу всех устройств системы. Оно состоит из синхрогенератора, вырабатывающего необходимые импульсные сигналы, и блока опорных частот, задающего рабочую частоту радиопередающего устройства (РПУ) и формирующего гетеродинные напряжения для радиоприемного устройства (РПрУ).

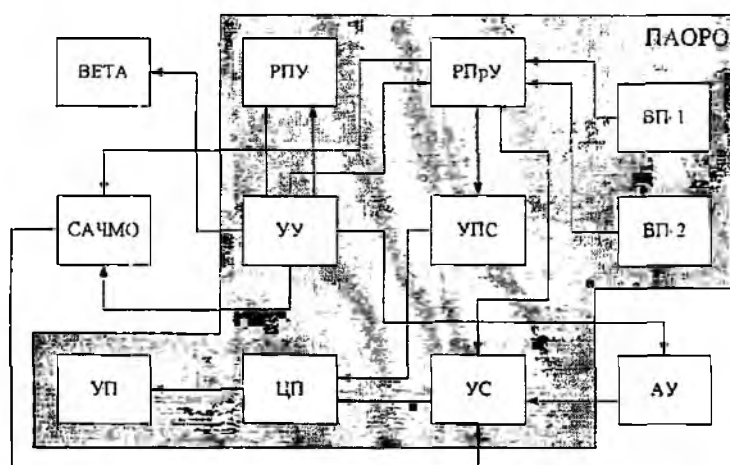


Рис. 1

В системе МАРС излучение и прием осуществляются на отдельные антенны, разнесенные на расстояние 260 м, в непосредственной близости от которых размещены соответственно РПУ и приемно-регистрационная аппаратура. Управление РПУ производится оператором либо дистанционно – из помещения, где расположена приемно-регистрационная аппаратура – либо непосредственно с пульта передатчика. РПУ реализовано по супергетеродинной схеме, в которой предусмотрена возможность изменения частоты повторения и длительности импульсов для проведения когерентно-импульсных измерений. Усилитель мощности представляет собой симметричный четырехкаскадный усилитель радиоимпульсов с коэффициентом усиления по мощности порядка 10^4 и с номинальной выходной мощностью 1 МВт. РПУ состоит из шести импульсных радиоприемников супергетеродинного типа. Три приемника входят в состав подсистемы ПАРО и осуществляют прием отраженного от метеорного следа полезного сигнала в основном пункте и прием ретранслированных сигналов с двух вынесенных пунктов. По одному приемнику имеют в своем составе автоматический угломер, ветровой автомат и подсистема САЧМО.

Устройство предварительной обработки (УПО) выделяет полезные (метеорные) сигналы на фоне шумов и помех, формирует командные сигналы (импульсы запуска), разрешающие прием радиометеорной информации, осуществляет временную селекцию сигналов (селекцию по дальности) для разделения одновременно существующих метеорных отражений и запрещает повторный запуск одним и тем же метеором в случае длительно существующих отражений.

Устройство сопряжения (УС) служит для связи различных устройств системы с вычислительной частью системы (центральным процессором – ЦП). Одной из главных функций УС является преобразование радиометеорной информации в цифровую форму. Кроме того, в УС имеются схема измерения дальности. Результаты вычислений выдаются на устройство печати (УП).

Вынесенные пункты (ВП-1) и (ВП-2) обеспечивают разнесенный прием радиосигналов, рассеянных на метеорном следе, и ретрансляцию их в основной приемно-регистрационный пункт. Вынесенные пункты состоят из приемника метеорного сигнала, работающего на основной частоте системы МАРС, приемника сигнала опорной частоты, преобразователя частоты, усилителя мощности и антенных устройств. Оба пункта одинаковы за исключением частот ретрансляции. Гетеродинные напряжения для преобразователей частоты формируются либо из сигналов внутренних кварцованных генераторов, либо из принимаемой опорной частоты. Формирование всех гетеродинных напряжений от общего источника, находящегося в УУ системы, позволяет обеспечить когерентность вынесенных пунктов, что необходимо при геофизических исследованиях. Опорное напряжение передается из основного пункта в вынесенные по специальной радиолинии. ВП-1 и ВП-2 находятся на расстоянии от основного пункта приблизительно 4 и 8 км соответственно. Угол между базами составляет 76° .

Описанные устройства совместно с вынесенными приемно-ретранслирующими пунктами ВП-1 и ВП-2 составляют подсистему автоматического определения радиантов и орбит метеоров.

Антенная система основного пункта состоит из отдельных передающей и приемной антенн. Обе антенны однотипны, каждая из них представляет собой линейку из 20 широкополосных биконических вибраторов, помещенных в уголкового рефлектора с углом раствора 60° . Рефлектор образуется двумя проволочными сетками длиной 193 м и шириной 27 м, натянутыми под углом 15 и 75° к горизонту. С помощью уголкового отражателя формируется диаграмма направленности антенн в вертикальной плоскости. Антенны ориентированы на восток, ширина главного лепестка диаграммы направленности по уровню $0.5P_{\max}$ составляет 5° в горизонтальной плоскости и 30° в вертикальной плоскости, максимум излучения – под углом 45° к горизонту. Применение прогрессивного шага между вибраторами при синфазной равноамплитудной их запитке позволяет снизить уровень боковых лепестков до минус 20 дБ. Уровень излучения в задней полуплоскости не превышает минус 40 дБ.

В качестве приемных антенн в вынесенных пунктах применены двойные горизонтальные ромбы с КНД $G = 30$. Для ретрансляции сигналов используются пятиэлементные антенны типа «волновой канал».

Основные технические данные системы МАРС следующие:

- рабочая частота – 31.1 МГц;
- мощность передатчика в импульсе – 1 МВт;
- частота повторения импульсов – 500 Гц;
- длительность импульсов – 30 мкс;
- коэффициент усиления антенн в основном пункте – 250;
- чувствительность приемников – 5 мкВ;
- минимальная линейная электронная плотность метеорных следов, которые могут быть зарегистрированы МРЛС – $5 \cdot 10^{10}$ эл/м.

Подсистема автоматического определения радиантов и орбит метеорных тел

Задача подсистемы ПАОРО – в реальном масштабе времени выдача на печать основных астрономических характеристик индивидуальных метеоров: времени, скорости, координат радианта, элементов орбит. Задержка между появлением радиометеора и выдачей результатов определяется только общим временем обработки информации. Такая постановка задачи предопределяет реализацию ПАОРО на базе электронной вычислительной машины, так как расчет орбиты метеорного тела за короткое время (приемлемое для функционирования системы в реальном масштабе времени) и с достаточной точностью может быть выполнен только с помощью ЭВМ. На этом же устройстве реализованы алгоритмы первичной обработки и диспетчеризации. Такая система автоматической обработки позволяет более оперативно и с меньшими аппаратными затратами получать необходимую информацию о радиантах и орбитах индивидуальных метеоров.

Для определения скоростей и координат радиантов индивидуальных метеоров используется импульсно-дифракционный метод с приемом отраженных сигналов в трех разнесенных пунктах. Основным для этого метода является определение экстремальных точек огибающей амплитудно-временной характеристики метеорного радиосигнала. Значения аргумента (время t) для этих точек используются для расчета скорости метеорного тела и временных сдвигов между сигналами, принятыми в основном и в вынесенных пунктах, которые в дальнейшем используются для определения координат радианта и элементов орбиты зарегистрированного метеорного тела.

На этапе *первичной обработки* сигналов в подсистеме ПАОРО производятся следующие операции:

- обнаружение полезного сигнала в напряжении на входе РПрУ;
- выделение сигналов, пригодных для расчета скорости и координат радиантов, путем последовательного применения квазиоптимального алгоритма обнаружения к выходным сигналам всех приемных каналов.

Всю совокупность входных сигналов можно разделить на пять основных типов [6]. Первый тип A_1 включает в себя отражения от ненасыщенных следов с четко выраженной дифракцией. Отражения второго типа A_2 характеризуются «замазанной» дифракцией, что чаще всего вызвано расположением отражающей «точки» близко к началу или к концу следа. Третий тип A_3 характеризует отраженные сигналы с почти постоянной амплитудой, модулированной шумовыми флуктуациями. Отраженные сигналы четвертого типа A_4 происходят от «вспышечных» и перенасыщенных следов, дающих дифракцию «на подлете» или возрастающие дифракционные максимумы после формирования основной зоны Френеля. В пятый тип A_5 включены все сигналы аномальной (относительно первого типа) формы от следов, искаженных ветром, дроблением, резонансом и т. д. Первый тип сигналов образует инфор-

мативный класс, остальные – неинформативный. На рис. 2. приведены огибающие (дифракционные картины) АВХ, характерные для всех пяти типов отражений.

Для выделения сигналов типа A_1 из общей совокупности реализаций используется процедура определения признаков сигналов. В качестве признака, по которому можно уверенно распознать отражения типа A_1 (исключить из дальнейшей обработки), используется убывание амплитуды максимумов, начиная с главного максимума амплитудно-временной характеристики (АВХ). За главный максимум принимается экстремум с максимальной амплитудой из числа зарегистрированных.

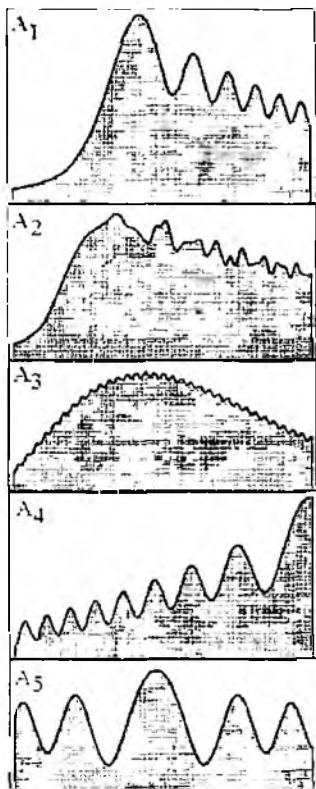


Рис 2

Чтобы вынести решение о том, действительно ли найденные экстремальные точки соответствуют дифрагирующему метеорному отражению – критерию отбора отражений типа A_1 и A_2 (исключение из дальнейшей обработки отражений типа A_1 и A_2), используется признак постоянства значений величины δ , определяемой выражением [6].

$$\delta = \frac{\Delta t_{i,j}}{\Delta t_{i,j}^H} \quad (1)$$

где i, j – номера экстремумов из данной выборки; $\Delta t_{i,j}^H$ – нормировочные размеры зон Френеля, определяемые из теоретических соотношений.

Для разделения отражений типа A_1 и A_2 используется признак, характеризующий глубину дифракционных флуктуаций амплитуды [6]:

$$E = \frac{1}{m-1} \sum_{i=1}^m |y_{i+1} - y_i| \quad (2)$$

где m – число экстремумов, y_i – амплитуда i -го экстремума. При значении параметра $E > 0.05$ с высокой степенью точности принимается решение о принадлежности данного сигнала к типу A_1 .

Для надежной оценки параметров орбит метеорного тела по принятым в трех пунктах сигналах необходимо иметь достаточное количество независимых исходных данных. Такими данными являются экстремумы АВХ. Поэтому число зарегистрированных экстремумов также используется в качестве признака, по которому проводится распознавание реализаций. Количество требуемых зарегистрированных экстремумов определяется из условий вторичной обработки отраженного сигнала и в рассматриваемой системе равно 3.

Для снижения дисперсии выбранных признаков производится преобразование входных реализаций, заключающееся в фильтрации принятых сигналов и в интерполяции значений аргумента для экстремальных точек амплитудно-временной характеристики. Применение линейной фильтрации принятой реализации методом скользящего сглаживания позволяет в счет выбора соответствующего интервала осреднения представить сигнал полиномом невысокой степени и применить простейшие сглаживающие фильтры с конечным временем переходных процессов. Для сглаживания полученных реализаций и определения экстремальных точек применяются последовательно воспроизводящий и дифференцирующий фильтры.

Дискретную амплитудно-временную характеристику отраженного сигнала на интервале осреднения удобно рассматривать как функцию номера отсчета $n = t/\Delta t$. Аппроксимир

оггибающую АВХ полиномами Чебышева. можно получить следующую формулу для оценки сигнала, отраженного от метеорного следа, в точке n интервала усреднения [6]:

$$y(n) = \sum_{i=1}^N B_i(n)x(i), B_i(n) = \sum_{k=0}^r \left[\varphi_k^i \cdot \varphi_k(n) \cdot \sum_{i=1}^N \varphi_k^{-2}(i) \right], \quad (3)$$

где $x(i)$ – выборочное значение входной реализации в точке i -го интервала осреднения; $\varphi_k(n)$ – полиномы Чебышева k -й степени; r – степень старшего полинома Чебышева ($r = 2$); N – количество выборочных точек на интервале осреднения ($N = 5$).

Значение аргумента каждого экстремума фиксируется при перемене знака на выходе дифференцирующего фильтра. Для оценки производной от входной реализации также используется аппроксимация полиномами Чебышева второй степени на интервале $N = 5$. При этом весовые коэффициенты дифференцирующего фильтра вычисляются по формуле (3), в которую вместо полиномов $\varphi_k(n)$ подставляются значения производных $\varphi_k'(n)$. Оценки сглаженного сигнала определяются для тех же моментов времени, для которых заданы отсчеты входной реализации. Оценки производной от АВХ вычисляются для центров интервалов между соседними отсчетами входной реализации. Это позволяет фиксировать отсчет с номером k в качестве предварительного значения экстремума, если оценки производной для моментов $k + 0.5$ и $k - 0.5$ имеют противоположный знак.

На этапе *вторичной обработки* сигналов в подсистеме ПАОРО производится расчет скорости, координат радианта и элементов орбит зарегистрированных метеорных тел.

При помощи дифракционных картин АВХ вычисляется видимая скорость v_0 и координат радианта зарегистрированных метеорных тел. Для комплекса МАРС в [1, 7] приведены следующие выражения:

для видимой скорости v_0

$$v_0 = \Delta v_{ГОРМ} + v_{СР} = 0.6500 + 1.0398 v_{СР} = 0.6500 + 1.0398 \frac{C \cdot \sqrt{R} \sum_{m=1}^3 (n-1)_m}{\sum_{m=1}^3 (n-1)_m \Delta M_{23}^m}; \quad (4)$$

для азимута A :

$$\begin{cases} \tau_1 > 0 \\ \tau_2 \geq 0 \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} A = A_{ГЛ} + \pi \text{ при } A_{ГЛ} > 0 \\ A = A_{ГЛ} \text{ при } A_{ГЛ} < 0 \end{cases} \quad \begin{cases} \tau_1 \leq 0 \\ \tau_2 < 0 \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} A = A_{ГЛ} \text{ при } A_{ГЛ} > 0 \\ A = A_{ГЛ} + \pi \text{ при } A_{ГЛ} < 0 \end{cases}; \quad (5)$$

$$\begin{cases} \tau_1 < 0 \\ \tau_2 \geq 0 \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} A = A_{ГЛ} + \pi \text{ при } A_{ГЛ} > 0 \\ A = A_{ГЛ} \text{ при } A_{ГЛ} < 0 \end{cases} \quad \begin{cases} \tau_1 > 0 \\ \tau_2 \leq 0 \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} A = A_{ГЛ} \text{ при } A_{ГЛ} > 0 \\ A = A_{ГЛ} + \pi \text{ при } A_{ГЛ} < 0 \end{cases};$$

$$A_{ГЛ} = \arctg \left(\frac{0.8273\tau_2 + 0.6749\tau_1}{1.8272\tau_1 - 0.5616\tau_2} \right)$$

для среднего видимого зенитного угла $Z_{СР}$ радианта:

$$Z_{СР} = \begin{cases} 0.5(Z_1 + Z_2) \text{ при } |Z_1 - Z_2| < 4^\circ \text{ и } \tau_1 \neq 0, \tau_2 \neq 0 \\ Z_2 \text{ при } \tau_1 = 0 \\ Z_1 \text{ при } \tau_2 = 0 \end{cases}. \quad (6)$$

В выражениях (4) – (6) используются следующие функциональные зависимости и переменные:

$$\tau_1 = \sum_{i=1}^3 (M_i^1 - M_i^2) \quad (7)$$

$$\tau_2 = \sum_{i=1}^3 (M_i^1 - M_i^3)$$

$$\sin(Z_1) = -\frac{0.9252 \cdot 10^{-3} v_{CP} \cdot \tau_1}{\cos(A - 34.1711^\circ)} \quad (8)$$

$$\sin(Z_2) = -\frac{4.7490 \cdot 10^{-4} v_{CP} \cdot \tau_2}{\cos(A - 110.2727^\circ)}$$

C – коэффициент, зависящий от рабочей частоты РЛС и параметров зондирующего сигнала; R – наклонная дальность до зеркальной точки отражения на метеорном следе относительно основного пункта; ΔM_{23}^m – размер зоны Френеля между первым минимумом и вторым максимумом дифракционной картины АВХ с индексом m ; M_i^m – временное положение i -го экстремума дифракционной картины АВХ с индексом m ; n – количество зарегистрированных экстремумов огибающей АВХ; m – индекс огибающей АВХ ($m = 1$ для основного пункта, $m = 2$ и $m = 3$ для двух выносных пунктов).

Зенитный угол радианта, исправленный за притяжение Земли:

$$Z = Z_{CP} + \Delta Z = Z_{CP} + 2 \arctg \left[\frac{\sqrt{v_0^2 - 123.2 - v_0}}{\sqrt{v_0^2 - 123.2 + v_0}} \operatorname{tg} \left(\frac{Z_{CP}}{2} \right) \right] \quad (9)$$

На основе даты наблюдения метеора, рассчитанных значений v_0 , A и Z по методике [8] вычисляются характеристики метеороида, породившего зарегистрированный метеор: склонение δ и прямое восхождение α радианта; геоцентрическая скорость v_g ; внеатмосферная скорость v_∞ ; широта β и долгота λ радианта; гелиоцентрическая скорость v_h ; широта β' и долгота λ' истинного радианта; наклонение i и эксцентриситет e орбиты; большая a и малая b полуоси орбиты; расстояния перигелия q и афелия Q ; истинная аномалия v ; аргумент перигелия ω ; долгота восходящего узла Ω .

Блок-схема алгоритма обработки сигналов в подсистеме ПАОРО представлена на рис. 3.

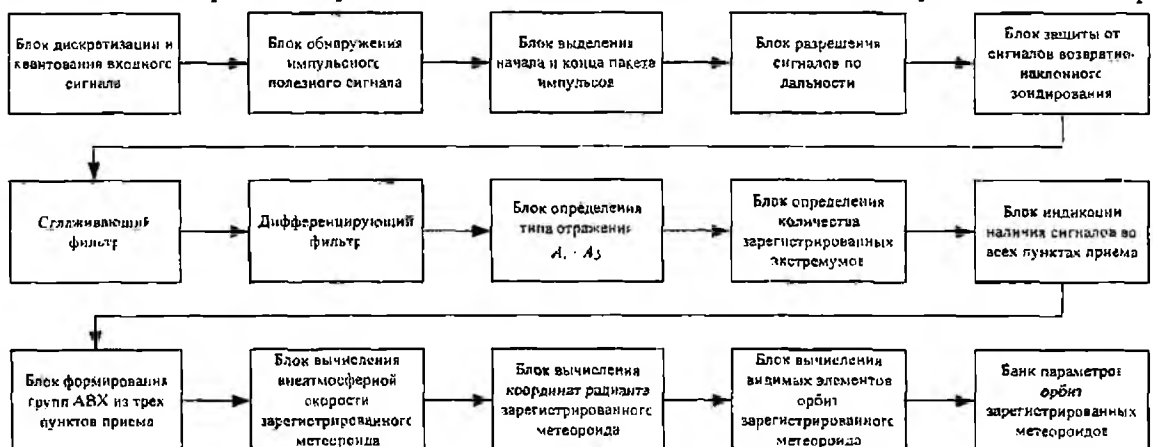


Рис. 3

Усовершенствование алгоритма вторичной обработки сигналов в подсистеме ПАОРО комплекса МАРС

Результатом обработки сигналов в подсистеме ПАОРО является выдача на носитель сведений о дате наблюдения метеора, скорости породившего его метеороида, координатах радианта и его элементов орбиты. Однако, как указывалось во введении, эти выходные данные сильно искажены селекцией радионаблюдений. Поэтому для расчета истинных распределений параметров орбит метеорных тел в Солнечной системе и корректного сравнения метеорных потоков по интенсивности необходимо разработать алгоритм, который решал бы три задачи:

Первая задача. Учет, по возможности, всех факторов селективности радионаблюдений метеоров, что позволит более корректно оценивать распределения параметров орбит зарегистрированных метеороидов.

Методические вопросы избирательности радиолокационных наблюдений метеоров рассмотрены в [1]. При статистической обработке результатов измерений параметров индивидуальных метеоров наиболее широко применяется метод весовой обработки, когда каждому зарегистрированному метеору присваивают вес, обратно пропорциональный вероятности наблюдения метеора с данными параметрами. Этот весовой коэффициент можно представить в виде произведения четырех сомножителей – факторов селективности – аппаратурно-методического фактора, обусловленного техническими характеристиками аппаратуры и особенностями проведения наблюдений, геометрического фактора, характеризующего вероятность наблюдения метеоров в зависимости от координат радианта, физического фактора, определяющего относительное количество регистрируемых метеоров в зависимости от их скорости и наклона траектории, и астрономического фактора, характеризующего вероятность пересечения данной орбиты метеора с орбитой Земли.

Решение задачи 1 рассмотрено в [2, 3, 4] и предполагает использование усовершенствованных авторами данной статьи ныне существующих методик расчета факторов замечаемости радионаблюдений метеорных тел:

- физического фактора как функции зенитного расстояния радианта, а также учета отражения радиоволн от насыщенных и ненасыщенных следов метеорных тел;
- геометрического фактора как функции диаграммы направленности антенной системы РЛС, геоцентрических координат ее положения и гелиоцентрических координат радиантов радиометеоров.
- астрономического фактора как функции вероятности, соответствующей диапазону гелиоцентрических скоростей, с которыми возможна регистрация на РЛС метеора в данный момент времени, в распределении гелиоцентрических скоростей, исправленному за физический и геометрический факторы замечаемости.

Вторая задача. Кластер-анализ генеральной совокупности зарегистрированных метеороидов с целью выявления метеорных потоков. Решение задачи 2 рассмотрено в [5] и базируется на алгоритме кластер-анализа ФОРЕЛЬ с использованием случайного перебора центров кластеров (средних орбит гипотетических потоков), расчета на каждом этапе поиска нескольких вариантов таксономии и многошаговой процедуры отсева случайных группировок орбит. Авторы обработали выборку из 123077 орбит, полученную на комплексе МАРС по результатам радиометеорных исследований в 1972–1978 годах. Выделено 5160 потоков, из которых 3729 включают в себя 10 и более орбит.

Третья задача. Разработка методики расчета пространственной плотности метеорных потоков в перигелии их средних орбит.

Блок-схема разрабатываемого алгоритма работы модуля обработки полученных результатов измерений в подсистеме ПАОРО представлена на рис. 4. Рассчитанные параметры орбит радиометеороидов с блока вторичной обработки поступают на блоки №1 – 3 для расчета факторов замечаемости. Данные с этих блоков плюс рассчитанные параметры орбит $\langle X \rangle$ по-

ступают на блок №4, где осуществляется расчет истинных распределений параметров орбит зарегистрированных радиометеороидов, и на блок №5, выходными данными которого является распределение метеорного вещества в Солнечной системе.

Для решения задачи сравнения метеорных потоков по интенсивности введены блок №6, в котором осуществляется выделение потоков из общей совокупности метеоров на базе кластер-анализа, и блок №7, в котором осуществляется пересчет топоцентрической плотности потока Π зарегистрированных метеороидов в некоторой области земной поверхности определяемой координатами РЛС, в плотность потока в заданном поперечном сечении средней орбиты $\Pi_{ОРБ}$ с учетом факторов замечаемости радионаблюдений метеоров.

Остановимся подробнее на методике перерасчета плотности потока Π в $\Pi_{ОРБ}$.

1. Переход от топоцентрической (Π) плотности потока к геоцентрической [9]:

$$\Pi_g = \Pi \frac{2v_g^2}{v_g^2 + v_\infty^2}, \quad (1)$$

2. Переход от геоцентрической плотности потока к гелиоцентрической [9]:

$$\Pi_h = \Pi_g \frac{v_h}{v_g}. \quad (2)$$

3. Отношение плотностей в разных фиксированных сечениях средней орбиты [10]:

$$\frac{\Pi_1}{\Pi_2} = \frac{1 + e \cos(v_1)}{1 + e \cos(v_2)} \sqrt{\frac{1 + 2e \cos(v_1) + e^2}{1 + 2e \cos(v_2) + e^2}}. \quad (3)$$

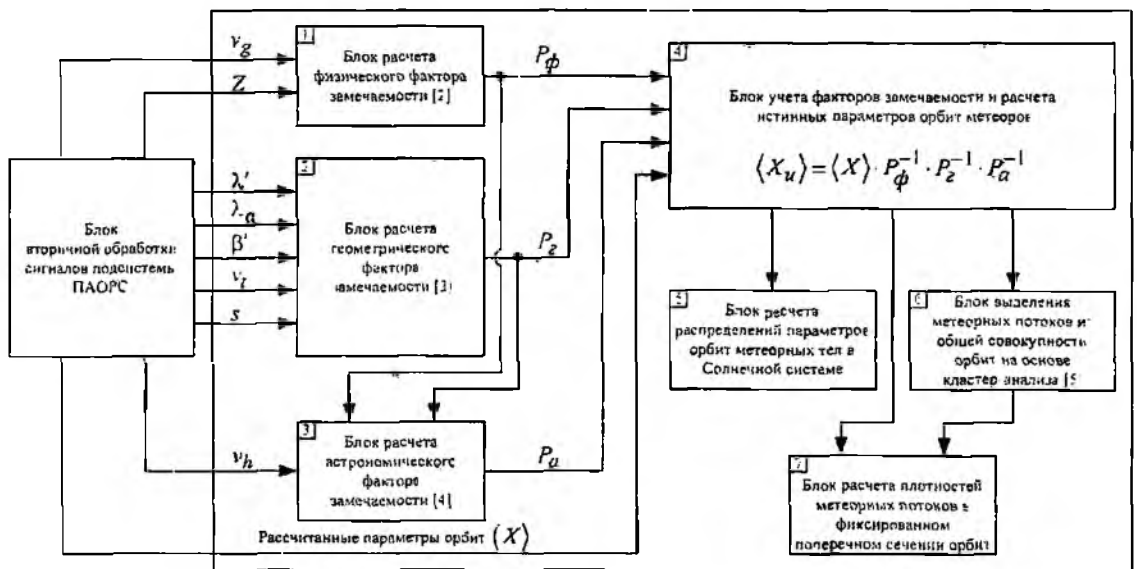


Рис. 4

Используя выражение (12), а также тот факт, что Π_h является плотностью потока в узле наблюдения, т.е. известно значение истинной аномалии узла наблюдения v_Ω , можно рассчитать значение плотности метеорного потока в перигелии средней орбиты:

$$\Pi_v = \Pi \frac{2v_g v_h}{v_g^2 + v_\infty^2} \cdot \frac{(1+e)^2}{1 + e \cos(v_\Omega)} \sqrt{\frac{1}{1 + 2e \cos(v_\Omega) + e^2}} = \Pi \cdot k_p. \quad (4)$$

Необходимо отметить, что функция k_a в формуле (13) представляет собой алгоритм учета влияния углового расстояния угла перигелия на структурные характеристики метеорных потоков – астрономического фактора. Однако использовать рассчитанные плотности потока в перигелии средней орбиты Π_q для сравнения метеорных потоков по интенсивности не корректно. Дело в том, что на структурные характеристики метеорных потоков также оказывает влияние гравитация Солнца, и чем меньше значение перигелийного расстояния q средней орбиты потока, тем сильнее сказывается на характеристиках потока фактор солнечной гравитации. Следовательно, для корректности сравнения потоков необходимо учесть различия в перигелийных расстояниях. Это можно сделать, если Π_q пронормировать к стандартному гелиоцентрическому расстоянию $q_0 = 1$ а.е. [10]:

$$\Pi_{qst} = \Pi_q \cdot q^{2.5}. \quad (14)$$

4. Учет физического и геометрического факторов селективности для каждого метеорного потока путем расчета весового коэффициента:

$$W_\Sigma = \sum_{i=1}^N \left(\frac{1}{P_{\phi_i} \cdot P_{\epsilon_i}} \right), \quad (15)$$

где N – количество метеоров в данном потоке.

5. Расчет истинной Π_q^H плотности метеорного потока в перигелии средней орбиты:

$$\Pi_q^H = \Pi \cdot k_a \cdot W_\Sigma. \quad (16)$$

6. Расчет истинной приведенной для сравнения Π_{qst}^H плотности метеорного потока в перигелии средней орбиты:

$$\Pi_{qst}^H = \Pi \cdot k_a \cdot W_\Sigma \cdot q^{2.5}. \quad (17)$$

В таблице приведены результаты расчета коэффициентов k_a , $k_a \cdot W_\Sigma$ и $k_a \cdot W_\Sigma \cdot q^{2.5}$ для нескольких интенсивных метеорных потоков из базы ХНУРЭ. Здесь приняты следующие обозначения: Sh1 – поток из базы ХНУРЭ, Π_h – усредненная за 1 час плотность зарегистрированных метеоров в потоке; q – перигелийное расстояние средней орбиты потока Sh1; Sh2 – идентифицированный поток Sh1 по базам данных метеорных потоков Лебединца [11], Секанины [12] и Терентьевой [13]; Dcr – значение D -критерия между потоками Sh1 и Sh2; Π_{hq} и Π_{hqst} – плотность Π_k в перигелии и в приведенном перигелии средней орбиты с учетом факторов замечаемости соответственно.

Плотность Π_{hq} в перигелии средней орбиты зависит от следующих факторов: во-первых, от наблюдаемой плотности потока Π_h ; во-вторых, от замечаемости радионаблюдений метеоров в месте расположения комплекса МАРС на Земле – большая замечаемость соответствует меньшему значению весового коэффициента W_Σ . В-третьих, условием встречи потока метеоров и Земли: – чем ближе точка пресечения к апогею средней орбиты потока, тем больше значение коэффициента k_a . Из приведенных в таблице радиометеорных потоков ХНУРЭ максимальной плотностью Π_{hq} обладает поток № 4756 (Геминиды), минимальной – № 4490 (Андромедиды). Стоит также отметить, что возможна ситуация, когда видимая плотность метеорного потока больше истинной: Земля встречается с потоком в перигелии его средней орбиты, а сам поток обладает высокой замечаемостью при радионаблюдениях – потоки № 22 (Квадрантиды) и № 1328 (ϵ -Лириды).

Sh1	Π_h	Sh2	D_{cr}	q	k_n	$k_n \cdot W_\Sigma$	$k_n \cdot W_\Sigma \cdot q^{2.5}$	Π_{hq}	Π_{hqst}
4756	0.2285	Геминиды [9]	0.0553	0.1986	16.3436	7.0877	0.1246	1.6197	0.0285
22	0.0946	Квадрантиды [9]	0.0770	1.0239	0.8957	0.3992	0.4234	0.0378	0.0401
4468	0.0637	N-Тавриды [9]	0.0822	0.4258	5.4994	1.5221	0.1800	0.0969	0.0115
3319	0.0621	N-Аквариды [10]	0.0956	0.3726	7.8268	3.1680	0.2684	0.1968	0.0167
587	0.0547	Леониды [11]	0.0687	0.4935	4.6226	2.2378	0.3829	0.1225	0.0210
2126	0.0534	ζ -Персеиды [9]	0.0893	0.2943	9.3413	2.6116	0.1227	0.1394	0.0066
2069	0.0513	S-Тавриды [9]	0.0738	0.4859	4.9751	1.4045	0.2312	0.0721	0.0119
1328	0.0486	ϵ -Лириды [10]	0.0949	0.8301	1.7448	0.7080	0.4445	0.0344	0.0216
3933	0.0484	S-Ариетиды [10]	0.0827	0.4219	6.1111	2.2195	0.2566	0.1074	0.0124
5002	0.0424	χ -Ориониды [10]	0.0768	0.5769	3.9776	1.7272	0.4365	0.0732	0.0185
3199	0.0360	δ -Леониды [10]	0.0945	0.5448	4.0853	1.4770	0.3236	0.0532	0.0116
4955	0.0345	μ -Геминиды [10]	0.0907	0.3388	7.7135	2.1061	0.1407	0.0727	0.0049
1865	0.0343	ω -Тавриды [11]	0.0992	0.5689	4.0821	1.3254	0.3236	0.0455	0.0111
1453	0.0255	Виргиниды [11]	0.0973	0.6198	3.5792	3.2831	0.9931	0.0836	0.0253
4616	0.0224	Моносериды [10]	0.0960	0.1050	29.3765	21.2187	0.0757	0.4744	0.0017
4490	0.0188	Андромедиды [9]	0.0678	0.8544	2.4971	1.1027	0.7440	0.0208	0.0140

При сравнении потоков по интенсивности на первое место выходит значение перигелийного расстояния средней орбиты Земли, т.к. плотность Π_{hqst} в приведенном перигелии согласно (18) равна произведению плотности Π_{hq} на коэффициент $q^{2.5}$. Для короткопериодических потоков с перигелийным расстоянием $q \leq 0.2$ характерно резкое уменьшение значения Π_{hqst} по сравнению с Π_{hq} (например, для потока № 4616 (Моносериды)). Для долгопериодических потоков с перигелийным расстоянием $q \geq 1$ характерно увеличение значения плотности Π_{hqst} по сравнению с Π_{hq} . Из приведенных в таблице радиометеорных потоков ХНУРЭ максимальной интенсивностью обладает поток № 22 (Квадрантиды), минимальной - № 4616 (Моносериды).

Выводы

Предложенный усовершенствованный алгоритм вторичной обработки сигналов в подсистеме ПАОРО комплекса МАРС позволяет рассчитывать истинные распределения параметров орбит метеорных тел в Солнечной системе; выявлять принадлежность зарегистрированного метеорного тела к известным метеорным потокам и производить их сравнение путем вычисления плотности потока в перигелии средней орбиты. При этом вся обработка производится в реальном масштабе времени на ПЭВМ без участия оператора.

Список литературы: 1. Кащеев Б.Л., Лебединец В.Н., Лагутин М.Ф. Метеорные явления в атмосфере Земли. М.: Наука. 1967. 260 с. 2. Горелов Д.Ю., Волощук Ю.И. Уточнение методики учета физического фактора замечаемости при построении истинных распределений параметров радиометеоров // Радиотехника. 2007. Вып. 149. С. 62-68. 3. Горелов Д.Ю., Волощук Ю.И. Оценка геометрического фактора замечаемости в задаче определения истинных распределений параметров орбит радиометеоров // Прикладная радиоэлектроника. 2006. Т. 5, №4 Харьков: ХНУРЭ. С. 519-527. 4. Горелов Д.Ю., Волощук Ю.И. Новый метод расчета астрономического фактора замечаемости в задаче определения истинных распределений параметров орбит радиометеоров // Радиотехника. 2007. Вып. 151. С.246. 5. Волощук Ю.И., Кащеев Б.Л., Подолька В.А. Метеорный комплекс вблизи Земли: спорадический фон, погоды, ассоциации. 1. Методика выделения потоков и ассоциаций из выборки орбит индивидуальных метеоров большого объема // Астрон. вестн. 1995. Т. 29. № 5. С. 439-449. 6. Дьяков А.А. Исследование потока информации и вопросы автоматизации его обработки в метеорной радиолокации: Дис. ... канд. техн. наук. Харьков, 1972. 217 с. 7. Дьяков А.А., Кащеев Б.Л. Определение скорости радио метеора с минимальной среднеквадратической ошибкой // Астрон. вестн. 1972. Т. 6. № 2. С. 94-101. 8. Porter J.G. Comets and meteor streams. London. Chapman&Hall ltd. 1952. 124 p. 9. Лесин Б.Ю. Физическая теория метеоров и метеорное вещество в солнечной системе. М.: Изд-во АН СССР. 1956. 293 с. 10. Андреев Г.В. Учет влияния астрономической се-

лекции на структурные характеристики метеорных потоков // Астрон. вестн. 1984. Т. 18. №3. С. 240-248. 11. *Лебединец В.Н., Корпусов В.Н., Соснова А.К.* Потоки радиометеоров // Труды ИЭМ. 1972. Вып. 1 (34). С. 88 – 171. 12. *Sekanina Z.* Statistical model of meteor streams. IV. A study of radio streams from the synoptic year // Icarus. 1976. V. 27. P. 265–321. 13. *Терентьева А.К.* Орбиты малых метеорных роев. Астрон. циркуляр. № 249, 1, 1963; № 264, 1, 1963; № 415, 1, 1967; № 423, 1, 1967.

*Харьковский национальный
университет радиоэлектроники*

Поступила в редколлегию 21.11.2007

ВЫБОР ОПТИМАЛЬНОЙ ОРИЕНТАЦИИ ПРИЕМНОЙ АНТЕННЫ В РАЗНЕСЕННОЙ СИСТЕМЕ МЕТЕОРНОЙ РАДИОЛОКАЦИИ ПРИ ИСПОЛЬЗОВАНИИ ТВ СИГНАЛОВ

Введение

В настоящее время продолжают исследования происхождения метеорных роев и их связей с возможными родительскими телами – кометными ядрами и астероидами [1]. В решении данных вопросов неизменно присутствует задача определения притока метеорного вещества в атмосферу Земли.

Твердые космические частицы представляют собой определенную опасность для космических летательных аппаратов (КЛА), причем естественно эта опасность будет тем больше, чем дольше КЛА должен функционировать в космосе [2].

Как правило, для исследования метеорных явлений используется совмещенная система радиолокации, при которой радиопередающее и радиоприемное устройства расположены в одном пункте наблюдения.

Одним из перспективных вариантов, который позволяет решить задачу минимизации затрат при наблюдении метеорных следов является использование сторонних источников радиоизлучения. Для этого могут быть применены сигналы радиослужб мощностью несколько кВт, в диапазоне 30 – 100 МГц. В качестве таких сигналов целесообразно использовать сигналы от радио- и телевизионных вещательных станций [3,4].

Начиная с 1994 г. в мире действует сеть автоматических станций учёта метеорной активности, которая в качестве источников излучения использует ТВ и радиовещательные станции в рамках программы «Глобальная метеорная сеть» («Global Meteor-Scatter Network»). Цель наблюдений состоит в том, чтобы обнаружить кратковременные (0,5...2 часа) увеличения метеорной активности, которые вызываются потоками, связанными с долгопериодическими кометами. Эти кометы потенциально опасны с точки зрения столкновения с Землей, а обнаружить их можно только наблюдая связанные с ними метеорные потоки.

Для реализации этой задачи используются 3-х или 5-элементные «волновые каналы». В качестве приёмников используются либо переделанные вещательные приёмники, либо панорамные приёмники, соединённые с ПЭВМ. Фиксируется численность метеоров и длительность отражений отдельно для каждого десятиминутного интервала.

Как отмечается в [5], в результате наблюдений на фоне обычного суточного хода численности метеоров, явно проявляются кратковременные «вспышки активности», которые повторяются из года в год. Один из обнаруженных потоков сопоставлен с кометой P/Kiess [6,7].

Для решения таких задач как выявление отражений от метеорных следов, которые сопровождаются большим уровнем шумов, необходимо обеспечить достаточное соотношение с/ш для их идентификации. Параметры ТВ сигнала выбранного в качестве зондирующего не подлежат изменению. Для повышения соотношения с/ш могут быть изменены только параметры приемной аппаратуры в частности ориентация ДН приемной антенны.

Описание модели распространения радиоволн в разнесенной системе метеорной радиолокации

Существует несколько вариантов распространения радиоволн по метеорному каналу с использованием сторонних источников. Наиболее универсальным является разнесенная система радиолокации метеорных следов, т.к. при совмещенной системе требуется расположение приемного устройства на передающем пункте или в непосредственной близости от него, что зачастую является невозможным. Существует два варианта разнесенной системы радиолокации метеорных следов: распространение сигнала назад, распространение сигнала вперед (рис. 1).

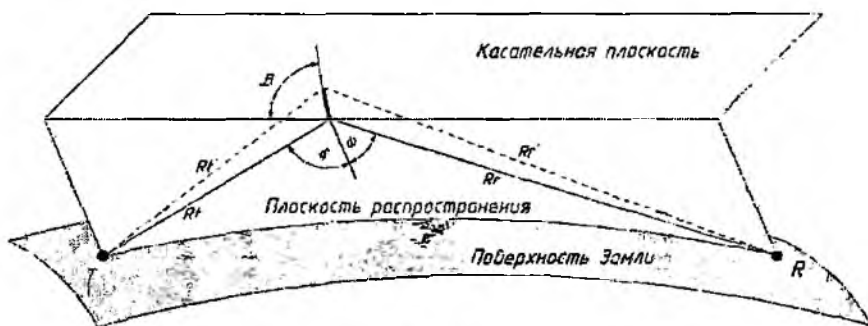


Рис. 1

Максимальная мощность сигнала отраженного от ненасыщенного метеорного следа определяется по формуле [8]:

$$P_2 = P_1 G_1 G_2 \lambda^3 \alpha^2 \sigma \cos(\gamma)^2 L, \quad (1)$$

где P_1 – мощность передатчика; P_2 – мощность на входе приемника; G_1 – коэффициент усиления передающей антенны; G_2 – коэффициент усиления приемной антенны; λ – длина волны; α – линейная электронная плотность метеорного следа; σ – эффективная поверхность рассеяния электрона; γ – угол между электрическим вектором падающей волны и лучом зрения на приемник; L – коэффициент затухания.

Мощность сигнала на входе приемника обуславливается следующими факторами:

- энергетическими характеристиками системы (P_1 , G_1 , G_2),
- затуханием в канале распространения (L),
- длиной волны (λ),
- электронной концентрацией следа (α).

Затухание сигнала L распространяющегося по метеорному каналу определяется по формуле

$$L = \frac{e^{-\frac{\pi^2 r_0^2}{\lambda^2 \sec^2(\phi)}}}{(4\pi)^3 R_1 R_2 (R_1 + R_2) (1 - \cos(\beta)^2 \sin(\phi)^2)}, \quad (2)$$

где R_1 – расстояние от передатчика до точки зеркального отражения; R_2 – расстояние от приемника до точки зеркального отражения; β – угол между следом и плоскостью треугольника передатчик – зеркальная точка – приемник; 2ϕ – угол отражения вперед; r_0 – начальный радиус следа.

Как видно из (2) величина затухания обуславливается несколькими факторами:

- расстоянием между приемным и передающим пунктом R ,
- ориентацией следа в пространстве β , ϕ , h ,
- физическими характеристиками следа r_0 ,

Выбор оптимального угла места приемной антенны

Зависимость мощности на входе приемника от положения зеркальной точки в метеорной зоне для разных длин трасс изображена на рис. 2 (передающая и приемная антенна имеют круговую диаграмму направленности в обеих плоскостях).

В моделировании трассы распространения радиоволн применялись следующие величины:

- рабочая частота $F = 49.75$ МГц, которая соответствует частоте 1-го ТВ канала;
- среднее значение начального радиуса следа $r_0 = 0,8$ м;
- среднее значение высоты отражающей точки $h = 90$ км.

R_p – положение зеркальной точки ($R_p = 0$ соответствует положению зеркальной точки над приемной станцией, $R_p = 1$ над передающей станцией, $R_p = 0.5$ посередине трассы).

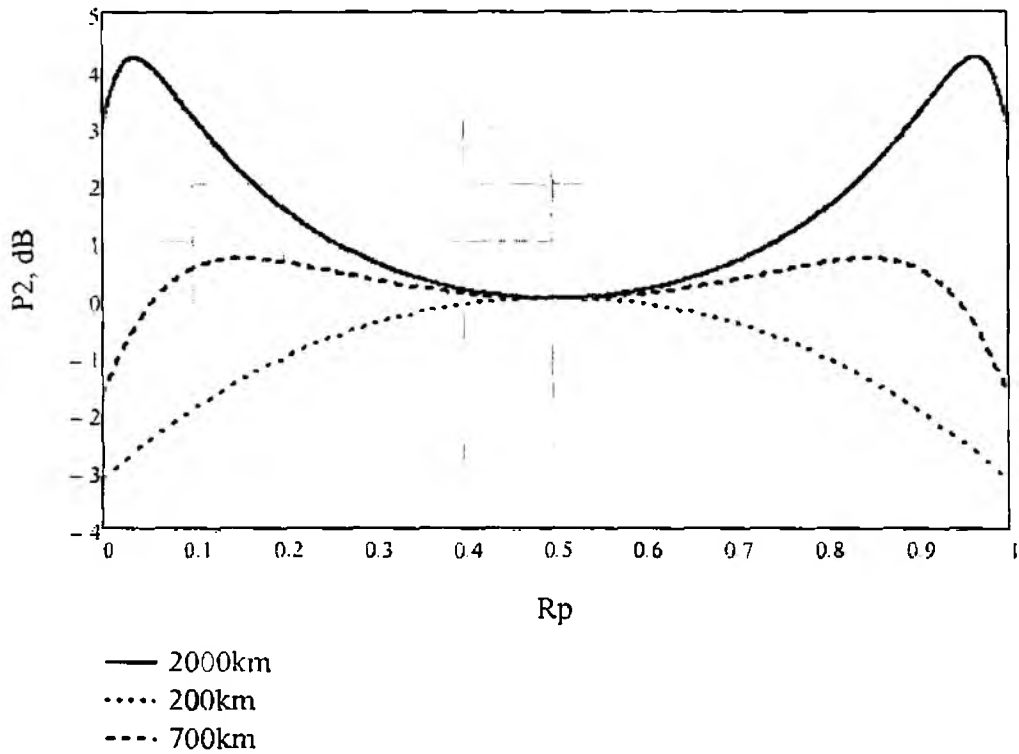


Рис. 2

На рис. 2 значения мощности на входе приемника нормированы относительно значения мощности при $R_p = 0.5$.

На характер зависимости мощности на входе приемника от положения зеркальной точки в метеорной зоне в значительной степени сказывается длина трассы, а также значения угла β .

Из рис. 2 видно, что чем длиннее трасса, тем больше максимумы уровня мощности смещаются непосредственно над передающей и приемной станциями. Концентрация регистрируемых метеоров вблизи станций отчасти обусловлена тем, что геометрическое затухание (2) для отражений от этих метеоров меньше чем для отражений от следов в районе средней точки.

Как правило, ДН, в вертикальной плоскости, передающих антенн ТВ вещательных станций имеют форму отличной от круговой, при этом мощность сигнала, отраженного от метеорного следа, на входе приемника будет определяться следующим выражением

$$P_2 = P_1 G_1 G_2 \lambda^3 \alpha^2 \sigma \cos(\gamma)^2 L \cdot F_1(\theta), \quad (3)$$

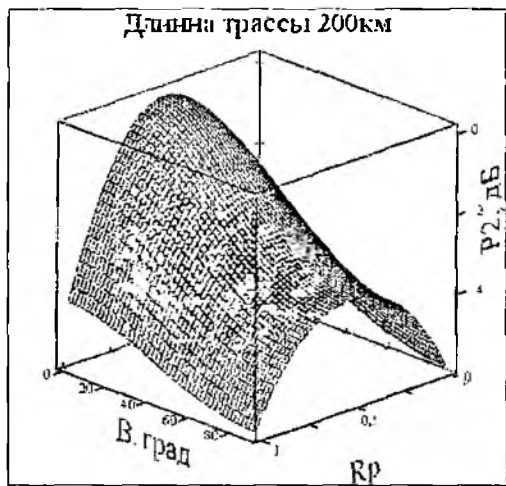
где $F_1(\theta)$ – диаграмма направленности передающей антенны.

В большинстве существующих передающих антенн ТВ вещательных станций ширина диаграммы направленности в вертикальной плоскости составляет $20 \dots 40^\circ$, уровень боковых лепестков (УБЛ) составляет $-10 \dots -15$ дБ. Главный лепесток ДН иногда, в целях увеличения зоны обслуживания, прижимают к Земле на $1-2$ градуса, т.е. в первом приближении можно считать, что он касателен к горизонту.

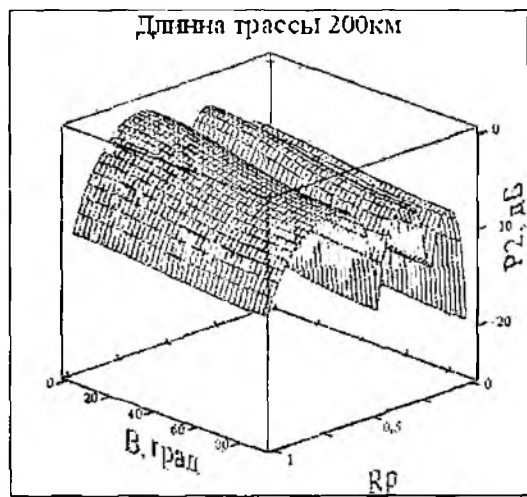
Проведем сравнение зависимости мощности на входе приемника от положения зеркальной точки, при различных углах β , для двух случаев:

- ДН в вертикальной плоскости передающей антенны ненаправленная (рис. 3, а, в, д);
- ДН в вертикальной плоскости передающей антенны типичная для передающих ТВ вещательных станций (рис. 3, б, г, е).

Длина трассы 200 км и 2000 км соответствует трассе минимальной и максимальной возможной для разнесенной системы радиолокации метеорных следов вперед соответственно. Длина трассы 700 км соответствует трассе Москва-Харьков.

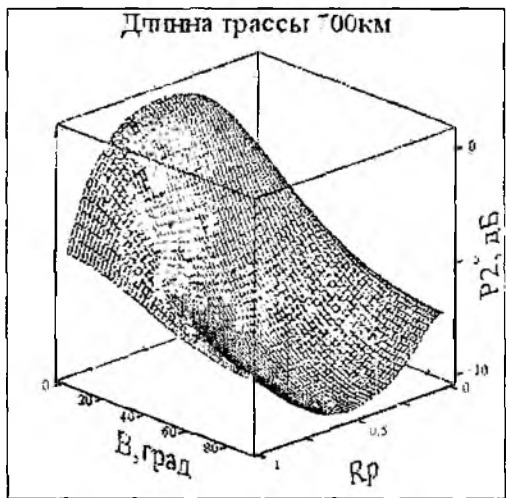


а

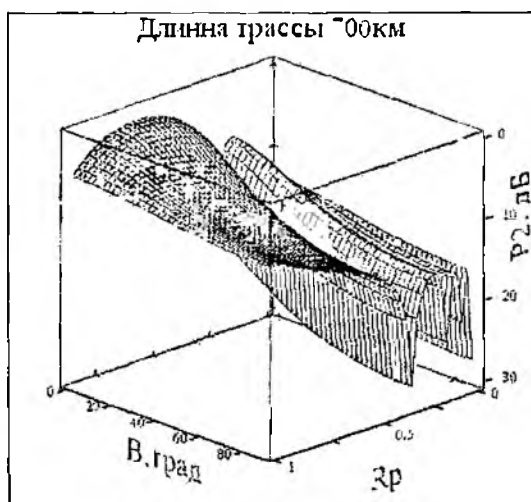


б

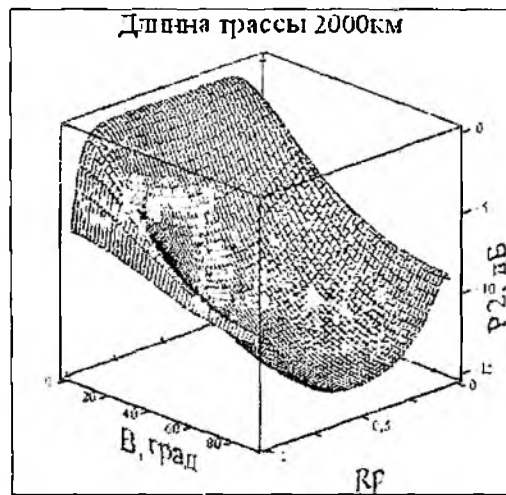
Рис. 3



в



г



д



е

Рис.3

Для повышения соотношения с/ш необходимо ориентировать приемную антенну в вертикальной плоскости в сторону, где мощность, отраженная от метеорных следов, будет максимальной. На рис. 4 показана зависимость оптимального угла места приемной антенны δ от

длины трассы для различных значений ширины ДН передающей антенны. В моделировании было принято допущение, что закон распределения угла β – равномерный.

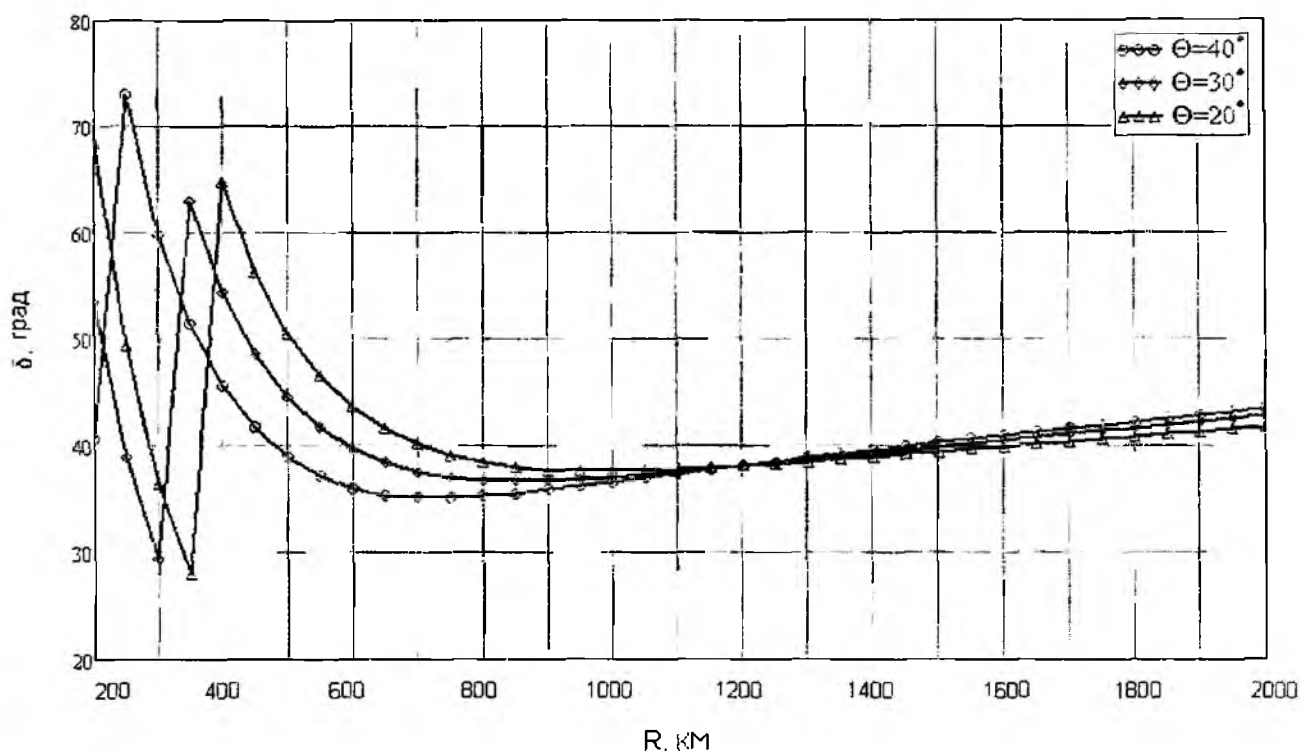


Рис. 4

Скачки кривых, представленных на рис. 4, для длин трасс менее 400 км обусловлены наличием боковых лепестков в ДН передающей антенны уровень сигнала от которых (в зависимости от ширины главного лепестка и УБЛ) больше чем от главного. При неизвестной форме ДН передающей станции и расстояния до нее, либо наличии нескольких источников находящихся на различном расстоянии от приемного пункта, можно задаться неким квазиоптимальным углом возвышения, который равен 40° .

Следует отметить, что приведенные в статье результаты справедливы для получения максимального соотношения с/ш и как следствие повышения регистрируемой численности метеорных отражений, при этом выбранный угол возвышения приемной антенны не является оптимальным для получения максимальной длительности метеорных отражений.

Рассмотрим случай выбора угла места приемной антенны для получения максимальной длительности метеорных отражений. Максимальной длительностью отражения обладают те метеоры, для которых угол ϕ максимальный, т.е. для получения максимальной длительности метеорных отражений необходимо ориентировать ДН приемной антенны в вертикальной плоскости на середину трассы в метеорную зону [9]. Длительность метеорных отражений пропорционально $\sec^2(\phi)$. Оптимальный угол места приемной антенны для получения максимальной длительности метеорных отражений δ_i изображен на рис. 5.

На рис. 6 показано, во сколько раз длительность метеорных отражений будет меньше при использовании угла места оптимального для соотношения с/ш по сравнению со случаем использования угла места оптимального для получения максимальной длительности.

Из рис. 6 видно, что с увеличением длины трассы проигрыш возрастает и может достигать до 3 раз.

Результаты экспериментальных исследований

Для подтверждения результатов моделирования был проведен эксперимент 12-13 июля 2007 на Балаклеевском полигоне (Харьковская обл.). В качестве источника излучения был

использован сигнал от первого ТВ канала Останкинской телевышки. Угол возвышения приемной антенны, которая представляла собой 3-элементный волновой канал, регулировался с помощью изменения высоты подвеса антенны. Результаты экспериментального исследования показали, что повышение угла возвышения ДН приемной антенны до 30° по сравнению с антенной ДН которой прижата к Земле дает прирост численности метеорных отражений до 30%.

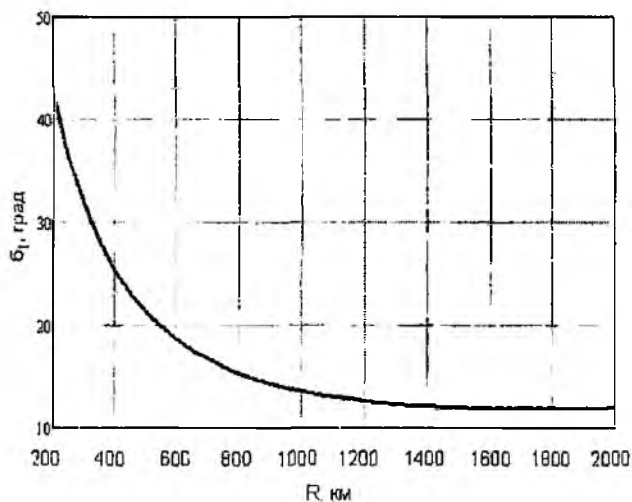


Рис. 5

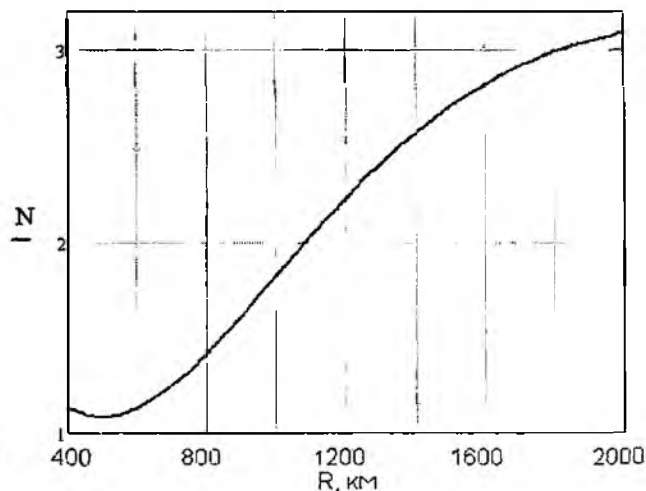


Рис. 6

Выводы

1. Для длин трасс более 500 км, при отсутствии информации о ДН передающей антенны, можно использовать квазиоптимальный угол места приемной антенны равный 40° .
2. При выборе стороннего источника излучения для трасс длиной более 500 км наиболее объективным параметром служит эффективная излучаемая мощность (ERP), а для трасс менее 500 км необходимым параметром является и УБЛ ДН передающей антенны.
3. Результаты моделирования могут быть использованы для построения систем регистрации численности метеорных отражений с использованием сторонних источников излучения.

Список литературы: 1. Горелов Д.Ю., Волощук Ю.И. Усовершенствование методики учета физического фактора замечаемости при построении истинных распределений параметров радиометеоров // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2006. Вып. № 145. 71с. 2. Кащеев Б.Л., Бондарь Б.Г., Горбач В.И., Коваль Ю.А. Метеоры сегодня. Киев: Техника, 1996. 26 с. 3. Олейников А.Н., Лыков Ю.В., Сосновчик Д.М. Исследование притока метеорного вещества с использованием системы разнесенной радиолокации // 1-я международная конференция «Глобальные информационные системы. Проблемы и тенденции развития»: Сб. материалов конференции. Харьков ХНУРЭ, 2006. 470с. 4. Олейников А.Н., Сосновчик Д.М. Определение высоты отражающей области метеорного следа при использовании телевизионного сигнала в разнесенной системе радиолокации // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2005. Вып. 143. С.201-208. 5. Yrjola I., Jenniskens P., 1998, Meteor Stream Activity VI. A survey of annual stream activity by means of forward meteor scatter, Astronomy & Astrophysics 330, 739–752. 6. Jenniskens P. Meteor Stream Activity. IV. Meteor outbursts and the Sun's reflex motion, Astronomy & Astrophysics 317, 1997, p.953–961. 7. Антипов И.Е., Коваль Ю.А., Обельченко В.В. Развитие теории и совершенствование радиометеорных систем связи и синхронизации. Х.: Коллегиум, 2006. 257 с. 8. Кащеев Б.Л., Бондарь Б.Г. Метеорная связь: Учеб. пособие. К.: УМК, 1989.-17 с. 9. Мак-Кинли Д. Методы метеорной астрономии // М.: Мир, 1964. 310с.

Харьковский национальный
университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 21.11.2007

**СВЕРХШИРОКОПОЛОСНЫЙ СИГНАЛ И КАНАЛ ПРЯМОЙ ВИДИМОСТИ
В ЗАДАЧАХ ВЫСОКОТОЧНОГО СЛИЧЕНИЯ ШКАЛ ВРЕМЕНИ**

Решение прикладных задач радиолокации, связи, радиоастрономии и др. требует наличия высокоточных вторичных средств хранения времени (частоты). Автономность таких средств предполагает постоянство величины сдвига их шкал во времени по отношению к первичным (эталонным). Проблема состоит в улучшении точностных характеристик данных о величинах и знаках необходимых корректирующих поправок. Синхронизация, таким образом, возможна только после получения результатов измерения величин взаимных расхождений шкал времени (разностей фаз опорных колебаний) первичных и вторичных хранителей. Необходимый темп поступления измерительной информации об этих расхождениях определяется величиной относительной нестабильности хода шкал времени (частоты) синхронизируемых хранителей (порядка $10^{-8} \dots 10^{-11}$), в то время как достигнутая в настоящее время относительная погрешность воспроизведения эталонов составляет порядок $10^{-13} \dots 10^{-15}$ и имеет тенденцию к дальнейшему снижению. Поэтому каналы сличения (синхронизации) должны удовлетворять системе требований, направленных на существенное снижение погрешностей при реализации этих процессов. Всегда актуальной остается задача улучшения метрологических характеристик процессов формирования, хранения, измерения взаимных расхождений и корректного доведения до потребителей различного уровня шкал времени (частоты), формируемых прецизионными хранителями [1, 2].

Исследования и разработки в направлении усовершенствования систем высокоточного доведения эталонных сигналов времени (частоты) до потребителей различного уровня ведутся постоянно на протяжении многих десятков лет. Государственные и ведомственные программы [3-5] в различных областях науки и техники, в частности, в областях телекоммуникаций, исследованиях ближнего и дальнего космоса, военного дела, и т.д. тесным образом связаны с задачами сличения и синхронизации автономных средств хранения времени и частоты. Важное значение имеет возможность взаимного метрологического контроля хранителей времени и высокоточных навигационных систем, используемых при передаче сигналов времени [6].

В Харьковском национальном университете радиоэлектроники на протяжении многих лет проводятся теоретические и экспериментальные исследования, направленные на повышение точностных характеристик методов и средств высокоточных сличений шкал времени разнесенных в пространстве хранителей по радиометеорному каналу [5, 7-10]. Их результаты опубликованы в ряде изданий и обобщены в фундаментальной работе [2]. Достигнутая к настоящему времени погрешность сличения при использовании радиометеорного канала составляет единицы наносекунд при работе по огибающим радиоимпульсов и доли наносекунды – при работе по их высокочастотному заполнению [10]. Использование сложных широкополосных сигналов и специальные алгоритмы их обработки позволили решить проблему совместного проведения процедур высокоточного сличения и обмена измерительной информацией [7].

Вместе с тем, для реализации высокоточных сличений актуальны исследования возможностей и свойств каналов прямой видимости при использовании сигналов, аппаратуры, методов и информационно-энергетического потенциала уже хорошо изученных каналов, в частности, метеорного [11]. На последующих этапах исследований изучалась возможность использования сверхширокополосных (СШП) сигналов типа ультракоротких видео- и радиоимпульсов в канале с прямой видимостью [12] и без таковой. Создание общегосударственной сети СШП ретрансляторов, объединенных каналами прямой видимости, может явиться весомой альтернативой существующим ныне высокоточным системам [13, 14].

Спутниковые системы навигации и передачи сигналов времени (GPS, НАВСТАР и др.) базируются на использовании методов и средств, не являющихся собственностью Украины, и не могут относиться к категории высоконадежных систем, обеспечивающих функциониро-

вание государственных служб. Поэтому необходимы альтернативные методы и средства, которые обеспечивают надежное автономное высокоточное сличение. В свою очередь, такие альтернативные системы хранения – сличения позволят производить метрологический контроль и мониторинг уже существующих систем (телевизионные, спутниковые, ПКЧ).

До последнего времени автономными средствами передачи сигналов времени были кабельные, телевизионные (ТВ), радиометеорные (РМ) системы и перевозимые квантовые часы (ПКЧ). Они имели значения методических погрешностей, лежащие в пределах от сотен (ТВ) до единиц (РМ, ПКЧ) наносекунд. В силу дороговизны метода ПКЧ, высокой погрешности ТВ [14, 15] метода и экологических проблем метода РМ (необходимость излучения в эфир сигналов с высокой энергией) возникли задачи поиска альтернативных автономных методов и средств высокоточных сличений.

Предлагаемые к рассмотрению «симбиоз» канала прямой видимости (КПВ) и применение широкополосных и сверхширокополосных сигналов – переносчиков данных о физическом значении расхождения сличаемых шкал времени и тезис о возможном синтезе «искусственного» КПВ с использованием специальной сверхширокополосной ретрансляционной аппаратуры позволяют решить задачу обеспечения дальнейшего снижения погрешностей сличений.

До настоящего времени в вопросах измерения физической величины – времени и связанных с ними задачах сличения шкал времени использовались традиционные радиотехнические системы (РТС), функционирующие в узкой относительной ширине полосы частот [2]. В качестве несущего колебания для передачи измерительной информации использовались квазигармонические сигналы. Узкополосность таких радиотехнических систем служит основным методом разделения информационных каналов; ширина полосы частот большинства радиотехнических систем намного меньше их несущей частоты. Поскольку

$$\sigma_t = \frac{1}{\Delta F_{\text{эфф}} \sqrt{q}}, \quad (1)$$

где σ_t – СКО при измерении параметра задержки; $q = 2E/N_0$ – соотношение «сигнал/шум»; $\Delta F_{\text{эфф}}$ – эффективная ширина спектра сигнала [16-18], то очевидно, что для снижения случайной составляющей погрешности при фиксированном соотношении «сигнал/шум» необходимо расширять эффективную ширину полосы частот сигнала. Из изложенного, а также с точки зрения получивших в последние годы широкое распространение подходов в области применения широкополосных [19] и сверхширокополосных сигналов [20–22] в областях радиолокации и связи представляется возможным и актуальным использование сверхширокополосных сигналов в областях высокоточных измерений времени.

Предпосылкой для возникновения идеи использования сверхширокополосных сигналов в системе высокоточных сличений шкал времени явились метеорные комплексы аппаратуры сличения шкал времени “МЕТКА”. Они успешно функционировали на трассах ГСВЧ СССР, были аттестованы и обеспечивали сличение ШВ с погрешностью менее 20 нс [2]. Достигнутая и экспериментально обоснованная суммарная аппаратурно-канальная погрешность комплекса “МЕТКА-11” составила в “совмещенном” радиолокационном режиме при фазовых измерениях доли наносекунды. Такой “совмещенный” канал при нулевом сдвиге шкал времени полукомплектов комплекса теоретически является потенциально высокостабильным и обратимым. Проводимые параллельно исследования свойств метеорного радиоканала [2] показали возможность передачи по нему сигналов с шириной спектра (5...10) МГц на несущих частотах (30...60) МГц, т.е. он является широкополосным.

В задачах сличения шкал времени перспективно использование свойств КПВ, обеспечивающего передачу времени непосредственно близкорасположенным потребителям, либо потребителям, находящимся в пределах прямой радиовидимости (ретрансляторы, летательные, космические аппараты и ряд иных потребителей). Эта возможность основывается на экспериментальных работах, связанных с оценкой стабильности и взаимности УКВ радиоканала прямой видимости. Такие работы проводились на трассе НИЦ “Институт метрологии” – ХНУРЭ

(г. Харьков) с использованием аппаратуры “МЕТКА-5” и “МЕТКА-6”. Исследования проводились в амплитудном (по огибающим сигналов) режиме в период с 15.01.1995 г. по 16.02.1995 г. при воздействии максимально возможного имитируемого набора дестабилизирующих факторов в ширине полосы используемых радиочастот порядка 1 МГц при $\eta=0.017$. Обработка результатов измерений проводилась по ГОСТ 8.009-84. Достигнутый результат – погрешность порядка 15 нс с вероятностью 0.8. Измерения с улучшенным аппаратурным и алгоритмическим обеспечением, повторно проведенные на той же трассе, показали снижение погрешности более чем в 3 раза. В Украине и странах СНГ такой результат был получен впервые.

К сожалению, автономные альтернативные системы высокоточного сличения ШВ, использующие радиочастотные каналы, такие, как радиометеорный и КПВ, в настоящее время не используются, хотя и способны решать эти задачи при низких уровнях погрешности и стоимости. Весьма малый коэффициент затухания в этих каналах позволяет работать при высоких отношениях «сигнал/шум», когда для обеспечения снижения погрешностей сличений уже становятся существенными аппаратурные и каналные нестабильности времени задержки распространения сигналов.

Рассмотрим подробнее «сверхширокополосный сигнал» и его преимущества в задачах сличения шкал времени. Термин «сверхширокополосный» для сигналов и систем был введен Управлением перспективных исследовательских программ Министерства обороны США (DARPA) в 1990 году. К сверхширокополосным были отнесены системы и сигналы, для которых относительная полоса частот η

$$\eta = \frac{f_{\text{верх}} - f_{\text{нижн}}}{f_{\text{верх}} + f_{\text{нижн}}}, \quad (2)$$

где $f_{\text{нижн}}$ и $f_{\text{верх}}$ – нижняя и верхняя границы частотного диапазона ширины полосы частот в спектре сигнала, лежит в пределах $0.25 < \eta \leq 1$. Это определение в настоящее время используется весьма широко [17,19].

Анализ работ, связанных с построением сверхширокополосных радиотехнических систем, показывает, что далеко не все сигналы, подпадающие под указанное определение, обладают свойствами сверхширокополосных. В то же время, эти свойства проявляются всегда, когда пространственная протяженность сигнала st (s – скорость распространения в среде, $t=1/\Delta f$ – длительность простого сигнала или ширина его автокорреляционной функции, Δf – ширина спектра сигнала) становится намного меньше L – размера излучающей (приемной) апертуры антенны или размера объекта, отражающего сигнал. При выполнении условия $L \gg st$ возникают эффекты, приводящие к снижению коэффициента η . Так, в одном из наших экспериментов был обнаружен эффект появления частотно-временной дисперсии СШП сигнала при его прохождении через логопериодическую антенну (ЛПА) с размерами $L > st$.

Для изучения возможности использования ЛПА для передачи и приема СШП сигналов была собрана установка блок – схема которой приведена на рис. 1.

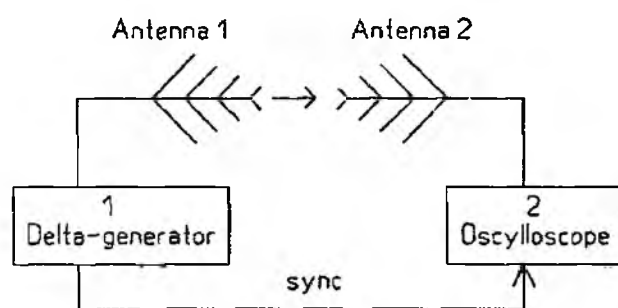


Рис. 1

Излучающая антенна (Antenna 1) подключена к выходу генератора периодической последовательности ультракоротких импульсов, собранного на лавинном транзисторе. Приемная антенна (Antenna 2) ко входу высокочастотного осциллографа С1-97. Антенны располагались в одной плоскости коаксиально на расстоянии 3 м. Расстояние между антеннами было ограничено размерами помещения, где располагалась экспериментальная установка.

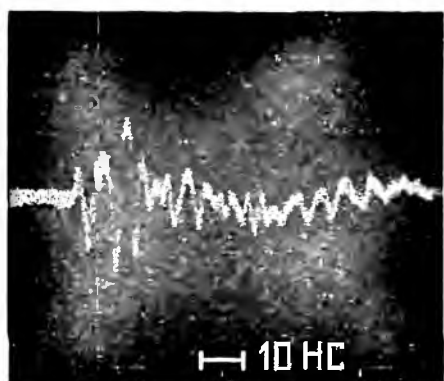


Рис. 2

Формируемый генератором сигнал представлял собой последовательность импульсов с длительностью переднего фронта порядка 2 нс и длительностью по основанию $5-7 \text{ нс}$.

На экране осциллографа наблюдалась импульсная характеристика системы из двух однотипных антенн (рис. 2). при работе одной – на излучение, другой – на прием.

По форме осциллограммы можно предположить, что искажение формы сигнала произошло вследствие дисперсионных свойств использованных антенн.

Продолжением исследований может стать изучение возможности применения средств согласованной фильтрации при передаче-приеме СШП сигналов для компенсации дисперсии частотно-временных характеристик СШП антенн.

В основе метода сличения шкал разнесенных хранителей времени лежат высокая стабильность и обратимость задержки сигналов в радиоканалах. К сожалению, в них, так же, как и в ряде других каналов, может иметь место факт многолучевого распространения радиоволн. Стандартные методы измерения параметра задержки сигнала, например, метод «плавающего порога» [23] приводят в этом случае к отсутствию возможности измерения истинного временного положения сигнала. Это обусловлено одновременным воздействием на измеритель временного положения сигнала суммы пришедших с различными задержками сигналов.

В случае использования сверхширокополосных сигналов время задержки в канале будет различным для различных путей распространения и минимальным для единственного (минимально протяженного) пути распространения радиоволн R_{\min} (рис. 3).

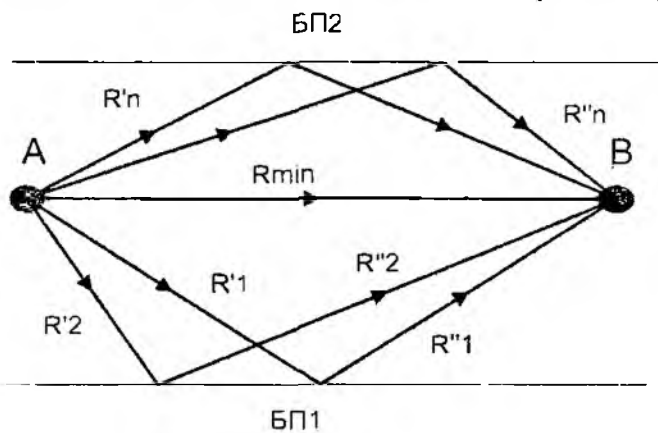


Рис. 3

В этом случае информация об «истинном» временном положении сигнала содержится в переднем фронте (перепаде) принятого сверхширокополосного сигнала. Применяя даже самый простой (однопороговый) метод измерения истинного временного положения сигнала, в этом случае можно исключить погрешности, обусловленные многолучевым распространением радиоволн, поскольку всегда при этом сначала измеряется задержка сигнала, пришедшего на приемник по самому короткому пути.

Погрешность измерения момента прихода сигнала в этом случае зависит от отношения «сигнал/шум» q на переднем фронте импульса и не зависит от длительности импульса. Следовательно, чтобы снизить погрешность измерения момента «прибытия», нужно увеличивать крутизну фронта (стремиться к уменьшению его длительности) при неизменности энергии. Такая форма сигнала соответствует ультракоротким СШП импульсам.

Важной отличительной чертой новых сверхширокополосных радиотехнических систем при решении задач прецизионных дистанционных время-частотных измерений является принципиальная необходимость их оснащения сверхвысокоскоростными приборами измерения временных интервалов с пикосекундным временным разрешением. Измерения величин сдвига шкал, проводимые в каналах прямой видимости, наиболее полно используют точностные свойства сверхширокополосных сигналов; при этом погрешность сличений шкал времени может снижаться до единиц-долей наносекунд.

К сожалению, реализация канала прямой видимости между конкретными абонентами не всегда возможна, особенно – в городских условиях. Нами была поставлена задача разреше-

ния этого противоречия. При ее решении был разработан принцип построения системы сличений шкал времени, использующий основные свойства сверхширокополосных сигналов, канала прямой видимости, некоторые особенности техники высокоточных сличений шкал времени и экспериментально проверена его реализуемость. Для этого в канал «без прямой видимости» вводится необходимое число сверхширокополосных ретрансляторов таким образом, чтобы обеспечивалась прямая видимость в системе «абонент – ретрансляторы – абонент». Основное требование к таким ретрансляторам – обратимость задержек в обоих пространственных направлениях трансляции. Канал при этом может состоять из участков различной структуры (проводной, волноводный, оптический, свободно-пространственный) и диапазона длин волн. При этом цель – обеспечение низких погрешностей достигается за счет высокой энергетики и ширины полосы пропускания канала.

Выводы

Построение системы высокоточных сличений шкал времени, использующей рассматриваемый канал передачи информации о метках времени, возможно и реализуемо. Нестабильность времени задержки в канале прямой видимости определяется нестабильностями канала минимальной задержки в случае использования сверхширокополосных радиотехнических систем. Эффекты нестабильности распространения радиоволн за счет многолучевости при организации высокоточных сличений шкал времени в канале прямой видимости могут быть снижены путем применения сверхширокополосных сигналов и соответствующих алгоритмов измерения временного положения сигнала. Применение сверхширокополосных сигналов вида скачка тока субнаносекундного – пикосекундного диапазона времени перепада при $\eta=(1.0 \dots 1.9)$ может обеспечить существенное снижение влияния многолучевости за счет использования канала с кратчайшей трассой распространения. Высокая степень локализации характерных точек этих сигналов на оси времени и возможность проведения измерений параметра их задержки при высоких отношениях «сигнал/помеха» обеспечивают подавление эффектов многолучевости и решение проблем электромагнитной совместимости. Вопросы излучения, приема и обработки СШП сигналов в задачах сличения требуют проведения дальнейших исследований.

Список литературы: 1. П.Н. Агалецкий, В.А. Бойко, Р.С. Дидашев и др. Актуальные проблемы метрологии в радиоэлектронике / Под ред. В.К. Коробова. М.: Изд-во стандартов, 1985. 296с. 2. Дистанционные методы и средства исследования процессов в атмосфере Земли / Под ред. Кашеева Б.Л., Лагутина М.Ф., Прошкина Е.Г. Харьков, Бизнес информ, 2002. 418 С. 219-305. 3. Указ Президента Украины від 10 червня 2005 року № 933/2005 “Про заходи щодо дальшого розвитку космічної галузі України”. 4. Письмо Государственного комитета Украины по вопросам технического регулирования и потребительской политики (Держспоживстандарт України) №7195-3-4/17 от 15.08.2006г. 5. Коваль Ю.А., Антипов И.Е., Крючкова Л.П., Кундюков С.Г., Нестеренко Г.В. Радиометеорный метод синхронизации в сетях электросвязи // Сб. науч. трудов НГА Украины №11.Т.2. Днепропетровск, 2001. С.53-57. 6. Бавыкина В.В., Коваль Ю.А., Ткачук А.А., Трамбовецкий С.В. и др. Исследование погрешности синхронизации мер времени и частоты с применением спутниковой радионавигационной системы GPS // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2002. Вып. 122. С. 95-105. 7. Патент России №4888990, МКИ5 G04C11/02. Способ синхронизации пространственно разнесенных шкал времени при передаче дополнительной информации и устройство для его осуществления / В.И. Горбач, Б.Л. Кашеев, Г.В. Нестеренко, Л.Я. Белов, А.В. Попович. Оpubл. 7.04.93. Бюл. №13. 8. Патент України 37929 А, G04G7/02. Спосіб зв'язання просторо-рознесених еталонів часу та частоти / Ю.О. Коваль, І.Є. Антіпов, Г.В. Нестеренко, О.Л. Трошкін. Оpubл. 15.02.2001. Бюл. №4. 9. Патент України 20380 А, МКИ5 G04C11/02. Спосіб обробки сигналів при зв'язанні шкал часу та пристрій для його реалізації/Коваль Ю.А., Нестеренко Г.В. и др. Оpubл. 27.02.1998. Бюл. №1. 10. Кашеев Б.Л., Коваль Ю.А., Кундюков С.Г. Фазовая радиометеорная аппаратура сличения шкал времени // Измерительная техника. 1998. №5. С. 27-30. 11. Антипов И.Е., Бондарь Е.Ю., Коваль Ю.А., Нестеренко Г.В., Ткачук А.А. Исследование стабильности канала прямой видимости в городских условиях // 7-я Междунар. науч.-практ. конф. “Современные информационные и электронные технологии”. Одесса, 2006. Т.1, С. 14. 12. Bondar E. Y., Nesterenko G. V. The using of Ultrawideband canal in problem of time scale compar-

son // The Third International Conference Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals "UWBUSIS'06", Sevastopol, 2006, p.376-378. 13. *Бондарь Е.Ю., Нестеренко Г.В., Ткачук А.А.* О возможности применения сверхширокополосных ретрансляторов в задачах высокоточного сличения шкал времени // 5 Междунар. науч.-техн. конференция «Метрология и измерительная техника (МЕТРОЛОГИЯ-2006)», Харьков, 2006. Т.1. С.128-130. 14. *Синхронизация* высокоточных мер времени и частоты / Палий Г.Н., Артемьев Е.В., Изд-во стандартов, 1976, 168 с. 15. *Шполянский В.А.* Хронометрические системы. 2-е изд., перераб. и доп. М.: Машиностроение. 1980. 584 с. 16. *Спилкер Дж.* Цифровая спутниковая связь: Пер. с англ. / Под ред. В.В. Маркова. М.: Связь, 1979. 592с. 17. *Метеоры сегодня* / Б.Л. Кашеев, Ю.А. Коваль, В. И. Горбач, Б.Г. Бондарь. К.: Техника. 1996. 196 с. 18. *Кук Ч., Берндфельд М.* Радиолокационные сигналы: Пер. с англ. под ред. В.С. Кельзона. М. Сов. радио, 1971. 568 с. 19. *Варакин Л.Е.* Системы связи с шумоподобными сигналами. М.: Радио и связь, 1985. 384 с. 20. *Хармут Х.Ф.* Несинусоидальные волны в радиолокации и радиосвязи: Пер. с англ. М.: Радио и связь, 1985. 379с. 21. *Астахин Л.Ю., Костылев А.А.* Основы сверхширокополосных радиолокационных измерений. М.: Радио и связь, 1989. 192 с. 22. *Иммореев И.Я.* Сверхширокополосная локация: основные особенности и отличия от традиционной радиолокации // Электромагнитные волны и электронные системы. 1997. Т.2. №1. С.81-88. 23. *Моисеев В.П., Нестеренко Г.В.* Обнаружитель сигналов заданной формы // Радиотехника. 1984. Вып. 68. С.23-25.

*Харьковский национальный
университет радиоэлектроники*

Поступила в редакцию 20.11.2007

ПРИМЕНЕНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ВЕЙБУЛЛА ПРИ ОЦЕНКЕ АМПЛИТУДЫ СУММЫ СИГНАЛА И ШУМА РЕТРАНСЛЯЦИОННОГО ИЗМЕРИТЕЛЯ

Распределение амплитуды сигнала, принятого ретрансляционной системой [1], определялось в [2] методом статистических испытаний. При этом учитывались флуктуации точечного отражателя, и игнорировались входные шумы ретранслятора и приемопередатчика системы. Исследования законов распределения амплитуды для радиолокационных систем начались давно [3], их результаты модифицировались при появлении новых методов измерения [4] и новых представлений о рассеянии электромагнитных волн на телах сложной формы [5]. Методиками [3, 4, 5] и формулами [1, 2] будем пользоваться при исследованиях статистических характеристик амплитуды смеси сигнала и шума ретрансляционного измерителя, работающего по объекту, занимающему конечный объем.

Обычно входные сигналы ретранслятора и приемопередатчика измерителя формируются суммой отражений от элементов, расположенных на поверхности или внутри контролируемого объекта. К ним добавляются входные шумы ретранслятора и приемника измерителя. Сигналы, отраженные элементами контролируемого объекта, как правило, являются случайными и могут иметь статистически независимые амплитуды и фазы [3]. Входные аппаратные шумы ретрансляционного измерителя формируются другими источниками и могут иметь отличающиеся статистические характеристики. При проведении реальных измерений одной из основных характеристик измерителя является соотношение сигнал/шум. Используемые в [2] зависимости и методы формирования массивов сигналов, принятых и преобразуемых в ретрансляторе и каналах выделения информации, их статистическая обработка являются достаточно громоздкими. Они должны быть усложнены в случае пространственного разноса отражающих элементов. Обработка флуктуирующего сигнала упрощается, если известны его законы распределения. Цель данной работы - подбор эмпирической модели, с помощью которой можно оценивать распределение амплитуды смеси сигнала и шума ретрансляционного измерителя, работающего по флуктуирующему отражателю, элементы которого распределены в ограниченном объеме.

Особенность решения поставленной задачи заключается в том, что отраженный сигнал, сформированный флуктуирующими элементами, разнесенными в пространстве, и шумовые колебания на входах ретранслятора и приемника измерительной системы являются случайными и суммируются в двух местах: на входе ретранслятора и на входе приемопередатчика. Для достижения поставленной цели необходимо реализовать два этапа. Во-первых, сформировать сигнал как сумму независимых случайных величин и определить выборочные распределения амплитуд этих сигналов, подвергшихся воздействию среды распространения, входных шумов, преобразованиям в ретрансляторе и в приемнике измерительной системы. Во-вторых, воспользовавшись предельными законами [6,7] подобрать эмпирическую модель, которую можно применить при оценках распределений суммы сигнала и шума ретрансляционного измерителя, и оценить расхождение результатов, полученных с помощью статистических испытаний и с помощью эмпирической модели.

Ограничимся статистическим моделированием явлений в зоне Фраунгофера. Примем, как и в [1], что и ретранслятор и приемопередатчик имеют по одной антенне, параметры каждой из них совпадают. Будем исследовать многочастотные ретрансляционные измерители миллиметрового диапазона [8], антенны которых имеют приемлемые для внутренних помещений габариты. Пусть антенны находятся рядом и смещены по горизонтали на расстояние, которое определяется их апертурами. Будем моделировать случай, когда угловой размер диаграмм направленности превышает угловой размер объекта, на котором расположены отражающие элементы. В результате пространственное разрешение элементов объекта за счет антенн отсутствует.

В качестве сигнала многочастотного ретрансляционного измерителя используем, как и в [8], непрерывное колебание, которое излучается в течение времени, достаточного для проведения измерения, а затем изменяется на такое же колебание с другой частотой. Поскольку подобные измерители предназначены для работы на небольших расстояниях, время распространения радиоволны от приемопередатчика к объекту, затем к ретранслятору, обратно к объекту и назад к приемопередатчику будет меньше времени измерения. Условимся, что переходные процессы, возникающие при переключении частот, исключаются за счет стробирования начала и конца измерительного интервала. Таким образом, исходная облучающая волна принята квазигармонической и временная селекция отражающих элементов отсутствует.

При моделировании сигнала ретрансляционной системы используем давно применяющуюся многоэлементную модель локальных источников. Расположение отражающих элементов внутри контролируемого объекта будем задавать с помощью генератора равномерно распределенных на некотором отрезке чисел. В таком случае три случайные координаты одного из отражающих элементов, равномерно распределенных внутри объема параллелепипеда, формируются с помощью процедуры генерации величин, распределенных по равномерному закону. Будем считать, что изменение фазы сигналов, отраженных элементами контролируемого объекта, распределено равномерно в пределах $-\pi \dots +\pi$. Отражательную способность будем считать случайной, распределенной по экспоненциальному закону

$$p(\sigma_{var,j}) = (\bar{\sigma}_{var,j})^{-1} \exp(-\sigma_{var,j} / \bar{\sigma}_{var,j}),$$
 где $\bar{\sigma}_{var,j}$ – среднее значение результирующей, эффективной поверхности рассеяния (ЭПР) флуктуирующего элемента, j – номер элемента. Как отмечено выше, от каждого элемента отражается непрерывное квазигармоническое колебание, излучаемое приемопередатчиком. При этих условиях мгновенное значение суммарного отраженного сигнала будет распределено по нормальному закону [3,4]. Достаточно хорошее приближение распределения отраженного сигнала к нормальному закону дает отражение от 5 – 6 отражателей; при моделировании сигнала ретрансляционного измерителя в данной работе использовалось 20 элементарных, случайных отражателей.

При статистических испытаниях, как правило, определялись распределения амплитуд смеси сигнала и шума. Чтобы сравнивать результаты, получаемые при различных соотношениях сигнал/шум, необходимо условиться относительно амплитуды исследуемой смеси. Таким условием является нормирование значений амплитуды в массивах на ее эффективное значение; это эквивалентно введению автоматической регулировки выходного напряжения.

Радиоволны, отраженные элементами объекта, возбуждают в приемопередающей антенне ретранслятора [1, 8] сигнал, к которому добавляются входные шумы ретранслятора. При статистических испытаниях считалось, что шумы в ретрансляторе имеют интенсивность и спектр, как и в обычных радиолокационных приемниках. Примем, как в [1, 8], что в ретрансляторе сдвигается частота сигнала, что сигнал отражается двумя рефлекторами и его усиление не производится. В этом случае при статистических испытаниях можно пользоваться формулами [1, 8] для идеального случая.

Анализ результатов моделирования входных колебаний ретранслятора показал, что распределение амплитуды сигнала, вызванного отражением от множества элементов, подчиняется закону Релея. Это соответствует радиолокационному случаю и следует из [3] и формул [9] для статистических свойств потоков энергии, создаваемых системой случайных излучателей, расположенных в конечном объеме, угловые размеры которого невелики по сравнению с шириной диаграммы направленности антенны. Суммирование случайных входных сигналов ретранслятора с шумами, которые также распределены по Релею, показало, что изменений закона распределения суммы не происходит. Такой результат для суммы двух случайных величин следует из [6,7], и иллюстрируется распределением суммы сигнала и шума на рис.1, на котором гладкая кривая 1 – распределение Релея, волнистая кривая 2 – результат статистических испытаний входного сигнала ретранслятора. Отметим, что распределение Релея является частным случаем распределения Вейбулла

$$p(x) = c \cdot a \cdot x^{a-1} \exp(-c \cdot x^a), \quad (1)$$

где $p(x)$ – плотность вероятности случайной величины x , которой в данном случае является относительная амплитуда U , c , a – параметры распределения. При $c = 0,5$, $a = 2$ распределение Вейбулла превращается в распределение Релея.

Детальный визуальный анализ графиков, аналогичных представленным на рис. 1, показывает, что флуктуирующие значения плотности вероятности, полученной методом статистических испытаний, приблизительно равномерно отклоняются от кривой Релея или от распределения Вейбулла при $c = 0,5$, $a = 2$.

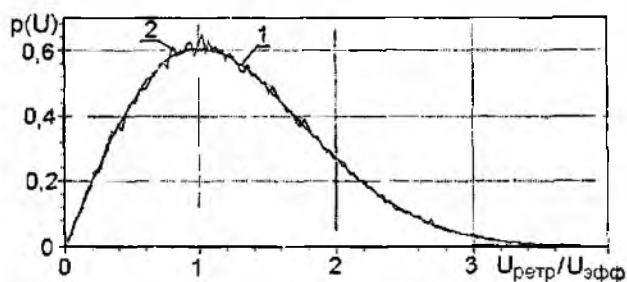


Рис. 1

Статистическая проверка совпадения распределений суммы входного сигнала ретранслятора и шума входного устройства проводилась с помощью критерия χ^2 , потому что этот критерий пригоден для проверки любого распределения. Полученные с помощью критерия согласия результаты показали, что распределения сигнала ретранслятора только в 2,5% случаев не будут соответствовать распределению Релея. Для отдельных статистических опытов рассчитывался критерий χ^2 при пензурировании – игнорировании разрядов с максимальными значениями амплитуд. При массивах в 10^5 испытаний игнорировался «хвост», вероятность попадания во все разряды которого составляла до 0,5%, а в каждый из отбрасываемых разрядов попадало менее четырех значений. При цезурировании упорядоченных выборок амплитуд существенных изменений в выводах не происходило. Полученные зависимости результатов служат подтверждением правильности программ, примененных при формировании колебаний и определении статистики амплитуды входного сигнала ретранслятора, что соответствует результатам радиолокационных измерений.

Ретранслируемый сигнал, который является случайным процессом, повторно проходит путь к объекту, повторно отражается от элементов объекта. При статистических испытаниях считалось, что координаты элементов и их отражательные характеристики не изменились за время распространения сигнала к ретранслятору, его преобразования и распространения в обратном направлении. Не изменялись процедуры обработки сигнала. Изменились только параметры отражаемого элементом сигнала за счет интерференции при первичном отражении, добавок шумовых колебаний и сдвига частоты в ретрансляторе. Величина частотного сдвига выбиралась в пределах, при которых отражательные характеристики элементов объекта не меняются; изменения интерференции за счет изменения частоты автоматически учитывались в формулах [1,8], в которые входила длина путей распространения волны. Поскольку при распространении радиоволн в обратном направлении и рассеянии от объекта происходило ослабление их амплитуды, влияние добавок шумовых колебаний в ретрансляторе снижалось по сравнению с влиянием аналогичных добавок во входных устройствах приемопередатчика.

К входному сигналу приемопередатчика добавлялись входные аппаратные шумы, которые имели такие же статистические параметры, как и входные шумы ретранслятора, но формировались как статистически независимые процессы. Как следует из [2], входной сигнал приемопередатчика ретрансляционной системы при работе по точечному флуктуирующему объекту будет случайным; плотность его распределения будет экспоненциальной. В данном случае объект состоит из множества элементарных флуктуирующих отражателей (в численных экспериментах более 20), которые находятся в области с малыми угловыми размерами по сравнению с шириной диаграммы направленности. Плотность распределения амплитуды такого сигнала без шумовых добавок входного устройства приемопередатчика

также оказалась распределенной по экспоненциальному закону. Отметим, что во входном сигнале присутствовали шумовые добавки ретранслятора. Однако уровень входного сигнала ретранслятора выбирался таким, чтобы после ослабления при повторном распространении и отражении он был достаточно высок и обеспечивал нормальную работу приемника, как и в обычном радиолокаторе. Поэтому шумовые добавки ретранслятора, уровень которых был таким, как во входном устройстве измерителя, практически не оказывали влияние на распределение амплитуды входного сигнала приемопередатчика.

При высоком превышении входного сигнала ретрансляционного измерителя над шумами плотность его распределения оставалась экспоненциальной. На рис. 2, а представлены две

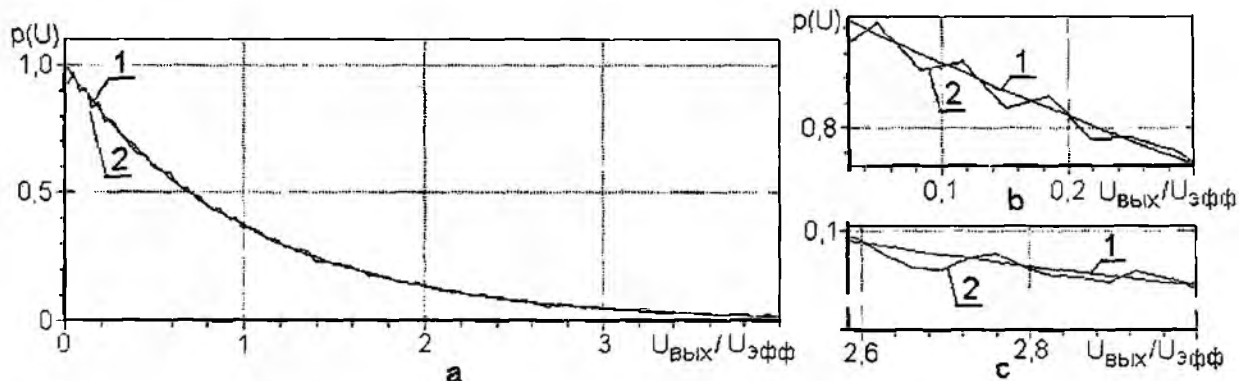


Рис. 2

зависимости: 1 – экспоненциальный закон распределения, который является частным случаем распределения Вейбулла при $c=1$ и $a=1$, 2 – полученная в численном эксперименте плотность распределения амплитуды суммы входного сигнала и шума при превышении сигнала над шумом приблизительно на 40 дБ. Детальный визуальный анализ рис. 2 показывает, что флуктуирующие значения плотности вероятности, полученной методом статистических испытаний, приблизительно равномерно отклоняются от экспоненциальной зависимости или от распределения Вейбулла. Это иллюстрируется зависимостями рис. 2, b и рис. 2, c с увеличенными масштабами участков графика рис. 2, a.

При малом соотношении сигнал/шум во входных устройствах приемопередатчика плотность распределения амплитуды суммарного сигнала меняется. Статистические испытания при превышении шума над сигналом дают распределение, которое подчиняется распределению Релея или Вейбулла при $c = 0,5$, $a = 2$. Эти распределения совершенно аналогичны распределениям суммы входного сигнала ретранслятора и шума его входного устройства, одно из которых представлено на рис. 1. Отметим, что распределение амплитуды суммы входного сигнала приемопередатчика и шума его входного устройства можно было предсказать, исходя из работ [6, 7]: в данной сумме преобладают случайные величины, сформированные генератором входных шумов приемопередатчика, амплитуда которых распределена по Релею.

Статистическая проверка допущения о совпадении суммы входного сигнала приемопередатчика и шума его входного устройства с эмпирическими зависимостями в двух рассмотренных случаях – при больших соотношениях сигнал/шум и при превышении шума над сигналом проводилась с помощью критерия χ^2 , так как этот критерий можно применять при любых распределениях. В обоих случаях, как и для входного сигнала ретранслятора, было получено, что результаты статистических испытаний с очень малой вероятностью (порядка 1...5 %) будут отличаться от распределения Вейбулла, принятого как эмпирический закон, при соответствующих параметрах c и a .

Поскольку для предельных случаев соотношений сигнал/шум в качестве эмпирической зависимости можно использовать распределение Вейбулла, были проведены статистические испытания для промежуточных соотношений сигнал/шум; полученные плотности распреде-

лений амплитуды сопоставлялись с распределениями Вейбулла. При сопоставлении двух кривых определялось их расхождение с помощью суммы квадратов отклонений распределения Вейбулла от экспериментально полученной плотности распределения. С помощью простого изменения параметров распределения Вейбулла на малую величину определялись значения параметров c и a , при которых сумма квадратов отклонений была минимальной. Шаг изменения параметров c и a выбирался так, чтобы при повторных статистических опытах были заметны флуктуации c и a , при которых расхождения законов минимальны. Результаты этих опытов сведены в таблицу:

$(S+N)/N, \text{дБ}$	0,015	1	2	3	6	9	12	15	18	21
c	0,503	0,530	0,583	0,650	0,825	0,966	1,046	1,076	1,081	1,068
a	1,993	1,966	1,916	1,850	1,682	1,520	1,384	1,282	1,208	1,149

$(S+N)/N, \text{дБ}$	24	27	30	33	36	39	40	41	42
c	1,054	1,038	1,025	1,016	1,008	1,004	1,003	1,002	1,001
a	1,105	1,071	1,044	1,031	1,013	1,004	1,003	1,002	1,000

В таблице приведены значения параметров c и a при изменении соотношения (сигнал+шум)/шум через 3 дБ, в концах диапазона даны значения через 1 дБ в связи со следующими соображениями. Интерполяция на больших отрезках с малым количеством узловых точек дает малую точность, а при большом количестве узловых точек результаты вычислений с помощью интерполяционных многочленов высокого порядка на концах отрезка значительно колеблются, что должно исказить поведение функций $c = f_1((S+N)/N)$ и $a = f_2((S+N)/N)$ на этих участках. Данные функции на сегменте $0,5 < c < 1, 2 > a > 1$ можно представить интерполяционными многочленами в форме Лагранжа

$$c_n(x) = \sum_{j=0}^n c_j \cdot L_j(x), \quad a_n(x) = \sum_{j=0}^n a_j \cdot L_j(x), \quad (2)$$

$$L_j(x) = \frac{(x-x_0)\dots(x-x_{j-1})(x-x_{j+1})\dots(x-x_n)}{(x_j-x_0)\dots(x_j-x_{j-1})(x_j-x_{j+1})\dots(x_j-x_n)},$$

где $c_n(x)$, $a_n(x)$ – многочлены степени не больше n , с помощью которых определяется соответствующее значение параметра распределения Вейбулла; c_j , a_j – значения параметров c и a , определенные при статистических испытаниях и размещенные в j -м столбце таблицы; $(n+1)$ – число узловых точек, равное числу столбцов в таблице; $x = (S+N)/N, \text{дБ}$ – соотношение (сигнал+шум)/шум, для которого определяется значение параметров c и a , (x – непрерывная величина); x_0, \dots, x_n – значения соотношения сигнал/шум в децибелах в таблице (в узловых точках).

Соотношения (2) и таблица позволяют вычислить значения параметров c и a по заданному соотношению сигнал/шум. Эти зависимости приведены на рис. 3.

В области сигнала, амплитуда которого ниже уровня шума, $c = 0,5$, $a = 2$; в области сигнала, значительно превышающего шум $(S+N)/N > 35 \text{ дБ}$, параметры c и a становятся постоянными и равными $c \cong 1$, $a \cong 1$. Следует отметить, что результаты вычисления параметров распределения Вейбулла с помощью таблицы и формулы Лагранжа незначительно отличаются от величин, полученных с помощью интерполяционного многочлена первой степени. В этом случае промежуточные значе-

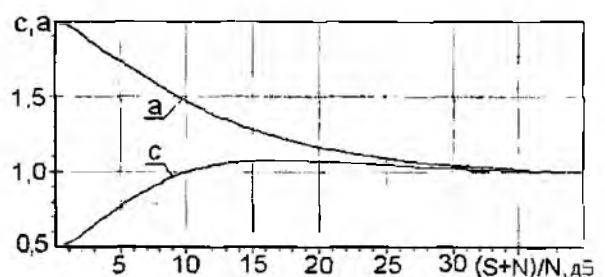


Рис. 3

ния функции между узловыми точками заменяются линейной функцией, проходящей через две соседние точки.

Для промежуточных случаев соотношений сигнал/шум, которые находятся в области 5...30 дБ, распределение Вейбулла заметно отклоняется от экспериментальных зависимостей. Наибольшее отклонение наблюдается при соотношении (сигнал+шум)/шум около 20 дБ. На рис. 4 приведены плотности распределения амплитуды выходного сигнала измерителя, нормированные на эффективное значение при соотношении $(S + N)/N \cong 20$ дБ.

На этом рисунке обозначено: 1 – распределение Вейбулла при $c=1,073$, $a=1,165$, полученных с помощью формулы (2) и таблицы для данного соотношения (сигнал+шум)/шум; 2 – выборочное распределение амплитуды сигнала ретрансляционного измерителя при $(S + N)/N \cong 20$ дБ и числе независимых опытов 10^5 .

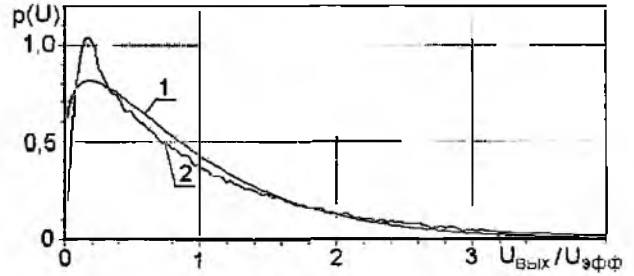


Рис. 4

Сравнение графиков на рисунках 1, 2 а и 4 показывает, что отклонение эмпирической зависимости на рис. 4 от выборочной заметно увеличилось. Оценки суммы квадратов отклонений показывают, что при $(S + N)/N \cong 20$ дБ это расхождение выросло почти на порядок. Еще сильнее отличаются меры расхождения результатов статистических испытаний и эмпирической зависимости, которые используют величину

$$\chi^2 = n \cdot \sum_{i=1}^r \frac{(p_i^* - p_i)^2}{p_i}, \quad (3)$$

где n – объем выборки; r – число интервалов разбиения экспериментальных данных; p_i^* – относительная частота попадания в i -й интервал экспериментальных значений; p_i – вероятность попадания случайной величины в i -й интервал в соответствии с эмпирическим распределением. Наибольший вклад в рост χ^2 дает «хвост» распределения. Даже при цензурировании «хвостов» распределения, значение χ^2 при соотношении сигнал/шум в области 10...25 дБ остается слишком высоким, при котором по критерию согласия χ^2 следует отклонить эмпирическую зависимость.

Поскольку в начале и конце диапазона реально используемых соотношений сигнал/шум можно принять распределение Вейбулла в качестве эмпирической зависимости, поскольку в середине диапазона при визуальном анализе отклонение этой зависимости от плотности вероятности амплитуды смеси сигнала и шума представляется сравнительно небольшим, рассмотрим использование распределения Вейбулла для оценки первых двух моментов выборочного распределения в области соотношений $(S + N)/N \cong (1...39)$ дБ. С этой целью вычислим и сравним величины моментов.

Зависимость первого начального момента (среднего значения амплитуды) как функция соотношения сигнал/шум была получена методом статистических испытаний. При построении этой зависимости были использованы опытные данные для 25 узловых точек, для каждой из которых было проведено 10^5 опытов. Расчетные значения среднего значения амплитуды в зависимости от соотношения сигнал/шум были получены [7] с помощью формулы

$$M\xi^k = c^{-k/a} \cdot \frac{k}{a} \cdot \Gamma\left(\frac{k}{a}\right), \quad (4)$$

где k – номер начального момента, $\Gamma(k/a)$ – гамма функция. На рис. 5 приведены полученные расчетным путем (кривая 1) и при статистических испытаниях (кривая 2) первые началь-

ные моменты. Среднее значение амплитуды для кривых 1 и 2 дано на левой вертикальной оси рис. 5. Кривая 3 отображает относительную ошибку (разность этих кривых)

$$\delta = (\bar{U} - \bar{U}_{\text{Вейбулла}}) / \bar{U}, \quad (5)$$

где \bar{U} – первый начальный момент в статистическом опыте, $\bar{U}_{\text{Вейбулла}}$ – первый начальный момент, рассчитанный по формуле (4) при c и a , соответствующих соотношению (сигнал+шум)/шум, отложенному на оси абсцисс. Значения δ отложены на правой вертикальной оси в увеличенном масштабе. Как видно из рис. 5, результаты оценок первого начального момента – среднего значения в статистических опытах и при использовании в качестве эмпирического распределения Вейбулла отличаются не более чем на 16%. Такая ошибка при проектировании измерителя в ряде случаев может считаться несущественной.

В той же серии статистических испытаний параллельно был получен второй центральный момент, а затем среднеквадратическое отклонение (СКО) флуктуирующей амплитуды от среднего значения, представленное кривой 2 на рис. 6. Здесь кривая 1 отражает СКО амплитуды от среднего значения, рассчитанные в [7] с помощью формулы $\sigma^2 = c^{-2/a} \{ (2/a) \Gamma(2/a) - (1/a^2) \cdot \Gamma^2(1/a) \}$. Кривая 3 на рис. 6 представляет зависимость относительной ошибки δ , которая получена с помощью соотношения, аналогичного (5). Как видно из рис. 6, относительная величина ошибки при оценке СКО смеси сигнала и шума ретрансляционного измерителя достигает величины около 1/3 при $(S+N)/N \cong (10..11) \text{ дБ}$.

Эта ошибка может быть снижена за счет учета реальной зависимости СКО от среднего значения, приведенной на рис. 6.

Второй начальный момент флуктуирующей амплитуды выходного сигнала необходим при определении эффективного значения. Значение этой величины вычислялось с помощью формулы (4); результаты расчетов эффективного значения амплитуды как функции соотношения (сигнал+шум)/шум представлены на рис. 7.

Обозначения на этом рисунке соответствуют обозначениям рис. 5 и 6. Следует отметить, что в связи с нормировкой выходной амплитуды на ее эффективное $U_{\text{эфф}}$ значение (зависимость 2), при всех значениях соотношения (сигнал+шум)/шум результат, полученный в статистических опытах, был равен единице. Зависимость 3 на рис. 7 отражает относительную ошибку при оценке $U_{\text{эфф}}$. Как видно из рис. 7, максимальная относительная ошибка при оценке $U_{\text{эфф}}$ наблюдается при $(S+N)/N \cong (10..13) \text{ дБ}$. Положение максимума ошибки при оценке моментов отличается от положения максимального значения χ^2 и суммы квадратов отклонений эмпирической зависимости от экспериментальной. Следует отметить, что в областях, где шум превышает сигнал и там, где сигнал значительно превышает шум, моменты, полученные эмпирически и в прямом статистическом эксперименте, совпадают. В промежуточной области появляется ошибка в оценке моментов. Для многих практических расчетов точность оценок, полученных при применении в качестве эмпирической зависимости распределения Вейбулла, может считаться достаточной.

Таким образом, проведенные исследования позволяют сделать вывод о возможности применения закона распределения Вейбулла при определении амплитудных характеристик смеси сигнала и шума ретрансляционного измерителя при различных соотношениях сигнал/шум. В начале и в конце диапазона реально используемых соотношений сигнал/шум, т.е. при боль-

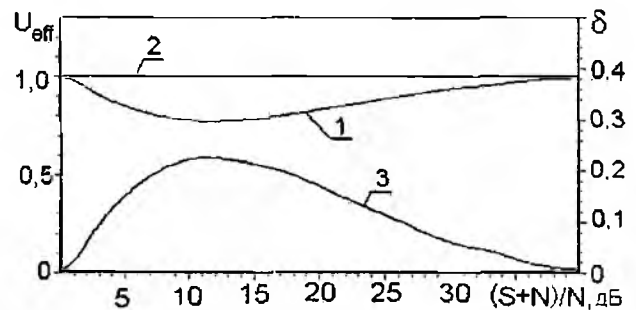


Рис.7

шом превышении сигнала над шумом и при превышении шума над сигналом распределение Вейбулла практически точно совпадает с экспериментальными законами. Для часто используемого диапазона соотношений сигнал/шум определены узловые значения параметров распределения Вейбулла, по которым с помощью интерполяционных многочленов можно определить конкретные статистики амплитуды для заданных соотношений сигнал/шум.

Список литературы: 1. *Величко А.Ф., Величко Д.А.* Ретрансляционный метод измерения и подавления помеховых отражений при непрерывном излучении с частотной модуляцией // Радиозлектроника. 1998. Т.41. №11. С.3-12. (Изв. вузов). 2. *Vdovychenko Y.I., Velichko A.F., Velichko D.A.* Signal Characteristics of the Retransmission Meter during Monitoring a Fluctuating Reflector // Proceedings of the IXth International Conference "Modern Problems of Radio Engineering, Telecommunications and Computer Science" February 28 – March 4, 2006, Lviv – Slavske, Ukraine. P.46-48. 3. *Kerr D. E. (ed).* Propagation of Short Radio Waves. MIT Radiation Laboratory Series, V.13, New York: McGraw, Hill Book Company, 1951. // Пер. с англ. Распространение ультракоротких радиоволн / Под ред. Б.А. Шиллерова. М.: Сов. радио. М.: 1954, 710с. 4. *Делано Р.* Теория «мерцания» цели и угловые ошибки при радиолокационном сопровождении // Вопросы радиолокационной техники. 1954. №1 (19). С.108-119. 5. *Radar Reflectivity (Special Issue)* // Proc. IEEE. 1965. V.53, № 8. 6. *Хинчин А.Я.* Предельные законы для сумм независимых случайных величин. М.: ГОНТИ. 1938. 7. *Справочник по теории вероятностей и математической статистике* / В.С. Корольюк, Н.И. Поргенок, А.В. Скороход, А.Ф. Турбин. М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1985. 640 с. 8. *Величко А.Ф., Величко Д.А., Курбатов И.В.* Фазовые соотношения и способ снижения погрешностей измерения многочастотных ретрансляционных систем // Радиозлектроника. 2005. № 5. С.57–67. (Изв. вузов). 9. *Чайковский Е.В.* Статистические свойства потоков энергии, создаваемых регулярным источником и системой случайных излучателей // Укр. физ. журнал. 1968. № 4. С. 670–678.

*Институт радиофизики и электроники
им. А.Я. Усикова НАН Украины*

Поступила в редколлегию 12.12.2007

ПРО РОЗСІЮВАННЯ АКУСТИЧНОЇ ХВИЛІ КРИВОЛІНІЙНИМИ КІЛЬЦЯМИ. ФРАКТАЛЬНЕ МОДЕЛЮВАННЯ, РОЗСІЮВАННЯ, ЧИСЕЛЬНІ МЕТОДИ

Вступ

Теорія фракталів знаходить все більше застосування у різних сферах наукової діяльності [1, 2] і, зокрема, у радіофізиці та радіоелектроніці [3, 4]. При створенні предфрактальних антен за звичай розглядаються площинні предфрактальні структури пов'язані з певною стадією таких класичних само подібних фракталів як криві Коха та Гілберга чи килими Серпінського [5, 6]. В основі творення зазначених структур закладені у якості ініціатора прямолінійний відрізок, трикутник чи квадрат, а у якості принципу творення – третинний принцип Кантора [1]. Вказується на можливість суттєвого впливу само подібності фракталів на електромагнітні властивості антени і на ефективність застосування фрактальних антен при розробці багаточастотних радіолокаційних та телекомунікаційних систем [6].

У даній роботі розглядаються моделі найпростіших розсіювачів акустичних хвиль у вигляді само подібних криволінійних кілець, де можуть бути використані гладкі дуги у якості ініціаторів [7]. Тобто досліджується скалярна задача Дірихле для тривимірного рівняння Гельмгольца і, окрім третинного принципу, використовуються і інші принципи побудови само подібних фракталів. Суттєвим є також те, що моделі є не плоскими і тривимірними, а методи дослідження взаємодії між акустичною хвилею та пред-фрактальною системою кілець є строгими з математичної точки зору.

Слід також вказати на те, що дана стаття є певним продовженням застосувань МДК фракталів у теорії дифракції, розпочатих у роботах [8-10].

Модель тривимірного розсіювача

Візьмемо довільний предфрактал множини дуг Кантора (МДК) [8, 9] і почнемо його обертати навколо вертикальної осі. На рис. 1 показано половини предфракталів МДК з параболічним генератором, крапками зображені дві дуги, що відповідають другій стадії побудови МДК, та чотири дуги третьої стадії.

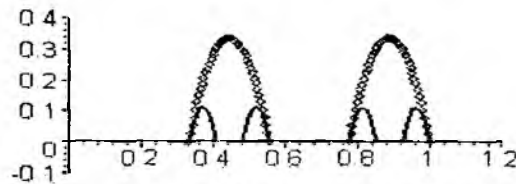


Рис. 1

В результаті утвориться поверхня обертання, яка складається з певної кількості концентричних криволінійних кілець. На рис. 2 наведено половину кільця параболічної форми та чверть двох кілець збільшених у 10 разів. Зокрема, коли обертається утворювач МДК параболічної форми навколо своєї осі симетрії, то маємо одне кільце, а коли обертається предфрактал другої генерації, то маємо два криволінійних кільця.

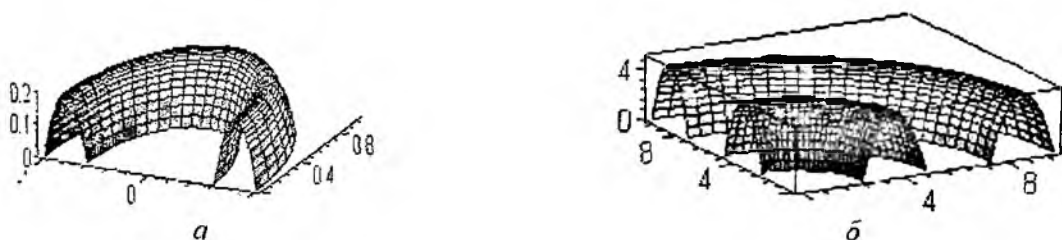


Рис. 2

При обертанні параболічних дуг третьої стадії побудови МДК, половина яких зображена на першому рисунку, утвориться чотири кільця. Взагалі, коли МДК-фрактал використовує третинний принцип творення, то n -стадія має 2^n дуг, а отже при обертанні навколо осі симетрії виникає 2^{n-1} криволінійних кілець. При цьому фрактальна розмірність даного виду МДК дорівнює $\ln 2 / \ln 3$: кількість дуг генератора 2, а коефіцієнт подібності 3. Якщо використовувати п'ятинний принцип [10], то маємо спочатку три дуги, при обертанні яких виникає криволінійний диск та кільце, а відповідно на n -й стадії виникає, окрім диска, $(3^n - 1) / 2$ криволінійних кілець. Зокрема, коли взяти крайні дуги, то буде одне кільце, половина якого зображена на рис. 2, а), що відповідає МДК-фракталу з іншою фрактальною розмірністю $\ln 2 / \ln 5$: маємо також дві дуги, які у процесі побудови фракталу на кожному кроці зменшуються у 5 разів. Криволінійну форму кільця можна змінювати в досить широкому діапазоні, не змінюючи фрактальної розмірності. На рис. 3 наведено половини кілець обертання більш складніших форм, що відповідає утворювачам МДК-фракталів четвертого порядку.

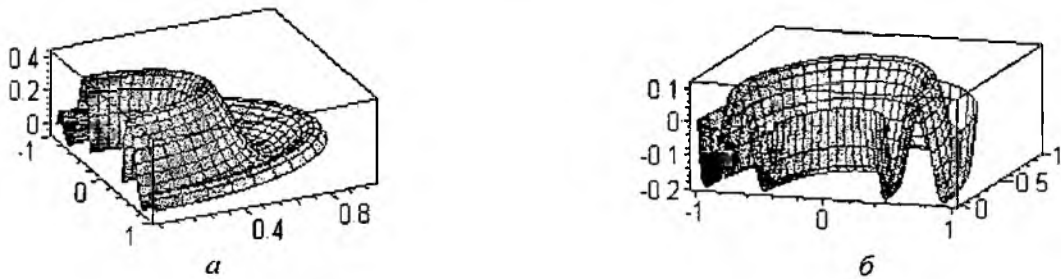


Рис. 3

Але поперечні розміри симетричних дуг утворювача само подібного фракталу можна змінювати і при цьому буде змінюватись фрактальна розмірність, в залежності від коефіцієнта та подібності [11].

Перейдемо тепер до тих задач теорії дифракції, що можуть бути пов'язаними з побудованими тут предфрактальними геометричними об'єктами, і розглянемо скалярну задачу теорії дифракції на криволінійному кільці. Це буде ключовою задачею для розв'язку більш складніших задач, що відповідають довільній стадії побудови МДК. Але спочатку дамо загальну постановку задачі та вкажемо на методи її розв'язку.

Постановка задачі розсіювання та її перетворення

З математичної точки зору, якщо вважати дуги, а отже і кільця, нескінченно тонкими і абсолютно м'якими, маємо задачу Дірихле для рівняння Гельмгольца. Тобто потрібно знайти розв'язок рівняння

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial}{\partial y^2} + \frac{\partial}{\partial z^2} + k^2 \right) \cdot v = 0,$$

що задовольняє умову

$$v|_S = v_0 = e^{ik(x \sin \alpha + z \cos \alpha)}. \quad (1)$$

Тут S – поверхня кільця, α – кут, під яким набігає акустична хвиля. Слід також врахувати умови випромінювання на нескінченності та умови на ребрах кілець [12].

Коли скористаємось фундаментальним розв'язком рівняння Гельмгольца у просторі

$G(u) = \frac{1}{4\pi|u|} e^{ik|u|}$, то шукану функцію v можна подати у вигляді поверхневого інтеграла

$$v(\vec{r}) = \iint_S J(\vec{\rho}) \cdot G(\vec{r} - \vec{\rho}) d\sigma_{\rho}, \quad (2)$$

де \vec{r} – радіус-вектор точки, де спостерігається поле, а $J(\vec{\rho})$ – деяка визначена на поверхні S функція і яку далі слід шукати. Зазначимо, що фундаментальний розв'язок задовольняє як

рівняння Гельмгольца, так і умови випромінювання на нескінченності. Звернемось тепер до умов на кільцях (1), які завдяки (2) наберуть вигляд

$$\iint_S J(\bar{\rho}) \cdot G(\bar{r} - \bar{\rho}) d\sigma_{\bar{\rho}} = v_0(\bar{r}), \quad \bar{r} \in S. \quad (3)$$

Оскільки невідомою є функція $J(\bar{\rho})$, де $\bar{\rho} \in S$, то маємо інтегральне рівняння (IP). Після розв'язку цього рівняння і визначення невідомої функції $J(\bar{\rho})$ за формулою (2) визначаємо функцію $v(\bar{r})$ у довільній точці простору поза кільцями. Таким чином, замість задачі Дірихле для рівняння Гельмгольца у просторі, маємо інтегральне рівняння на поверхнях кілець. Тобто відбулося спрощення задачі без втрати строгості: замість функції $v = v(x, y, z)$ будемо розшукувати функцію $J(x, y)$, яка визначена на поверхні кілець, але ще маємо поверхневий інтеграл, який потрібно перетворити до звичайних інтегралів.

Перетворення поверхневого інтегралу

Розберемося спочатку тільки з параболічним кільцем, половина якого зображена на рис. 2, а. Задамо відповідну дугу аналітичними формулами: $x = a \cdot r$, $r = \frac{4+t}{5}$, $z = \frac{a}{5}(1-t^2)$ тут $|t| \leq 1$ [7]. В результаті обертання отримуємо поверхню $z = a \cdot [8\sqrt{x^2 + y^2} - 5(x^2 + y^2) - 3]$ чи з використанням циліндричної системи координат $z = a \cdot [8r - 5r^2 - 3]$. Елемент поверхні кільця при цьому може бути приведений до вигляду $d\sigma_{\rho} = \sqrt{1 + z_{\rho}'^2 / a^2} \rho d\psi d\rho$, тут ρ, ψ – полярні координати, пов'язані з інтегруванням. Отже, IP (3) набере наступного вигляду:

Тут $\chi = \frac{ka}{5} = \frac{\pi 2a}{5 \lambda}$ – частотний параметр, $R = \sqrt{\rho^2 + r^2 - 2\rho r \cos(\varphi - \psi) + (z(\rho) - z(r))^2}$,

а функція z перепозначена: $z(r) = 8r - 5r^2 - 3$. Перейдемо від сегмента $[3/5, 1]$ до симетричного сегмента $[-1, 1]$ використовуючи заміну змінних: $\rho = \frac{4+\tau}{5}$, $d\rho = \frac{1}{5} d\tau$, $r = \frac{4+t}{5}$. В результаті маємо наступне IP:

$$\int_0^{2\pi} d\psi \int_{-1}^1 j(\tau, \psi) \frac{e^{i\chi R(\tau, t, \varphi, \psi)}}{4R(\tau, t, \varphi, \psi)} d\tau = f(t, \varphi), \quad |t| \leq 1, \varphi \in [0, 2\pi).$$

Тут маємо нову функцію двох змінних $j(\tau, \psi) = J\left(\frac{4+\tau}{5}, \psi\right) \frac{4+\tau}{5} \sqrt{1+4\tau^2}$, нову праву частину $f(t, \varphi) = 4\pi \exp\left\{i\chi \left[(4+t)\cos\varphi \sin\alpha + (1-t^2)\cos\alpha \right] \right\}$; а також наступний вираз для R :

$$R = \sqrt{(4+\tau)^2 + (4+t)^2 - 2(4+\tau)(4+t)\cos(\varphi - \psi) + (\tau^2 - t^2)}.$$

Очевидно, що ядро IP є особливим: коли $\varphi = \psi$, тоді

$$R = \sqrt{(\tau - t)^2 + (\tau^2 - t^2)^2} = |\tau - t| \sqrt{1 + (\tau + t)^2}.$$

Це буде враховуватись при застосуванні чисельних методів для знаходження наближеного значення $j(\tau, \psi)$. В першу чергу скористаємось прямим чисельним методом.

Метод механічних кубатур

Оскільки для шуканої функції маємо особливість на ребрі, то її доречно відразу виділити: $j(\tau, \psi) = \frac{x(\tau, \psi)}{\sqrt{1-\tau^2}}$. Це дозволяє для внутрішнього інтеграла скористатись з відомої квадратурної формули Мелера, що має найвищу алгебраїчну ступінь точності [13]:

$$\int_{-1}^1 \frac{x(\tau, \psi)}{\sqrt{1-\tau^2}} d\tau \approx \frac{\pi}{n} \sum_{i=1}^n x(\tau_i, \psi).$$

Тут внутрішні вузли є коренями полінома Чебішева, тобто $\tau_i = \cos \frac{2i-1}{2n} \pi$.

Якщо зовнішній інтеграл по сегменту $[0, 2\pi]$ є інтеграл від періодичної функції, то квадратурну формулу будемо обирати так, щоб вона була точною для тригонометричного полінома

$T_m(\psi) = \sum_{k=0}^m (a_k \cos k\psi + b_k \sin k\psi)$, який би містив як найбільше доданків, була досить

простою і дозволяла зменшення квадратурних вузлів. Коли, наприклад, взяти

$\psi_l = \psi_0 + \frac{2\pi}{m} l, l = 0, 1, \dots, m-1$, то формула $\int_0^{2\pi} x(\tau, \psi) d\psi \approx \frac{2\pi}{m} \sum_{l=0}^{m-1} x(\tau, \psi_l)$ буде точною для три-

гонометричного полінома $(m-1)$ степеня $T_{m-1}(\psi)$ [13], але ще можна її трохи поліпшити за рахунок вибору початкового значення ψ_0 , що належить проміжку $[0, 2\pi/m]$.

Підставляємо у IP замість інтегралів суми і обираємо зовнішні вузли чи точки кол локації наступним чином: для змінної l це будуть ті ж самі вузли, а для змінної φ , щоб виключити рівність $\psi = \varphi$ візьмемо інше початкове значення φ_0 . Так, наприклад, коли $\psi_0 = 0$, то $\varphi_0 = \pi/m$; коли ж $\psi_0 = \pi/2m$, то $\varphi_0 = 3\pi/2m$, чи можна навпаки.

Тобто беремо дві системи квадратурних вузлів, що є зсунутими між собою вздовж кутової змінної на відстань π/m . В результаті виникає система лінійних алгебраїчних рівнянь (СЛАР), яку вже досить просто розв'язати на ЕОМ. Після розв'язку СЛАР шукана функція, якщо в цьому є потреба, відновлюється за допомогою інтерполяційних формул. За звичай на практиці цікавляться функціоналами, тому розглянемо один з них, що визначає поле у далекій зоні.

Скористаємось для цього виразом (2), де замінимо функцію $G(u)$ на відповідний асимптотичний вираз. Оскільки у випадку великих значень $r = |\bar{r}|$ маємо

$$|\bar{r} - \bar{\rho}| = r - \rho \cdot \cos(\varphi - \psi) \cdot \sin \vartheta + z(\rho) \cdot \cos \vartheta + O(a^2/r),$$

тут r, φ, ϑ сферичні координати точки спостереження, то

$$G(\bar{r} - \bar{\rho}) = \frac{e^{ikr}}{4\pi r} \exp\{i \cdot [\rho \cos(\varphi - \psi) \sin \vartheta + z(\rho) \cdot \cos \vartheta]\} \cdot [1 + O(a/r)].$$

Таким чином, з'являється наступна розрахункова формула для поля у далекій зоні

$$v(\bar{r}) = \frac{e^{ikr}}{r} \cdot A(\varphi, \vartheta),$$

$$\text{тут } A(\varphi, \vartheta) = \int_0^{2\pi} d\psi \cdot \int_{-1}^1 j(\tau, \psi) \exp\{-i\chi \cdot [\frac{4+\tau}{5} \cos(\varphi - \psi) \cdot \sin \vartheta + \frac{1-\tau^2}{5} \cdot \cos \vartheta]\} d\tau.$$

Застосувавши квадратурні формули отримуємо розрахунковий вираз коефіцієнта, що визначає діаграму направленості розсіювача:

$$A(\varphi, \vartheta) \approx \frac{2\pi^2}{mn} \sum_{i=1}^n \sum_{j=0}^{m-1} x(\tau_i, \psi_j) \cdot e^{-i\chi \{ \frac{4+\tau_i}{5} \cos(\varphi - \psi_j) \sin \vartheta + \frac{1-\tau_i^2}{5} \cos \vartheta \}}$$

де $\varphi \in [0, 2\pi], \vartheta \in [0, \pi]$.

Наостанок слід вказати на дві можливості застосування методу Релея [11]. Перша пов'язана з наступною стадією, коли розміри дуг зменшаться ще у 5 разів, тобто частотний

параметр зменшиться і стане $\chi_2 = \frac{\chi}{5} = \frac{ka}{25}$.

Друга можливість ще більш вагомша, бо коли ділити ініціатор не на 3 чи 5 частин, а, наприклад, на 25 частин (чи ще більше) відразу і залишати тільки крайні сегменти, то для

них частотний параметр відразу стає $\chi = \frac{ka}{25}$. Тобто вже на початковій стадії побудови МДК можна користуватись довго хвильовою асимптотикою. Зрозуміло, що буде зменшуватись відповідно і фрактальна розмірність: у вказаному випадку вдвічі, бо $\ln 2 / \ln 25 = \ln 2 / 2 \ln 5$. При цьому в кожному з наведених випадків розміри всього кільця можуть бути не малими.

Висновки

Розглядаються нові розсіювачі акустичних хвиль у вигляді систем кілець, отриманих обертанням дуг, що відповідають довільній стадії побудови МДК-фракталів. В деталях досліджується параболічне кільце, побудоване з використанням утворювача МДК-фракталу з фрактальною розмірністю $\ln 2 / \ln 5$. Розроблений алгоритм застосування методу МК для чисельного розрахунку розв'язку ІР з подвійним інтегралом. Вказуються дві можливості застосування методу малого параметру (Релея). Запропонована схема дослідження без особливих ускладнень може бути узагальнена як на криволінійні кільця більш загальної форми, так і на довільні їх системи.

Література: 1. *Мандельброт Б.Б.* Фрактальная геометрия природы. М.: ИКИ, 2002. 656 с. 2. *Кравченко В.Ф.* Лекции по теории атомарных функций и некоторым их приложениям.. М.: Радиотехника, 2003. 560 с. 3. *Потапов А.А.* Фракталы в радиофизике и радиолокации. М.: Логос, 2002. 4. *Зелкин Е.Г., К Кравченко В.Ф., Гусевский В.Л.* Конструктивные методы аппроксимации в теории антенн. М.: Радиотехника, 2005. 5. *Werner D.H., Ganguly S.* An Overview of fractal antenna engineering research // IEEE Antennas & Propagation magazine. V.45, №1, 2003, P 38-57. 2. 6. *Крупенин С.В.* Моделирование фрактальных антенн. // Радиотехника и электроника Т.51, №5, 2006. С 561-568. 7. *Кошовий Г.І.* Поверхневі струми збуджені Е-поляризованою хвилею на криволінійних стрічках // Радиофизика и электроника.-Харьков: Ин-т радиофизики и электрон. НАН Украины 2004, Т 9, №3, С. 509-514. 8 *Кошовий Г.І.* Розсіювання електромагнітних хвиль предфрактальними системами циліндричних стрічок. // Радиофизика и электроника. Харьков: Ин-т радиофизики и электрон. НАН Украины. 2007. Т. 12, № 1, С. 141-147. 9 *Koshovy G.I.* On scattering of electromagnetic wave by pre-fractal strip system // Proceedings of the 11th Int. Conf. on MMET-2006, P. 611-613. 10. *Koshovy G.I., Koshovy A.G.* On interaction between the E-polarized electromagnetic wave and the CSA-pre-fractals // Proceedings of the 12th Int. Conf. on DIPED-2006, P. 75-79 11. *Кошовий Г.І.* Розсіювання електромагнітних хвиль предфрактальними системами циліндричних стрічок // Радиофизика и электроника Харьков: Ин-т радиофизики и электрон НАН Украины. 2007, Т. 12, № 3, С. 141-147. 12. *Хенл Х., Мауэ А., Вестпфаль К.* Теория дифракции. М.: Мир, 1964. 428 с. 13. *Крылов В.И.* Приближенное вычисление интегралов. М. Наука, 1967. 500.

ІРЕ НАН України, Харків

Надійшла до редколегії 13.12.2007

И. А. ДЕЛОВ, канд. техн. наук, Н. И. СЛИПЧЕНКО, канд. техн. наук, А. В. ЛЕОНИДОВ

ЭФФЕКТ АНИЗОТРОПИИ ХАОТИЧЕСКОЙ СКОРОСТИ МОЛЕКУЛ, СВЯЗАННЫЙ С ГОРИЗОНТАЛЬНЫМ ВЕТРОМ. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ ПРОВЕРКИ ГИПОТЕЗЫ

Введение

В [1] на основании теоретического анализа сформулирована гипотеза о том, что в атмосфере Земли должна существовать анизотропия хаотической скорости молекул в горизонтальной плоскости, связанная с горизонтальным ветром. Там же показано, что при наличии барического градиента возможны два случая такой анизотропии: либо хаотическая скорость молекул, летящих против ветра, меньше хаотической скорости молекул, летящих по ветру, либо хаотическая скорость молекул, летящих против ветра, больше хаотической скорости молекул, летящих по ветру.

Для проверки этой гипотезы были проведены специальные эксперименты, результаты которых представлены ниже.

Методика измерений

Для проверки гипотезы использовался специально разработанный способ [2], позволяющий одновременно измерять хаотическую скорость молекул в горизонтальной плоскости для четырех направлений с помощью термисторов, расположенных на концах двух взаимно перпендикулярных осей, установленных в горизонтальной плоскости. Датчики хаотической скорости молекул ориентировались в горизонтальной плоскости таким образом, что два из них располагались на концах одной линии, направленной вдоль ветра, а два других располагались на концах другой линии, перпендикулярной направлению ветра. Измерения могли проводиться либо одновременно всеми четырьмя датчиками, либо одним датчиком в четырех направлениях последовательно: по ветру, против ветра и в двух направлениях, перпендикулярных направлению ветра, справа и слева. в результате дискретного, через 90°, поворота датчиков вокруг вертикальной оси в горизонтальной плоскости.

Первый способ позволял измерять практически одновременно хаотическую скорость молекул для четырех направлений, что исключило влияние временных изменений измеряемых величин. Но этот способ требовал калибровки датчиков температур перед измерениями и после них.

Второй способ исключал аппаратно-методическую ошибку, поскольку измерения во всех направлениях велись одним и тем же датчиком.

Представленные ниже результаты получены, в основном, вторым способом. Измерения проводились на полигоне на открытой площадке размером 200×200 м на высоте 1,5 м над уровнем Земли.

Результаты измерений

На рис. 1–8 представлены результаты измерений, полученные за период с 15.06.2006 г. по 25.10.2007 г. при разных погодных условиях, в основном в дневное время суток.

Измерения проводились при различном направлении ветра, в основном при умеренной его скорости, при различной температуре, которая менялась от 5° до 35°С. Измерения проводились эпизодически, при ясной солнечной погоде и при сильной и слабой облачности.

На рис. 1 представлена временная зависимость хаотической скорости молекул, полученная 15.06.2006 г. одновременно для случая, когда хаотическая скорость молекул была направлена против ветра – ⊙ и по ветру – • (на рисунках представлена величина сопротивления термистора, обратно пропорциональная хаотической скорости молекул). Измерения проводились вторым способом, т.е. одним датчиком хаотической скорости молекул, который периодически, через 2–3 мин, менял направление «по ветру» и «против ветра».

Результаты получены при небольшом южном ветре, при высокой облачности и при температуре воздуха $t = 25^\circ\text{C}$.

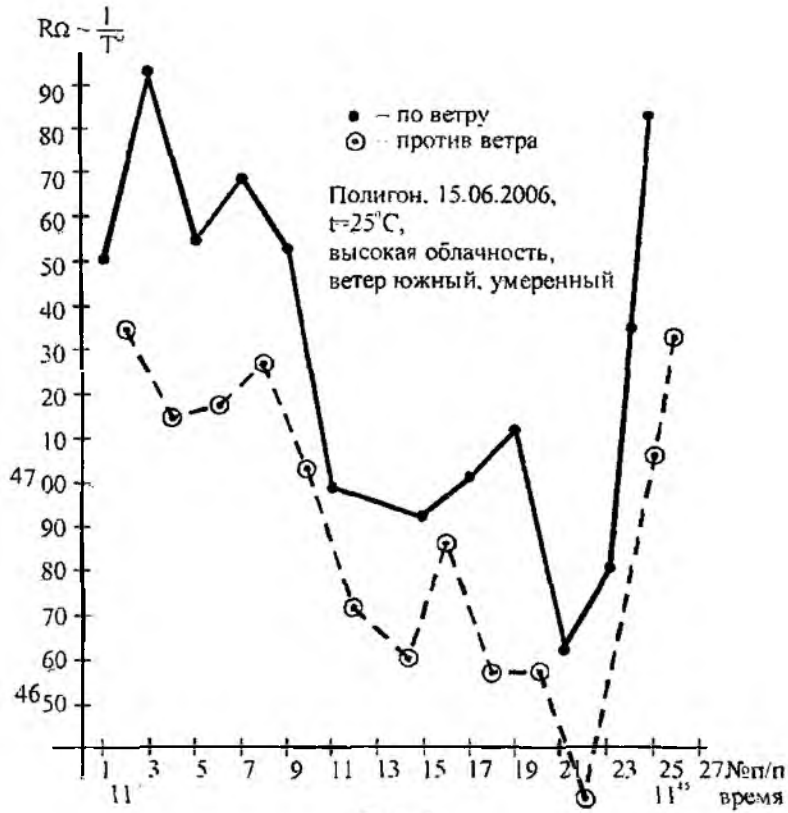


Рис. 1

На рис. 1 наблюдается явно выраженное различие величины хаотической скорости молекул, летящих по ветру и против ветра. Здесь за весь период измерений (с 11⁰⁰ до 11⁴⁵, величина хаотической скорости молекул, летящих против ветра, больше хаотической скорости молекул, летящих по ветру.

На рис. 2 представлены данные, полученные 29.05.2007 г. при ясной солнечной погоде при температуре $t = 35^\circ\text{C}$ и при умеренном восточном ветре.



Рис. 2

Как следует из рис. 2, здесь так же, как и на рис. 1, несмотря на существенное отличие погодных условий, наблюдается явно выраженное различие хаотических скоростей молекул, измеренных по ветру и против ветра.

На рис 3, а, б представлены экспериментальные данные, полученные с помощью двух датчиков температуры, которые одновременно измеряли хаотические скорости молекул, летящих по ветру и против ветра. Оба датчика были расположены на одной линии, причем, когда один из них измерял хаотическую скорость молекул по ветру, другой измерял хаотическую скорость молекул против ветра. Затем, через 2–3 мин, направление менялось на 180° и т.д.

Измерения проводились 19.06.2007 г. при ясной погоде, при температуре воздуха 27°С и при слабом северном ветре.

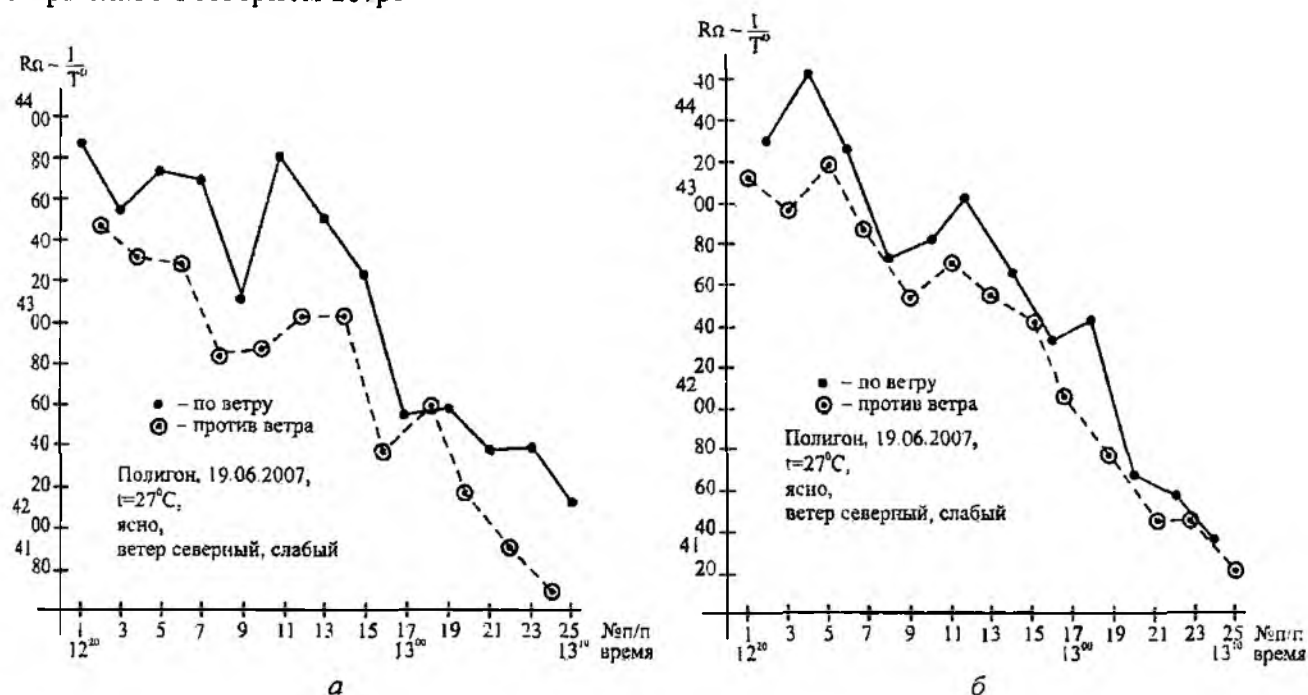


Рис. 3

Несмотря на заметное отличие погодных условий для результатов, представленных на рис. 3 от представленных на рис. 1 и 2, здесь мы также наблюдаем ту же характерную особенность: хаотическая скорость молекул, летящих по ветру, оказалась значительно меньше скорости молекул, летящих против ветра. Причем, характер наблюдаемой закономерности (характер временных изменений) явно выражен, а результаты, полученные одновременно двумя датчиками температур, практически совпадают, что свидетельствует о достоверности наблюдаемого эффекта.

На рис. 4 представлены такие же экспериментальные данные, что и на рис. 3, а, б, полученные 22.06.2007 г., при таких же погодных условиях, но при северо-западном ветре. Характер наблюдаемой закономерности практически сохранился: скорость молекул, летящих по ветру, меньше скорости молекул, летящих против ветра.

На рис. 5 представлены данные, полученные, в отличие от предыдущих данных, при несколько иной погоде. Эти результаты получены 29.08.2007 г. при высокой облачности, при температуре воздуха $t = 25$ С и при слабом ветре северо-западного направления.

Однако, как следует из рис. 5, характер наблюдаемой на предыдущих рисунках закономерности, сохраняется и здесь: хаотическая скорость молекул, летящих по ветру, оказалась меньше скорости молекул, летящих против ветра.

На рис. 6 представлены данные, полученные 12.09.2007 г. при высокой облачности, при небольшом восточном ветре и при более низкой температуре воздуха ($t = 15 - 18$ С).



Рис. 4



Рис. 5

Хотя в данном случае температура атмосферы значительно снизилась (с $25\text{--}35^{\circ}\text{C}$ до $15\text{--}18^{\circ}\text{C}$), однако характер наблюдаемого эффекта не изменился: на всем протяжении измерений наблюдается явно выраженное различие хаотической скорости молекул, летящих по ветру и против ветра, причем, скорость молекул, летящих по ветру, меньше скорости молекул, летящих против ветра.

На рис. 7, а, б представлены данные, полученные 25.10.2007 г. при еще более низкой температуре ($t = 5^{\circ}\text{C}$) и при сильном порывистом ветре восточного направления. Представленные на рис. 7 данные, получены с помощью двух датчиков температуры, каждый из которых измерял хаотическую скорость молекул сначала в одном направлении (по ветру или против ветра), потом в другом (противоположном первому).

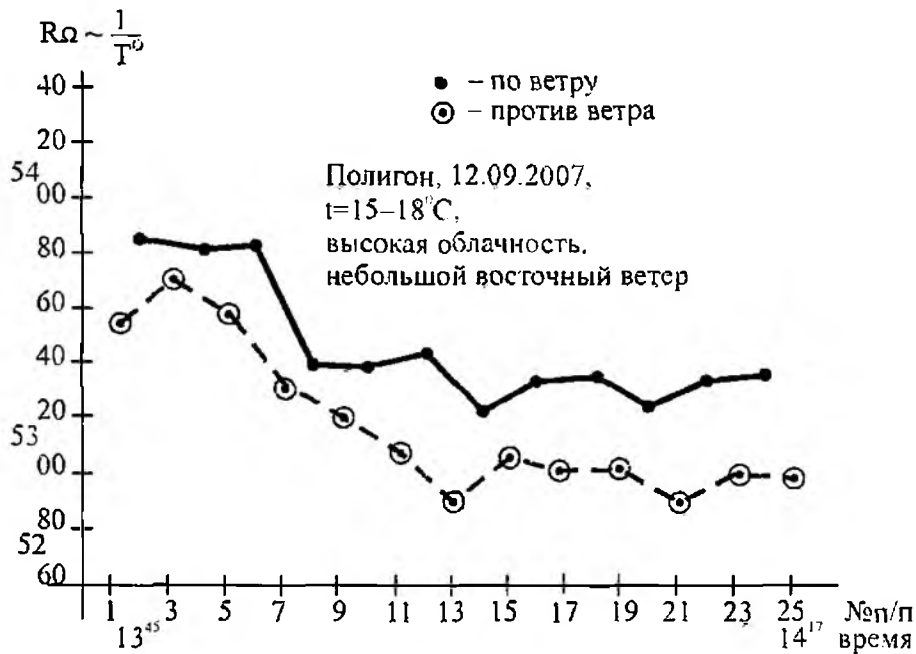


Рис. 6

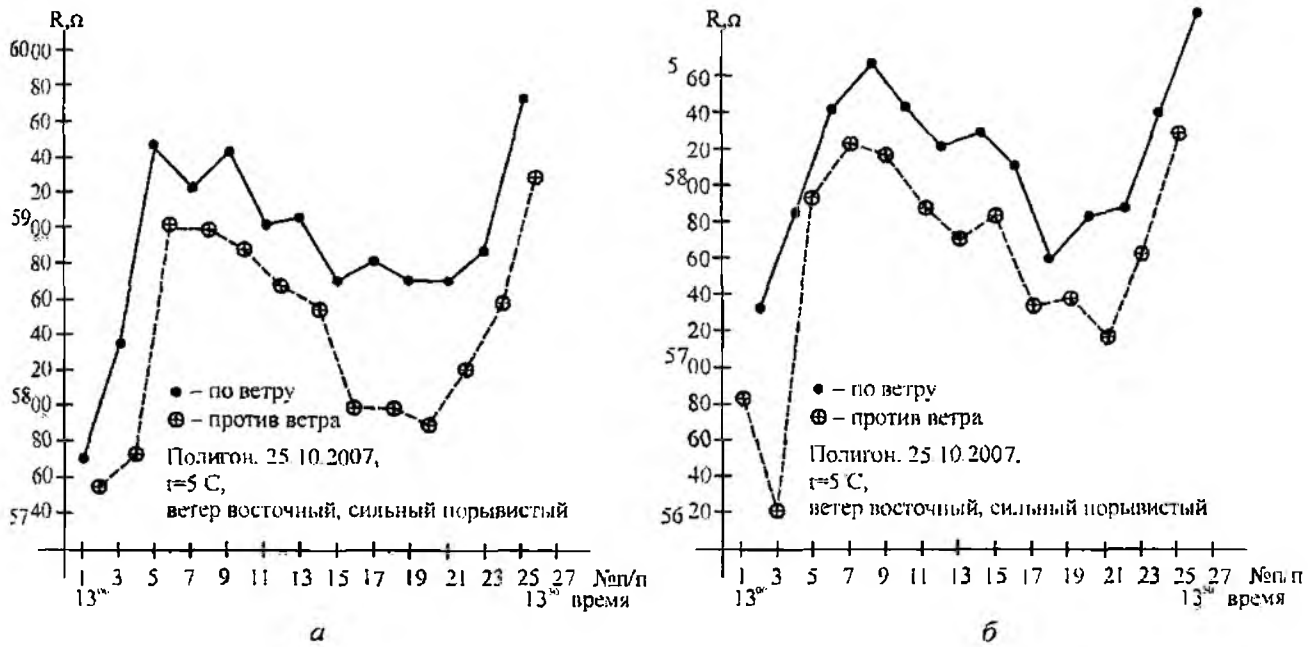


Рис. 7

Как следует из рис. 7, несмотря на значительное снижение температуры воздуха и изменения характера ветра (сильный порывистый ветер), характер анизотропии не изменился. Наблюдается явно выраженная анизотропия: хаотическая скорость молекул воздуха против ветра больше, чем по ветру. Обращает на себя внимание тот факт, что временные зависимости анизотропии, полученные одновременно двумя независимыми датчиками температуры, удовлетворительно совпадают, что еще раз подтверждает достоверность полученной информации.

И в заключение на рис. 8 представлены данные такого же характера, как и на предыдущих рисунках, но полученные по несколько иной методике.

Измерения проводились на полигоне 12.09.2007 г. при небольшом восточном ветре, при высокой облачности и при температуре воздуха около 15°C.

В данном случае измерения проводились следующим образом.

Два датчика, установленные в горизонтальной плоскости на противоположных концах рейки, поворачивались относительно вертикальной оси дискретно, сначала по ветру, затем

против ветра. После этого рейка, соединяющая два датчика, поворачивалась перпендикулярно направлению ветра и измерялась скорость молекул одним и другим датчиком. После этого ось, соединяющая эти два датчика, поворачивалась на 180° в горизонтальной плоскости, и снова проводились измерения хаотической скорости молекул этими датчиками. Таким образом, каждый датчик измерял скорость молекул в двух противоположных направлениях. В итоге, по результатам, полученным каждым датчиком, можно было построить зависимость одновременного изменения хаотической скорости молекул, летящих по ветру, против ветра и в двух противоположных направлениях, перпендикулярных направлению ветра.

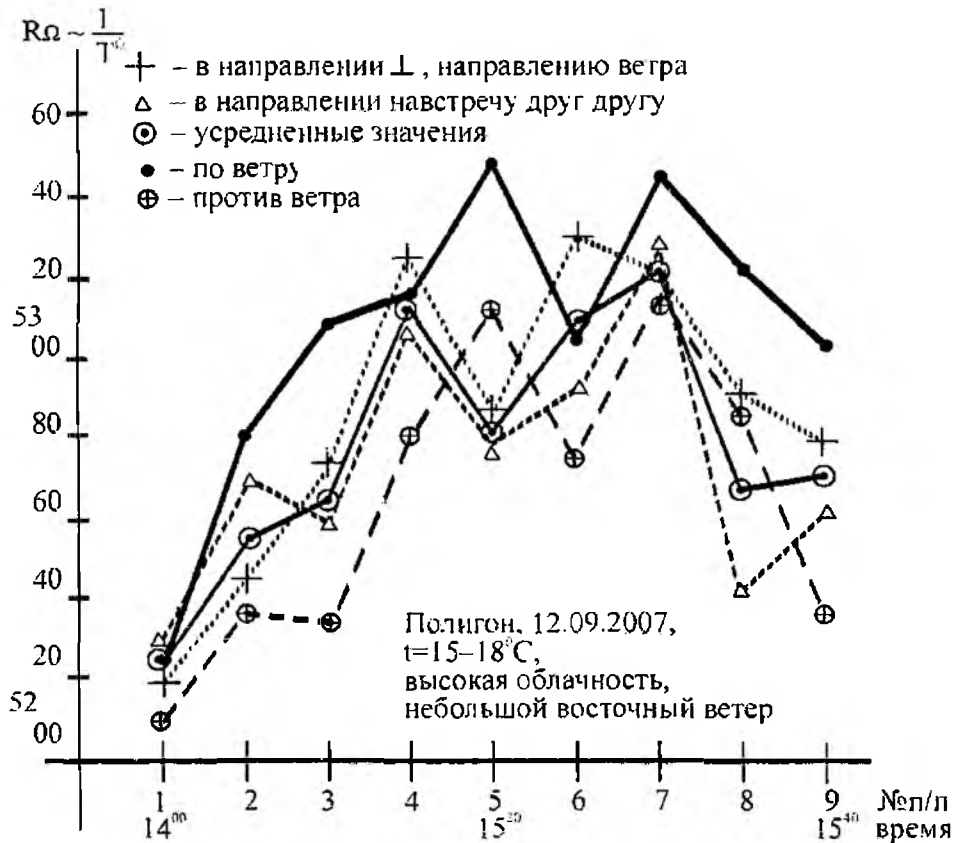


Рис. 8

На рис. 8 представлены данные, полученные с помощью одного датчика. Здесь: • – скорость молекул, летящих по ветру; ⊕ – скорость молекул, летящих против ветра; + – скорости молекул, летящих перпендикулярно направлению ветра в одном направлении; Δ – скорости молекул, летящих перпендикулярно направлению ветра в противоположном направлении; ○ – усредненное значение скорости молекул, летящих перпендикулярно направлению ветра.

Характерной особенностью данного рисунка является следующее:

- во-первых, как и на предыдущих рисунках, скорость молекул, летящих по ветру меньше скорости молекул, летящих против ветра;
- во-вторых, скорость молекул, летящих в направлении, перпендикулярном направлению ветра, оказалась меньше скорости молекул, летящих против ветра, но больше скорости молекул, летящих по ветру.

Обсуждение результатов

Характерной особенностью представленных здесь результатов является явно выраженное различие хаотической скорости молекул, летящих по ветру и против ветра, причем, во всех представленных рисунках хаотическая скорость молекул, летящих по ветру, всегда меньше хаотической скорости молекул, летящих против ветра. Наблюдаемый эффект прояв

ляется одинаково, независимо от погоды, температуры воздуха, направления и скорости ветра, а также от времени года и времени суток.

Таким образом, представленные здесь экспериментальные данные подтверждают высказанную нами ранее гипотезу [1] о возможности существования в атмосфере Земли анизотропии хаотической скорости молекул, связанную с горизонтальным ветром. Причем оказалось, что хаотическая скорость молекул, летящих по ветру, всегда меньше хаотической скорости молекул, летящих против ветра.

Поскольку ветер [4] представляет собой перемещение воздушных масс под действием барического градиента из области повышенного давления в область пониженного давления, то полученные нами результаты свидетельствуют о том, что в области повышенного давления температура воздуха всегда должна быть меньше, чем в области пониженного давления, и потому хаотическая скорость молекул, летящих по ветру, всегда будет меньше хаотической скорости молекул, летящих против ветра, что мы и наблюдаем в наших экспериментах.

Стоит отметить еще одну характерную деталь, наблюдаемую на рис. 8: удовлетворительное согласие полученных экспериментальных данных с гипотезой [3], согласно которой всякая нейтральная газовая среда способна передавать кинетическую энергию в любом заданном направлении, создавая определенную анизотропию хаотической скорости молекул вдоль пути передаваемой кинетической энергии. Так, если хаотическая скорость молекул в направлении передачи кинетической энергии меньше хаотической скорости молекул газовой среды, то хаотическая скорость молекул, летящих во встречном и перпендикулярном встречному направлениях, всегда будет больше скорости молекул, летящих в направлении передаваемой кинетической энергии, что мы и наблюдаем на рис. 8. Здесь хаотическая скорость молекул, летящих во встречном (против ветра) и в перпендикулярном основному направлениях, оказалась больше скорости молекул, летящих по ветру.

Таким образом, результаты представленные на рис. 8 являются первым экспериментальным подтверждением гипотезы [3].

Заключение

Полученные экспериментальные данные подтверждают высказанную нами ранее гипотезу и, таким образом, свидетельствуют о существовании в атмосфере Земли нового эффекта анизотропии молекулярных процессов атмосферы, связанного с горизонтальным ветром: хаотическая скорость молекул, летящих по ветру всегда меньше хаотической скорости молекул, летящих против ветра и в направлении, перпендикулярном направлению ветра.

Список литературы: 1. Делов И.А., Слипченко Н.И., Леонидов А.В. К вопросу о влиянии силы тяжести и плотности атмосферы на величину вертикальной составляющей хаотической скорости молекул // Радиотехника: Всеукр. науч.-техн. сб. 2006. Вып. № 125. С. 107–113. 2. Делов И.А., Слипченко М.Л., Леонидов О.В. Спосіб вимірювання анізотропії хаотичної швидкості молекул повітря. Заявка на Патент України. №200803845 от 27.03.2008. 3. Делов И.А., Слипченко Н.И., Леонидов А.В. К вопросу об одном свойстве газовой среды // Радиотехника: Всеукр. науч.-техн. сб. 2007. Вып.150.С. 22-27. 4. Большая советская энциклопедия. Т. 6. С. 82.

*Харьковский национальный
университет радиозлектроники*

Поступила в редакцию 11.12.2007

ЭЛЕКТРОННЫЙ ПОТОК, ФОРМИРУЕМЫЙ МАГНЕТРОННОЙ ПУШКОЙ С ХОЛОДНЫМ ВТОРИЧНО-ЭМИССИОННЫМ КАТОДОМ

Введение

В последнее время большое внимание уделяется проблеме освоения терагерцового диапазона длин волн. Для получения мощного излучения в этом диапазоне используются гиротроны, в которых происходит преобразование энергии электронов в энергию электромагнитного поля. Одним из наиболее распространенных источников электронов в таких приборах является магнетронная инжекционная пушка [1]. Это обусловлено тем, что она может формировать электронные потоки с рабочими напряжениями в сотни киловольт и токами в десятки ампер. Кроме того, магнетронная пушка обладает большим сроком службы (до 100 тысяч часов) и высокой плотностью тока (до 50 А/см^2) [2]. Эти факторы подчеркивают перспективность магнетронных пушек в качестве источника электронов для мощных приборов терагерцового диапазона длин волн. В данной работе проводится исследование структуры сформированного электронного потока на выходе из магнетронной пушки с холодным вторично-эмиссионным катодом.

Постановка задачи

За время проведения экспериментальных исследований накоплена информация о конструкции и работе магнетронной пушки с холодным вторично-эмиссионным катодом. Пушка состоит из цилиндрического катода диаметром 5 мм, трубчатого анода диаметром 26 мм и коллектора, размещенных в вакуумной камере. Соленоид создает фокусирующее магнитное поле 0.19 Тл , направленное вдоль оси симметрии пушки. При подаче на катод от модулятора импульса напряжения с участком отрицательной крутизны на коллекторе регистрировался ток пучка 14 А [2].

Исследование процесса формирования электронного потока показало, что на фронте импульса напряжения возникает автоэлектронная эмиссия с катода, которая приводит к формированию электронных сгустков. На участке отрицательной крутизны напряжение между катодом и анодом уменьшается, в результате наблюдается вторично-эмиссионное размножение электронов, которое позволяет обеспечить необходимую плотность пространственного заряда в течение нескольких наносекунд. На стационарном участке импульса напряжения наблюдается самоподдерживающаяся вторичная электронная эмиссия в режиме ограничения пространственным зарядом.

Известны эксперименты с различными скоростями спада напряжения и различными длительностями участка отрицательной крутизны от 1 нс до $0,5 \text{ мкс}$. Также известно, что можно формировать электронный поток при помощи прямоугольных импульсов напряжения без участков отрицательной крутизны. Для этого необходимо обеспечить ток катода на уровне 2-3 % от тока коллектора. В этом случае вторичная эмиссия возникает в результате колебаний плотности пространственного заряда и постепенно переходит в режим самоподдерживающейся вторичной электронной эмиссии. Обеспечение стабильных во времени параметров электронного потока происходит благодаря ограничению эмиссии полем пространственного заряда. Причем ограничение происходит как вторичной эмиссии, так и эмиссии источника первичных электронов для запуска электронного потока.

Способ запуска электронного потока в магнетронной пушке (при помощи вспомогательного термоэлектронного катода, автоэлектронного катода, специальных импульсов напряжения и др.) влияет на время формирования электронного потока, параметры которого независимо от способа запуска стабилизируются на стационарной части импульса напряжения и повторяются от импульса к импульсу. Идентичные электронные потоки формируются при

использовании металлических катодов из различных материалов, которые отличаются состоянием поверхности и коэффициентом вторичной электронной эмиссии. Параметры электронного потока в магнетронной пушке с холодным вторично-эмиссионным катодом определяются геометрическими размерами, формой, потенциалами на электродах и распределением магнитного поля. Поэтому можно сделать вывод о том, что определяющую роль при формировании электронного потока играет физический процесс ограничения эмиссии катода полем пространственного заряда, что согласуется с [1] и более ранними работами других авторов.

Параллельно развивались методы моделирования электронных потоков в приборах со скрещенными полями, которые впоследствии были применены для исследования физических процессов в магнетронной пушке с холодным вторично-эмиссионным катодом [3, 4]. Современные математические модели электронных потоков строятся с учетом трех измерений по методу крупных частиц. Такая модель предполагает учет большого числа факторов, оказывающих влияние на формирование пучка, однако она жестко привязана к возможностям современных компьютеров и в настоящее время не может быть использована для моделирования электронных потоков в магнетронных пушках с применением запускающих импульсов микросекундной длительности.

В данной работе используется подход, который позволяет корректно смоделировать физический процесс в таких магнетронных пушках. Он основан на том, что ток первичных электронов увеличивается по сравнению с током в реальном физическом эксперименте. В результате ускоряется процесс лавинного вторично-эмиссионного размножения и формирования электронного потока. Это дает возможность исследовать микропараметры сформированного электронного потока в режиме ограничения эмиссии катода полем пространственного заряда, что представляет интерес с практической точки зрения, поскольку позволяет определить область применения такого потока и механизмы его коррекции.

Структура электронного потока

Электронный поток в магнетронной пушке с холодным вторично-эмиссионным катодом имеет достаточно сложную структуру (рис. 1, а, б). Ниже представлены результаты моделирования электронного потока, который формируется в течение 5 нс.

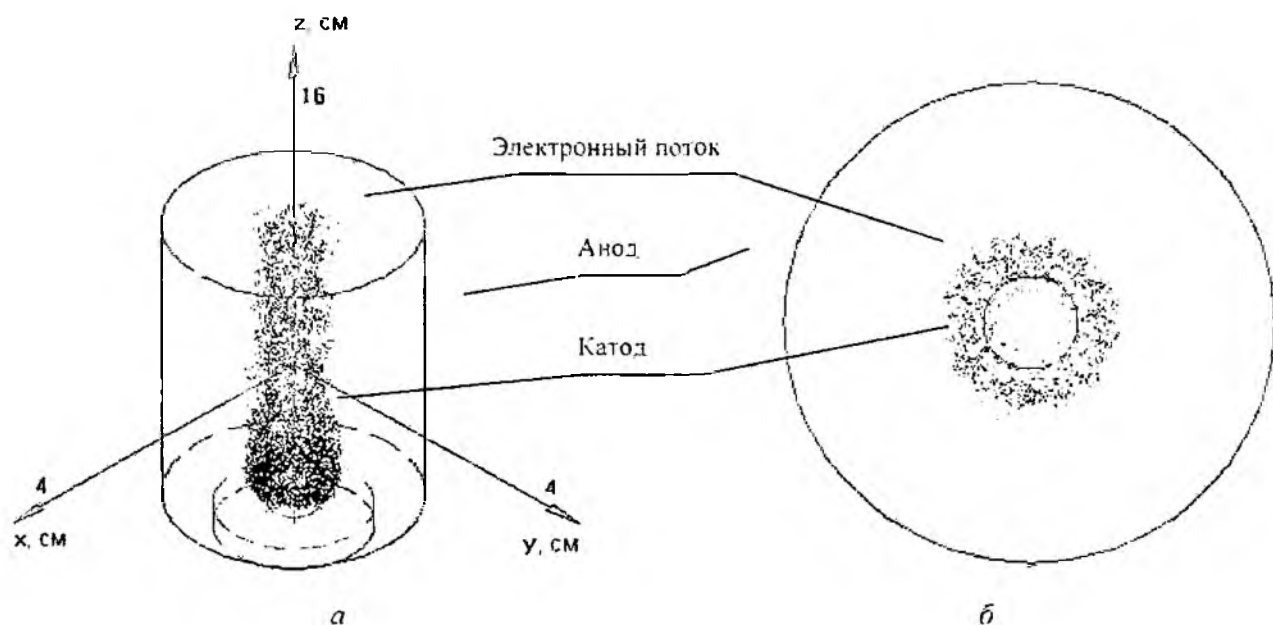


Рис. 1

На рис. 1, а показано трехмерное изображение электронного потока и электроды магнетронной пушки. Вид электронного потока сверху со стороны коллектора представлен на рис. 1, б. Из рисунка видно, что электронный поток имеет трубчатую форму и четкие границы.

На рис. 2 представлена зависимость числа частиц в рабочем пространстве магнетронной пушки от времени. Из рисунка видно, что процесс накопления пространственного заряда успешно происходит за 2 нс, после чего его плотность существенно не изменяется. Наблюдаются лишь незначительные флуктуации, обусловленные взаимодействием сгустков электронов с электродами и вторично-эмиссионным размножением.

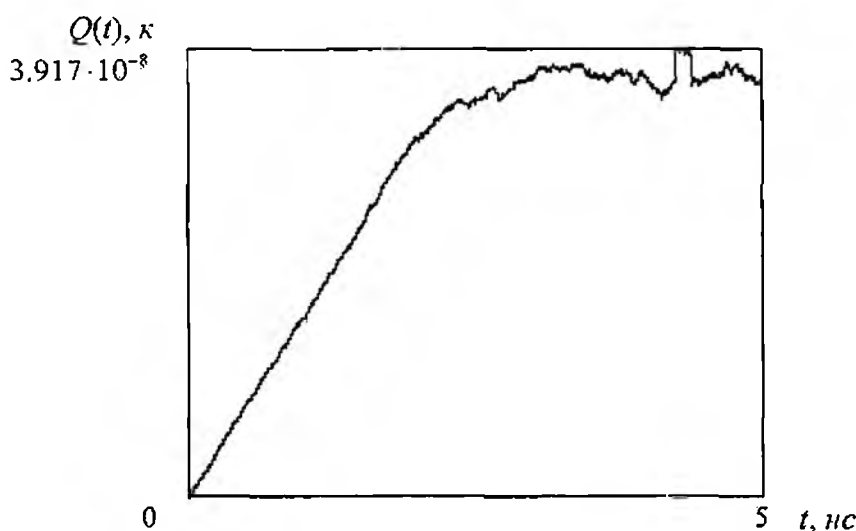


Рис. 2

Когда плотность пространственного заряда в магнетронной пушке увеличивается, у электронов, находящихся в электрическом поле, создаваемом сгустками, появляется дополнительная скорость. Это приводит в магнетронах к образованию анодного тока, а в магнетронной пушке к выдавливанию частиц за пределы катода в осевом направлении и формированию электронного потока. Таким образом, часть электронов попадает на коллектор. Ток коллектора, рассчитанный при помощи математической модели, совпадает с током, полученным в реальном физическом эксперименте с погрешностью менее 5 %. Величина магнитной индукции и потенциалы на электродах в математической модели совпадают с экспериментальными значениями. Это подтверждает адекватность используемой математической модели и позволяет приступить к исследованию внутренней структуры электронного потока.

Как видно из рис. 3, геометрические размеры смоделированного электронного потока хорошо совпадают с экспериментальными отпечатками электронного потока на коллекторе, которые имеют форму колец толщиной около 2 мм [2]. Распределение заряда Q по радиусу позволяет сделать заключение о том, что пучок состоит из нескольких характерных областей. Первая область расположена на самом меньшем радиусе от оси симметрии пушки и содержит небольшое количество частиц. Этот радиус меньше радиуса катода и наличие в этом месте частиц обусловлено исчезновением радиальной составляющей электрического поля при выходе из пушки. С увеличением радиуса наблюдается участок с максимальным числом частиц, который соответствует максимальной плотности пространственного заряда в электронной втулке при формировании потока между катодом и анодом. Далее частицы по радиусу в потоке распределены равномерно, что подтверждают экспериментальные результаты при изучении отпечатков.

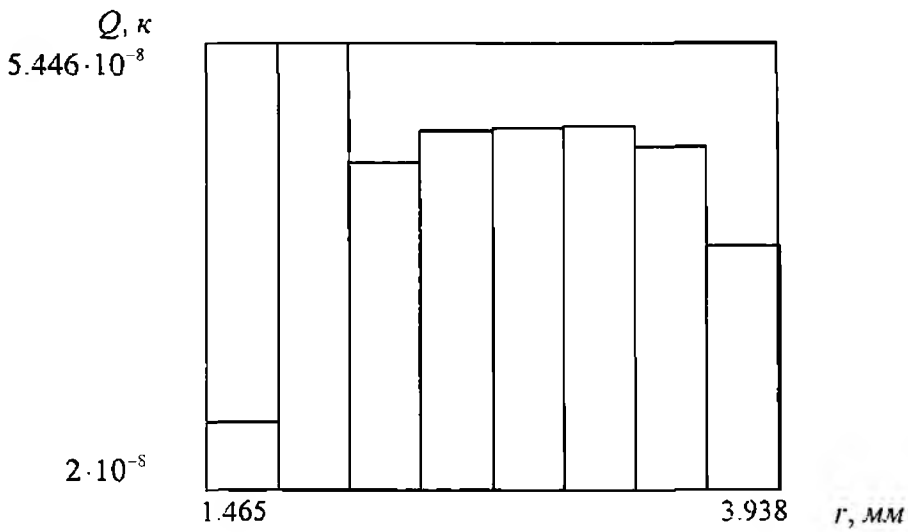


Рис. 3

На рис. 4 изображено распределение числа электронов N по кинетической энергии W_k в электронном потоке. Видно, что наиболее вероятная энергия частиц соответствует разности потенциалов между катодом и коллектором. Из рисунка также видно наличие электронов с малыми энергиями и большими энергиями. Этот разброс обусловлен влиянием пространственного заряда при формировании и транспортировке электронного потока.

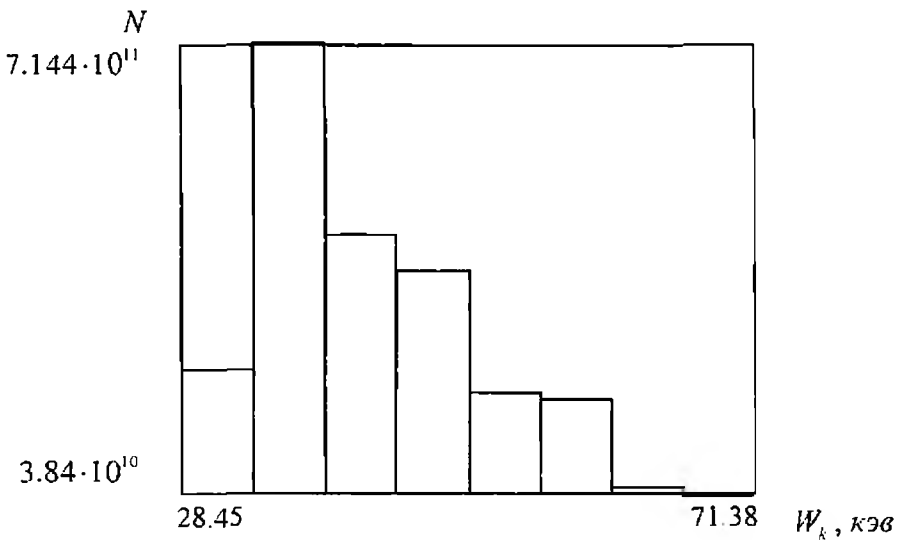


Рис. 4

Энергетический разброс электронов требует более детального изучения, поэтому далее приведена фазовая плоскость (рис. 5), на которой каждая точка представляет состояние одной из частиц потока. Проекция этой точки на координатные оси показывает модуль радиальной скорости $|v_r|$ этой частицы и ее радиальное удаление r от оси симметрии катода.

Минимальное значение модуля радиальной скорости соответствует тем частицам, которые эмитировались из крайней области катода вблизи его среза и двигались в продольном направлении к коллектору практически без совершения циклотронных колебаний. Такое движение частиц обусловлено уменьшением радиальной составляющей электрического поля и увеличением продольной составляющей на краю катода. Частицы, обладаю-

щие большим значением модуля радиальной скорости, эмитировались преимущественно из центральной области катода, совершали циклотронные колебания и, сохранив часть энергии этих колебаний, под действием поля пространственного заряда и краевого поля катода перемещались к коллектору.

Далее представлено распределение числа электронов N в потоке по модулю продольной скорости $|v_z|$ (рис. 6). Видно, что распределение обладает ярко выраженным максимумом, соответствующим наиболее вероятному значению модуля продольной скорости. Электронный поток не обладает монокинетичностью в продольном направлении. Существуют электроны со скоростями большими и меньшими наиболее вероятного значения.

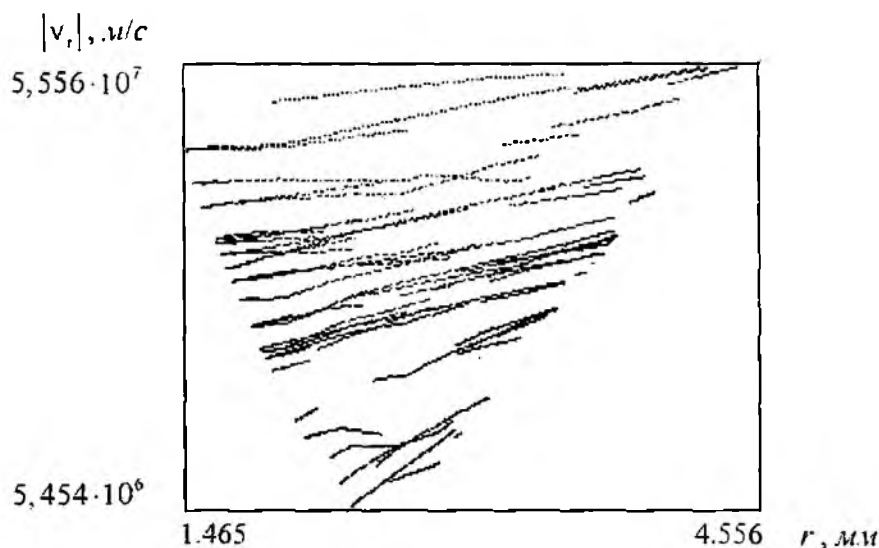


Рис. 5

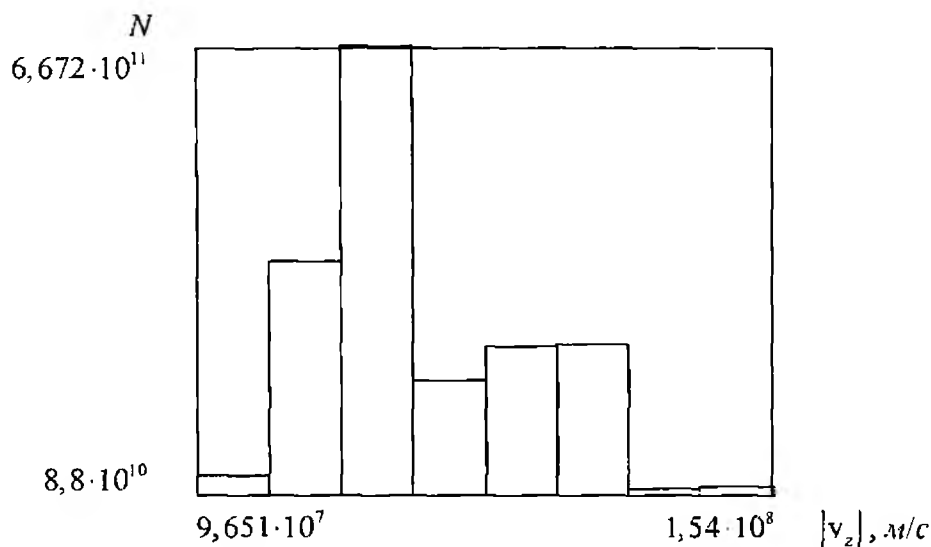


Рис. 6

Аналогичный график распределения числа электронов N в потоке по модулю радиальной скорости $|v_r|$ представлен на рис. 7. Он также обладает ярко выраженным максимумом. В потоке присутствуют электроны с радиальными скоростями как большими, так и меньшими, наиболее вероятного значения. Наличие радиальной скорости электронов обусловлено нали-

чем диклотронных колебаний при формировании электронного потока в пространстве между катодом и анодом. Часть энергии этих колебаний у электронов сохраняется в сформированном потоке на выходе из пушки. Наиболее вероятные значения модулей радиальной и продольной скоростей имеют один и тот же порядок и определяются потенциалами на электродах.

Приведенная информация может быть использована при разработке вакуумных электронных приборов, которые используют в качестве источника электронов магнетронную инжекционную пушку.

На рис. 8 показано распределение модуля средней продольной скорости частиц $|\overline{v_z}|$ по радиусу r . Электроны в центральной области потока движутся с большей средней продольной скоростью, чем частицы, находящиеся на краях потока. Разброс средней продольной скорости электронов не превышает 7 %.

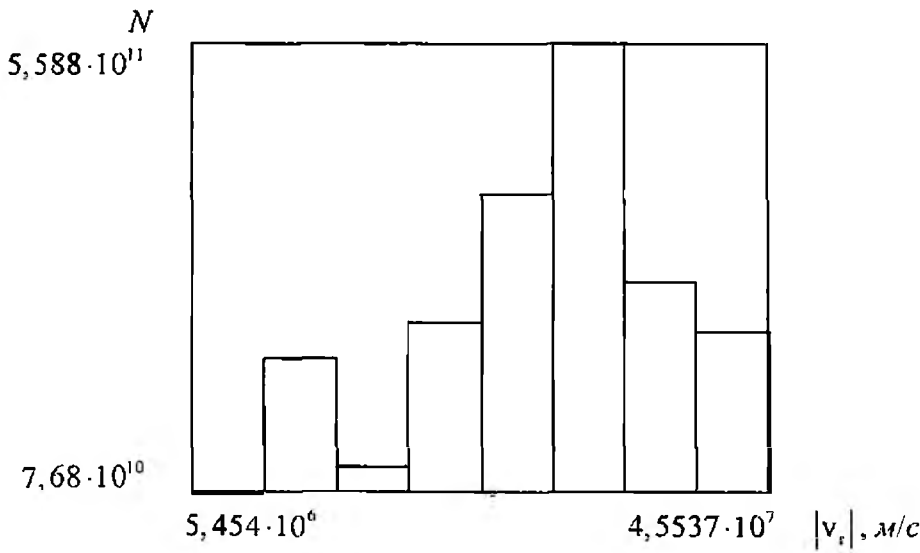


Рис. 7

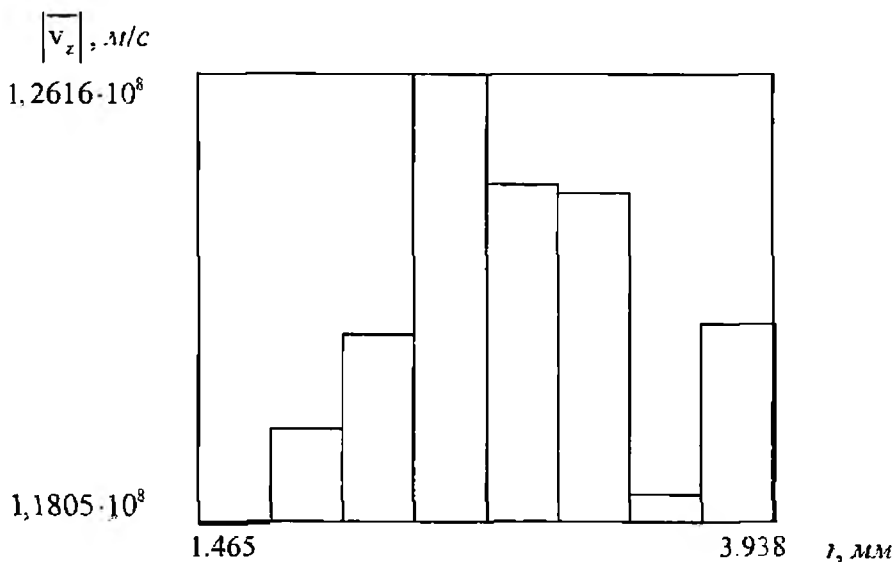


Рис. 8

На рис. 9 показано распределение модуля средней радиальной скорости частиц $|\overline{v_r}|$ по радиусу r . Электроны в центральной области потока движутся с меньшей средней радиальной скоростью, чем частицы, находящиеся на краях потока. Это обусловлено вращением электронов в потоке под действием фокусирующего магнитного поля. Радиус вращения соизмерим с толщиной стенки, поэтому распределение имеет два характерных максимума на границах потока. Средняя радиальная скорость электронов в потоке отличается в 1.6 раза.

Распределение средней скорости частиц по радиусу представляет особый интерес, поскольку это дает возможность определить область применимости электронного потока и при необходимости провести требуемую коррекцию для уменьшения разброса скоростей электронов путем применения дополнительных устройств согласования с замедляющей системой электронного прибора

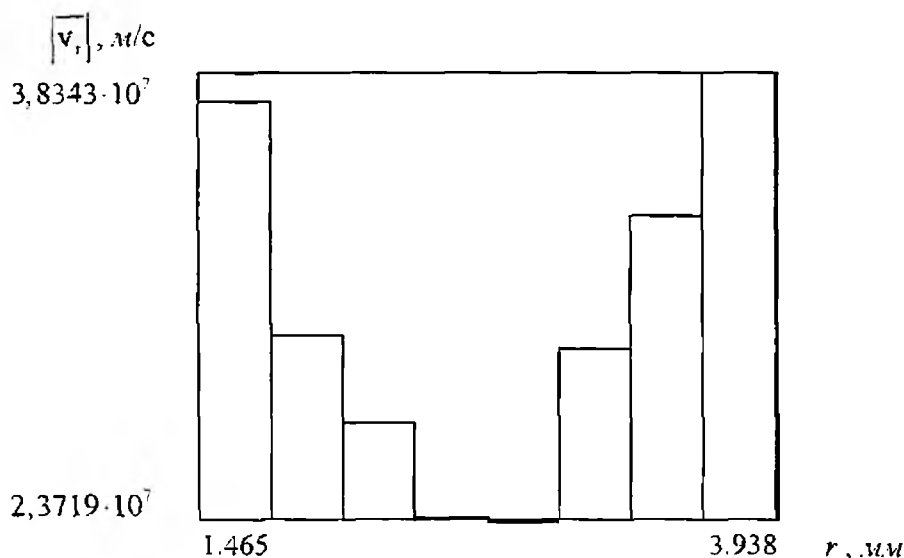


Рис. 9

Приведенная информация может быть использована при разработке вакуумных электронных приборов, которые используют в качестве источника электронов магнетронную инжекционную пушку.

Выводы

В работе приведены новые результаты моделирования физического процесса формирования электронного потока магнетронной пушкой с холодным вторично-эмиссионным катодом. Результаты моделирования хорошо согласуются с известными физическими закономерностями и результатами, полученными в эксперименте.

Внутренняя структура электронного потока представлена в виде зависимости числа частиц в рабочем пространстве магнетронной пушки от времени, распределения заряда по радиусу, распределения числа электронов по кинетической энергии в электронном потоке, распределений числа электронов в потоке по модулю радиальной и продольной скорости, распределений модуля средней продольной и радиальной скоростей частиц по радиусу.

Полученные результаты могут быть использованы при разработке дополнительных систем коррекции скоростей электронов в потоке для повышения эффективности магнетронных пушек с холодным вторично-эмиссионным катодом в качестве источников электронов в вакуумных приборах.

Список литературы: 1. *W. Lawson, H. Raghunathan, M. Esteban. Space-Charge Limited Magnetron Injection Guns for High-Power Gyrotrons // IEEE TRANSACTIONS ON PLASMA SCIENCE. 2004. VOL. 32, N. 3. P.1236-1241.* 2. *Волколунов Ю.Я., Довбня А.Н. и др. // ЖТФ. 2001. Т.71, №2. С. 98-104.* 3. *Хокки Р., Иствуд Д. Численное моделирование методом частиц. М.: Мир, 1987. 638 с.* 4. *Г.И. Чурюмов, Ю.Л. Старчевский. Эволюция электронного потока при импульсном способе возбуждения магнетронной пушки с холодным вторично-эмиссионным катодом // Вестн. Сум. гос. ун-та. 2004. №10(69). С. 171-182.*

*Харьковский национальный
университет радиоэлектроники*

Поступила в редколлегию 12.09.2007

ИССЛЕДОВАНИЕ ДВУХКАСКАДНЫХ ПЕРЕСТРАИВАЕМЫХ ЛАЗЕРОВ НА КРАСИТЕЛЯХ

Введение

Источники мощного излучения, перестраиваемого в оптическом диапазоне спектра, широко применяются для решения ряда задач спектроскопии, дистанционного зондирования, фотохимии и т.п. [1, 2]. Среди таких источников важное место занимают лазеры на красителях (ЛК) с ламповой накачкой (ЛН), излучающие импульсы микросекундной длительности. Излучение этих лазеров обеспечивает более высокую чувствительность, чем в случае импульсов наносекундной длительности, характерных для ЛК с возбуждением излучением других лазеров [1, 2], при решении ряда задач комбинационного рассеяния, т.к. они позволяют использовать более низкую плотность анализируемого вещества и допускают большую энергию, которая вносится в исследуемый объем. Однако в этих системах обычно сложно обеспечивать одновременно высокую энергию и узкую спектральную линию излучения, поэтому часто применяются усилители монохроматического излучения. Наиболее подходящими для этих целей оказались многопроходовые усилители (МПУ) лазеров на красителях с обратной связью. Условия применения этих систем для генерации мощных импульсов узкополосного, как правило, неперестраиваемого излучения, изучались в работах [3-5]. Однако лазеры на красителях с ламповой накачкой, имея широкую область перестройки, характеризуются заметной нестационарной спектральной неоднородностью коэффициента усиления. При этом оказалось, что условия оптимальной работы МПУ ЛК при перестройке частоты излучения оставались малоисследованными. В частности, до настоящего времени практически не изученным оказалось влияние спектральной зависимости в канале триплет-триплетного поглощения и неравномерности спектров излучения и поглощения молекул красителей на формирование спектрально-энергетических и временных характеристик излучения усилителей лазеров данного класса, как это было сделано для генераторов ранее [6].

Цель данной работы - изучение основных факторов, которые определяют спектрально-энергетические характеристики излучения многопроходовых усилителей лазеров на красителях с обратной связью, возбуждаемых импульсными лампами, при разных уровнях мощности инжектируемого входного сигнала, перестраиваемого в пределах полосы усиления активного раствора.

Модель и метод решения

Большинство процессов, которые одновременно влияют на формирование параметров лазерного излучения, определяются строением энергетических уровней активных молекул и связанными с ними характерными особенностями констант межуровневых переходов, а также расположением спектральных полос излучения и поглощения. На рис. 1, а показана схема энергетических уровней, а на рис. 1, б - спектральные характеристики молекулы красителя.

Для решения поставленной задачи мы применили стандартную модель плоского резонатора [6], содержащего цилиндрическую кювету с раствором красителя без учета гелловых aberrаций активной среды, что применимо при невысоких концентрациях [8]. Использовалась упрощенная диаграмма энергетических состояний молекулы красителя [8-12], которая состоит из пяти нижних уширенных электронно-колебательных уровней: трех синглетных S_0 , S_1 , S_2 и двух триплетных уровней T_1 , T_2 , пронумерованных в порядке возрастания энергии.

Скоростные уравнения для описанной модели, с учетом основных переходов между уширенными электронными уровнями молекулы красителя [10-12], могут быть записаны в следующем виде:

$$\frac{dN_2}{dt} = W(t)N_1 - N_3(p_{32} + p_{31}) - \sum_i [N_3\sigma_{31}^e(\lambda_i) - N_1\sigma_{13}^a(\lambda_i)] \times \frac{c q_i(\lambda_i)}{V_a}, \quad (1)$$

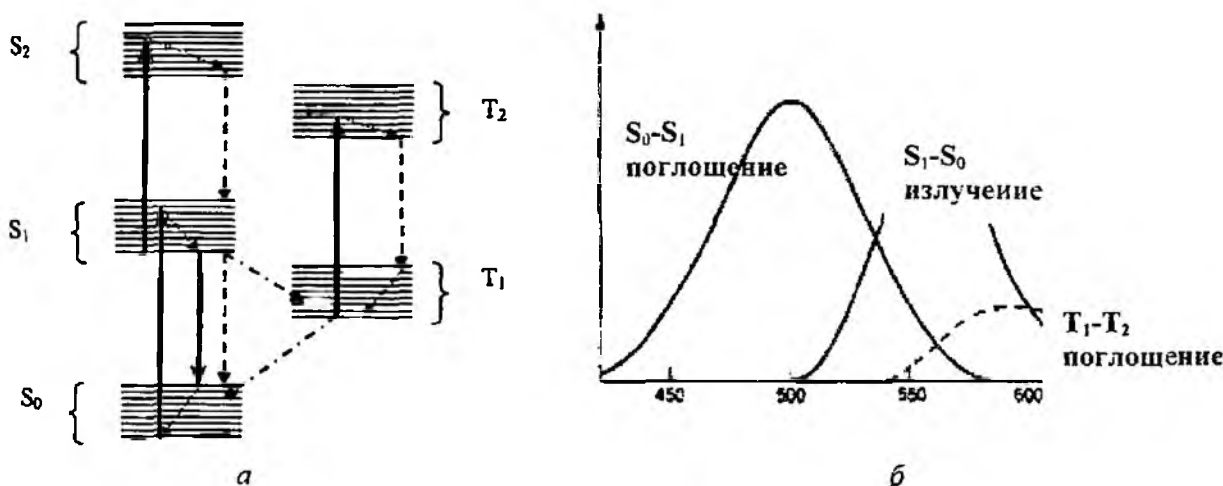


Рис. 1

$$\frac{dN_2}{dt} = p_{32}N_3 - p_{21}N_2, \quad (2)$$

$$\frac{dq_i(\lambda)}{dt} = \left[N_3 \left(\sigma_{31}^e(\lambda_i) - \sigma_{35}^a(\lambda_i) \right) - N_1 \sigma_{13}^a(\lambda_i) - N_2 \sigma_{24}^a(\lambda_i) - \frac{1}{\tau_c(\lambda_i)} \right] \times q_i(\lambda_i), \quad (3)$$

$$N \approx N_1 + N_2 + N_3, \quad (4)$$

$$N_4 \approx N_5 \approx 0. \quad (5)$$

Здесь $W(t)$ – скорость накачки; c – скорость света в вакууме; N – концентрация активных молекул; N_1, N_2, N_3, N_4 и N_5 – населенности уровней S_0, T_1, S_1, T_2 и S_2 соответственно; p_{31}, p_{32} и p_{21} – вероятности переходов $S_1 \rightarrow S_0, S_1 \rightarrow T_1$ и $T_1 \rightarrow S_0$ соответственно; $q_i(\lambda_i)$ – число фотонов в резонаторе лазера на длине волны λ_i ; $\sigma_{31}^e(\lambda_i)$ – эффективное сечение излучения перехода $S_1 \rightarrow S_0$, а $\sigma_{35}^a(\lambda_i), \sigma_{13}^a(\lambda_i)$ и $\sigma_{24}^a(\lambda_i)$ – эффективные сечения поглощения переходов $S_1 \rightarrow S_2, S_0 \rightarrow S_1$ и $T_1 \rightarrow T_2$ на длине волны генерации соответственно; V_n – объем, занимаемый модой резонатора в активной среде лазера [12]; $\tau_c(\lambda_i)$ – время, характеризующее потери резонатора за один его проход:

$$\tau_c(\lambda_i) = - \frac{2L/c}{\ln \left(R_1 R_2 (1-\alpha)^2 (1-\beta_i(\lambda_i))^2 \right)}, \quad (6)$$

где L – длина; R_1 и R_2 – коэффициенты отражения зеркал; α и $\beta_i(\lambda_i)$ – соответственно безызлучательные и селективные потери резонатора за один полный (замкнутый) проход. Переход $S_1 \rightarrow S_0$ характеризуется постоянной времени τ , переход $S_1 \rightarrow T_1$ – вероятностью k_{ST} , а переход $T_1 \rightarrow S_0$ – постоянной времени τ_7 . В принятых обозначениях $p_{32} = k_{ST}, \tau \cdot p_{31} = 1$, а $\tau_7 \cdot p_{21} = 1$.

В системе уравнений (1) – (5) суммирование ведется в пределах полосы усиления красителя, которая была разделена на равные частотные интервалы, отстоящие друг от друга на расстоянии, кратном $1/\tau_0 = c/2L$ (здесь τ_0 – время полного обхода резонатора), что позволило рассчитывать спектральные характеристики лазерного излучения.

В расчетах предполагалось, что внутри полосы, образованной колебательно-вращательной системой каждого электронного состояния, существует термодинамическое равновесие [10–12], т.к. скорость релаксации здесь намного больше скоростей спонтанных и вынужденных переходов между уровнями из разных электронных состояний. Кроме того, насе-

ленности высших электронных состояний N_4 и N_5 полагались равными нулю, поскольку скорость релаксации для них достаточно велика.

В рамках рассмотренной модели мгновенная выходная мощность $P_{out}(\lambda_i)$ и интегральная за импульс энергия излучения $E_{out}(\lambda_i)$ лазера на длине волны λ_i определяются выражениями:

$$P_{out}(\lambda_i) = \frac{hc}{\lambda \tau_{out}} \times q_i(\lambda_i); \quad (7)$$

$$E_{out}(\lambda_i) = \int P_{out}(\lambda_i) dt, \quad (8)$$

где h – постоянная Планка, а $\tau_{out} = \frac{\tau_0}{\ln(R_1 R_2)}$ – время, характеризующее полезные потери резонатора за один замкнутый проход резонатора.

Мощность лазерного излучения P_{inj} , инжектируемого в резонатор многопроходового лазерного усилителя, задавалась гауссовым распределением по спектру, а форма импульса предполагалась прямоугольной, длительностью τ_{inj} :

$$P_{inj}(\lambda_i) = P_{max} \times \exp\left(-\left(\frac{\lambda_i - \lambda_{inj}}{\Delta\lambda}\right)^2\right), \quad t \leq \tau_{inj}; \quad P_{inj}(\lambda_i) = 0; \quad t > \tau_{inj}, \quad (9)$$

где P_{max} – мощность на центральной длине волны λ_{inj} входного сигнала, а $\Delta\lambda$ определяет его спектральную ширину.

Импульс накачки моделировался функцией, которая удовлетворительно описывает излучение импульсных ламп при разрядах микросекундной длительности [14]:

$$W(t) = W_{max} (t/t_0) \exp(-t/t_0), \quad (10)$$

где t_0 – постоянная времени импульса накачки.

Численные расчеты проводились для этанольного раствора родамина 6Ж, константы переходов и спектроскопические характеристики которого были приняты такими же, как и в работе [6]: $\tau = 5 \cdot 10^{-9}$ с [12]; $k_{ST} = 3,4 \cdot 10^6$ с⁻¹; $\tau_T = 2,5 \cdot 10^{-7}$ с [6]; для $\sigma_{31}^{ef}(\lambda) = \sigma_{31}^e(\lambda) - \sigma_{3N}^a(\lambda)$ применялась линейная аппроксимация, вытекающая из работы [16]; для спектрального распределения сечения поглощения применялась аналитическая зависимость $\sigma_{13}^a(\lambda) = C_1 \exp[-C_2(\lambda - \lambda_0)]$, где $C_1 = 0,83 \cdot 10^{-18}$ см²; $C_2 = 0,17$ нм⁻¹; $\lambda_0 = 579,7$ нм [9]; монотонное спектральное распределение сечения триплет-триплетного поглощения описывалось полиномом, коэффициенты которого определялись при помощи результатов, представленных в работах [11, 12].

Приведенная выше система нелинейных дифференциальных уравнений решалась на компьютере численно методом Рунге-Куты. Большинство расчетов было выполнено для $L = 90$ см; $\alpha = 0,2$; $R_1 = 1$. Остальные параметры варьировались в достаточно широких пределах.

Результаты и обсуждение

Анализ полученных результатов показал, что, наряду с усиленным монохроматическим излучением, на выходе МПУ может наблюдаться широкополосное фоновое излучение, уровень которого существенно изменяется при перестройке частоты излучения, а положение примерно соответствует максимуму контура усиления. На рис. 2 представлены результаты расчета эволюции спектрально-энергетических характеристик излучения ЛК с ЛН, полученные для многопроходового усилителя на родамине 6Ж в резонаторе, не содержащем спектральный селектор, при разных уровнях мощности инжектируемого сигнала. Расчет эволюции спектрально-энергетических характеристик излучения МПУ на красителях при микросекундных длительностях импульсов накачки был выполнен для инжектируемого излучения на длине волны $\lambda_{inj} = 589$ нм и $\Delta\lambda = 0,15$ нм при разных уровнях мощности инжектируемого сигнала: $P_{inj} = 10$ Вт (рис. 2. а)

и $P_{inj} = 10 \text{ кВт}$ (рис. 2, б). Максимум контура усиления при данных условиях соответствовал длине волны около 595 нм. При этом использовались такие типичные параметры: превышение накачки над пороговой $W_{inj}/W_{пор} \approx 5$; $R_2 = 50\%$ и $N = 6 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, что соответствует концентрации красителя около $1 \cdot 10^{-4} \text{ Моль/л}$, а отстройка длины волны инжектируемого излучения относительно максимума усиления усилителя составляла около 6 нм.

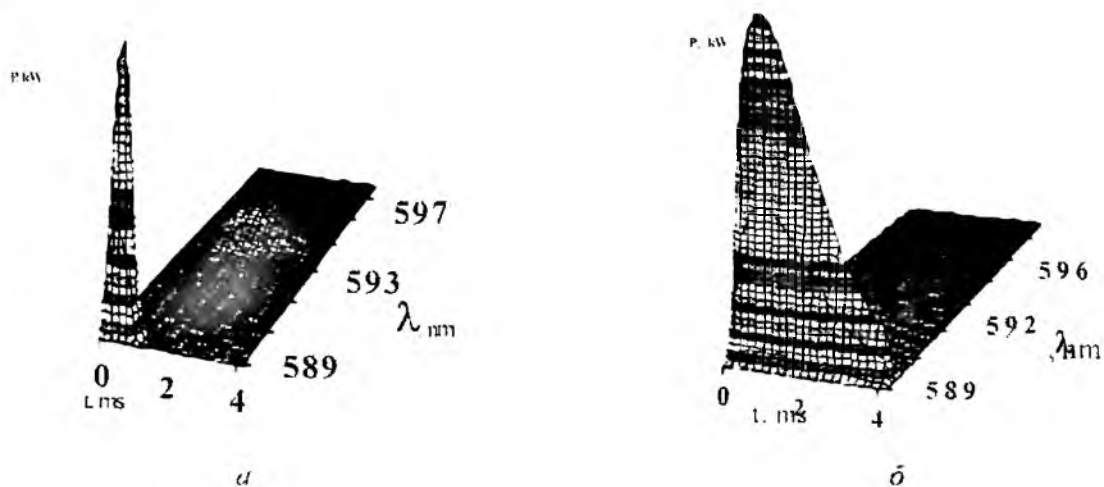


Рис. 2

Из представленных результатов видно, что вдали от центра контура усиления при невысоких значениях уровня мощности инжектируемого излучения захват частоты наблюдается только в начале микросекундного импульса возбуждения. Затем нестационарные процессы перераспределения населенностей в возбужденных состояниях молекул из-за конкуренции мод приводят к развитию генерации в широкой полосе длин волн, центр которой соответствует максимуму контура усиления. Для указанных параметров расчета эффективность захвата составляла менее 30 %. Полный захват частоты в усилителе, с эффективностью около 100 %, происходит только при высоких уровнях мощности инжектируемого излучения (см. рис. 2, б).

Расчеты показали, что минимальный уровень мощности входного сигнала, который обеспечивает практически полный захват, в значительной степени зависит от величины отстройки длины волны инжектируемого излучения относительно максимума усиления усилителя. На рис. 3 представлены зависимости эффективности захвата E_T от длины волны инжектируемого излучения, рассчитанные для разных уровней инжектируемого сигнала:

$$P_{inj} = 1 \text{ мВт} (1); P_{inj} = 100 \text{ мВт} (2); P_{inj} = 10 \text{ Вт} (3); P_{inj} = 1 \text{ кВт} (4); P_{inj} = 10 \text{ кВт} (5).$$

Видно, что в окрестностях центральной длины волны контура усилителя (около 595 нм) надежный захват могут обеспечивать задающие генераторы, обладающие мощностью порядка нескольких единиц или десятков милливольт. В то же время при перестройке длины волны ближе к границе контура усиления требуемая мощность входного сигнала должна составлять уже десятки киловатт.

Расчетный минимальный уровень P_{inj} , который обеспечивает устранение фонового излучения в пределах достаточно широкой полосы перестройки системы ($\Delta\lambda \approx 17 \text{ нм}$), оказался примерно равным 10 кВт, что хорошо согласуется с известными экспериментальными результатами [16].

Мы исследовали также влияние условий синхронизации работы задающего генератора и усилителя. Расчеты показали, что для обеспечения надежного захвата длины волны инжектируемого излучения усилителем желательно, чтобы максимум мощности излучения генератора соответствовал началу развития усиления в усилителе, однако при этом совершенно недопустимым является даже незначительное запаздывание импульса генератора. В то же время оказалось, что при типичных микросекундных длительностях возбуждения активного элемента усилителя на красителях с ламповой накачкой требования к длительности

импульса инжектируемого излучения не критичны. В частности, эффективный захват наблюдался уже при длительности импульсов задающего генератора менее $10\div 100$ нс.

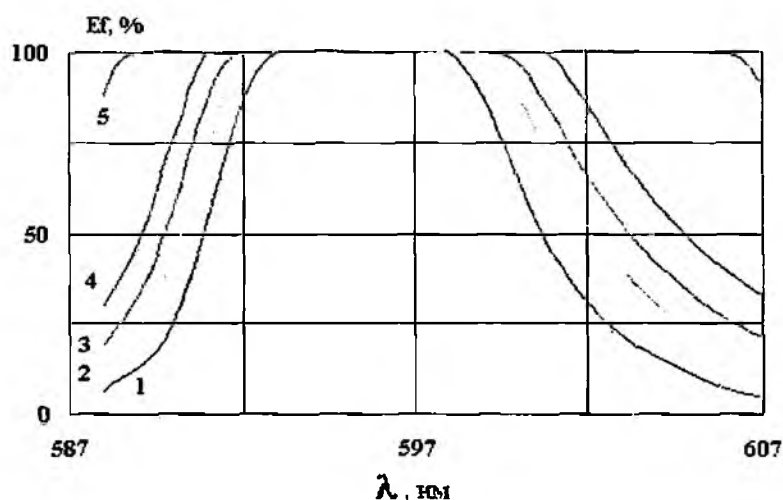


Рис. 3

Заключение

Таким образом, в результате проведенных исследований были определены критерии, которым должны удовлетворять параметры инжектируемого узкополосного излучения и характеристики многопроходowego усилителя для обеспечения их совместной эффективной работы.

Список литературы: 1. Gittins C.M., Shenoy S.U., Aldag H.R., Pacheco D.P., Miller M.F., Allen M.G. Measurements of major species in a high pressure gas turbine combustion simulator using Raman scattering // 38th AIAA Aerospace Sciences, Meeting & Exhibit, 10-13 January 2000. Reno, NV American Institute of Aeronautics and Astronautics. Paper No 2000-0772. 2. Sentell J.C. Fourier transform Raman lidar for trace gas detection and quantification // SPIE Proceedings. 1994. № 2266. P. 557-565. 3. Ganiel U., Hardy A., Trevels D. Analysis of Injection Locking in Pulsed Dye Laser Systems // IEEE J. of Quantum Electronics. 1976. V. QE-12, № 11. P. 104-116. 4. Jurany P., Flamant P., Meyer W.H. Spectral Properties of Pulsed Dye Lasers // IEEE J. of Quantum Electronics. 1977. V. QE-13, № 10. P. 855-865. 5. Zitelli M., Fazio E., Bertolotti M. On the Design of Multipass Dye Laser Amplifiers // IEEE J. of Quantum Electronics. 1998. V. 34. № 4. P. 609-615. 6. Шевченко В.В. Расчет спектрально-временных характеристик излучения перестраиваемых лазеров на красителях с ламповой накачкой // Радиофизика и электроника. Харьков: Ин-т Радиофизики и электроники НАН Украины. 2003. Т. 8, № 3. С. 386-392. 7. Науменко И.Г., Пелитенко В.П., Дзюбенко М.И., Шевченко В.В. Эволюция пространственно-угловых характеристик лазеров на красителях с ламповой накачкой // Квант. электроника. 1993. Т. 20, № 2. С. 123-128. 8. Tamoto Y., Ohtsuku M., Suzuki K. Wavelength Dependence in Rhodamine Dye Laser Oscillation // Journal of the Society of Photographic Science and Technology of Japan, 1977. V. 40, № 4. P. 165-169. 9. Guerra J.M., Iparaguire I. Spectral evolution of a flash-lamp-pumped untuned dye laser // Optical and Quantum Electronics. 1986. V. 18. P. 29-33. 10. Brunner W., Paul H. Time behaviour of the spectral properties of dye lasers // Opt. Quantum Electron., 1982. V. 14. P. 453-459. 11. Лазеры на красителях / Под ред. Ф.П. Шефера. М.: Мир. 1976. 330 с. 12. О. Звелто. Физика лазеров. М.: Мир, 1979. 373 с. 13. Гондра А.Д., Козлов Н.А. О гидроакустических возмущениях активной среды жидкостных лазеров // Журн. прикл. спектроскопии. 1978. Т. 28, № 6. С. 984-991. 14. Webb J.P., McColgan W.C., Peterson O.G. Intersystem Crossing Rate and Triplet State Lifetime for Lasing Dye. // J. Chemical Physics, 1970, V.53, № 11. P. 4277-4299. 15. Hammond P.H. Spectra of the lowest excited singlet states of rhodamine 6G and rhodamine B // IEEE J. of Quantum Electronics, 1979. V. QE-15, № 7, P. 624-632. 16. Дзюбенко М.И., Науменко И.Г., Пелитенко В.П. Многокаскадный лазер на красителе с ламповой накачкой // Квант. электроника. Киев: Наук. думка. 1987. В. 32. С. 13-25.

ПОЛЯРИЗАЦИЯ РАДИОВОЛН ПРИ РАССЕЯНИИ НА ФЛУКТУАЦИЯХ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ ВОЗДУХА

Введение

В изучении атмосферных явлений важная роль принадлежит измерениям поляризации волн, рассеянных в тропосфере [1]. При рассеянии линейно поляризованной волны появление составляющих с поперечной поляризацией, как правило, связывают с присутствием неоднородных тел или гидрометеоров. Однако поперечная составляющая наблюдалась экспериментально и при обратном рассеянии на флуктуациях диэлектрической проницаемости воздуха [2, 3]. В отсутствие гидрометеоров появление составляющих с поперечной поляризацией связывают с многократным рассеянием и анизотропией среды [4]. Поперечная составляющая наблюдалась и при измерении поляризации рассеянного поля за радиогоризонтом [5]. Отношение экспериментально измеренных интенсивностей поля основной и поперечной поляризаций составляет около 12...20 дБ. Интерпретация наблюдаемых результатов различными авторами неоднозначна.

В данной работе в приближении М. Борна рассматриваются поляризация радиоволн, рассеянных в различных направлениях, и влияние условий измерения на регистрируемое отношение компонент основной и поперечной поляризаций.

Компоненты векторного поля

Составляющие вектора \mathbf{E}_s электрического поля рассеянной волны приобретают удобную для анализа форму, если в прямоугольной системе координат x, y, z волновой вектор основной волны \mathbf{k}_0 направлен вдоль оси z , а вектор электрического поля этой волны \mathbf{E}_0 – вдоль оси x (рис. 1). Тогда составляющие вектора \mathbf{E}_s выражаются следующими соотношениями [6]:

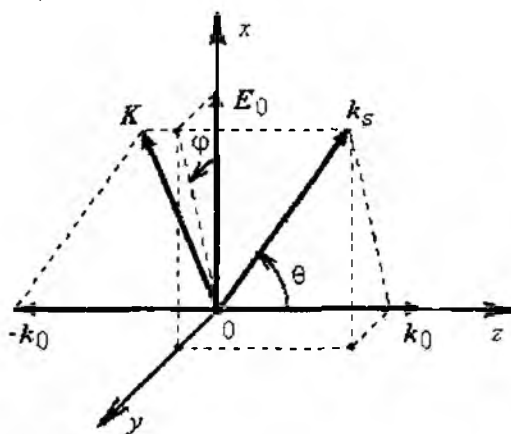


Рис. 1

$$\begin{aligned} E_x &= 2\pi^2 \mathbf{E}_0 e^{i\mathbf{k}\mathbf{R}} G_{\varepsilon V}(\mathbf{K})(k_0^2 - K_x^2) / R, \\ E_y &= 2\pi^2 \mathbf{E}_0 e^{i\mathbf{k}\mathbf{R}} G_{\varepsilon V}(\mathbf{K}) K_y K_x e^{i\pi} / R, \\ E_z &= 2\pi^2 \mathbf{E}_0 e^{i\mathbf{k}\mathbf{R}} G_{\varepsilon V}(\mathbf{K}) K_x (k_0 + K_z) e^{i\pi} / R, \end{aligned} \quad (1)$$

где

$$G_{\varepsilon V}(\mathbf{K}) = \left(\int \int \int_{-\infty}^{\infty} e^{-i\mathbf{K}\mathbf{r}} \varepsilon(\mathbf{r}) d^3\mathbf{r} \right) * \left(\int \int \int_{-\infty}^{\infty} e^{i\mathbf{K}\mathbf{r}} V(\mathbf{r}) d^3\mathbf{r} \right),$$

K_x , K_y и K_z – координаты вектора рассеяния $\mathbf{K} = \mathbf{k}_s - \mathbf{k}_0$, \mathbf{k}_s – волновой вектор рассеянной волны, $|\mathbf{k}_0| = |\mathbf{k}_s| = 2\pi/\lambda$, λ – длина волны, $\varepsilon(\mathbf{r})$ – мгновенное пространственное распределение диэлектрической проницаемости воздуха. $V(\mathbf{r})$ – функция объема рассеивающей области среды, связанная с диаграммой направленности передающей антенны и «импульсным объемом» системы зондирования атмосферы; \mathbf{r} – радиус-вектор точки внутри рассеивающей области; \mathbf{R} – радиус-вектор точки, в которой рассчитывается рассеянное поле, причем начала векторов \mathbf{R} и \mathbf{r} находятся внутри области $V(\mathbf{r})$ и $|\mathbf{R}| \gg |\mathbf{r}|$; * – знак трехмерной свертки.

В выбранной системе векторы \mathbf{k}_0 и \mathbf{k}_s имеют координатные представления: $\mathbf{k}_s \{k_{sx}, k_{sy}, k_{sz}\}$, $\mathbf{k}_0 \{0, 0, k_0\}$. Поэтому координаты вектора \mathbf{K} оказываются следующими:

$$\mathbf{K}_x = k_{sx}, \mathbf{K}_y = k_{sy}, \mathbf{K}_z = k_{sz} - k_0. \quad (2)$$

Обозначая для краткости

$$2\pi^2 \mathbf{E}_0 e^{i\mathbf{kR}} G_{ev}(\mathbf{K}) / R = G$$

и полагая \mathbf{k}_0 заданным, выражения (1) можно записать с учетом (2) в форме, содержащей только составляющие вектора \mathbf{k}_s :

$$\mathbf{E}_x = G(\mathbf{k}_0^2 - \mathbf{k}_{sx}^2), \mathbf{E}_y = -G(\mathbf{k}_{sy} \mathbf{k}_{sx}), \mathbf{E}_z = -G(\mathbf{k}_{sx} \mathbf{k}_{sz}). \quad (3)$$

Составляющую поля поперечной поляризации \mathbf{E}_\perp в точке наблюдения целесообразно оценивать относительно поля электрического диполя, находящегося в рассеивающем объеме, дипольный момент которого параллелен вектору \mathbf{E}_0 падающей волны. На практике мерой деполаризации часто служит отношение $\mathbf{E}_\perp / \mathbf{E}_x$, совпадающее с точным значением отношения поперечной и основной компонент $\mathbf{E}_\perp / \mathbf{E}_\parallel$, когда угол рассеяния $\theta \rightarrow 0$ или $\theta \rightarrow \pi$.

Если приближенно считать $\mathbf{E}_\perp = \mathbf{E}_y$ и $\mathbf{E}_\parallel = \mathbf{E}_x$, для рассеяния «вперед» и для обратного рассеяния ($\theta \approx \pi$) это отношение выглядит так:

$$q = \frac{\mathbf{E}_\perp}{\mathbf{E}_\parallel} = \frac{\mathbf{E}_y}{\mathbf{E}_x} = -\frac{\mathbf{k}_{sy} \mathbf{k}_{sx}}{\mathbf{k}_0^2 - \mathbf{k}_{sx}^2} \quad (4)$$

и зависит только от направления вектора \mathbf{k}_s относительно \mathbf{k}_0 и \mathbf{E}_0 . Отличие q от нуля при поляризационных измерениях может вносить систематическую ошибку в результаты радиолокационных наблюдений метеорологических объектов.

Чтобы получить зависимость q от угла рассеяния θ в явном виде, введем сферическую систему координат r, θ, φ с полярной осью, совпадающей с осью z (см. рис. 1). В этой системе координат

$$\mathbf{k}_{sx} = k_0 \sin \theta \cdot \cos \varphi, \mathbf{k}_{sy} = k_0 \sin \theta \cdot \sin \varphi, \mathbf{k}_{sz} = k_0 \cos \theta. \quad (5)$$

После подстановки (5) в (4) получаем для $\theta \ll 1$ и $|\theta - \pi| = \alpha \ll 1$

$$q = \frac{\sin^2 \theta \cdot \sin 2\varphi}{2(\sin^2 \theta \cdot \cos^2 \varphi - 1)} = \frac{\sin^2 \alpha \cdot \sin 2\varphi}{2(\sin^2 \alpha \cdot \cos^2 \varphi - 1)}. \quad (6)$$

Отношение q обращается в нуль на плоскостях $\varphi = 0$, $\varphi = \pi/2$ и достигает максимума при

$$\varphi = \pi/4 + n \cdot (\pi/2),$$

где n – целое число. Зависимость q от углов θ и φ приведена на рис. 2.

В приближенном выражении (6) переменные имеют ясный физический смысл: θ – угол между векторами \mathbf{k}_0 и \mathbf{k}_s (угол рассеяния), φ – угол между вектором \mathbf{E}_0 основной волны и плоскостью, в которой лежат векторы \mathbf{k}_0 и \mathbf{k}_s («плоскостью наблюдения» [8]) рис. 2.

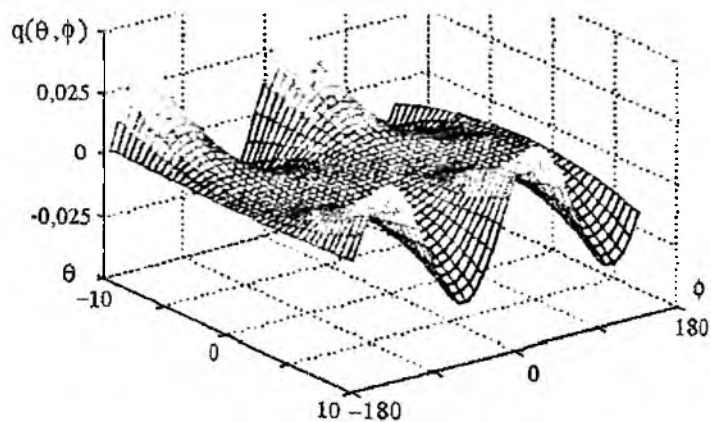


Рис. 2

Для определения отношения компонент поля \mathbf{E} , при произвольных углах рассеяния воспользуемся введенной ранее сферической системой координат. В этой системе \mathbf{E}_r , \mathbf{E}_θ и \mathbf{E}_φ связаны с \mathbf{E}_x , \mathbf{E}_y и \mathbf{E}_z соотношениями [7]:

$$\begin{aligned} E_r &= E_x \sin \theta \cos \varphi + E_y \sin \theta \sin \varphi + E_z \cos \theta, \\ E_\theta &= E_x \cos \theta \cos \varphi + E_y \cos \theta \sin \varphi + E_z \sin \theta, \\ E_\varphi &= -E_x \sin \varphi + E_y \cos \varphi. \end{aligned} \quad (7)$$

Подставляя (3) и (5) в (7), получим

$$E_r = 0, E_\theta = Gk_0^2 \cos \theta \cos \varphi, E_\varphi = -Gk_0^2 \sin \varphi. \quad (8)$$

В выражениях (8) функция G при произвольном $\mathbf{K} = \mathbf{k}_s - \mathbf{k}_0$ является в общем случае комплексной величиной, однако отношение E_θ / E_φ оказывается действительным. Следовательно, рассеянные волны поляризованы линейно, но направление \mathbf{E} , зависит от θ и φ . Отличие от нуля E_θ и E_φ не является, однако, свидетельством деполаризации при рассеянии, а указывает на изменение направления \mathbf{E} , в пространстве.

Наиболее удобное описание направления вектора \mathbf{E} , получается в сферической системе координат r, θ', φ' , повернутой относительно осей x , y и z так, что вектор \mathbf{E}_0 параллелен полярной оси z , центр рассеивающего объема находится в начале координат, а волновой вектор \mathbf{k}_0 направлен вдоль оси y (рис. 3). Тогда

$$\begin{aligned} E_x &= -G \cdot k_{sy} k_{sx}, E_y = -G \cdot k_{sy} k_{sz}, E_z = G(k_0^2 - k_{sz}^2); \\ E_r &= 0, E_{\theta'} = 0, E_{\varphi'} = -Gk_0^2 \sin \varphi'. \end{aligned}$$

Таким образом, как и в случае электрического диполя, в зоне дифракции Фраунгофера лишь одна «меридиональная» составляющая E_θ вектора электрического поля отлична от нуля.

Очевидно, экспериментально измеряемое отношение E_\perp / E_\parallel зависит от того, где находится точка наблюдения и какое направление принято в качестве направления основной поляризации в этой точке.

Результаты расчетов рассеянного поля

Для численной оценки $q(\theta, \varphi)$ при обратном рассеянии использован метод математического моделирования. Программно моделировалась выборочная функция флуктуаций диэлектрической проницаемости $\epsilon(x, y, z)$ в объеме рассеяния $V(x, y, z)$. При моделировании выборочных функций случайной среды учитывалось требование равенства среднего по ансамблю спектров выборочных функций $\overline{|G(k)|^2}$ энергетическому спектру турбулентных пульсаций ϵ в атмосфере $\Phi_\epsilon(k)$.

В предположении статистической изотропности среды [4]

$$\overline{|G(k)|^2} = \Phi_\epsilon(k) = A \cdot (k^2 + k_0^2)^{-11/6},$$

где $A = \text{const}$. Это требование было выполнено путем умножения трехмерного спектра $G_i(k)$ последовательности некоррелированных нормально распределенных случайных чисел с ну-

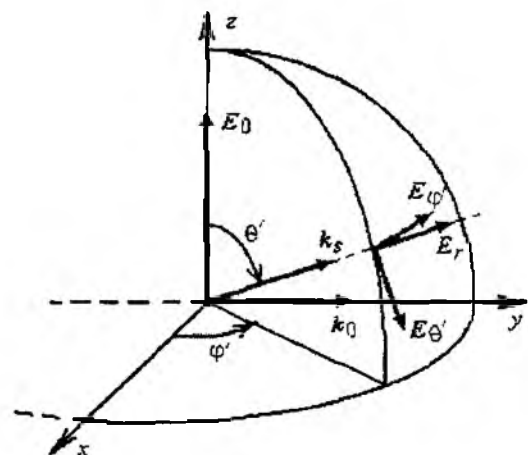


Рис. 3

левым средним и дисперсией $5 \cdot 10^{-5}$ на весовую функцию $M(\rho^2 + \rho_0^2)^{-11/2}$, где M – масштабный множитель равный $1/N$, $\rho_0 = 1/L_0$ – волновое число, соответствующее внешнему масштабу турбулентности. Тогда можно считать, что каждая выборочная функция, найденная обратным преобразованием Фурье, соответствует мгновенному распределению флуктуаций диэлектрической проницаемости ϵ в атмосфере. Величина ρ зависит от проекций волнового вектора и вычисляется по формуле $\rho = (k_x^2 + k_y^2 + k_z^2)^{1/2}$, где $k_x = N_1 - c$, $k_y = N_2 - c$, $k_z = N_3 - c$, $c = N/2$, N – размерность числового массива в одном измерении. Моделирование выборочной функции выполнялось в трехмерном массиве размером $256 \times 256 \times 256$ элементов. Форма объема рассеяния определяется диаграммой направленности передающей антенны и длительностью импульса, т.е. соответствует элементу разрешения («импульсному объему») радиолокационной станции зондирования атмосферы. Диаграмма направленности передающей антенны принята осесимметричной, почти однородной в пределах главного лепестка и «гладко» спадающей по краям. Структура выборки $\epsilon \cdot V$ в сечениях $z = \text{const}$ и $y = \text{const}$ показана на рис. 4 а, б.

Величины компонент E_x и E_y вектора рассеянного поля рассчитывались по формулам (1). Результаты расчетов приведены на рис. 5 а, б и соответствуют структуре поля в фиксированный момент времени. Показаны фрагменты полей E_x и E_y в точке $\theta = 0$ и её окрестности, ограниченной углами рассеяния $0 \leq 10^\circ$ при $R = \text{const}$. Угол φ отсчитывается от вертикали в плоскости рисунка. Расстояние по радиусу от центра рисунка пропорционально углу рассеяния θ .

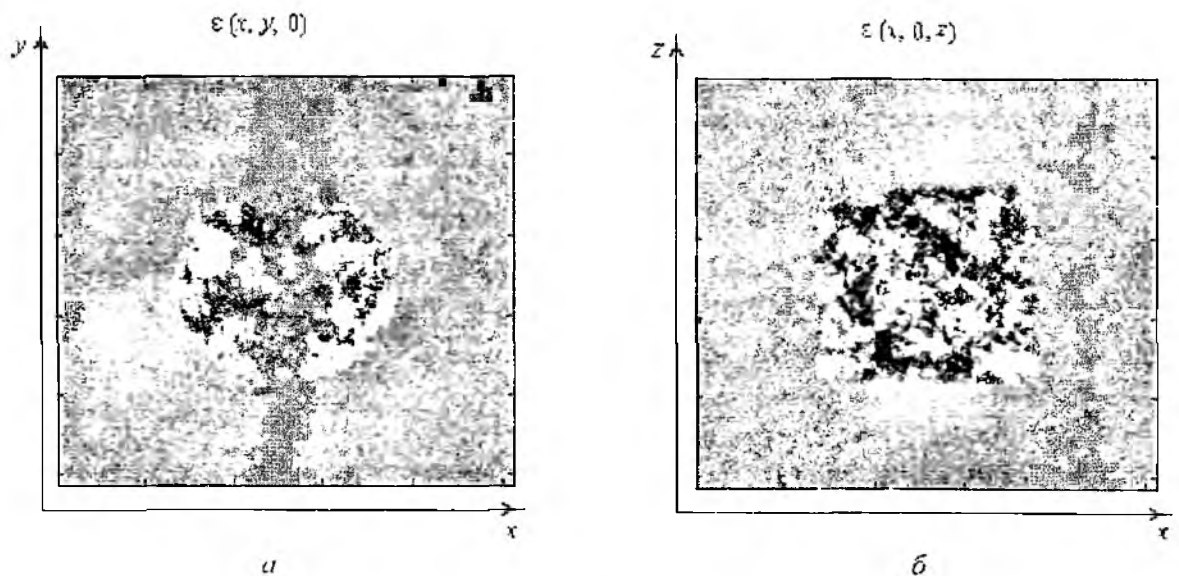


Рис. 4

Распределение составляющей E_x неравномерно, и если $\varphi = n\pi/2$, где $n = 0, 1, 2 \dots$, то $E_x \rightarrow 0$. Поэтому уменьшить влияние поля, рассеянного на флуктуациях диэлектрической проницаемости, на результаты поляризационных измерений метеорологическими РЛС можно целесообразным размещением передающей и приемной антенны. Если $\varphi \neq n\pi/2$, то отношение $|E_x|/|E_y|$ может быть одного порядка с сигналами, отраженными от гидрометеоров. На рис. 6 показана зависимость измеряемого отношения $|E_x|/|E_y|$ от угла рассеяния θ для значений $\varphi = 45^\circ$ и $\varphi = 22^\circ$ в случае приемной антенны с малой апертурой, когда области рассеяния определяется только диаграммой направленности передающей антенны.

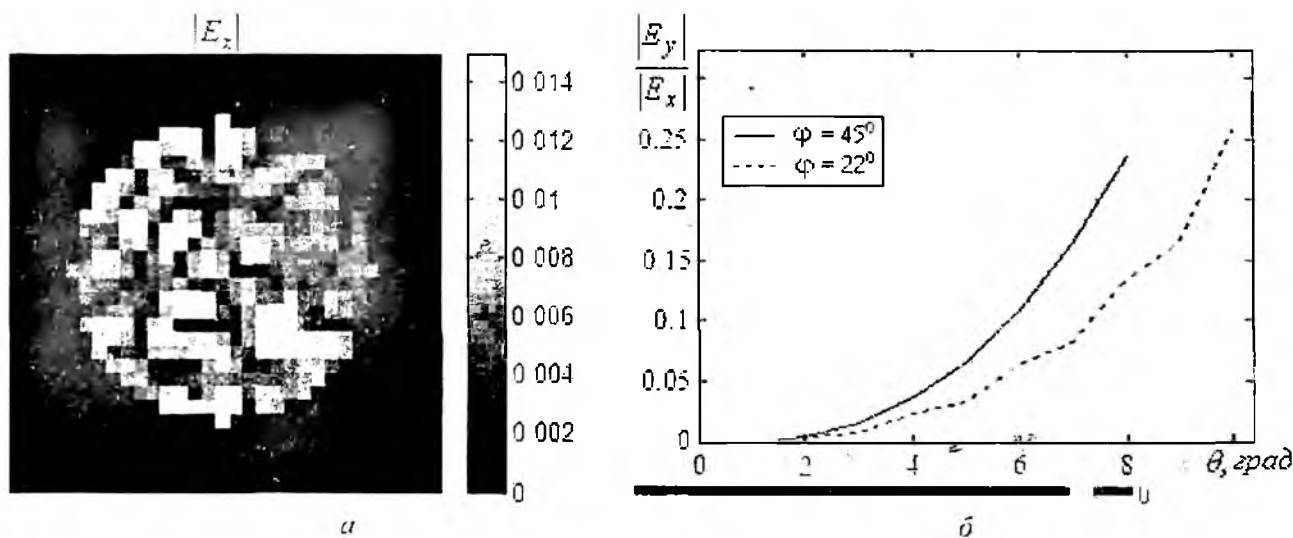


Рис. 5

Если приемная и передающая антенны имеют большой коэффициент усиления, то результат измерения отношения составляющих основной и поперечной поляризации зависит от точности совмещения диаграмм направленности на заданной дальности. Даже незначительное рассогласование увеличивает отношение $q = |E_y|/|E_x|$. Рост q объясняется различной пространственной структурой источников вторичного излучения для составляющих $|E_x|$ и $|E_y|$.

Использованный в данной работе путь моделирования и расчетов позволяет по вычисленному комплексному полю в окрестности точки наблюдения восстановить пространственную структуру источников E_s и найти соответствующие комплексные амплитуды полей в плоскости, перпендикулярной направлению распространения рассеянных волн. Структура вторичных источников и модули амплитуд полей показаны на рис. 7 а, б для компонент E_x и E_y соответственно.

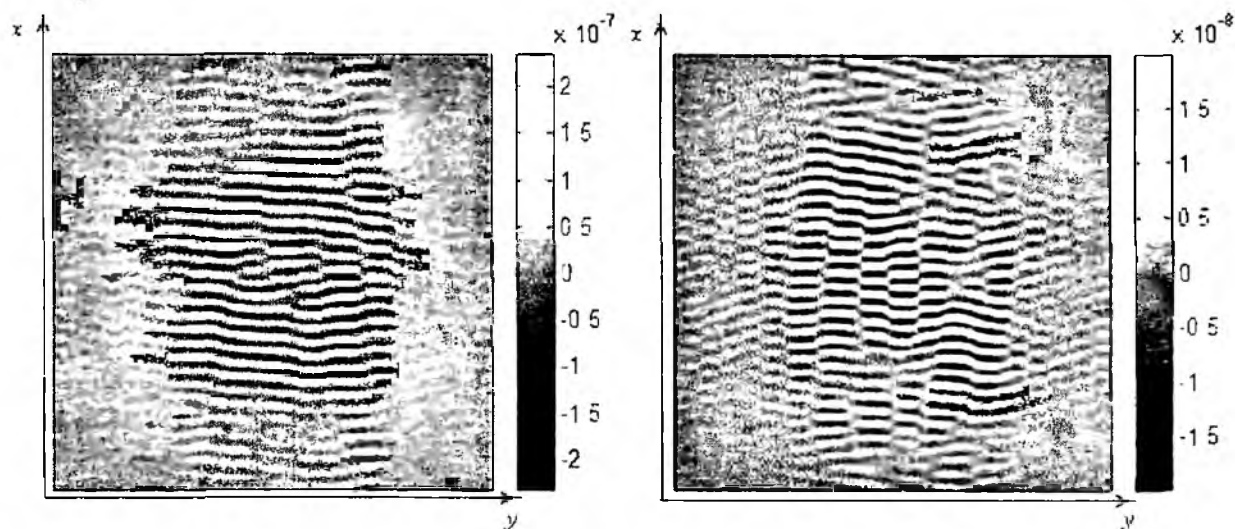


Рис. 6

При расчетах сигналов на выходе приемной антенны область интегрирования по плоскости (y, z) определяется не только формой, но и ориентацией диаграммы направленности. Если передающая и приемная антенны идентичны, то измеряемое отношение $|E_y|/|E_x|$ оказывается сложной функцией углов θ, φ и угла рассогласования между осями диаграмм направленности. По данным работы [9], это отношение может достигать значений $\sim 5 \cdot 10^{-2}$.

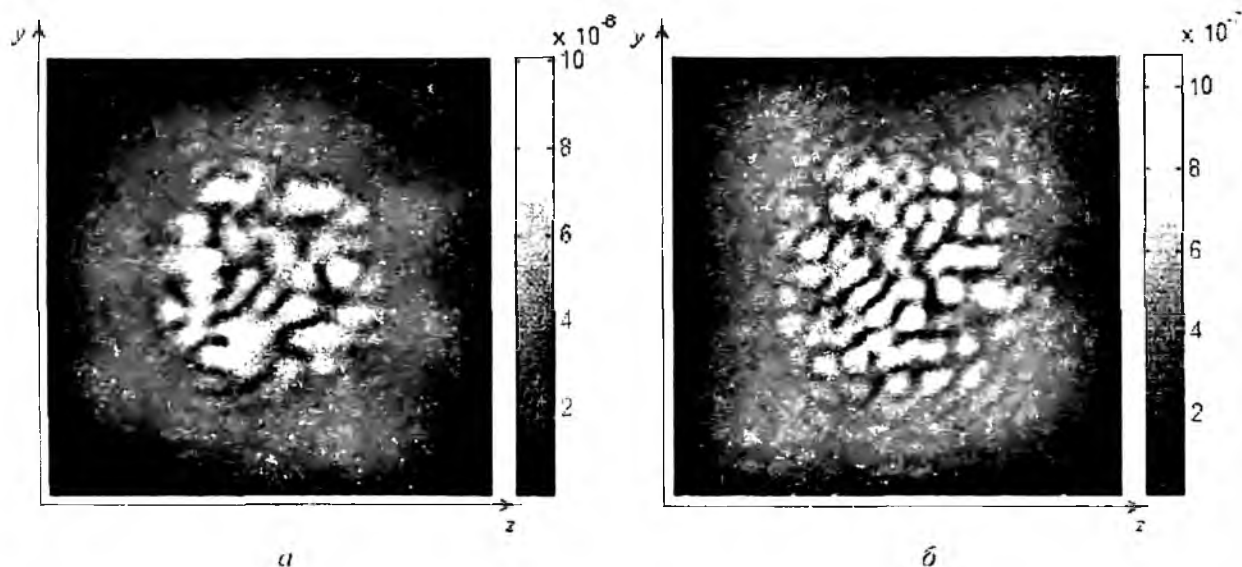


Рис. 7

Выводы

Если направления векторов \mathbf{E}_0 , \mathbf{k}_0 и \mathbf{k}_s одинаковы для всех элементов объема рассеяния отношение компонент рассеянного поля $|E_y|/|E_x|$ не зависит от выборочной функции случайной среды.

В экспериментальных исследованиях с применением рассеянных приемной и передающей антенн при углах рассеяния $\theta \neq 0$ отношение $|E_y|/|E_x|$ зависит от угла φ , т.е. от их взаимного расположения. В случае несовпадения диаграмм направленности на выбранной дальности зондирования измеряемое отношение $|E_y|/|E_x|$ зависит также от угла рассогласования между их осями.

Влияние рассеяния на флуктуациях диэлектрической проницаемости и малых сферических частицах диэлектрика [8] на точность измерения $|E_{\perp}|/|E_{\parallel}| = E_{\varphi}/E_{\theta}$ может проявляться в систематической ошибке. Размещение приемной антенны в области, где $E_{\parallel} \rightarrow 0$ позволяет уменьшить эту систематическую ошибку.

Список литературы: 1. Довиак Р., Зрнич Д. Доплеровские радиолокаторы и метеорологические наблюдения. Л.: Гидрометеониздат, 1988. 512 с. 2. Черников А.А., Шуляцкий А.Б. Исследование поляризационных характеристик эхо-сигналов от «ясного» неба // Труды 3-го Всесоюз. совещания по радиометеорологии. М.: Гидрометеониздат, 1968. С.141-147. 3. Kashcheyev V., Olevnikov V., Olevnikov A., Solyanik O., Karabanov A. Some results of the atmospheric wind profiler of Kharkov University of Radioelectronics // Meteorol. Zeitschrift. N.F. 7, 1998. P.332-335. 4. Прохождение радиоволн через атмосферу Земли / Ю.А. Кравцов, З.И. Фейзулин, А.Г. Виноградов. М.: Радио и связь, 1983. 23 с. 5. Шарыгин Г.С. Статистическая структура поля УКВ за горизонтом. М.: Радио и связь, 1983. 140 с. 6. Петров В.А. Векторное поле радиоволн, рассеянных в тропосфере на флуктуациях диэлектрической проницаемости // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч. - техн. сб. 2006. Вып.145, С.126-129. 7. Мадельунг Э. Математический аппарат физики. М.: Физматгиз, 1961. 618 с. 8. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1973. 719 с. 9. Петров В.А. и др. Деполяризация при обратном рассеянии волн на диэлектрических неоднородностях атмосферы / Петров В.А., Шейко С.А., Анохин В.И. // Microwave & Telecommunication Technology: 16th Int. Crimean Conference (11-15 Sept., 2006). Севастополь: CrMiCo 2006 Org. Com., 2006. С. 959-960.

Харьковский национальный
университет радиоэлектроники

Поступила в редакцию 25.11.2007

Н. Г. ЗУЕВ, канд. физ.-мат. наук, А. М. ТИТАРЕНКО, канд. физ.-мат. наук,
О. И. ПОДГАЙКО, канд. физ.-мат. наук

ЛИНИИ РАВНЫХ АМПЛИТУД И ИНВАРИАНТЫ ДВИЖЕНИЯ НЕЛИНЕЙНЫХ КОЛЕБАТЕЛЬНЫХ СИСТЕМ, РАБОТАЮЩИХ В ПЕРВОЙ И ВЫСШИХ ЗОНАХ ПАРАМЕТРИЧЕСКОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ

В нелинейных колебательных системах индуктивного и емкостного характера, которые могут работать как в первой, так и высших зонах параметрической неустойчивости, наблюдается непосредственная связь между амплитудой и фазой колебаний, а переходные процессы определяются характером нелинейности. При анализе процессов в таких системах возникают трудности адекватной оценки их состояния, которые возрастают с увеличением номера рассматриваемой зоны неустойчивости. Сложность расчета параметров и режимов работы подобных нелинейных систем является одним из факторов, сдерживающих их развитие.

Цель данной работы – получение уравнений линий равных амплитуд, а также инвариантов движения, связывающих амплитуду и фазу колебаний в зонах параметрической неустойчивости, пригодных для оценки состояния системы, описываемой уравнением Матье с кубической правой частью.

Рассмотрим нелинейную колебательную систему, работа которой описывается дифференциальным уравнением [1]:

$$\frac{d^2 y}{d\tau^2} + \gamma \frac{d}{d\tau}(\phi(\tau) f(y)) + \lambda \phi(\tau) f(y) = 0, \quad (1)$$

где $\tau = \omega_{\mu} t$; $\phi(\tau) = ch(B_{\mu} \sin \tau)$; $f(y) = sh \frac{y}{2}$; ω_{μ} , B_{μ} – круговая частота и безразмерная амплитуда сигнала накачки соответственно.

Коэффициент γ определяет затухание в системе, а λ пропорционален квадрату ее собственной частоты. Уравнение (1) можно получить, например, при рассмотрении нелинейных параметрических систем с периодически меняющейся индуктивностью, в которых кривые намагничивания представлены трансцендентной функцией – гиперболическим синусом. Упрощенным вариантом уравнения (1) является уравнение Матье с кубической правой частью

$$\frac{d^2 y}{d\tau^2} + (p^2 - \varepsilon \cos \tau) y = k \varepsilon y^3, \quad (2)$$

где $\tau = \omega_{\mu} t$ – собственное время системы; ε – малый параметр; k – величина, характеризующая степень нелинейности и тип системы; $p = \frac{\omega}{2\omega_{\mu}}$ – величина, пропорциональная собственной частоте ω .

Переменная y в уравнении может обозначать, в частности, напряжение на обмотках резонансного контура нелинейной системы.

Исследование уравнения (2) имеет не только теоретическое, но и практическое значение, поскольку консервативная идеализация позволяет в какой-то степени предвидеть поведение и диссипативной системы, указывает возможные устойчивые и неустойчивые периодические стационарные решения.

Покажем возможность получения уравнения линий равных амплитуд и инвариантов движения для уравнения (2), а также проведем их анализ.

Получение уравнений линий равных амплитуд

Линиями равных амплитуд будем называть линии в координатах (p, ε) , на которых амплитуда колебания остается постоянной [2]. В дальнейшем будем предполагать, что рассматриваются достаточно малые окрестности точек $(1/2; 0)$, $(1; 0)$, $(3/2; 0)$, ..., т.е. предположим,

что $|p - n/2| < \varepsilon$, где n – натуральное число, а ε – величина значительно меньше единицы. Ищем решение уравнения (2) в виде ряда, содержащего конечное число слагаемых [3]:

$$y = a \cos(p\tau - \phi) + \varepsilon U_1 + \varepsilon^2 U_2 + \varepsilon^3 U_3 + \dots + \varepsilon^n U_n. \quad (3)$$

Основной компонентой этого ряда является функция $a \cos(p\tau - \phi)$, в которой функции $a = a(\tau)$ и $\phi = \phi(\tau)$ являются медленно меняющимися. Число n можно положить равным номеру рассматриваемой зоны неустойчивости колебаний.

Необходимо определить U_1, U_2, \dots, U_n как функции от τ . При любом $\varepsilon \neq 0$ и $n \rightarrow \infty$ ряд (3) не всегда сходится. Здесь же, когда число членов n ограничено, мы будем искать функции U_1, U_2, \dots, U_n путем итераций, предполагая, что ε достаточно мало. Тем самым можно избежать трудностей, связанных с вопросом сходимости ряда (3). Фактически трудно дать количественную оценку понятию «достаточно малый», предположение о малости лучше рассматривать как эвристическое, справедливость которого будет установлена при дальнейших вычислениях (3).

Подставив (3) в (2), получим

$$\begin{aligned} & \left[2pa \frac{d}{d\tau} + \frac{d^2 a}{d\tau^2} - a \left(\frac{d\phi}{d\tau} \right)^2 \right] \cos(p\tau - \phi) + \left[-2p \frac{da}{d\tau} + 2 \frac{da}{d\tau} \cdot \frac{d\phi}{d\tau} + a \frac{d^2 \phi}{d\tau^2} \right] \sin(p\tau - \phi) + \\ & + \varepsilon \left[\frac{d^2 U_1}{d\tau^2} + p^2 U_1 \right] + \varepsilon^2 \left[\frac{d^2 U_2}{d\tau^2} + p^2 U_2 \right] + \varepsilon^3 \left[\frac{d^2 U_3}{d\tau^2} + p^2 U_3 \right] + \dots + \\ & + \varepsilon^n \left[\frac{d^2 U_n}{d\tau^2} + p^2 U_n \right] = \frac{\varepsilon a}{2} \cos[(p+1)\tau - \phi] + \frac{\varepsilon a}{2} \cos[(p-1)\tau - \phi] + \\ & + \varepsilon \frac{3}{4} ka^3 \cos(p\tau - \phi) + \varepsilon \frac{1}{4} ka^3 \cos[3(p\tau - \phi)] + \varepsilon^2 \frac{3}{2} ka^2 U_1 + \\ & + \varepsilon^2 \frac{3}{2} ka^2 U_1 \cos[2(p\tau - \phi)] - \varepsilon^2 U_1 \cos \tau + \varepsilon^3 \frac{3}{2} ka^2 U_2 + \varepsilon^3 3ka U_1^2 \cos(p\tau - \phi) + \\ & + \varepsilon^3 \frac{3}{2} ka^2 U_2 \cos[2(p\tau - \phi)] + \varepsilon^4 k U_1^3 + \varepsilon^4 \frac{3}{2} ka^2 U_3 + \varepsilon^4 \frac{3}{2} ka^2 U_3 \cos[2(p\tau - \phi)] + \\ & + \varepsilon^4 6ka U_1 U_2 \cos(p\tau - \phi) + \varepsilon^3 U_2 \cos \tau + \varepsilon^4 U_3 \cos \tau + \dots + \varepsilon^{n+1} U_n \cos \tau. \end{aligned} \quad (4)$$

Рассмотрим зоны неустойчивости вблизи резонансной частоты $p = 1/2$ в первом приближении. Если бы p значительно отличалось от $1/2$, то (4) можно было бы заменить системой уравнений:

$$2pa \frac{d\phi}{d\tau} + \frac{d^2 a}{d\tau^2} - a \left(\frac{d\phi}{d\tau} \right)^2 = \varepsilon \frac{3}{4} ka^3, \quad (5)$$

$$-2p \frac{da}{d\tau} + 2 \frac{da}{d\tau} \cdot \frac{d\phi}{d\tau} + a \frac{d^2 \phi}{d\tau^2} = 0, \quad (6)$$

$$\varepsilon \left(\frac{d^2 U_1}{d\tau^2} + p^2 U_1 \right) = \frac{\varepsilon a}{2} \cos[(p+1)\tau - \phi] + \frac{\varepsilon a}{2} \cos[(p-1)\tau - \phi] + \varepsilon \frac{1}{4} ka^3 \cdot \cos[3(p\tau - \phi)]. \quad (7)$$

Если p близко к $1/2$, то в возмущенном уравнении (7) появляется член $\frac{\varepsilon a}{2} \cos[(p-1)\tau - \phi]$, который «приводит» к резонансу (секулярный член). Поэтому запишем его в вариационные уравнения (5) и (6), предварительно преобразовав. Поскольку выражение

$$\cos[(p-1)\tau - \phi] = \cos[(1-2p)\tau + 2\phi] \cos(p\tau - \phi) - \sin[(1-2p)\tau + 2\phi] \cdot \sin(p\tau - \phi),$$

то имеем:

$$2pa \frac{d\phi}{d\tau} + \frac{d^2 a}{d\tau^2} - a \left(\frac{d\phi}{d\tau} \right)^2 = \frac{\varepsilon a}{2} \cos[(1-2p)\tau + 2\phi] + \varepsilon \frac{3}{4} ka^3, \quad (8)$$

$$-2p \frac{da}{d\tau} + 2 \frac{da}{d\tau} \cdot \frac{d\phi}{d\tau} + a \frac{d^2 \phi}{d\tau^2} = -\frac{\varepsilon a}{2} \sin[(1-2p)\tau + 2\phi], \quad (9)$$

$$\frac{d^2 U_1}{d\tau^2} + p^2 U_1 = \frac{a}{2} \cos[(p+1)\tau - \phi] + \frac{1}{4} ka^3 \cos[3(p\tau - \phi)]. \quad (10)$$

Функции $a(\tau)$ и $\phi(\tau)$ являются, по предположению, медленно меняющимися. Медленность изменения $a(\tau)$ и $\phi(\tau)$ определяется тем, что производные $\frac{da}{d\tau}$ и $\frac{d\phi}{d\tau}$ будут величинами первого порядка малости по сравнению с $a(\tau)$ и $\phi(\tau)$, т.е. $\frac{da}{d\tau} \ll a$, $\frac{d\phi}{d\tau} \ll \phi$ [4]. Так как рассматривается первое приближение, то в силу медленности изменения функций a и ϕ в уравнениях (8) и (9) можно пренебречь членами $\frac{d^2 a}{d\tau^2}$, $\left(\frac{d\phi}{d\tau} \right)^2$, $\frac{da}{d\tau} \cdot \frac{d\phi}{d\tau}$, $\frac{d^2 \phi}{d\tau^2}$, являющимися величинами второго порядка малости. В результате получаем вариационные уравнения в первом приближении:

$$\frac{d\phi}{d\tau} = \frac{\varepsilon}{4p} \cos[(1-2p)\tau + 2\phi] + \varepsilon \frac{3ka^2}{8p}, \quad (11)$$

$$\frac{da}{d\tau} = \frac{\varepsilon a}{4p} \sin[(1-2p)\tau + 2\phi]. \quad (12)$$

Из (10) находим U_1 , а затем, в силу (3), и $y(\tau)$:

$$U_1 = -\frac{a}{2(2p+1)} [\cos(p+1)\tau - \phi] - \frac{ka^3}{32p^2} \cos[3(p\tau - \phi)], \quad (13)$$

$$y(\tau) = a \cos(p\tau - \phi) - \frac{\varepsilon a}{2(2p+1)} \cos[(p+1)\tau - \phi] - \varepsilon \frac{ka^3}{32p^2} \cos[3(p\tau - \phi)]. \quad (14)$$

Обозначив $\theta_n = \left(\frac{n}{2} - p \right) \tau + \phi$, где θ_n – фаза колебаний в n -й зоне неустойчивости ($n \in N$), получаем из (11) и (12) систему укороченных уравнений:

$$\frac{d\theta_1}{d\tau} = \frac{1}{2} - p + \frac{\varepsilon}{4p} \cos 2\theta_1 + \varepsilon \frac{3ka^2}{8p}, \quad (15)$$

$$\frac{da}{d\tau} = \frac{\varepsilon a}{4p} \sin 2\theta_1. \quad (16)$$

Приравняв нулю правые части уравнений (15) и (16), получаем условия стационарности колебаний. Из (16) следует, что для стационарности необходимо выполнение условий $a = 0$ (состояние покоя системы) или $\sin 2\theta_1 = 0$ (отсюда $\cos 2\theta_1 = \pm 1$). Положив в уравнение (15) $\cos 2\theta_1 = \pm 1$ (в предположении, что амплитуда стационарных колебаний a_0 отлична от нуля), получаем уравнение линий равных амплитуд в первом приближении вблизи резонансной частоты $p = 1/2$ для стационарных колебаний

$$\left| 1 - 2p + \varepsilon \frac{3ka_0^2}{4p} \right| = \left| \frac{\varepsilon}{2p} \right|. \quad (17)$$

Эти линии при $k = 0$ и $a_0 = 0$ переходят в границы зон Матве. В дальнейшем, если не оговорено противное, будем считать малый параметр ε неотрицательным. Поскольку рас-

считается область вблизи резонансной частоты $p = 1/2$ (для окрестности точки $p = 1/2$ по предположению, выполняется условие $\left| p - \frac{1}{2} \right| < \varepsilon$), то можем полагать $p \approx 1/2$ и в последней формуле в выражении при ε заменить p на $1/2$. Тогда после обозначения $N = \frac{3ka_0^2}{2}$ формула (17) для линий равных амплитуд переписывается в виде

$$|1 - 2p + N\varepsilon| = \varepsilon. \quad (18)$$

Линии равных амплитуд в первом приближении вблизи $p = 1/2$ показаны на рис. 1.

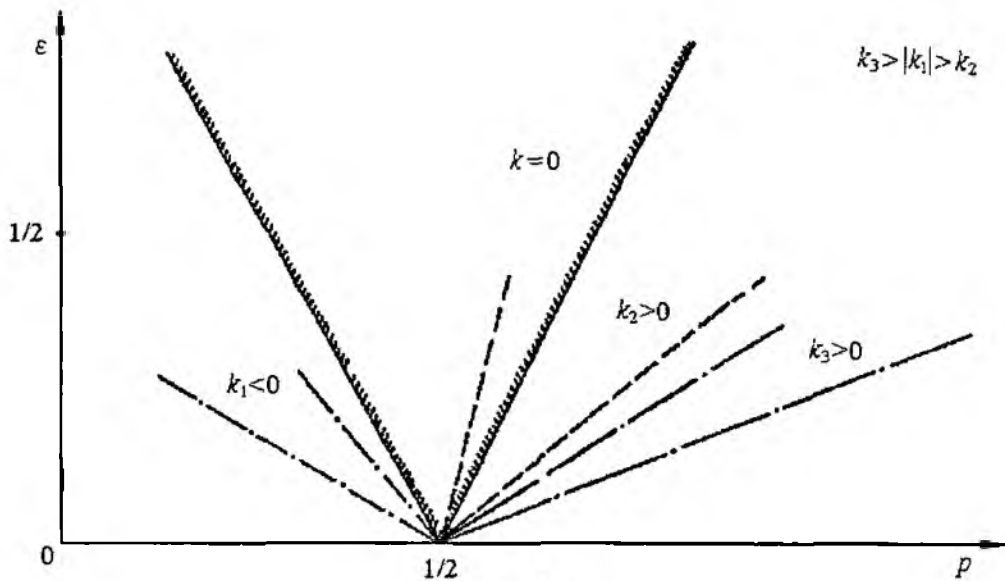


Рис. 1

Из (18) видно, что введение нелинейности в уравнение Матье приводит к повороту линий равных амплитуд относительно точки $(1/2, 0)$ в системе координат (p, ε) , и угол поворота тем больше, чем больше по модулю k и амплитуда стационарных колебаний a_0 . При $k < 0$ поворот осуществляется против часовой стрелки, а при $k > 0$ – по часовой.

Расчеты показывают, что когда $|k|$ возрастает, то раствор угла α между линиями равных амплитуд уменьшается, поскольку $\operatorname{tg} \alpha = \frac{16}{3(3k^2 a_0^4 + 4)}$. Таким образом, правая и левая линии равных амплитуд поворачиваются на различные по величине углы.

Перейдем ко второму приближению вблизи $p = 1/2$. Вычислив сумму

$$\varepsilon^2 \frac{3}{2} ka^2 U_1 + \varepsilon^2 \frac{3}{2} ka^2 U_1 \cos[2(p\tau - \phi)] + \varepsilon^2 U_1 \cos \tau$$

и учитывая, что выражение $\cos[(3p-1)\tau - 3\phi]$ можно представить в виде

$$\cos[(3p-1)\tau - 3\phi] = \cos[(1-2p)\tau + 2\phi] \cos(p\tau - \phi) + \sin[(1-2p)\tau + 2\phi] \sin(p\tau - \phi),$$

запишем после преобразований вариационные уравнения:

$$2pa \frac{d}{d\tau} + \frac{d^2 a}{d\tau^2} - a \left(\frac{d\phi}{d\tau} \right)^2 = \frac{\varepsilon a}{2} \cos 2\theta_1 + \varepsilon \frac{3}{4} ka^3 - \varepsilon^2 \frac{a}{4(2p+1)} - \varepsilon^2 \left[\frac{3k^2 a^5}{128p^2} - \frac{3ka^3}{8(2p+1)} + \frac{ka^3}{64p^2} \right] \cos 2\theta_1, \quad (19)$$

$$-2p \frac{da}{d\tau} + 2 \frac{da}{d\tau} \cdot \frac{d\phi}{d\tau} + a \frac{d^2\phi}{d\tau^2} = -\frac{\varepsilon a}{2} \sin 2\theta_1 + \varepsilon^2 \left[\frac{3ka^3}{8(2p+1)} - \frac{ka^3}{64p^2} \right] \sin 2\theta_1. \quad (20)$$

Положим

$$\frac{da}{d\tau} = \frac{\varepsilon a}{4p} \sin 2\theta_1 + \lambda_1 \varepsilon^2, \quad (21)$$

$$\frac{d}{d\tau} = \frac{\varepsilon}{4p} \cos 2\theta_1 + \varepsilon \frac{3ka^2}{8p} + \lambda_2 \varepsilon^2, \quad (22)$$

где λ_1, λ_2 – медленно меняющиеся функции от τ .

Подставив (21) и (22) в (19) и (20), находим λ_1, λ_2 :

$$\lambda_1 = \left[\frac{-24p^2 + 26p + 13}{128p^3(2p+1)} ka^2 - \frac{1-2p}{8p^2\varepsilon} \right] a \sin 2\theta_1; \quad (23)$$

$$\lambda_2 = -\frac{4p^2 + 2p + 1}{32p^3(2p+1)} + \frac{15k^2a^4}{256p^3} - \left[\frac{ka^2(24p^2 + 2p + 1)}{128p^3(2p+1)} + \frac{1-2p}{8p^2\varepsilon} \right] \cos 2\theta_1. \quad (24)$$

Отсюда определяем $\frac{d\theta_1}{d\tau}$ и $\frac{da}{d\tau}$:

$$\frac{d\theta_1}{d\tau} = \frac{1}{2} - p + \varepsilon \frac{3ka^2}{8p} - \frac{1}{2} \left[\frac{4p^2 + 2p + 1}{16p^3(2p+1)} - \frac{15k^2a^4}{128p^3} \right] \varepsilon^2 + \quad (25)$$

$$+ \frac{1}{2} \left[\frac{\varepsilon}{2p} - \frac{ka^2(24p^2 + 2p + 1)}{64p^3(2p+1)} \varepsilon^2 - \frac{(1-2p)\varepsilon}{4p^2} \right] \cos 2\theta_1,$$

$$\frac{da}{d\tau} = \left[\frac{\varepsilon}{4p} + \frac{ka^2(-24p^2 + 26p + 13)}{128p^3(2p+1)} \varepsilon^2 - \frac{(1-2p)\varepsilon}{8p^2} \right] a \sin 2\theta_1. \quad (26)$$

В результате из (25) и (26) получаем для линий равных амплитуд вблизи $p = 1/2$ во втором приближении:

$$\left| 1 - 2p + \varepsilon \frac{3ka_0^2}{4p} - \left[\frac{4p^2 + 2p + 1}{16p^3(2p+1)} - \frac{15k^2a_0^4}{128p^3} \right] \varepsilon^2 \right| = \quad (27)$$

$$= \left| \frac{\varepsilon}{2p} - \frac{ka_0^2(24p^2 + 2p + 1)}{64p^3(2p+1)} \varepsilon^2 - \frac{1-2p}{4p^2} \varepsilon \right|.$$

Положив $p = 1/2$, имеем упрощенное уравнение для определения линий равных амплитуд:

$$\left| 1 - 2p + N\varepsilon + \left(\frac{5N^2}{12} - \frac{3}{4} \right) \varepsilon^2 \right| = \left| \varepsilon - \frac{N}{3} \varepsilon^2 \right|. \quad (28)$$

Из анализа (28) следует, что во втором приближении линии разных амплитуд деформируются по сравнению с линиями в первом приближении, но при этом сохраняются их прежние характерные особенности, что и следовало ожидать, поскольку первое приближение, как правило, приводит к тем же качественным результатам, что и высшие [4].

На рис. 2 показаны линии равных амплитуд во втором приближении вблизи $p = 1/2$.

Перейдем ко второй зоне возбуждения вблизи резонансной частоты $p = 1$. Функция $U_1(\tau)$ в данном случае определяется из дифференциального уравнения

$$\varepsilon \left(\frac{d^2U_1}{d\tau^2} + p^2U_1 \right) = \frac{\varepsilon a}{2} \cos[(p+1)\tau - \phi] + \frac{\varepsilon a}{2} \cos[(p-1)\tau - \phi] + \varepsilon \cdot \frac{1}{4} \cdot ka^3 \cos[3(p\tau - \phi)]. \quad (29)$$

Из (29) находим U_1 :

$$U_1 = -\frac{a}{2(2p+1)} \cos[(p+1)\tau - \phi] + \frac{a}{2(2p-1)} \cos[(p-1)\tau - \phi] - \frac{ka^3}{32p^2} \cos[3(p\tau - \phi)]. \quad (3)$$

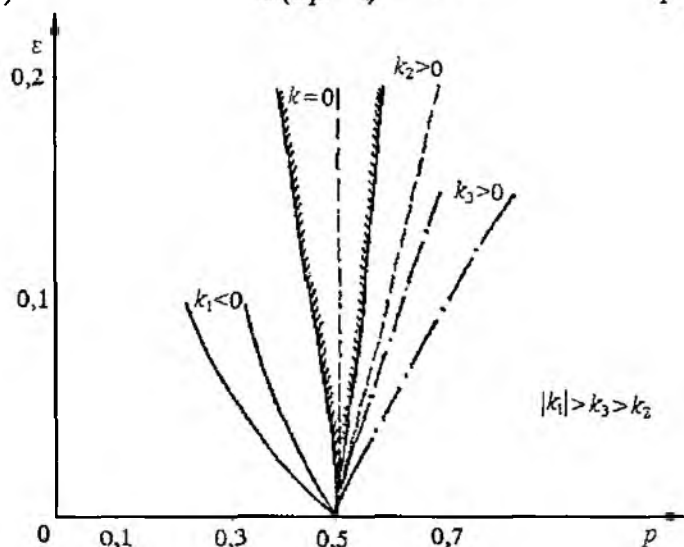


Рис. 2.

В данном случае при вычислении суммы $\varepsilon^2 \frac{3}{2} ka^2 U_1 + \varepsilon^2 \frac{3}{2} ka^2 U_1 \cos 2(p\tau - \phi) + \varepsilon^2 U_1 \cos \tau$ нужно учесть появление резонансов, порождаемых секулярным членом $\cos[(p-2)\tau - \phi]$, который можно преобразовать следующим образом:

$$\cos[(p-2)\tau - \phi] = \cos[2(1-p)\tau + 2\phi] \cos(p\tau - \phi) - \sin[2(1-p)\tau + 2\phi] \sin(p\tau - \phi).$$

Сделав преобразования, запишем вариационные уравнения в виде.

$$2pa \frac{d\phi}{d\tau} + \frac{d^2 a}{d\tau^2} - a \left(\frac{d\phi}{d\tau} \right)^2 = \varepsilon \frac{3}{4} ka^3 + \varepsilon^2 \frac{a}{2(4p^2 - 1)} - \varepsilon^2 \frac{3k^2 a^5}{128p^2} + \varepsilon^2 \frac{a}{4(2p-1)} \cos[2(1-p)\tau + 2\phi], \quad (31)$$

$$-2p \frac{da}{d\tau} + 2 \frac{da}{d\tau} \cdot \frac{d\phi}{d\tau} + a \frac{d^2 \phi}{d\tau^2} = -\varepsilon^2 \frac{a \sin[2(1-p)\tau + 2\phi]}{4(2p-1)}. \quad (32)$$

С учетом обозначения $\theta_2 = (1-p)\tau + \phi$ из (31) и (32) находим.

$$\frac{d\theta_2}{d\tau} = 1 - p + \varepsilon \frac{3ka^2}{8p} + \varepsilon^2 \frac{15k^2 a^4}{256p^3} + \varepsilon^2 \frac{1}{4p(4p^2 - 1)} + \varepsilon^2 \frac{\cos 2\theta_2}{8p(2p-1)}, \quad (33)$$

$$\frac{da}{d\tau} = \varepsilon^2 \frac{a \sin 2\theta_2}{8p(2p-1)}. \quad (34)$$

Отсюда получаем условие, определяющее линии равных амплитуд вблизи $p=1$ во втором приближении:

$$\left| 2(1-p) + \varepsilon \frac{3ka_0^2}{4p} + \frac{\varepsilon^2}{2p(4p^2 - 1)} + \varepsilon^2 \frac{15k^2 a_0^4}{128p^3} \right| = \frac{\varepsilon^2}{4p(2p-1)}. \quad (35)$$

После замены $p=1$ в выражениях при ε и ε^2 получаем упрощенное уравнение для указанных выше линий:

$$\left| 2(1-p) + \frac{N}{2} \varepsilon + \left(\frac{1}{6} + \frac{5N^2}{96} \right) \varepsilon^2 \right| = \frac{\varepsilon^2}{4}, \quad (36)$$

где, как и для колебаний в первой зоне неустойчивости, $N = \frac{3ka_0^2}{2}$.

Из анализа уравнения (36) следует, что для линий равных амплитуд во второй зоне параметрической неустойчивости сохраняются все характерные особенности, полученные для линий в первой зоне.

Авторами статьи были получены также уравнения линий равных амплитуд для третьей зоны параметрической неустойчивости и показано, что для линий равных амплитуд в третьей зоне сохраняются все выводы, полученные ранее для колебаний в первых двух зонах [2].

Получение инвариантов движения

Как известно [5], если дано какое-либо преобразование класса (пространства) в себя, то любая функция $F(x, y, \dots)$ такая, что $F[f(x), f(y), \dots] = F(x, y, \dots)$ для всех x, y, \dots из C , и любое соотношение $O(x, y, \dots) = A$ такое, что $O(f(x), f(y), \dots) = A$ для всех x, y, \dots из C , называются инвариантами относительно данного преобразования. Если найдены инварианты движения какой-либо системы дифференциальных уравнений, то задача считается решенной.

Найдем инварианты движения для колебаний в первых трех зонах параметрической неустойчивости, когда решение уравнения (2) ищется вблизи резонансных частот $p = 1/2, 1, 3/2$. Если p близко к $1/2$, то для первого приближения были получены уравнения (15) и (16). Из этих уравнений находим

$$\left[1 - 2p + \frac{\varepsilon}{2p} \cos 2\theta_1 + \varepsilon \frac{3ka^2}{4p} \right] da = a \frac{\varepsilon}{2p} \sin 2\theta_1 d\theta_1. \quad (37)$$

Обозначив $a = \sqrt{\rho}$, из (37) получаем

$$\left(1 - 2p + \frac{\varepsilon}{2p} \cos 2\theta_1 + \varepsilon \frac{3k}{4p} \rho \right) d\rho - \frac{\varepsilon}{p} \rho \sin 2\theta_1 d\theta_1 = 0. \quad (38)$$

Сделав несложные преобразования, из (38) имеем в первом приближении инвариант движения для колебаний в первой зоне неустойчивости:

$$\rho \left(1 - 2p + \varepsilon \frac{3k}{8p} \rho + \frac{\varepsilon}{2p} \cos 2\theta_1 \right) = C_1, \quad (39)$$

где C_1 – произвольная постоянная, определяемая начальными условиями при $\tau = \tau_0$.

Из (38) формула для $\rho = a^2$ имеет вид

$$\rho = \frac{4p}{3k\varepsilon} \left(-z \pm \sqrt{z^2 + \frac{3k\varepsilon C_1}{2p}} \right), \text{ где } z = 1 - 2p + \frac{\varepsilon}{2p} \cos 2\theta_1. \quad (40)$$

Подставив (40) в (15), находим связь между τ и θ_1 :

$$\pm 2 \int_{\theta_0}^{\theta} \frac{d\theta}{\sqrt{\left(1 - 2p + \frac{\varepsilon}{2p} \cos 2\theta \right)^2 + \frac{3k\varepsilon C_1}{2p}}} = \tau - \tau_0, \text{ где } \theta_0 = \left(\frac{1}{2} - p \right) \tau_0 + \phi_0. \quad (41)$$

Таким образом, найдена в квадратурах зависимость между τ и θ_1 .

Из (40) видно, что при $k \neq 0$ амплитуда параметрических колебаний ограничена. Если же $k \rightarrow 0$, то амплитуда будет увеличиваться и в пределе при $k = 0$ (случай уравнения Матье) может обратиться в бесконечность, что согласуется с теорией параметрического возбуждения линейных систем.

Итак, в случае нелинейных систем неограниченного нарастания параметрически возбуждаемых колебаний не происходит, ибо присущая нелинейным системам неизохронность приводит с ростом амплитуды колебаний к нарушению требуемых частотных и фазовых со-

отношений, и к прекращению вложения энергии в систему со стороны механизма, изменяющего параметр, а следовательно, и к установлению определенной амплитуды вынужденных колебаний.

Аналогично можно найти инварианты движения и для колебаний в высших зонах неустойчивости. Например, для второй зоны параметрической неустойчивости колебаний инвариант движения во втором приближении имеет вид

$$\rho \left[2(1-p) + \varepsilon \frac{3k}{8p} \rho + \frac{\varepsilon^2}{2p(4p^2-1)} + \frac{5(k\varepsilon)^2}{128p^3} \rho^2 + \frac{\varepsilon^2}{4p(2p-1)} \cos 2\theta_2 \right] = C_2. \quad (42)$$

Для третьей зоны инвариант движения в третьем приближении имеет вид

$$\rho \left[2\left(\frac{3}{2}-p\right) + \varepsilon \frac{3k}{8p} \rho + \frac{\varepsilon^2}{2p(4p^2-1)} + \frac{5(k\varepsilon)^2}{128p^3} \rho^2 + \varepsilon^3 \frac{3k(16p^4+16p^2-1)}{32p^3(4p^2-1)^2} \rho + \frac{51(k\varepsilon)^3}{4096p^5} \rho^3 + \frac{\varepsilon^3}{32p(p-1)(2p-1)} \cos 2\theta_3 \right] = C_3. \quad (43)$$

Таким образом, в работе получены следующие результаты.

1. Для нелинейной параметрической системы, описываемой уравнением Матье с кубической правой частью, получены уравнения линий равных амплитуд, которые при $k=0$ переходят в границы зоны Матье. Показано, что введение нелинейности в уравнение Матье приводит к повороту и деформации указанных выше линий относительно точек $p=1/2, 1, 3/2$ в системе координат (p, ε) , причем угол поворота тем больше, чем больше по модулю коэффициент k , характеризующий степень нелинейности и тип системы, а также амплитуду стационарных колебаний. Доказано, что наклон в сторону больших или меньших частот зависит от знака k . Для мягкой нелинейной системы ($k > 0$) линии равных амплитуд поворачиваются по часовой стрелке, а для жесткой ($k < 0$) – против часовой стрелки.

2. Для нелинейного уравнения Матье получены инварианты движения, связывающие амплитуду и фазу колебаний, из которых следует, что наличие нелинейности приводит к ограничению амплитуды параметрически возбуждаемых колебаний. Для первой зоны неустойчивости получена в явном виде зависимость между квадратом амплитуды ρ и фазой θ_1 колебаний, а также найдена в квадратурах зависимость между τ и θ_1 .

Список литературы: 1. Зуев Н.Г., Титаренко А.М., Червоников П.И. Исследование нелинейных колебательных систем, работающих в первой и высших зонах параметрической неустойчивости // Проблемы нелинейной электротехники: Тез. докл. III Всесоюз. науч.-техн. конф. Киев, 1988. Ч.1. С.56. 2. Титаренко А.М., Зуев Н.Г., Червоников П.И. О зонах возбуждения одного нелинейного дифференциального уравнения с периодическими коэффициентами / Харьк. ин-т радиозлектрон. Харьков, 1985. 21с. (Рукопись деп. в Укр НИИНТИ 23.07.85, №1502 Ук-85 Деп). 3. Блэкьер О. Анализ нелинейных систем. М.: Мир. 1969. 400с. 4. Боголюбов Н.Н., Митропольский Ю.А. Асимптотические методы в теории нелинейных колебаний. М.: Наука, 1974. 504с. 5. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике. М.: Наука, 1984. 832с.

Харьковский национальный
университет радиозлектроники

Поступила в редколлегию 10.01.2008

СОВРЕМЕННЫЕ ФОТОННЫЕ ЦИФРО-АНАЛОГОВЫЕ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛИ

Введение

Современный уровень развития оптоволоконных систем связи требует использовать цифровые оптические сигналы, таких как амплитудно-манипулированные и фазо-манипулированные, скорость изменения которых превышает 100 Гб/с . Для обеспечения высокоэффективной передачи данных перспективно применение сверхбыстрых процессоров заголовков, распознающих информацию об адресе назначения, что является ключевой технологией сетей с пакетной коммутацией, где каждый роутер должен обеспечить сверхвысокую производительность, превышающую предел скорости электронных схем.

В вопросах практической реализации высокоскоростных аналого-цифрового (АЦ) и цифро-аналогового (ЦА) преобразований большое внимание [1 – 9] уделяется оптическим методам обработки информации. Однако не так много исследований посвящены методам оптического ЦА преобразования [8 – 11]. Несколько исследовательских лабораторий предложили фотонные IP маршрутизаторы [12, 13]. Для фотонного маршрутизатора, описанного в [12], была заявлена общая производительность в 1.28 Тб/с при использовании оптического метода мультиплексирования с разделением по коду для распознавания заголовков.

В работе выполнен аналитический обзор фотонных цифро-аналоговых преобразователей (ЦАП), в которых применялось кодирование интенсивностей каждого разряда цифрового сигнала весовыми коэффициентами, и суммирование интенсивностей всех бит, а также автокорреляция с согласованными фильтрами и побитовая операция «И» с запомненными опорными импульсными последовательностями.

Фотонные цифро-аналоговые преобразователи, использующие корреляционную обработку импульсной последовательности.

В основу работы таких ЦАП положен алгоритм распознавания импульсной последовательности в процессе оптической корреляционной обработки и подстройки интенсивности с использованием оптического аттенюатора. При этом цифровой сигнал представлен как импульсная последовательность с постоянным весовым коэффициентом интенсивности.

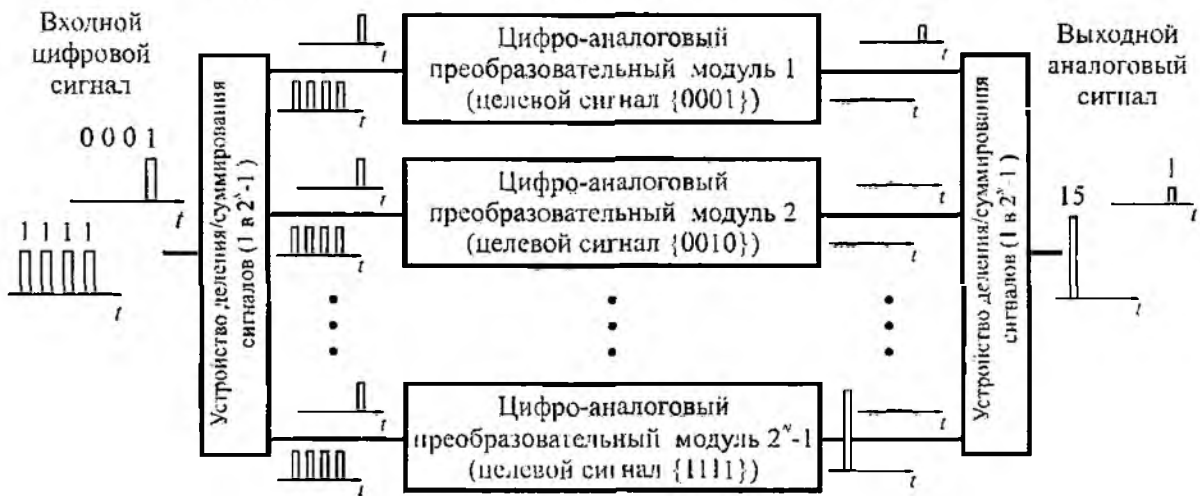


Рис. 1

На рис. 1 показана схематическая диаграмма полностью оптического цифро-аналогового преобразователя [14] для N -битного цифрового сигнала ($N = 4$), который состоит из $2^N - 1$ преобразовательных модулей. Каждый модуль предназначен для ЦА преобразования одного заданного цифрового сигнала, как показано на рис. 2. На выходе преобразовательного моду-

ля появляется аналоговый сигнал только в том случае, если на его вход подан заданный цифровой сигнал.

Входной N -битный цифровой сигнал разделяется на $2^N - 1$ копий и подается па входы каждого из ЦА преобразовательных модулей, где копии входного цифрового сигнала преобразуются в спектральное распределение при помощи дисперсионных устройств с последующим распознаванием импульсной последовательности при помощи корреляционного фильтра.

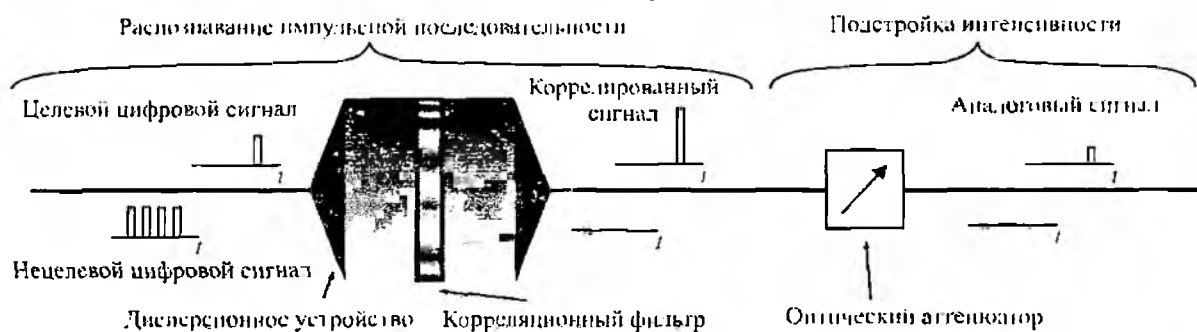


Рис. 2

Импульсная последовательность N -битного цифрового сигнала $h_i(t) (i=1, 2, \dots, 2^N - 1)$ задается как

$$h_i(t) = \sum_{k=1}^N c_k \cdot \delta\{t - (k-1)\tau\}, c_k = \begin{cases} 1 & \text{для высокого уровня} \\ 0 & \text{для низкого уровня} \end{cases}, \quad (1)$$

где k , τ и $\delta(t)$ – номер бита цифрового сигнала, интервал между битами и дельта-функция Дирака соответственно. Уравнение (1) предполагает, что мы можем рассматривать N однобитных импульсов как одну импульсную последовательность $h_i(t)$ с одинаковыми весовыми коэффициентами для интенсивности. Коррелированный сигнал между функцией корреляционного фильтра $f(t)$ и входным цифровым сигналом $h_i(t)$ описывается как

$$c_i(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} h_i(t) \cdot f(t - \tau) dt = \int_{-\infty}^{+\infty} \left[\sum_{k=1}^N c_k \cdot \exp\{-jk(k-1)\tau\} \right] \cdot F(\omega) \exp(j\omega t) d\omega, \quad (2)$$

где $c_i(t)$ – выходной коррелированный сигнал и $F(\omega)$ – передаточная функция фильтра, полученная в результате преобразование Фурье импульсной характеристики корреляционного фильтра $f(t)$. Уравнение (2) предполагает, что мы можем управлять формой коррелированного сигнала $c_i(t)$ при помощи изменения передаточной функции корреляционного фильтра $F(\omega)$. Для распознавания заданного цифрового сигнала $h_i(t)$, мы выбираем такую функцию $F(\omega)$, что выходной коррелированный сигнал становится одиночным импульсом, максимальная интенсивность которого больше, чем интенсивности сигналов от других модулей. Полученный единичный импульс может быть сразу же подан на выходной порт как аналоговый сигнал после соответствующей подстройки интенсивности.

Для распознавания заданной импульсной последовательности, в качестве корреляционного фильтра $F(\omega)$ можно использовать согласованный фильтр. Однако, поскольку для согласованного фильтра максимальные интенсивности коррелированных сигналов некоторых «нецелевых» последовательностей могут быть близкими к максимальной интенсивности коррелированного сигнала заданной последовательности, становится возможным получить на выходе фильтра одиночный импульс не только для заданного модуля.

Одно из перспективных решений – фильтр с множественным критерием распознавания (ФМКР) [15], авторы использовали итеративный алгоритм решения оптимизационных задач – алгоритма модельной «закалки» [16]. На рис. 3 приведен результат моделирования

работы ФМКР и согласованного фильтра в случае распознавания четырехбитного цифрового сигнала {0001}. На рис. 4 приведен результат моделирования отношения максимальной интенсивности коррелированного сигнала заданного цифрового сигнала к максимальной интенсивности коррелированных сигналов остальных цифровых сигналов для каждого из заданных цифровых сигналов. Результаты моделирования показывают, что с использованием разработанного корреляционного фильтра возможно получить на выходе каждого ЦА модуля одиночный импульс заданного цифрового сигнала максимально высокой мощности.

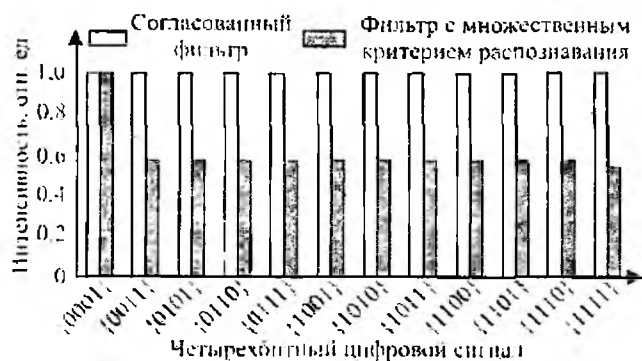


Рис. 3

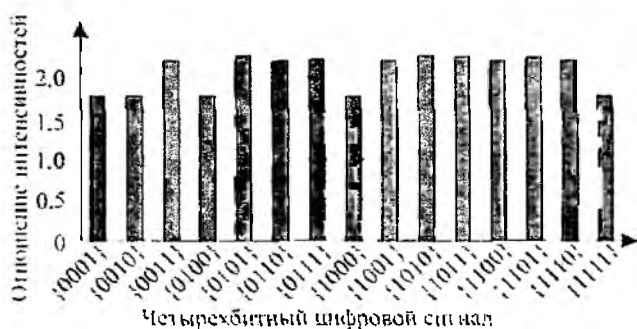


Рис. 4

На рис. 5 показан экспериментальный макет предложенного в [14] полностью оптического ЦА преобразователя, который состоит из двух частей: источника оптического цифрового сигнала и цифро-аналогового преобразователя. В качестве источника использовался фемтосекундный волоконный лазер, генерирующий сверхкороткие световые импульсы. Ширина импульса, центральная длина волны и частота следования импульсов составляли 300 фс, 1560 нм и 50 МГц соответственно. Сверхкороткий импульс разделялся на два импульса при помощи светоделителя (BS1). Один был использован как исходный импульс для генерации цифрового сигнала, а другой – как опорный импульс для измерения формы выходного сигнала.

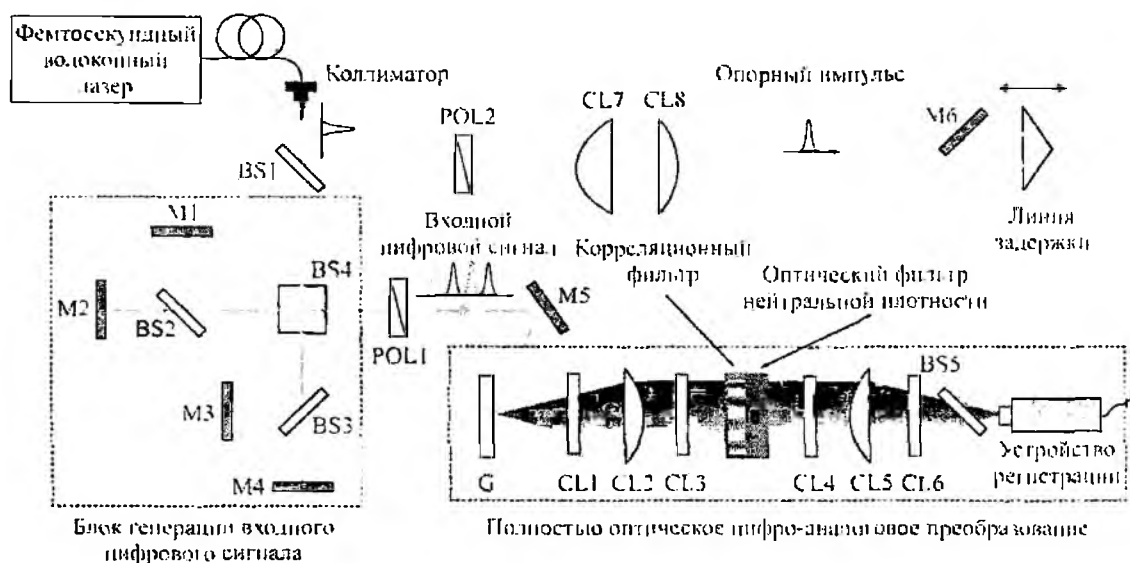


Рис. 5

Источник оптического сигнала генерирует четырехбитную цифровую последовательность с 1,65 пс интервалом за счет соответствующей подстройки длины каждого из оптических путей интерферометра Майкельсона. Сформированный цифровой сигнал подавался в блок полностью оптического цифро-аналогового преобразования, который состоял из дифракционной решетки с 600 лин./мм, цилиндрических линз с фокусными расстояниями 100 и 200 мм, разработанного ФМКР и оптического фильтра нейтральной плотности. Корреляционный ФМКР с 6-уровневым квантованием фазы был изготовлен при помощи электрон-

нолучевой литографии. Угол ввода цифрового сигнала выбран таким образом, что компонента с центральной длиной волны дифрагировала под углом 0^0 .

В ходе эксперимента оптическая импульсная последовательность, соответствующая заданному цифровому коду, преобразовывалась в спектральное распределение при помощи дифракционной решетки G и цилиндрических линз CL2. Далее сигнал подавался на разработанный авторами корреляционный фильтр с множественным критерием распознавания, и оптический фильтр нейтральной плотности. В эксперименте проведены исследования формы выходного аналогового сигнала во временной области с использованием интерферометрического времяпролетного взаимно-корреляционного метода [17].

На рис. 6 приведены измеренные в результате эксперимента значения максимальной интенсивности коррелированного сигнала каждого четырехбитного цифрового сигнала при использовании ФМКР для распознавания цифровой последовательности {0001}. На рис. 7 показано отношение максимальной интенсивности коррелированного сигнала заданного цифрового сигнала к интенсивностям коррелированных сигналов «нецелевых» сигналов для каждого из заданных цифровых сигналов

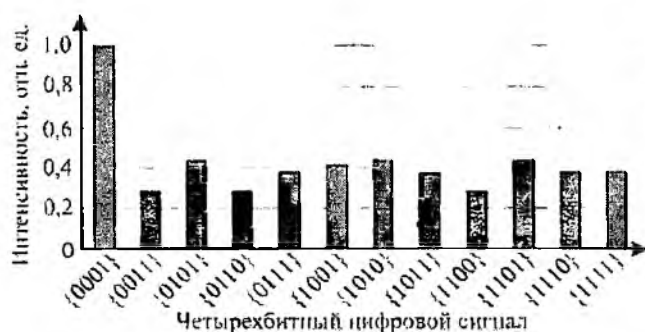


Рис. 6

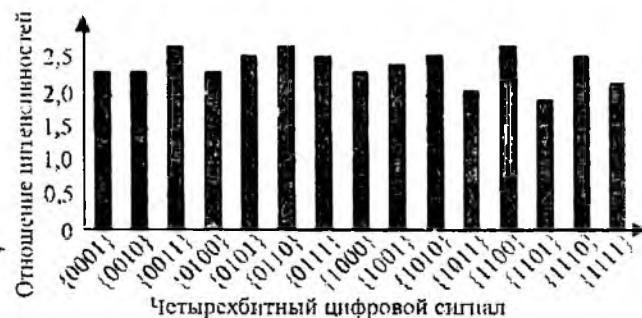


Рис. 7

Колебания интенсивности коррелированного сигнала на рис. 6 находятся в диапазоне колебаний интенсивности источника света. Проведенный эксперимент подтвердил возможность успешного распознавания заданной цифровой последовательности на фоне «нецелевого» цифрового сигнала, однако следует отметить, что коррелированные сигналы «нецелевых» цифровых последовательностей не равны нулю. На рис. 8, а – з показаны выходные аналоговые сигналы для возможных четырехбитных входных цифровых сигналов. Наименьшее отношение максимальной интенсивности коррелированного сигнала к «нецелевому» сигналу составляет 1,91:1. Возможно подавление нежелательных составляющих выходного сигнала, появляющихся в результате корреляции «нецелевых» входных цифровых сигналов при помощи соответствующего оптического порогового устройства [18]. Экспериментальные результаты на рис. 8 хорошо согласуются с теоретическими в пределах колебаний интенсивности источника света и показывают, что аналоговый сигнал на выходе соответствует входному цифровому сигналу.

Фотонные цифроаналоговые преобразователи, использующие оптический трансверсальный фильтр на планарной световодной структуре. В работе [19] предложен цифроаналоговый преобразователь, в котором для распознавания оптической импульсной последовательности используется кремниевая планарная световодная структура, преобразующая входную цифровую импульсную последовательность в аналоговую оптическую амплитуду.

На рис. 9 показан принцип действия оптического цифро-аналогового преобразователя. Входящий 4-битный пакет оптических импульсов « $C_0C_1C_2C_3$ » вначале разделяется на четыре копии. Каждая копия задерживается на $0, \Delta t, 2\Delta t, 3\Delta t$, где Δt – интервал времени между входящими импульсами, и «взвешивается» с коэффициентами $2^0, 2^{-1}, 2^{-2}, 2^{-3}$ соответственно. «Взвешенные» импульсы затем суммируются, и один из выходных импульсов выделяется оптическим затвором. Как показано на рис. 9, интенсивность выделенного импульса задается квадратом цифро-аналогового преобразования входной последовательности импульсов:

$$I = 1/16 \cdot |2^0 C_0 + 2^{-1} C_1 + 2^{-2} C_2 + 2^{-3} C_3|^2$$

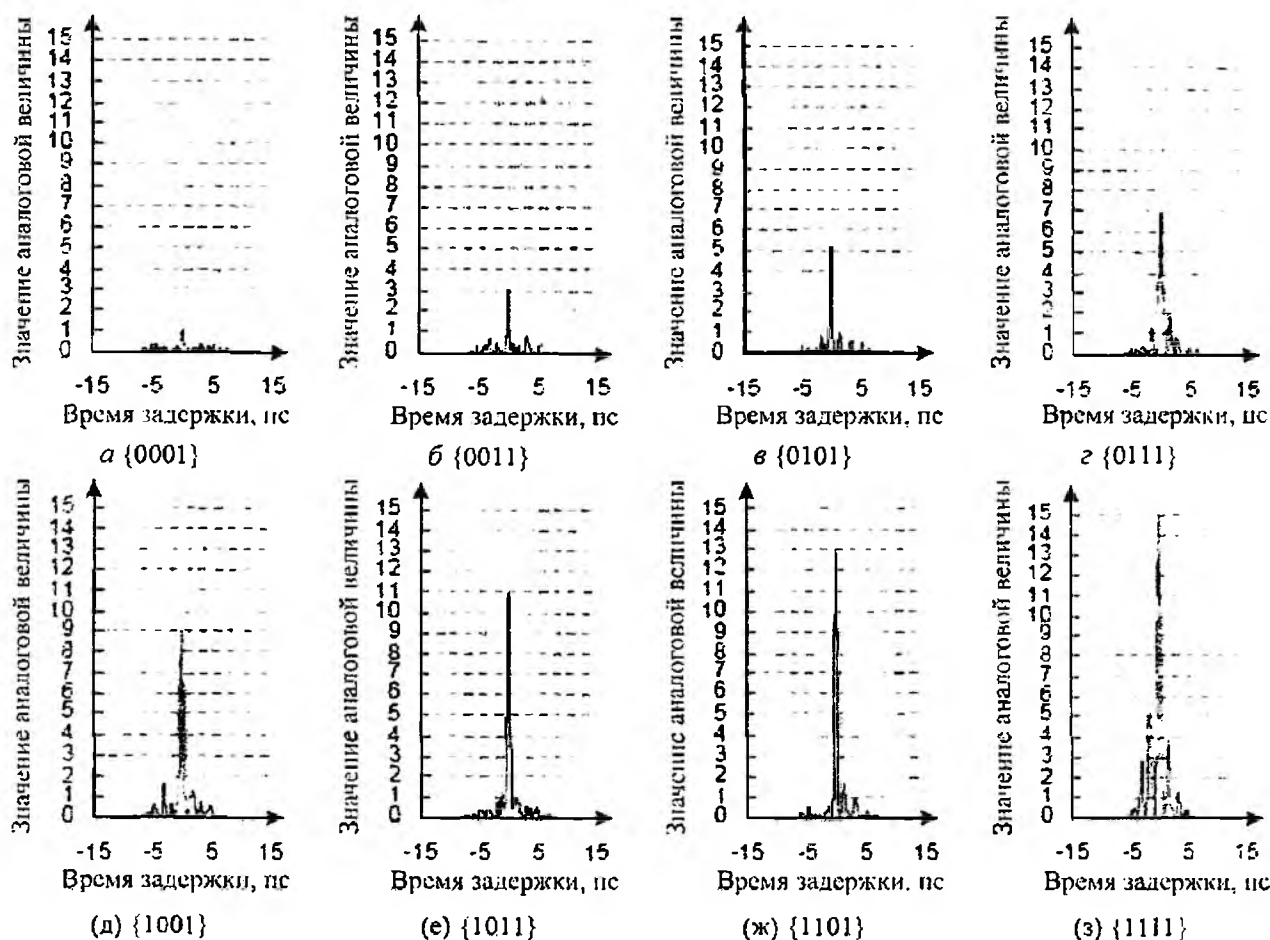


Рис. 8

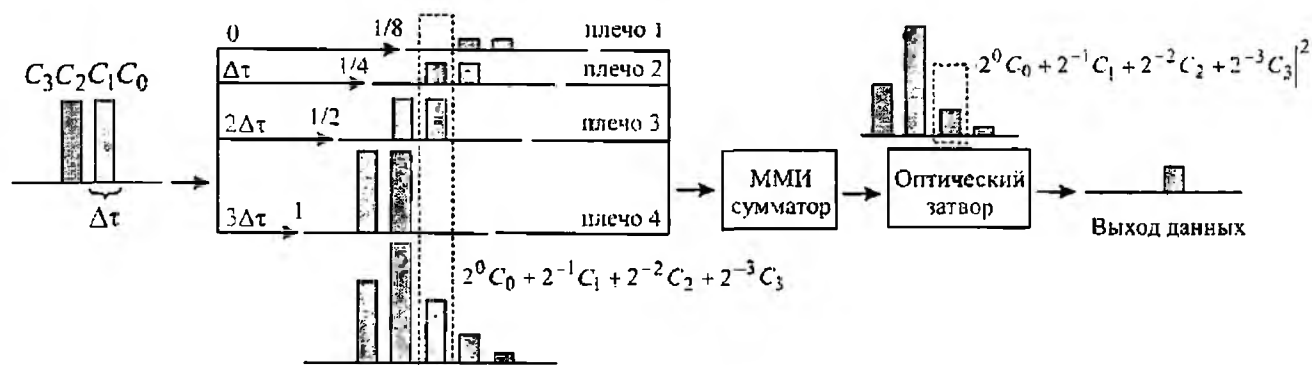


Рис. 9

В результате, входящая импульсная последовательность может быть распознана по интенсивности выходного сигнала I .

На рис. 10, а изображена схема 4-битного цифро-аналогового преобразователя, в котором используется оптический трансверсальный фильтр [20]. Она состоит из 1×4 многомодового интерференционного (ММИ) разветвителя, линий задержки с относительным временем задержки Δt , термооптических фазовых контроллеров, термооптических переключателей в качестве амплитудных контроллеров, и 4×1 ММИ сумматора. Преобразователь изготовлен с использованием кремниво-кремниевой планарной световодной цепи. Время задержки Δt установлено равным 100 пс , для получения 10 Гб/с пакетов. Размер сердцевины и разница показателей преломления световода равны $7 \times 7 \text{ мкм}^2$ и $0,75\%$ соответственно. Наименьший радиус изгиба – 5 мм и размер чипа – $65 \times 30 \text{ мм}^2$.

Настройка весовых коэффициентов цифро-аналогового преобразователя выполняется увеличением или уменьшением электрической мощности подаваемой в термооптические нагреватели, и их мониторингом с использованием Фурье-спектроскопии [21]. Фазовые и амплитудные коэффициенты для TE световой волны в каждом плече показаны на рис. 10,б. Погрешности подстройки для фазы и амплитуды равны $0,03 \text{ рад}$ ($\lambda/200$) и 2% соответственно. Полные потери в устройстве составили около $9,9 \text{ дБ}$, включая $2^{\text{м}}$ весовое ослабление в $6,6 \text{ дБ}$ и потери при волоконном соединении в 1 дБ .

На вход цифро-аналогового преобразователя подавалась 10 Гб/с последовательность импульсов. В качестве источника импульсов был использован электрооптический модулятор. Длина волны лазера составляла $1550,320 \text{ нм}$. На рис. 11,а показана входная импульсная последовательность {1100}. На рис. 11,б приведена характеристика преобразования цифро-аналогового преобразователя. Сплошная линия соответствует теоретической кривой, как видно, экспериментальные и теоретические данные хорошо согласуются.

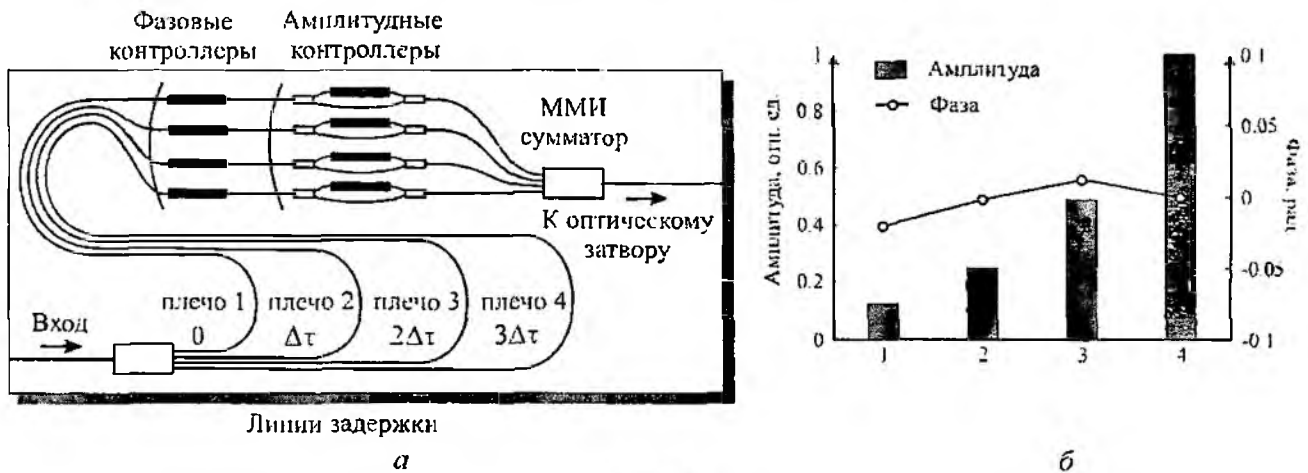


Рис. 10

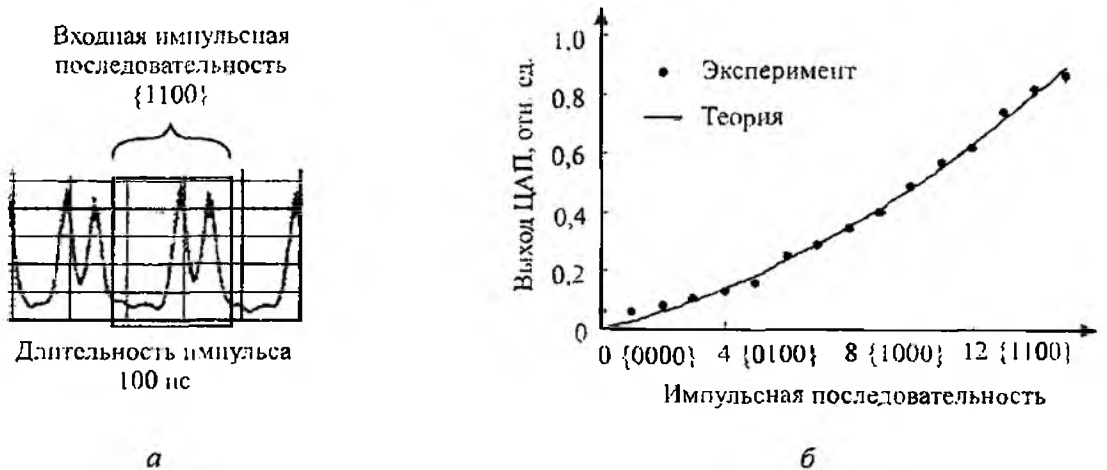


Рис. 11

Фотонный цифро-аналоговый преобразователь с возможностью многоуровневого распознавания. На рис. 12 приведен экспериментальный макет оптического процессора 2-битных заголовков на основе цифро-аналогового преобразователя [22]. Он состоит из оптического цифро-аналогового преобразователя (ОЦАП) [23] и оптического затвора на базе электропоглощающего модулятора (ЭПМ). ОЦАП состоит из двух 3 дБ ответвителей, 3 дБ аттенюатора, двух поляризационных контроллеров (КП) и оптоволоконной линии задержки. ОЦАП преобразует входную импульсную последовательность в аналоговый сигнал с соответствующей двухбитному коду амплитудой следующим образом: 3 дБ ответвитель разделяет

входные импульсы. Интенсивность одного из них ослабляется на 3 дБ оптическим аттенуатором, другой ответвленный сигнал задерживается при помощи линии задержки на время, равное длительности одного бита. Затем импульсы суммируются 3 дБ ответвителем. ЭПМ выбирает центральный импульс как преобразованную аналоговую величину. Источник входного сигнала состоит из лазерного диода с распределенной обратной связью (ЛДРОС), интегрированного с ним электро-поглощающего модулятора и генератора импульсной последовательности (ГИП) с частотой повторения 200 Мб/с. Аналоговый оптический выходной сигнал подавался на фотодетектор (ФД), затем качество протестированных импульсов оценивалось при помощи измерителя коэффициента битовых ошибок (КБО).

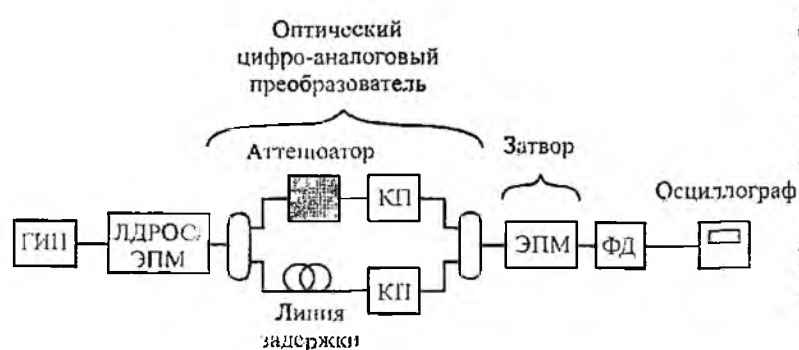


Рис. 12

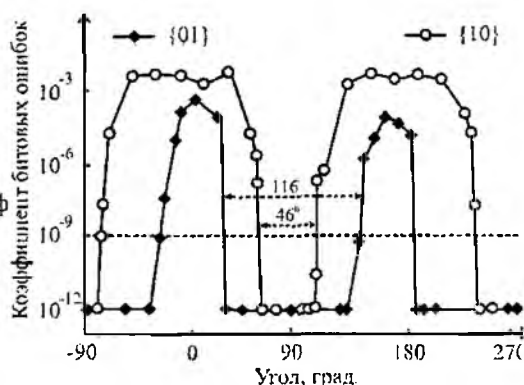


Рис. 13

На рис. 13 приведены результаты экспериментального исследования зависимости коэффициента битовых ошибок от относительного угла поляризации между разветвленными сигналами. Когда относительный угол равен 0° и 90° , поляризация является параллельной и ортогональной соответственно. Приведены результаты для заголовочных последовательностей $\{01\}$ и $\{10\}$. Диапазоны относительных углов поляризации для КБО, меньшего, чем 10^{-9} , составляют 116° и 46° соответственно. Результат для заголовочной последовательности $\{11\}$ приведен на рис. 14. Этот результат показывает, что относительный угол поляризации должен быть установлен с относительным углом, меньшим, чем 6° .

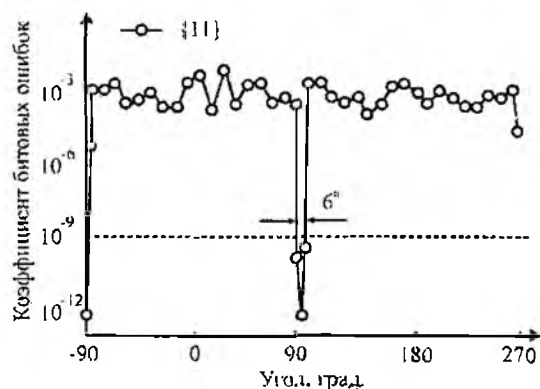


Рис. 14

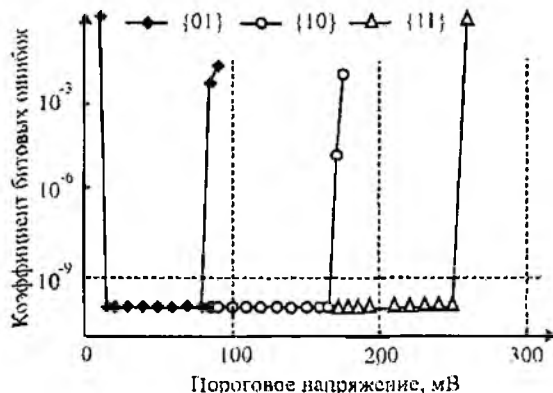


Рис. 15

На рис. 15 показана зависимость КБО от порогового напряжения. В этом эксперименте пиковое напряжение, соответствующее преобразованной в аналоговый вид заголовочной последовательности $\{11\}$, было равно 300 мВ. Безошибочная работа для заголовочных последовательностей $\{01\}$, $\{10\}$ и $\{11\}$ была достигнута при пороговых напряжениях от 20 до 70 мВ, от 100 до 165 мВ, и от 200 до 250 мВ соответственно. Эти результаты показывают, что в данной конфигурации может быть реализовано многоуровневое распознавание амплитуды импульсов.

Выводы

Результаты экспериментальных исследований рассмотренных фотонных ЦАП показывают перспективу их практического применения в устройствах распознавания и формирования сигналов в оптоволоконных системах связи. Несомненными преимуществами таких устройств являются: возможности преобразования пикосекундных последовательностей импульсов и реализации многоуровневого распознавания; перспективы интегрального исполнения. Однако необходимость повышения точности преобразования приводит к использованию большого числа согласованных фильтров или опорных последовательностей для повышения разрядности устройства. Кроме того, соответствующее аналоговое значение цифрового сигнала определяется, главным образом, старшим битом, влияние колебаний интенсивности которого может вызывать существенные ошибки выходного аналогового сигнала.

Список литературы. 1. Ho P.P., Wang Q.Z., Chen J., Liu Q.D., Alfano R.R., "Ultrafast optical pulse digitization with unary spectrally encoded cross-phase modulation" // *Appl. Opt.*, no. 15, pp. 3425 – 3429 (1997). 2. Brzozowski L., Sargent E.H., "All-optical Analog-to-Digital Converters, Hardlimiters, and Logic Gates" // *J. Lightwave Technol.*, no. 19, pp. 114–119 (2001). 3. Coppinger F., Bhushan A.S., Jalali B., "Photonic time stretch and its application to analog-to-digital conversion" // *IEEE Trans. on MTT*, vol. 47, pp. 1309–1314 (1999). 4. Clark T.R., Kang J.U., Esman R.D., "Performance of a time- and wavelength-interleaved photonic sampler for analog-digital conversion" // *IEEE Photonics Techn. Lett.*, vol. 11, pp. 1168–1170 (1999). 5. Konishi T., Tanimura K., Asano K., Oshita Y., Ichioka Y., "All-optical analog-to-digital converter by use of self-frequency shifting in fiber and a pulse-shaping technique" // *J. OSA B*, no. 11, pp. 2817–2823 (2002). 6. Ikeda K., Abdul J.M., Namiki S., Kitayama K., "Optical quantizing and coding for ultrafast A/D conversion using nonlinear fiber-optic switches based on Sagnac interferometer" // *Opt. Express*, no. 13, pp. 4296–4302 (2005). 7. Oda S., Maruta A., "2-bit all-optical analog-to-digital conversion by slicing supercontinuum spectrum and switching with nonlinear optical loop mirror and its application to quaternary ASK-to-OOK modulation format converter" // *IEICE Trans. Commun.* E88-B, pp. 1963–1969 (2005). 8. Saida T., Okamoto K., Uchiyama K., Takiguchi K., Shibata T., Sugita A., "Integrated optical digital-to-analog converter and its application to pulse pattern recognition" // *Electron. Lett.*, vol. 37, pp. 1237–1238 (2001). 9. Yacoubian A., Das P.K., "Digital-to-Analog Conversion Using Electrooptic Modulators" // *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 15, pp. 117–119 (2003). 10. Kitayama K., Wada N., "Photonic IP Routing" // *Photonics Technol. Lett.*, vol. 11, no. 12, pp. 1689–1691, 1999. 11. Cotter D. et al., "Self-routing of 100 Gbit/s packets using 6 bit 'keyword' address recognition" // *Electron. Lett.*, vol. 31, no. 17, pp. 1475–1476, 1995. 12. Wada N., Chujo W., and Kitayama K., "1.28 Tbit/s (160 Gbit/s x 8 wavelengths) throughput variable length packet switching using optical code based label switch" // *ECOC2001*, vol. 6, no. PD-A-1-9, pp. 62–63, 2001. 13. Takahashi R., H. Suzuki, "Ultrafast all-optical serial-to-parallel conversion for optical header recognition" // *ECOC2001*, vol. 4, pp. 506–507, 2001. 14. Nishitani T., Konishi T., Furukawa H., Itoh K., "All-optical digital-to-analog conversion using pulse pattern recognition based on optical correlation processing" // *Optics express*, vol. 13, no. 25, 2005. 15. Furukawa H., Konishi T., Oshita Y., Yu W., Itoh K., Ichioka Y., "Design of header recognition filter for binary phase shift keying in header recognition unit using time-space conversion" // *Opt. Rev.* 11, pp. 119–125 (2004). 16. Taniguchi M., Matsuoka K., Ichioka Y., "Computer generated multiple-object discriminant correlation filters: design by simulated annealing" // *Appl. Opt.*, vol. 34, pp. 1379–1385 (1995). 17. K. G. Purchase, D. J. Brady, and K. Wagner, "Time-of-flight cross correlation on a detector array for ultrafast packet detection" // *Opt. Lett.*, vol. 18, pp. 2129–2131 (1993). 18. Lee J. H., Teh P. C., Yusoff Z., Ibsen M., Belardi W., Monro T. M., Richardson D. J., "A novel fiber-based nonlinear thresholding device for optical CDMA receiver performance enhancement" // *IEEE Photon. Tech. Lett.*, vol. 14, pp. 876–878 (2002). 19. Saida T., Okamoto K., Yamada H., Takiguchi K., Shibata T., Sugita A., Uchiyama K., "Optical pulse pattern recognition circuit based on an optical digital-to-analog converter on a planar lightwave circuit" // *Optical Fiber Communication Conference 2001 (OFC'2001)*, vol. 3, pp. WY2-1 – WY2-3, 2001. 20. Okamoto K. et al., "Fabrication of coherent optical transversal filter consisting of MMI splitter/combiner and thermo-optic amplitude and phase controller" // *Electron. Lett.*, vol. 35, no. 16, pp. 1331–1332, 1999. 21. Takada K. et al., "Measurement of phase error distributions in silica-based arrayed-waveguide grating multiplexers by using Fourier transform spectroscopy" // *Electron. Lett.*, vol. 30, no. 20, pp. 1671–1672, 1994. 22. Seki T., Uenohara H., "A study on stable operation condition and multi-level recognition of an optical digital-to-analog conversion-type header processor for an optical packet switch" // *IEEE LEOS 2003 Annual Meeting*, vol. 1, pp. 230 – 231, 2003. 23. Saida T., Okamoto K., Uchiyama K., Takiguchi K., Shibata T., Sugita A., "Integrated optical digital-to-analog converter and its application to pulse pattern recognition" // *Electronics Letters*, vol. 37, pp. 1237–1238 (2001).

ДИСПЕРСИОННОЕ ОГРАНИЧЕНИЕ ДЛИНЫ ЛИНИИ ПЕРЕДАЧИ В КВАНТОВЫХ КРИПТОГРАФИЧЕСКИХ СИСТЕМАХ СВЯЗИ С ПОЛЯРИЗАЦИОННЫМ КОДИРОВАНИЕМ

Введение

Со времени появления первых сообщений о реализации передачи квантового ключа связи, фундаментально защищенного от декодирования, на расстояние 30 см в воздухе в лабораторных условиях до первой коммерческой криптографической оптической линии передачи (более 100 км) прошло менее 20 лет [1-10]. Однако, несмотря на использование протокола передачи ключа B92 и интенсивные работы по созданию источников и приемников однофотонных импульсов света и криогенных фотодетекторов, уменьшающих возможные помехи в приеме сообщений, существуют проблемы промышленного внедрения данных линий связи.

В первой практической квантовой линии связи использовалось стандартное многомодовое оптическое волокно, главное требование, которое предъявлялось к ней, состояло в сохранении поляризации фотонов (квантов) на всем пути следования от приемника к передатчику [2]. Повышение стабильности передачи квантового ключа сопровождалось усложнением схемы квантовой криптосистемы, например схема, представленная на рис. 1, имеет четыре лазерных излучателя (LD1-LD4) и три расцепителя поляризации (BS) в отличие от одного излучателя и разделителя поляризации в первой экспериментальной схеме Беннета и Брассарда [2]. В передатчике присутствует также ослабляющий фильтр – F, который в отличие от первой лабораторной схемы используется для уменьшения количества фотонов, приходящихся на один импульс. Приемник фотонов в данной схеме позволяет восстанавливать исходную поляризацию фотонов путем использования полуволновых пластин, поляризационных расщепителей (PBS) и четырьмя счетчиками фотонов (APD).

Схема, представленная на рис. 1, позволила обеспечить связь на 23 км при использовании фотонов с длиной волны 1300 нм [3].

Применение фазового кодирования бит позволяет снять ограничения, связанные с изменением поляризации в оптическом волокне, увеличивая тем самым дальность линии передачи [8-10]. Однако данные системы криптографической связи требуют наличия интерферометра Маха-Цендера и WDM-мультиплексоров, синхронизирующих работу диодов, регистрирующих фотоны, что неизбежно приводит к удорожанию данных систем.

Трудность в реализации данной схемы состоит в том, что несбалансированность интерферометров приемника и передатчика должна быть стабильной в пределах долей длин волн во время передачи ключа. Данное обстоятельство требует использования термостабилизированных контейнеров, необходимо также обеспечивать компенсацию дрейфа фазы и контроль поляризации в интерферометрах [11]. Все это приводит к существенному усложнению установки, хотя позволяет обеспечить дальность передачи ключа до 120 км, что осуществила компания MagiQ в первой коммерческой квантовой линии связи [10].

В данной работе проведена оценка задержки распространения сигнала вносимой внутримодовой и нулевой дисперсией современных оптических волокон, используемых в системах передачи на малые расстояния, в сравнении с интервалом когерентности полупроводниковых излучателей. Даны рекомендации по оптимальному использованию оптических волокон и лазеров в практических квантовых криптографических системах передачи с поляризационным кодированием.

Постановка задачи

Существуют две основные технологические проблемы, связанные с ростом:

- длины линии передачи;
- скорости передачи ключа.

Существуют также практические трудности создания надежных источников и приемников одиночных фотонов. Данные обстоятельства дают основание полагать, что системы (рис. 1) с реализованным протоколом передачи В92 могут представлять практическую значимость для организации относительно недорогой фундаментально защищенной линии связи [2-3].

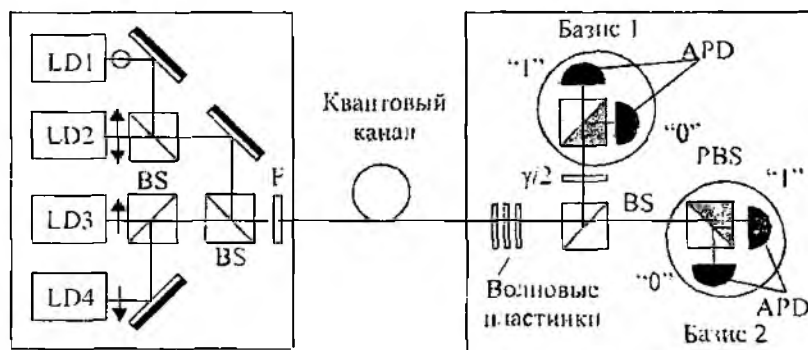


Рис. 1

Использование вместо стандартного оптического волокна волокна с сохранением поляризации позволяет увеличить длину участка с контролируемой поляризацией.

Цель данной работы – оценка допустимой длины систем передачи с поляризационным кодированием путем анализа ограничений, вызванных дисперсией современных оптических волокон в сравнении с интервалом когерентности полупроводниковых лазеров на GaAs и светодиодов на основе InGaAsP, которые выпускаются промышленностью. Использование более дешевых промышленно выпускаемых оптических волокон возможно, однако коммерческое применение таких устройств будет затруднено из-за ограниченности длины передачи.

Поляризационная модовая дисперсия может изменить поляризацию фотонов, если вносимая ею задержка больше времени когерентности, что ограничивает используемые типы лазеров. Известно, что в одномодовом оптическом волокне распространяется одна мода HE_{11} (LP_{01}) и $\sigma = \sigma_{\text{вн}}$, т.е. уширение импульса определяется дисперсией материала и волноводной дисперсией:

$$\sigma_{\text{вн}} = 2\pi \frac{\sigma_{\lambda} L}{\lambda^2 c} \left| \frac{d^2 \beta}{d\kappa^2} \right|, \quad (1)$$

где $\sigma_{\lambda} = 0,1-4 \text{ нм}$ – среднеквадратичная длина спектральной линии источника; β – продольная постоянная распространения моды HE_{11} ; $\kappa = 2\pi / \lambda$ – волновой вектор; L – длина участка передачи; c – скорость света [4]. Данное соотношение описывает дисперсию материала, волноводную дисперсию и дисперсию профиля показателя преломления.

В одномодовом режиме, при взаимной компенсации дисперсии материала и волноводной дисперсии, необходимо учитывать поляризационную дисперсию, вызванную различием групповых скоростей взаимоортогональных квазивырожденных поляризаций (HE_{11}^x , HE_{11}^y) основной моды. Если групповая скорость моды

$$V_{\text{гр}} = \frac{c}{\left| \frac{d^2 \beta_{lm}}{d\kappa^2} \right|}, \quad (2)$$

(β_{lm} – продольная постоянная распространения мод), то отрезок длиной L км мода проходит за время $L/V_{\text{гр}}$. Для получения численных значений задержки, вызванной поляризационной дисперсией, необходимо знать характеристики материала, профиль показателя преломления сердцевинки и оболочки для построения дисперсионных кривых мод HE_{11}^x , HE_{11}^y . Для оценки диапазона значений дисперсии одномодового волокна можем воспользоваться имеющимися зависимостями уширения импульса в одномодовом оптическом волокне от длины волны для ступенчатого профиля показателя преломления.

Для когерентных ВОЛС требуются однополяризационные одномодовые световоды (ОС). В круглом одномодовом ВС основная мода может существовать в двух ортогональных поляризациях HE_{11}^x , HE_{11}^y . Абсолютно однополяризационным является ВС с аксиально-несимметричным распределением ПП (показателя преломления) в сердцевине. По обе стороны от области с ПП n_1 располагаются области с профилем показателя преломления n_p , причем $n_1 > n_2 > n_p$, где n_2 – профиль показателя преломления оболочки. На практике данные световоды получили название ВС с боковыми впадинами и с боковыми туннелями, однако частотный диапазон данных волокон ограничен.

В оптических световодах с линейным двулучепреломлением разность постоянных распространения двух поляризаций моды HE_{11} можно увеличить либо изменением формы поперечного сечения сердцевинки или оболочки, например с эллиптической. Главный и вспомогательный диапазоны эллиптического поперечного сечения световода равны 0,85 и 2,14 мкм.

В строгих расчетах на длине волны нулевой дисперсии необходимо учитывать дисперсионные эффекты второго порядка.

Длина когерентности оптических излучателей соответствует расстоянию, в пределах которого сохраняется постоянной разность фаз излученных волн, т.е. она является длиной цуга и имеет связь с шириной спектра источника.

Современные одномодовые оптические волокна имеют следующие интересные параметры:

- затухание на длине волны 1310 нм – 0,35 дБ/км (при 1550 нм – 0,21 дБ/км);
- коэффициент хроматической дисперсии при длине волны 1310 нм ≤ 3 пс/нм км (при 1550 нм ≤ 22 пс/нм км.);
- длину волны нулевой дисперсии 1302-1322 нм [11].

Сравнивая время, при котором разность фаз излученных лазером волн постоянна (время когерентности), с задержкой вносимой дисперсией одномодовых оптических волокон на конкретном расстоянии, можно вычислить дистанцию оптического канала связи, т.е. подобрать такое расстояние при котором оба времени будут равны друг другу.

Интервал когерентности связан с временем когерентности следующим соотношением:

$$l_k = c\tau_k, \quad (3)$$

здесь c – скорость света в свободном пространстве.

Ширина спектра излучателя (лазера или светодиода) и время когерентности связаны соотношением

$$\Delta\omega \cdot \tau_k = 1, \quad (4)$$

т.е. зная спектральные характеристики современных лазеров с волноводным каналом и волноводным усилением, можно вычислить интервал когерентности и время, в течение которого сохраняется постоянной разность фаз излученных волн.

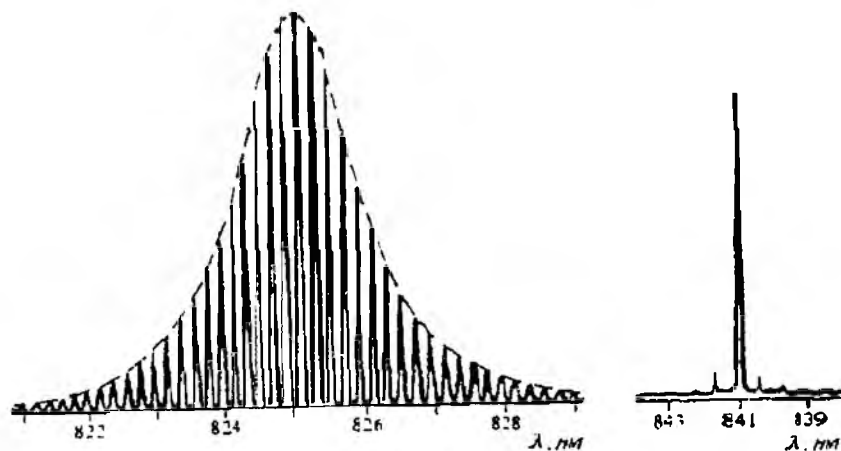


Рис. 2

На рис. 2 представлены спектральные характеристики GaAs/GaAlAs лазера (слева с волноводным усилением, справа с волноводным каналом) [5, 11]. Используя график, изображающий спектральную характеристику для лазера с волноводным усилением, и соотношения (3)-(4) можно установить, что интервал когерентности l_k составил 54 мкм, т.е. $\tau_k = 0,18 \cdot 10^{-12}$ с.

Для лазера с волноводным каналом интервал когерентности равен 1,1 мкм при $\Delta\lambda = 0,1$ нм, т.е. $\tau_k = 3,6 \cdot 10^{-12}$ с. Хотя на практике ширину спектральной линии оценивают по измерению длины когерентности, известно, что ширина спектра отдельной моды лазеров данного типа не превышает 0,01 нм [5]. Интервал когерентности некоторых типов полупроводниковых лазеров может составить несколько метров. Зная дисперсионные характеристики, т.е. зависимости материальной дисперсии от длины волны при фиксированном значении радиуса сердцевинки оптического волокна, легко определить расстояние, при котором временное уширение импульсов в световодах становится соизмеримым со временем когерентности указанных на рис. 2 лазеров.

На рис. 3 представлены спектральные характеристики светоизлучающих диодов:

- спектр диода на GaAs, легированного Si, представлен на графике слева;
- спектры излучения диодов на основе InGaAsP трех различных составов, представлен на графике справа [12]. Воспользовавшись соотношениями (3-4) и данными, представленными на графиках рис. 3, находим что l_k диодов на основе InGaAsP составил 2,3 мкм, т.е. $\tau_k = 76 \cdot 10^{-16}$ с. Данные диоды представляют большой практический интерес, поскольку работают в диапазоне длин волн $\lambda = 1300-1500$ нм. Если использовать одномодовый световод с хроматической дисперсией $\sigma_{xp} \leq 3$ пс/нм км, то при использовании светодиодных излучателей на основе InGaAsP максимальная длина участка с неизменной поляризацией составит всего 2,5 м, при использовании волокна с нулевой (поляризационной дисперсией порядка $\sigma = 1$ пс) это расстояние равно уже 760 м.

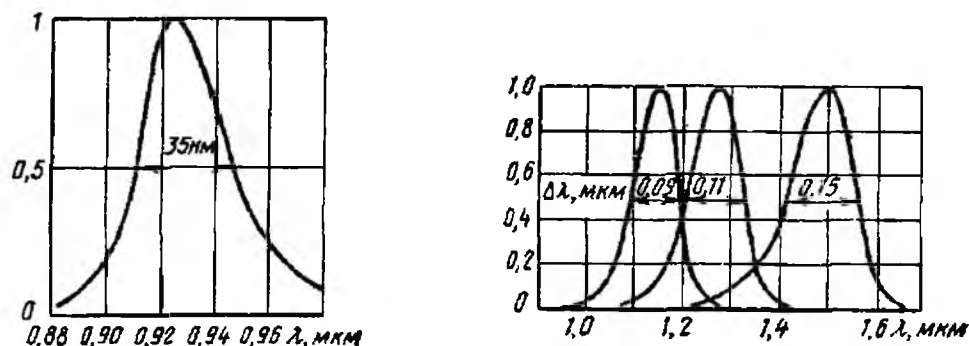


Рис. 3

Это обстоятельство наглядно демонстрирует возможность использования данных излучателей для организации локальных квантовых сетей при использовании одномодовых волокон с поляризационной дисперсией не более 10 пс. Если применять волокна с хроматической дисперсией, то для обеспечения приемлемых дистанций для локальной сети необходимо использовать лазер с волноводным усилением, например для лазера с волноводным усилением представленного на рис. 2 $L_{\text{трассы}} = 1,8$ км.

Для световодов из SiO_2 при длине волны 1300 нм значение материальной дисперсии $D_m = 5$ нс/км, для волокон на основе SiO_2 с добавлением 13% Be_2O_3 $D_m = 17$ нс/км [5]. В случае нулевой дисперсии, когда показатель степени параболического профиля показателя преломления волоконного световода близок к 2, среднеквадратичное уширение импульса составил $\sigma = 0,01$ нс/км. Расстояние, при котором временное запаздывание, вызванное дисперсионной задержкой ($\sigma = 0,01$ нс/км), сравнивается с временем когерентности лазера с волноводным каналом, соответственно составило:

- $L_{\text{трассы}} = 300$ м. при $\tau_k = 3$ нс;
- при $\tau_k = 3$ нс $L_{\text{трассы}} = 300$ км.

Результат дает возможность использовать данную пару (лазер - оптоволокно) для организации связи на 20 км без использования оптических усилителей согласно стандарту IEEE

802.3ah (EPON), который создан на основе стандарта Ethernet и стандарта пассивных оптических сетей – PON (passive optical network) [13].

Выводы

Проведенный анализ позволил определить расстояние, в пределах которого возможна устойчивая передача квантового ключа методом поляризационного кодирования при использовании недорогих одномодовых и многомодовых градиентных оптических волокон. Использование лазеров с длиной когерентности излучения не менее 10^5 мкм и многомодовых световодов с общей дисперсией порядка 3 нс позволяет создавать фундаментально защищенные от прослушивания локальные линии передачи.

Список литературы: 1. *Bennett C.H., Brassard G.* Quantum cryptography: Public key distribution and coin tossing // Proceedings of IEEE International Conference on Computers, Systems and Signal Processing. 1984, P. 175-179. 2. *Bennett C.H.* Quantum Cryptography Using Any Two Nonorthogonal States // Phys. Rev. Letters, Vol.68, 3121 (1992), p. 134-155. 3. *Muler A.* Quantum cryptography over 23 km in installed under-lake telecom fibre // Europhysics Letters, 1996. vol. 33. p. 234-246. 4. *С.В. Свечникова, Л.М. Андрушко* Справочник по волоконно-оптическим линиям связи. К.: Техника, 1988. 239с. 5. *Дж. Гауер.* Оптические системы связи. М: Радио и связь, 1989. 308с. 6. *Muler A.* Quantum cryptography over 23 km in installed under-lake telecom fibre // Europhysics Letters, 1996, vol. 33, p. 234-246. 7. *Gisin N.* Quantum Cryptography. Reviews of Modern Physics, 74, p. 145-195 (2002). 8. *Eliot Ch.* Quantum cryptography in practice // BBN Technology Preprint. 1, 2003. 9. *Hughes R.* Practical free-space quantum key distribution over 10 km. in daylight and at night. New J. Phys 4,43, 2002. p. 1012-1019. 10. *First Commercial Quantum Cryptography System* // www.magiqtech.com. 11. *K. Peterman, G. Arnold.* Noise and distortion of semiconductor lasers in optical fiber systems // IEEE Jnl. of Quantum Ets. QE -18, 1982, p.543-55. 12. *Wada O.* Performance and reliability of high radiance InGaAsP/ InP LEDs operating in 1,15-1,5 μm wavelength region // IEEE Jnl. of Quantum Ets. QE -18, 1982, p. 368-74. 13. *Р. Мищук* Пассивные оптические сети: знакомство с технологией // Сети и бизнес. Телекоммуникации и сети – технологии и рынок. 2006. 2 (27) С. 102-105.

Харьковский национальный
университет радиозлектроники

Поступила в редколлегию 25.01.2008

АППАРАТНЫЕ ГЕНЕРАТОРЫ КВАЗИСЛУЧАЙНЫХ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТЕЙ**Постановка задачи экспериментальных исследований**

Известны физические ограничения на увеличение скорости формирования квазислучайных последовательностей, которые определяются частотой $F_{ш}$ случайных шумовых импульсов на выходе датчиков шума (Noise Source – NS). Повышение быстродействия аппаратных генераторов квазислучайных последовательностей (АГКСП) сопровождается ухудшением статистических параметров формируемых квазислучайных битов, а именно, ухудшается свойство независимости соседних битов (это свойство проверяется автокорреляционным тестом, блочным тестом Покера, тестом серий и др.)

Экспериментально установлено, что максимальная частота F_0 формирования квазислучайных последовательностей должна быть в 5–8 раз меньше частоты $F_{ш}$ случайных импульсов на выходе физического датчика шума [1]. Т.е. для шумовых диодов КГ401 с частотой шумовых импульсов $F_{ш} = 2+10$ МГц скорость формирования квазислучайных последовательностей не может превышать 1 Мбит/с.

Цель проведенных экспериментальных исследований – разработка методов повышения скорости формирования квазислучайных последовательностей без ухудшения их статистических параметров.

Метод объединения нескольких статистически независимых потоков

Известен метод горячего резервирования статистически независимых физических датчиков шума с объединением выходных сигналов каждого канала элементом «ИСКЛЮЧАЮЩЕЕ ИЛИ» [2]. В результате экспериментальных исследований установлено, что этот метод позволяет увеличить быстродействие аппаратных генераторов пропорционально количеству датчиков шума.

Последовательность формируемых квазислучайных битов может рассматриваться как поток, у которого между битами, разнесенными во времени на значительные расстояния, отсутствуют статистические связи. Было предложено сдвигать во времени квазислучайные биты многоразрядными сдвигающими регистрами.

Объединение элементом «ИСКЛЮЧАЮЩЕЕ ИЛИ» разнесенных во времени статистически независимых квазислучайных битов от одного датчика шума можно рассматривать как объединение нескольких статистически независимых случайных потоков. Предложен метод повышения быстродействия аппаратных генераторов квазислучайных битов с объединением отводов многоразрядного сдвигающего регистра элементом «ИСКЛЮЧАЮЩЕЕ ИЛИ» (см. рис. 1) [3].

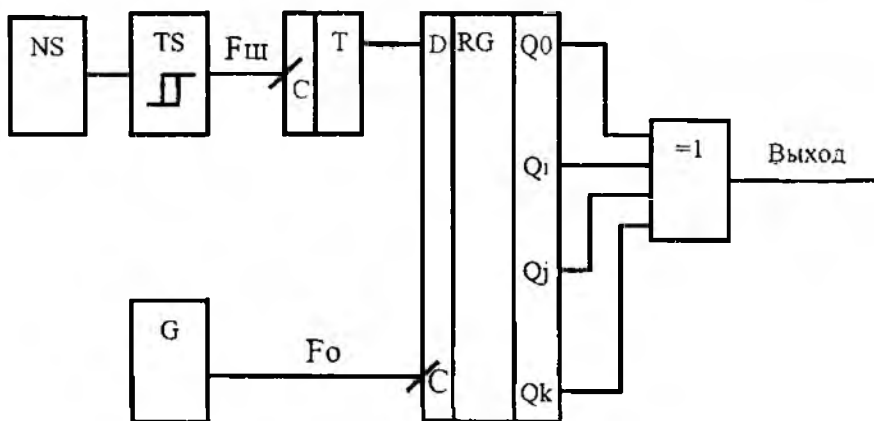


Рис. 1

Метод объединения случайных потоков с перестановками битов

На основе анализа схем аппаратных генераторов квазислучайных последовательностей (АГКСП) предложено подавать на элемент «ИСКЛЮЧАЮЩЕЕ ИЛИ» не случайные биты, следующие друг за другом, а разнесенные во времени биты за счет перестановок при помощи мультиплексора MS1 (см. рис. 3). На адресные входы мультиплексора MS1 подаются выходные сигналы дополнительного двоичного счетчика СТ.

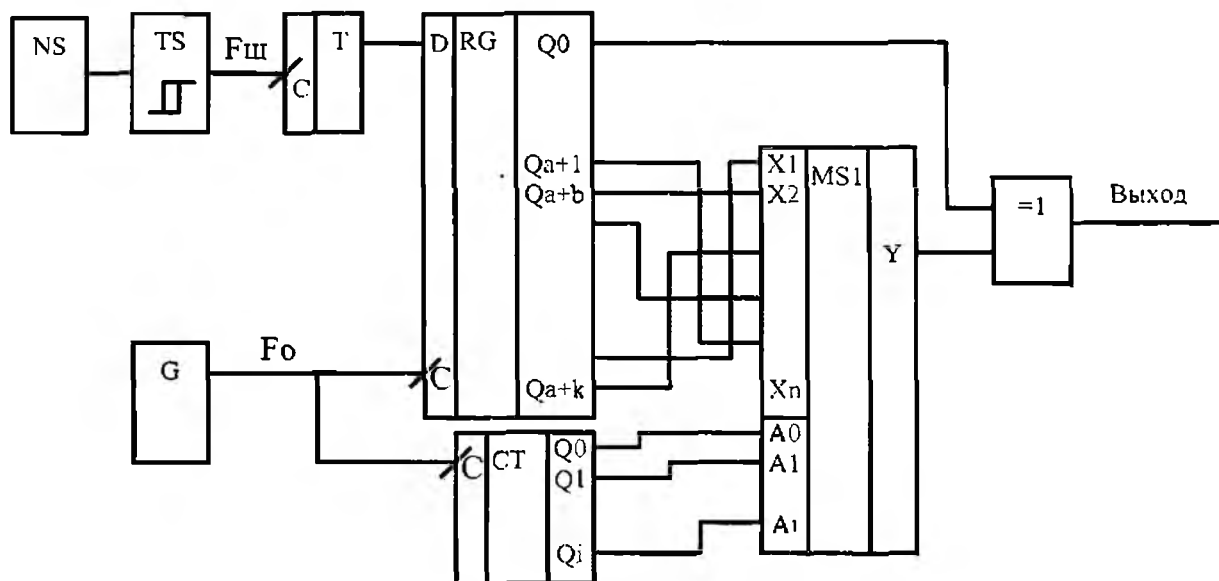


Рис. 3

Такие перестановки разносят во времени соседние биты (которые имеют значительные корреляционные связи) и тем самым уменьшают коэффициенты автокорреляционной функции с малыми задержками — $K(1)$, $K(2)$, но увеличивают коэффициенты для больших задержек (см. рис. 4).

Объединение сигналов с первого выхода Q0 регистра RG (исходная схема без перестановок) и выхода мультиплексора MS1 элементом «ИСКЛЮЧАЮЩЕЕ ИЛИ» позволяет значительно уменьшить результирующие коэффициенты автокорреляционной функции (см. рис. 4) и тем самым повысить быстродействие аппаратного генератора в $k = 4-7$ раз.

Проведение экспериментов с различными перестановками битов удалось значительно уменьшить коэффициенты автокорреляционных функций для сигналов на выходе мультиплексора с задержками от 1 до 6 (см. рис. 4) и тем самым увеличить скорость формирования квазислучайных битов примерно в 7 раз.

Многочисленные эксперименты с различными перестановками позволили сделать вывод о том, что максимальный коэффициент увеличения скорости формирования (k) аппаратного генератора квазислучайных последовательностей для мультиплексора с восемью входами не может быть больше семи ($k \leq 7$).

Дальнейшее увеличение скорости формирования квазислучайных последовательностей возможно за счет применения мультиплексоров с 16-ю входами или применения каскадирования схем с перестановками.

Применение мультиплексоров с 16-ю входами позволит увеличить скорость формирования примерно в $k = 15$ раз, но при этом значительно увеличивается длина сдвигающего регистра.

Для реализации схем каскадирования сигнал с выхода элемента «ИСКЛЮЧАЮЩЕЕ ИЛИ» (см. рис. 3) подается на вход второго дополнительного сдвигающего регистра с отводами и со вторым дополнительным мультиплексором. Дополнительный элемент «ИСКЛЮЧАЮЩЕЕ ИЛИ» объединяет сигналы с выхода первого элемента «ИСКЛЮЧАЮЩЕЕ ИЛИ»

ИЛИ» (т.е. с выхода первого каскада) и с выхода второго мультиплексора (т.е. с выхода второго каскада). Выход второго элемента «ИСКЛЮЧАЮЩЕЕ ИЛИ» является выходом схемы.

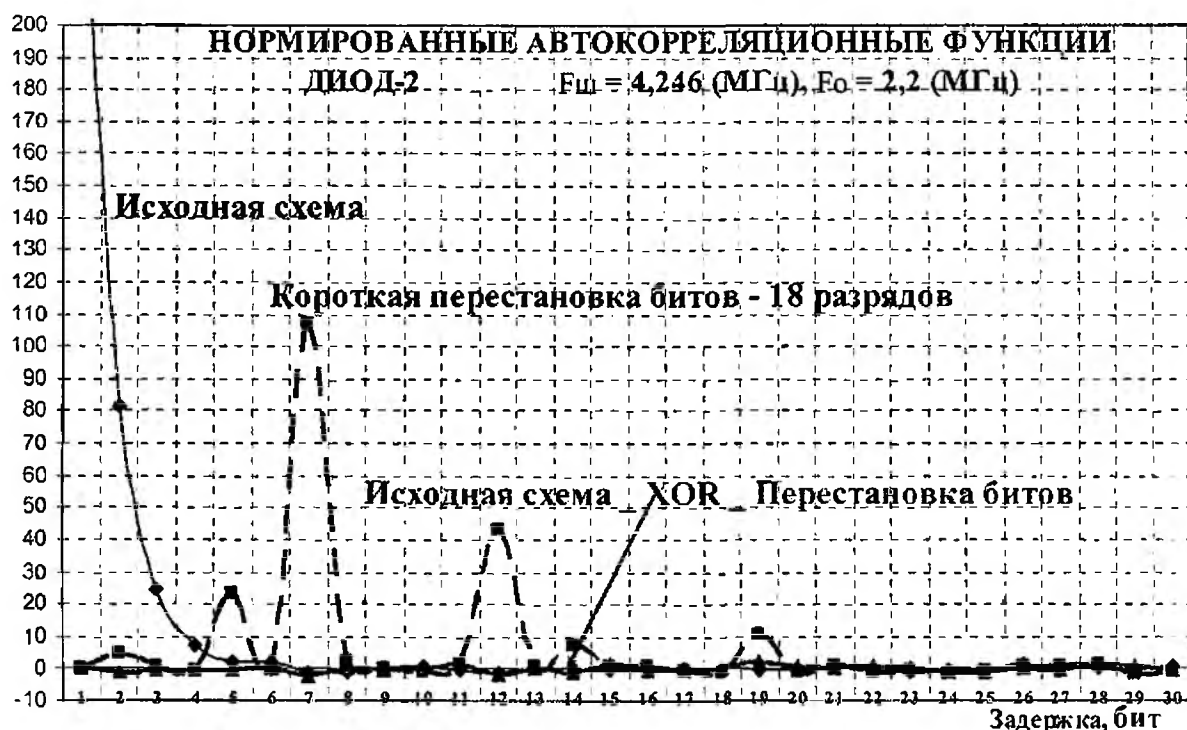


Рис. 4

До начала экспериментов с каскадированием ожидалось, что результирующее увеличение скорости формирования может достигать: $k = 7 * 7 = 49$ раз.

Но при одинаковых перестановках в двух каскадах результирующий коэффициент увеличения скорости формирования оказался равен коэффициенту для первого каскада, т.е. введение второго каскада не увеличивает результирующее быстродействие.

При экспериментах с различными перестановками в двух каскадах удалось поднять результирующий коэффициент увеличения скорости формирования до величины $k = 20 \div 25$, т.е. второй каскад увеличивает быстродействие только в $3 \div 3,5$ раза.

Метод объединения потоков со случайными перестановками битов

Следующая группа экспериментов проводилась со случайными перестановками в одном каскаде (см. рис. 5). На адресные входы мультиплексора MS1 подавались случайные биты с дополнительного генератора квазислучайных последовательностей GR, реализованного на основе линейного рекуррентного регистра (ЛЛР) с разрушением рекуррентности от датчика квазислучайных битов [5].

Расстояние между отводами сдвигающего регистра – b (см. рис. 5) желательно выбирать не менее четырех, потому что при случайных перестановках существует вероятность повторения одного и того же бита при следующих считываниях с выхода мультиплексора.

На рис. 6 приведены автокорреляционные функции для сигналов с выхода мультиплексора MS1 при расстояниях между отводами сдвигающего регистра $b = 5$. Сигналы на выходе мультиплексора имеют значительные корреляционные связи для задержек, кратных расстоянию между отводами сдвигающего регистра – $b: 5, 10, 15, 20, \dots$

Применение схем со случайными перестановками позволяет увеличить скорость формирования битов на выходе элемента «ИСКЛЮЧАЮЩЕЕ ИЛИ» в $k = 3 \div 4$ раза.

Дальнейшее повышение быстродействия для схемы со случайными перестановками возможно за счет увеличения расстояния b между отводами (см. рис. 5). Но это приведет к значительному увеличению длины сдвигающего регистра RG.

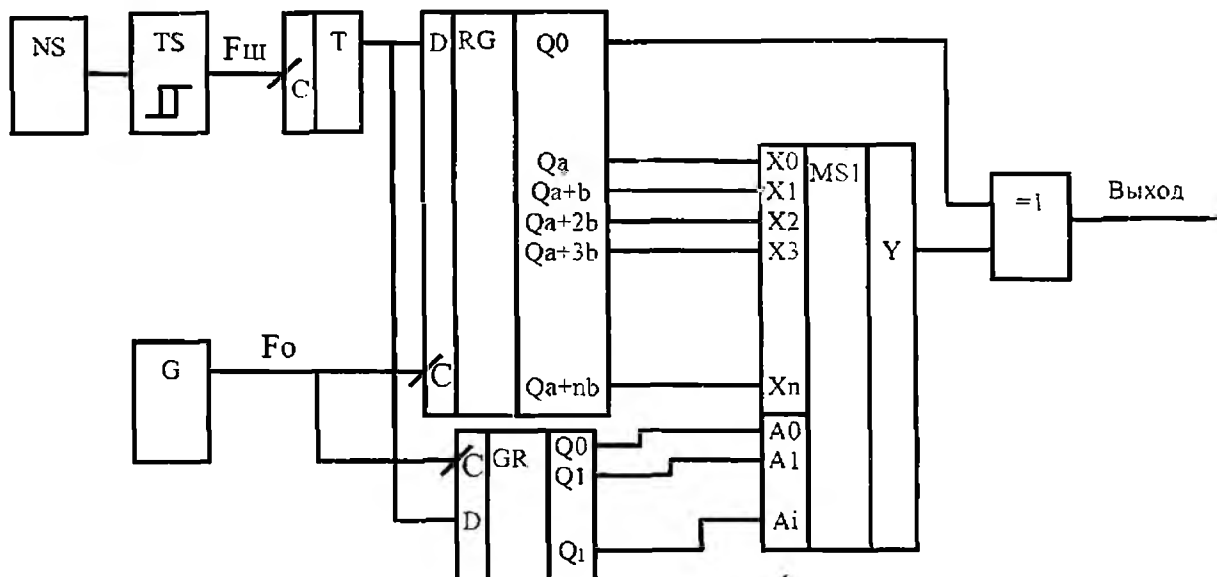


Рис. 5

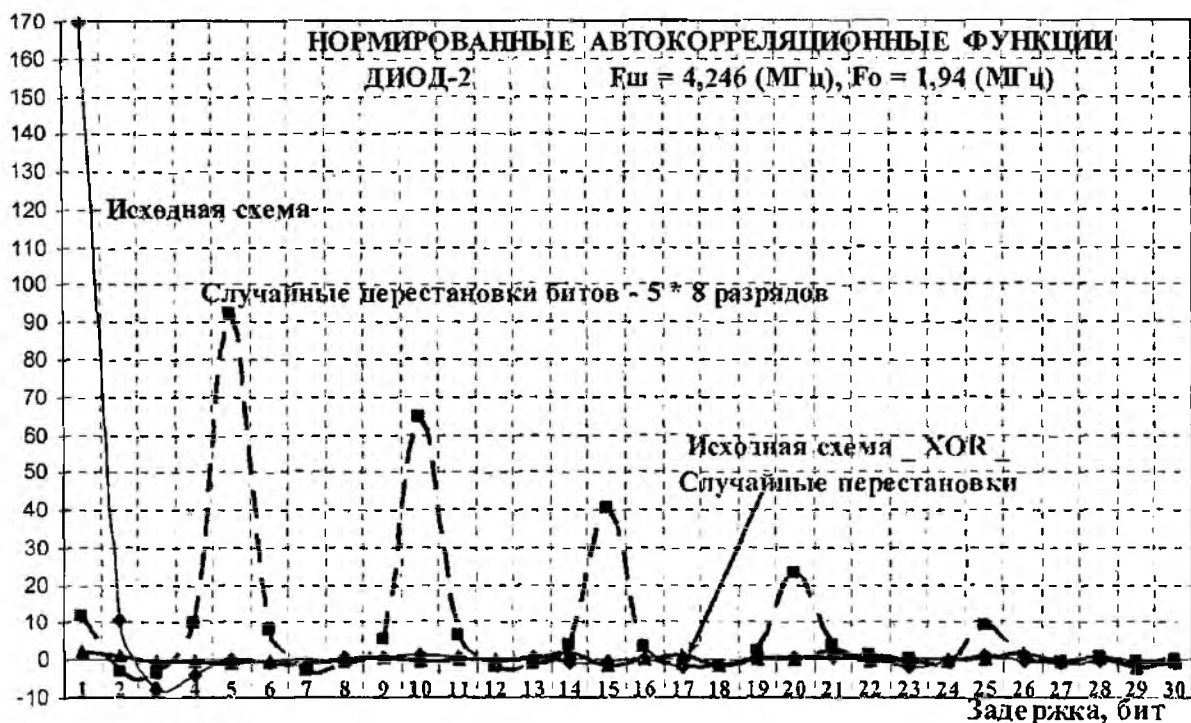


Рис. 6

Поэтому были проведены эксперименты по каскадированию схемы со случайными перестановками в первом каскаде и с детерминированными перестановками во втором каскаде (рис. 6).

Результирующий коэффициент увеличения скорости формирования для двухкаскадной схемы (с отводами через $b = 4$ бита в первом каскаде) составил $k = 60 \div 70$ раз.

Для двухкаскадной схемы (с отводами через $b = 5$ бит в первом каскаде) результирующий коэффициент увеличения быстродействия – не менее 100 раз.

Можно ещё увеличить коэффициент k до нескольких сотен за счет применения трехкаскадных или более «каскадных» схем.

Экспериментально проверено, что в схеме с шумовым диодом КГ401А, у которого $F_{ш} = 2,8$ МГц, и коэффициенте увеличения скорости формирования $k = 100$ раз аппаратный

генератор формирует квазислучайные биты, которые проходят все статистические тесты на частоте $F_0 = 33 \text{ МГц}$.

Большинство шумовых диодов КГ 401А имеют частоту шумовых импульсов $F_{ш}$ не менее $5 \div 6 \text{ МГц}$. Поэтому генератор с таким диодом будет проходить все статистические тесты при скорости формирования квазислучайных битов $F_0 = 60 \text{ МГц}$. А в схеме с горячим резервированием [2] частота формирования квазислучайных битов может быть не менее 100 МГц .

Оптимизация многокаскадных схем аппаратных генераторов квазислучайных последовательностей (АГКСП) с перестановками битов осуществляется по экономическому критерию – минимальное количество триггерных ячеек в применяемых программируемых логических интегральных схемах (ПЛИС).

Для построения двухкаскадной схемы АГКСП с коэффициентом увеличения скорости формирования $k \geq 100$ необходима ПЛИС с количеством триггерных ячеек не менее $180 \div 200$.

На ПЛИСах с количеством триггеров 128 возможно реализовать схему с коэффициентом увеличения быстродействия $k = 30 \div 40$.

Выводы

Объединение нескольких потоков квазислучайных битов позволяет увеличить скорость формирования АГКСП пропорционально количеству объединяемых потоков.

Для реализации коэффициента увеличения скорости формирования $k \geq 10$ необходимы сдвигающие регистры с очень большим количеством триггерных ячеек. Это приводит к неоправданно большим экономическим затратам.

Впервые предложенный метод повышения быстродействия АГКСП на основе перестановок битов в одном каскаде позволяет реализовать коэффициент увеличения быстродействия $k = 7 \div 15$ со значительно меньшим количеством триггерных ячеек.

Впервые предложенные методы повышения быстродействия на основе многокаскадных схем со случайными и детерминированными перестановками битов позволяют значительно увеличить быстродействие ($k \geq 100$) с оптимальным количеством триггерных ячеек.

Предложенные методы, кроме многократного увеличения быстродействия, позволяют также улучшить важный статистический параметр – разность вероятностей формируемых квазислучайных битов (на основе метода «Дельта-квадрат») в несколько десятков раз.

Список литературы: 1. Торба А.А., Бобух В.А., Торба А.А. Математические модели датчиков шума // Прикладная радиоэлектроника. 2007. Т.6., №2, с.277-281. 2. Патент Украины № 68912 А, Бюл. № 8 от 16.08.2004. 3. Патент Украины № 61439 А, Бюл. № 11 от 17.11.2003. 4. Торба А.А., Елаков С.Г., Степченко А.З. Генерация равновероятных случайных последовательностей на основе физических датчиков // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2001. Вып. 119, с.108-113. 5. Патент Украины № 36108 А, Бюл. № 3 от 16.04.2001

*Харьковский национальный
университет радиоэлектроники*

Поступила в редколлегию 11. 02. 2008

МЕТОДЫ СНИЖЕНИЯ УРОВНЯ ПОМЕХ В RADIOETHERNET-СЕТЯХ**Введение**

Системы беспроводной передачи данных Wi-Fi (или RadioEthernet-сети) предполагают использование стандартов IEEE 802.11b/g/n в диапазоне частот 2400–2485 МГц, а также стандарта IEEE 802.11a в диапазонах 5150–5350 и 5725–5825 МГц. [1].

Технология Wi-Fi является преимущественно технологией внутреннего применения (Indoor) для решения задач «последнего дюйма», в частности для построения точек публичного доступа к IP-сетям Hot Spot. Что касается внешнего использования (Outdoor), то эта технология не приспособлена к построению серьезных и крупных сетевых Outdoor проектов. Однако благодаря наличию ряда преимуществ, дешевизне и простоте подключения абонентов, технологии Wi-Fi получила широкое распространение в Украине [2].

Стремительное расширение в Украине сетей широкополосной беспроводной передачи данных стандарта IEEE 802.11b, увеличение количества операторов, предоставляющих услуги доступа к сети Интернет по радиоканалам с использованием RadioEthernet, а также числа пользователей этих услуг, привело к проблеме электромагнитной совместимости радиоэлектронных средств. В особенности это стало актуальным для крупных городов, где количество RadioEthernet-провайдеров может достигать 5-10 и более. В результате диапазон частот 2,4-2,5 ГГц оказался там сильно перегружен и зашумлен, а «теснота» в эфире отрицательно сказалась на качестве радиосвязи и, соответственно, на качестве предоставляемых услуг конечному пользователю [3].

Проблема зашумленности остается актуальной и для других регионов, где вблизи указанного диапазона интенсивно работают системы сотовой связи GSM-1800, радиорелейная связь, ведомственные и коммерческие системы передачи данных, прочее. Кроме того, возможно дополнительное обострение ситуации, вызванное разворачиванием в некоторых крупных городах Украины систем широкополосного беспроводного доступа на базе технологии MMDS, работающей в близком к RadioEthernet диапазоне 2,5-2,7 ГГц.

Сложившаяся обстановка заставляет операторов сетей передачи данных искать способы и средства для снижения уровня помех в радиоканалах своих систем. В связи с этим видится важным и актуальным анализ возможных путей решения задачи повышения помехозащищенности, поиск подходов к улучшению качества радиосвязи в сетях Wi-Fi.

На наш взгляд, основными направлениями решения этих задач являются:

- выбор специальных базовых и абонентских антенн, а также способа их установки и настройки.
- усиление полезных сигналов для выделения их на фоне действующих помех.
- использование высокочастотных (ВЧ) фильтров-грозоразрядников для подавления внеполосных помех.

Выбор антенн

Снижение уровня помех грамотным подбором и установкой антенного хозяйства провайдера рассматривается многими специалистами как эффективный способ ухода от проблемы зашумленности диапазона, повышения надежности радиосвязи и скорости передачи данных. В основном это достигается использованием узконаправленных и узкополосных абонентских, а также секторных базовых антенн для выбора требуемого направления приема-передачи с целью пространственной селекции полезного сигнала.

Установка базовых секторных антенн возможна при покрытии провайдером определенного сектора территории, в пределах которого отсутствуют мощные источники радиоизлучения, создающие помехи. Однако этот подход невозможен в тех случаях, когда базовая станция провайдера находится в центре зоны покрытия, и необходимо устанавливать антенну

с круговой диаграммой направленности. Правда, для круговой засветки можно использовать набор из нескольких секторных антенн с возможностью их индивидуальной настройки, как по частоте, так и по углу места, а также с исключением тех антенн из набора, в направлении которой действуют помехи. Однако такое решение является технически сложным и дорогостоящим, а отказ от определенного сектора делает невозможным подключение к сети расположенных в нем абонентов.

Использование узконаправленных абонентских антенн может быть ограничено их сравнительно высокой стоимостью и нежеланием или невозможностью пользователя оплатить дополнительные расходы. К тому же, заранее может быть неизвестно, что будет более эффективно для потребителя: либо установка недорогой антенны с широкой диаграммой направленности и низким, но достаточным коэффициентом усиления для снижения чувствительности приемного тракта и уменьшения вероятности прохождения вездесущей помехи; либо же эффективным будет применение более дорогой узконаправленной антенны, которая позволит пространственно отстроиться от действующей помехи.

В такой ситуации можно рекомендовать поэтапный подход с использованием недорогих рупорных антенн, которые, кроме самостоятельного применения, могут быть использованы также в качестве облучателя зеркальной антенны. Тогда схема подбора антенны для абонента выглядит следующим образом. На первом этапе выполняется установка рупорной антенны с усилением 12–14 *dBi*. Если результаты работы будут неудовлетворительными, на втором этапе устанавливается зеркало-отражатель с применением той же рупорной антенны, но уже как облучателя зеркала для получения узконаправленной антенны с усилением 17–24 *dBi* и более – в зависимости от диаметра зеркала. Таким образом, удастся выбрать абонентскую антенну с оптимальными коэффициентом усиления и шириной диаграммы направленности. Для ухода от помехи можно использовать также изменение поляризации антенны, которое выполняется простым поворотом рупора-облучателя на 90° без необходимости демонтажа всей антенны и даже ее части.

В общем случае устранение помех путем правильного подбора базовых и абонентских антенн, а также способа их установки является довольно эффективным, но дорогостоящим и трудоемким методом, требующим от провайдера вложения значительных средств и достаточно высокой квалификации специалистов. Часто это оказывается не под силу, особенно если на момент появления помех система уже развернута и средства вложены.

Усиление сигналов

Реализация второго подхода с применением базовых и абонентских усилителей, кроме увеличения дальности связи, часто оказывается эффективным и при борьбе с помехами. В первую очередь из-за усиления передающих сигналов, в результате чего полезный сигнал выделяется на фоне действующих помех. В то же время эффект от усиления принимаемого сигнала не так велик, а часто даже отрицателен, поскольку вместе с полезным входным сигналом усиливаются и помехи, попадающие в диапазон 2,4–2,485 ГГц. В результате чрезмерное повышение чувствительности приемника системы может оказать пагубное влияние на качество ее работы и снизить скорость передачи данных.

В состав двунаправленного усилителя, используемого для усиления сигналов в RadioEthernet-сетях, как правило, входит встроенный диапазонный высокочастотный фильтр (LC-фильтр или фильтр на поверхностных акустических волнах), который настроен на центральную частоту 2,45 ГГц и обеспечивает фильтрацию входного сигнала в полосе частот шириной около 100 МГц. Таким образом, входной фильтр усилителя подавляет помехи за пределами диапазона RadioEthernet, но оказывается бессильным при наличии помех в самом диапазоне, что как раз и характерно для нынешней ситуации. К тому же для многих производителей усилителей параметры используемых встроенных фильтров оставляют желать лучшего, что негативно сказывается на качестве фильтрации и работе изделия в целом. Наконец, отсутствие фильтра в передающем тракте усилителя приводит к увеличению уровня внеполосного излучения в цепи передатчика и появлению продуктов интермодуляции, что осложняет и без того

непростую электромагнитную обстановку в эфире. Возможное применение на выходе усилителя фильтра для подавления гармоник не способствует в полной мере решению задачи подавления интермодуляционных помех.

Исходя из вышесказанного, можно предположить, что эффективным средством для борьбы с помехами в RadioEthernet-сетях может оказаться совместное использование усилителя с высокочастотным узкополосным фильтром для фильтрации как входного, так и выходного сигналов усилителя. Такой фильтр должен устанавливаться в приемно-передающем тракте антенно-фидерной системы с оптимальной настройкой его полосы пропускания на рабочую полосу действующего оборудования (на один или группу перекрывающихся рабочих каналов провайдера). В том же случае, если передаваемый и принимаемый полезные сигналы имеют достаточно высокий уровень мощности, наиболее целесообразным является самостоятельное использование фильтров, которые обычно вносят небольшие потери (порядка 0,5–1,5 дБ), и значительно дешевле усилителей. В связи с этим хотелось бы обратить внимание специалистов на возможность использования высокочастотных фильтров в диапазоне 2,4–2,5 ГГц, детально остановиться на проблеме их выбора и применения, тем более что использование таких фильтров в системах связи с широкополосной модуляцией часто ставится под сомнение.

Фильтрация сигналов

Использование в системах стандарта IEEE 802.11b на физическом уровне методов широкополосной модуляции сигнала обуславливает некоторую специфику применения в таких системах узкополосных высокочастотных фильтров для подавления помех. Так, для оборудования, работающего с FHSS модуляцией и занимающего весь спектр частот в диапазоне 2,4–2,485 ГГц, устранение взаимных помех с помощью дополнительных ВЧ фильтров практически невозможно. Но при наличии мощных помех вне указанного диапазона, способных блокировать приемные каскады радиоаппаратуры и стопорить работу системы передачи данных в целом, вполне эффективным будет использование фильтров с шириной полосы пропускания около 80 МГц, покрывающей весь суммарный спектр рабочих каналов FHSS-систем с глубоким подавлением внеполосных помех.

В системах передачи данных, использующих модуляцию DSSS, кроме широкополосных диапазонных фильтров вполне реальным является также применение и канальных фильтров с шириной полосы пропускания 25 МГц и меньше. Такие фильтры способны подавить как мощные внедиапазонные помехи, так и взаимные помехи от оборудования RadioEthernet, работающего на соседних не перекрывающихся каналах.

Для снижения уровня помех ряд провайдеров пытаются приобретать герметично выполненные фильтры для их наружной установки, например вместе с усилителем. Однако категорическое требование герметичности не всегда оправдано. Следует помнить о том, что фильтры в герметичном исполнении обычно имеют минимум органов регулировки или же внешние органы настройки вообще могут отсутствовать. Это означает, что параметры высокочастотного фильтра, определяющиеся его конструкцией, уже невозможно изменить после изготовления фильтра. В лучшем случае допускается незначительная их коррекция. Часто именно этим объясняются большие вносимые узкополосными фильтрами потери (2,5 дБ и более), а также слабое внеполосное затухание. При этом говорить о качестве и максимальном соответствии параметров фильтра индивидуальным требованиям заказчика не приходится.

Если же в фильтре имеется возможность выполнять внешнюю настройку каждого резонатора, количество которых может быть 5–12 и больше, то качественная и долговечная герметизация потребует более тщательного подхода к этому процессу ввиду значительного количества точек герметизации. Зато в этом случае после изготовления фильтра есть возможность получить необходимые оптимальные параметры (минимальные прямые потери, требуемая ширина полосы пропускания, максимальное внеполосное подавление) путем его окончательной тщательной настройки. Внешний вид 6-резонаторного перестраиваемого фильтра на периодических структурах показан на рис. 1. Такие фильтры, при отсутствии герметизации, необходимо

устанавливать в помещении, хотя, как правило, это не является недостатком. Более того, в случае самостоятельного применения фильтра (без использования усилителя) его внутренняя установка является обязательным требованием. Ведь не следует забывать о том, что конструкция высокочастотных фильтров, работающих в диапазоне 2,4-2,5 ГГц, позволяет им дополнительно выполнять функцию грозозащиты. А устройства грозозащиты, как известно, рекомендуется устанавливать и заземлять уже на спуске коаксиального кабеля в помещении возле имеющихся линий заземления радиоборудования.

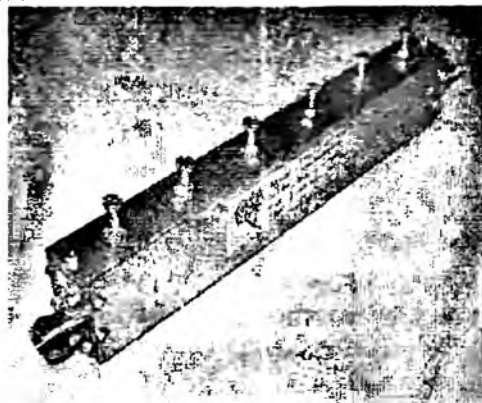


Рис. 1

Схема подключения фильтра-грозоразрядника при его внутренней установке показана на рис. 2, а. В этом случае оборудование будет защищено не только от остаточных импульсов разряда в антенне, но и от статических наводок в самом кабеле снижения. Наконец, при внутренней установке фильтров значительно увеличивается срок их службы, и производитель может позволить себе расширить гарантийные обязательства. При внешнем же использовании даже герметичных фильтров сложно гарантировать их длительную эксплуатацию.

При необходимости совместного использования ВЧ фильтра с усилителем следует либо приобретать фильтр в герметичном исполнении, либо же размещать фильтр вместе с усилителем в герметичном термобоксе с последующей установкой и заземлением бокса на мачте в непосредственной близости к антенне, как показано на рис. 2, б. В этом случае для обеспечения надежной защиты оборудование от грозовых разрядов рекомендуется устанавливать дополнительное грозозащитное устройство в помещении возле радиоборудования и имеющихся линий контура заземления.

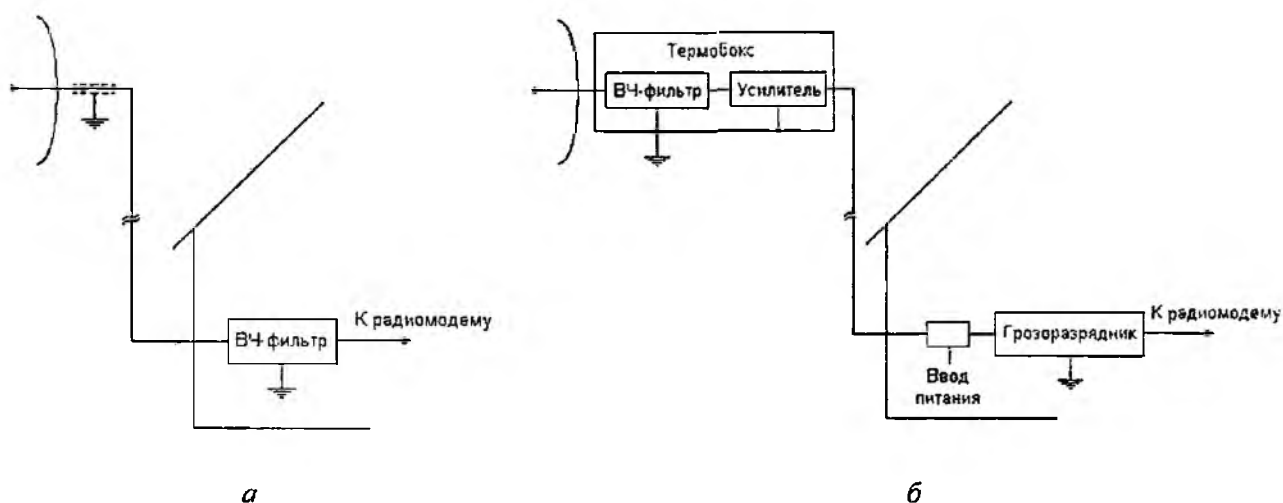


Рис. 2

Для обеспечения возможности перестройки аппаратуры провайдера с одного канала на другой вместо одноканального высокочастотного фильтра необходимо устанавливать фильтр с широкой полосой пропускания, равной суммарной ширине рабочей полосы провайдера с

учетом диапазона перестройки. Возможна также параллельная установка нескольких смежно-настроенных фильтров с поочередным их подключением в процессе перестройки.

До сих пор речь шла об использовании высокочастотных фильтров с шириной полосы пропускания, равной или больше ширины полосы одного DSSS-канала (≥ 22 МГц). При этом предполагалось наличие помехи только вне этой полосы, например, от сигналов в соседних не перекрывающихся каналах или же от мощных источников излучения вне диапазона RadioEthernet. Но как быть с помехами, расположенными в самой полосе канала, и чем при этом может помочь фильтрация полезного сигнала с помощью узкополосных фильтров?

Известно, что при достаточно большом расстоянии между базовыми станциями операторов сетей передачи данных, а также при сравнительно низкой мощности их передатчиков возможно использование операторами одного региона (города) соседних, перекрывающихся по спектру, каналов связи. Однако наблюдающееся в последнее время массовое использование базовых и абонентских усилителей, погоня за повышением мощности излучения полезного сигнала с целью выделения его на фоне помех и увеличения дальности связи привели к ситуации, когда излучения даже удаленных базовых станций провайдеров стали создавать помехи друг другу. Изменение поляризации сигнала некоторыми провайдерами кардинально не решило этой проблемы. Каждый раз подобные действия по уходу от помех вызывали цепную реакцию, в результате которой все либо устанавливали более мощные усилители, либо меняли поляризацию, а эффект в итоге оказывался нулевым. Новые витки погони за качеством связи подобным способом с увеличением мощности усилителей недопустимы и способны еще больше усугубить ситуацию.

Решение задачи снижения уровня мощных помех в рабочей полосе провайдера может быть найдено в применении узкополосных высокочастотных режекторных или полосно-пропускающих фильтров с шириной полосы пропускания меньше 22 МГц, использование которых возможно благодаря существующей избыточности передаваемых в RadioEthernet-сетях данных.

Как известно, избыточность в системах Wi-Fi с технологией DSSS вызвана 11-кратным кодированием каждого бита исходных данных кодом Баркера, обеспечивая базу передаваемого шумоподобного сигнала равной 11 и, соответственно, расширяя полосу частот исходного информационного сигнала в 11 раз. В связи с этим возникает вопрос о возможности вырезания из спектра входного полезного сигнала мощной узкополосной помехи с помощью узкополосного режекторного фильтра, настроенного на эту помеху. После установки такого фильтра вместе с помехой будет вырезаться и часть полезного сигнала. Однако передаваемые данные должны быть полностью восстановлены коррелятором приемника ввиду имеющейся избыточности.

Как недостаток такого подхода можно отметить сложность технической реализации в этом диапазоне частот режекторных фильтров с узкой – менее 5 МГц – полосой режекции. К тому же положение помехи на частотной сетке может со временем измениться, в результате чего она может выйти из зоны режекции. Не исключено также появления новой дополнительной помехи вне полосы режекции установленного фильтра.

Второй подход предполагает использование полосно-пропускающих фильтров с шириной полосы пропускания меньше 22 МГц, настроенных на пропускание с минимальными потерями центральной части спектра передаваемого шумоподобного сигнала, где сосредоточено около 90 % всей его спектральной мощности. При этом боковые составляющие спектра могут быть частично или полностью подавлены вместе с действующей помехой. На какое именно значение ширины полосы пропускания настроить ВЧ фильтр, и как эту полосу разместить относительно несущей полезного сигнала (симметрично или несимметрично), будет зависеть от положения помехи и установленной скорости передачи данных. Расчеты показывают, что при скорости передачи данных 1-2 Мбит/с вполне допустимым является использование узкополосного ВЧ фильтра с шириной полосы пропускания 10-14 МГц, способного пропустить основную энергетику излучения (основной пик спектра сигнала). При этом даже

полное отсеечение боковых спектральных составляющих, в которых сосредоточено оставшиеся 10% спектральной мощности излучения, приводит к незначительному искажению формы принимаемого сигнала, практически не влияющему на качество передачи данных.

Перед использованием высокочастотного узкополосного фильтра по возможности необходимо установить, что представляет собой источник помех, каково его расположение на частотной сетке относительно рабочих частот провайдера. Выполнить это можно путем сканирования исследуемого диапазона частот с использованием соответствующего оборудования. При этом важно выяснить, не расположена ли несущая частота мешающего сигнала в центральной части (основном пике спектра) рабочей полосы частот действующего оборудования. Если нет, то провайдер получит максимальный эффект от использования фильтра, установив изделие с требуемыми параметрами. Но даже в том случае, если часть широкополосной помехи находится в рабочей полосе оборудования провайдера и попадает на вход приемника, сужение полосы частот входного сигнала с помощью узкополосного фильтра снижает общую суммарную мощность действующих помех в приемном тракте радиооборудования, уменьшая вероятность стопорения системы и, соответственно, увеличивая надежность и скорость передачи данных. Во многих случаях применение только высокочастотного фильтра сразу дает положительный эффект, и провайдеру удается решить задачу снижения уровня помех, повысить качество предоставляемых услуг и улучшить статистику отзывов о своей работе с минимальными материальными затратами.

Следует также отметить, что применение узкополосных фильтров в приеме-передающем тракте кроме подавления помех способствует также и решению обратной задачи – снижению собственных шумов действующего оборудования провайдера, улучшая тем самым качество связи в RadioEthernet-сетях других провайдеров, работающих на соседних не перекрывающихся каналах. Этот эффект особенно заметен в случае использования мощных усилителей, способных кроме частот, кратных несущей, породить множество интермодуляционных составляющих вблизи спектра излучения. Из опыта использования фильтров в действующих сетях провайдеров известен случай, когда работающий на 6-м DSSS-канале провайдер отмечал значительное улучшение работы своей системы после установки высокочастотного фильтра с шириной полосы пропускания 25 МГц на выходе усилителя мощностью 1 Вт в первом DSSS-канале другого, рядом работающего провайдера. Таким образом, применение узкополосных высокочастотных фильтров способствует поддержанию принципа «не мешай другому», и они могут быть рекомендованы к использованию в случае претензий к провайдеру со стороны других пользователей частотного ресурса, а также государственных инспектирующих органов по частотному надзору.

Выводы

В основе комплексного подхода к решению задачи снижения уровня шумов в беспроводных сетях передачи данных Wi-Fi лежит выбор специальных базовых и абонентских антенн, усиление сигналов, а также их фильтрация с помощью полосно-пропускающих фильтров. Это способствует улучшению электромагнитной совместимости радиоэлектронных средств и повышению качества предоставляемых услуг конечному пользователю.

Список литературы: 1. Томаси У. Электронные системы связи. М.: Техносфера, 2007. 1360 с. 2. Лубенец С.В. Перспективы и проблемы развития систем беспроводной передачи данных в Украине / Вісник Національного технічного університету „ХПІ”. 36. наук. праць. Тематичний випуск: Нові рішення в сучасних технологіях. Харків: НТУ «ХПІ» 2007. №30. с. 13-18. 3. Кочегаров П., Писарев Ю., Портной С. и др. Обзор технологий широкополосного радиодоступа // Connect! Мир связи. 2007. № 6. С. 183-226.

Харьковский национальный
автомобильный университет

Поступила в реколлегию 10.12.2007

ДЕЯКІ АСПЕКТИ В ПРОЕКТУВАННІ МІКРОБЛОКІВ ДЛЯ ВИРОБІВ ТЕЛЕКОМУНІКАЦІЙНИХ СИСТЕМ

Вступ

В даний час при розробці і технологічному відпрацюванні виробів телекомунікаційних систем (ТС) треба виділити комплексну мікромініатюризацію, як один з основних напрямків розвитку сучасної радіоелектроніки. При проектуванні виробів ТС з підвищеною надійністю і високими експлуатаційними характеристиками в вигляді герметичних конструкцій особлива увага приділяється створенню мікроблоків з загальною герметизацією, які формуються на основі конструктивно закінчених функціональних вузлів, що виконані в вигляді корпусних або безкорпусних великих гібридних інтегральних мікросхем (БВГІМ) і мікробірок, що комутуються міжплатними перемичками або за допомогою комутаційних плівкових мікроплат і комутаційних друкованих плат. При цьому сам мікроблок є функціонально закінченою конструкцією модульного типу [1].

Мікроблоки оптимальної інтеграції

Мікроблоки дають суттєвий виграв з ряду конструктивних показників виробів ТС, тому при їх розробці треба орієнтуватися на вибраний домінуючий показник. Це відноситься до реалізації найбільш важливого показника комплексної мікромініатюризації – підвищеного рівня інтеграції.

Кількісно він визначається через щільність пакування елементів в мікроблоці (ел./см³):

$$\gamma_{\delta} = \frac{N}{V_{\delta}}, \quad (1)$$

де: N – число конструктивно-технологічних одиниць у виробі, *шт.* V_{δ} – об'єм конструкції мікроблоку, см³

Іншим важливим показником є також коефіцієнт дезинтеграції елементної бази:

$$q = \frac{\gamma_{uc}}{\gamma_{\delta}}, \quad (2)$$

де: γ_{uc} – середня щільність пакування безкорпусних навісних і плівкових елементів на мікроплатах, ел./см³

Крім вищевказаних коефіцієнтів γ_{uc} і q в конструкціях виробів ТС прийнято ряд спеціалізованих критеріїв, в т.ч. щільність пакування електрорадіоелементів (ЕРЕ) на площині, коефіцієнт дезинтеграції за сумарною монтажною площиною в блоці, за об'ємом блока і за його сумарною масою.

Для різних типів мікроблоків значення сумарного коефіцієнта дезинтеграції складає від 35, для цифрових мікроблоків з безпосереднім об'єднанням мікроплат до 170, для мікроблоків, які реалізують схеми підвищеної потужності, і джерел вторинного електроживлення. Треба відмітити, що ціленаправленість вибору оптимального узгодження рівня інтеграції, який необхідний, і дезинтегрованих параметрів, визначається виходячи з практики проектування.

Цифрові мікроблоки з перевагою однорідних структур з числом умовних елементів (УЕ) від 2500 до 5000. Оптимально узгодженим показником є відношення між числом мікроплат в комірці і числом комірок, а також комутаційна симетрія на ділянках трасування комірка – комірка і комірка – зовнішня комутація мікроблоку, ремонтпридатність і доступ до монтажу на комірках, механічна міцність мікроблоків при експлуатації.

Мікроблоки, які реалізують аналогові схеми

Основні оптимально узгоджені показники: об'єднувальна комутація для мікроплат, поєднання тонко- і товстоплівкового виконання мікроплат, характер схемних рішень і ступінь впливу гальванічних і електромагнітних зворотних зв'язків, міжкаскадне екранування і елек-

тромагнітна сумісність ЕРЕ, конструктивне виконання резонансних і фільтруючих вузлів. Останнє, як правило, повинне вирішуватись кардинально: використання мініапоризованих індуктивностей або імітація індуктивностей:

- спеціальні мікроблоки з підвищеною потужністю тепловиділення і джерела вторинного електроживлення. Основні оптимально узгоджені показники: реалізація нормального теплового режиму, створення захисних зон навколо ділянок локального перегріву;

- вмонтовані мікроблоки. Мікроблоки виробів ТС з підвищеними вимогами до адаптації щодо посадочних місць. Основні оптимально узгоджені показники: раціональне поєднання площі монтажу і об'єму, міжплатна і вивідна комутація, електромагнітна сумісність ЕРЕ вузлів, мікроплат, а також технологічність конструкції, реалізація нормального теплового режиму;

- мікроблоки, що працюють в складі виробів ТС з жорсткими умовами експлуатації. Основними оптимально узгодженими показниками є масогабаритні характеристики корпусу і елементів несучої конструкції. До цієї ж групи виробів ТС відносяться мікроблоки, які суміщені з індикаторними, оптико- і електромеханічними, в також приводними пристроями;

- конструювання мікроблоків високої щільності пакування з врахуванням виділеного оптимально узгодженого показника потребує індивідуального підходу. Укрупнено для мікроблоків характерні загальні для виробів ТС співвідношення рівня інтеграції в залежності від класу схем, що реалізуються, збільшення маси елементів несучої конструкції в 1,5...2 рази для аналогових мікроблоків в порівнянні з цифровими і зменшення в 3...5 разів щільності пакування конструктивно-технологічних одиниць. Але при цьому спостерігається масштабний вииграш за показником, який вибрано, що забезпечується переходом до конструктивного виконання в вигляді мікроблоку.

Підвищити рівень інтеграції можна як за рахунок традиційних конструктивно-технологічних рішень, так і специфічними рішеннями. Наприклад, вдалим конструктивним варіантом цифро-аналогового мікроблоку щільності компоновки з числом УЕ до 500 є модифікація конструкції мікросхемного модуля з загальною герметизацією, який заповнений інертним газом, що дозволяє отримати біля $25...30 \text{ ел./см}^3$ (рис. 1). Суттєве зниження габаритів мікроблоків, в яких використовуються протяжні лінії передачі підвищеної потужності, може бути отримано застосуванням прямокутного хвильоводу, заповненого діелектриком. При цьому даний хвильовід не має основних недоліків, які є в мікрополоскових лініях: мала пропускна потужність, необхідність рознесення і екранування ліній передачі, складність механічного кріплення підкладок з крихких матеріалів, використання хвильовідно-мікрополоскових переходів, які вносять нерегулярність (рис. 2) [2].

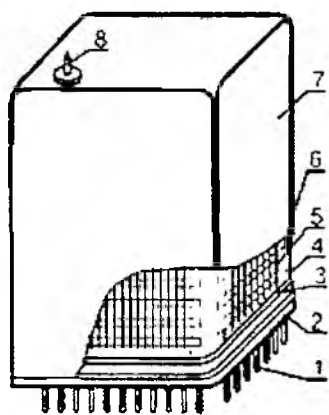


Рис. 1. Конструкція етажерочного мікроблоку ТС: 1 – контакти з ковару; 2 – основа; 3 – перехідна комутаційна друкована плата з фотосеталу; 4 – стійка; 5 – мідні комутаційні шини; 6 – мікроплати; 7 – термокожух; 8 – штенгель для заповнення інертним газом

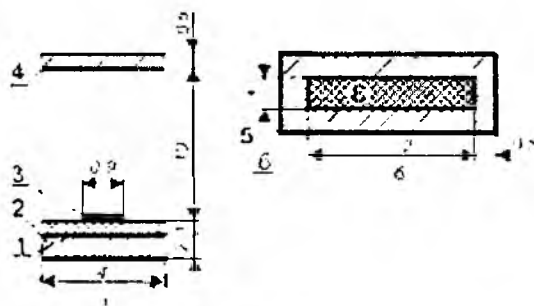


Рис. 2. Порівняльні розміри мікрополоскової лінії – а і прямокутного хвильоводу з діелектричним заповненням – б: 1 – підкладка мікрополоскової лінії; 2 – основа; 3 – струмонесучий полосковий провідник; 4 – корпус СВЧ модуля; 5 – хвильовід; 6 – діелектрик

Для мікроблоків виробів ТС важливим фактором підвищення інтеграції є правильне поєднання тонко- і товстоплівкової технологій, які вдало доповнюють одна одну, але треба більш вимогливо порівнювати їх можливості. Такі вироби ТС характеризуються відносно більшим числом плівкових резисторів на мікроплатах, що характеризуються широким діапазоном допусків, номіналів і потужностей розсіювання.

Товстоплівкова технологія є для таких мікроблоків перспективним шляхом підвищення щільності компоновки із-за більш простої реалізації багатошарової плівкової комутації, високої продуктивності і скороченого в 2...3 рази циклу виготовлення. Її використання дозволяє покращити інтеграційні характеристики мікроблоків при виконанні мікроплат цифрових схем зі складною і насиченою морфологією схемних з'єднань, які не мають схемної симетрії і з однорідністю функціональних пристроїв, лінійних схем середньої і підвищеної потужності, потужних джерел вторинного електроживлення, підсилювачів постійного струму для керування роботою привідних і електромеханічних пристроїв для виробів ТС, що вбудовуються.

Вимоги експлуатаційної надійності

Перехід до конструювання виробів ТС супроводжується різким ростом вимог до експлуатаційної надійності. Для виробів ТС вірогідність безвідмовної роботи визначається за формулою

$$P(t) = \frac{1}{K_{np}} = \exp \left[- \int_0^t \lambda(t) \cdot dt \right], \quad (3)$$

де $\lambda(t)$ – інтенсивність відмов даної виробів ТС; K_{np} – коефіцієнт неремонтопридатності.

Таким чином, підвищення інтеграції приводить до збільшення K_{np} , а значить, для зберігання належної $P(t)$ визначаються все більш жорсткі вимоги до характеристик $\lambda(t)$. Експлуатаційна надійність є важливим витратним показником, причому реалізація (3) досягається оптимальним поєднанням заходів: від конструктивного пониження K_{np} до конструктивно-технологічного і схемотехнічного забезпечення мінімальних $\lambda(t)$, що входять в конструкцію ЕРЕ і елементів несучих конструкцій. Експлуатаційна надійність мікроблоків забезпечується:

- загальною герметизацією (основна причина розгерметизації – наявність в об'ємі мікроблоків полімерних матеріалів і проблема герметичних зовнішніх виводів);
- стандартизація на рівні класів мікроблоків схемотехнічних і конструкторських рішень, що сприяє стабілізації технологічних процесів виготовлення і контролю;
- можливість автоматизованого проектування мікроплат мікроблоків і розробка конструкції і комутації мікроблоку в САПР виробів ТС;
- тому, що мікроблок є модульною конструкцією, яка формується із окремих функціональних вузлів, кожен із яких виконаний на окремій мікроплаті, то використовується ефективна багатоступінчата система проміжного контролю [3].

Особливості схемотехнічних рішень мікроблоків

Ускладнення виробів ТС, накладає відбиток на зниження їх надійності. Тому схемні рішення мікроблоку повинні поряд з застосуванням високонадійної елементної бази і різким підвищенням надійності електричних з'єднань, компенсувати це зниження при одночасній реалізації належних електричних параметрів.

Переважає використання в мікроблоках і наявність значного числа уніфікованих функціональних вузлів вимагає системного підходу при проектуванні мікроблоків. Тому на етапі їх схемо-технічного проектування враховуються специфічні вимоги:

- раціональність структури з переважним використанням елементної бази загального застосування;
- максимальне використання системо- і схемотехнічного апарату структурного аналізу і синтезу схем з врахуванням досягнення високих техніко-економічних показників;

- створення схем з симетричною морфологією між'єднань ЕРЕ і вузлів, що є важливим фактором спрощення комутації;
- злиття процесів проектування самих виробів і їх елементної бази на рівні функціональних вузлів, що враховується в схемотехнічному рішенні;
- багаторівневе використання САПР схем мікроблоків;
- оптимізація для аналогових мікроблоків схемних рішень функціональних вузлів і блоків в цілому; при цьому опінка вибраних рішень проводиться за рядом факторів: максимальне використання сучасної елементної бази, досягнення високої техніко-економічної ефективності і мінімальних затрат на експериментальне відпрацювання;
- оптимальне поєднання функціональних вузлів і каскадів в мікроблоках по тракту передачі і відпрацювання сигналів;
- прогнозування на етапі системо- і схемотехнічного проектування функціонально-схемного забезпечення необхідної стабільності параметрів виробу в цілому.

Багато з сформульованих вимог реалізуються при схемотехнічному проектуванні мікроблоків загальним для виробів ТС методами.

Для мікроблоків, як виробів ТС високого рівня інтеграції, характерний комплексний підхід до проектування, що всебічно враховує зв'язок схемотехнічних і конструктивно-технологічних рішень. Вибір їх функціональної схеми, що обумовлений призначенням даного виробу ТС, на етапі системотехнічного відпрацювання повинен співвідноситись з вибором конструктивного виконання і з елементною базою, що використовується. Схемне рішення мікроблоку ще в більшому ступені визначається даними факторами. Вибір схемотехнічного принципу побудови мікроблоку – функціонально-вузловий, модульний, на однорідних структурах – пов'язаний з рядом конструктивно-технологічних характеристик: ремонтпридатністю, загальним конструктивним виконанням, ступінню спеціалізації виробничої бази, серійністю випуску виробу і т.п. Наприклад, умові ремонтпридатності і тривалої експлуатації найбільш відповідає функціонально-вузловий принцип побудови: набір мікроплат, кожна з яких реалізує функціональний вузол, що дозволяє виконувати ремонт мікроблоків на рівні заміни мікроплат. В найбільшому ступені це відноситься до мікроблоків підвищеної потужності, які вбудовані з високою адаптацією до посадочних місць, мікроблокам підвищеної надійності з жорсткими обмеженнями по масогабаритним характеристикам.

Для цифрових мікроблоків основною вимогою є вимога ремонтпридатності, тому схемне рішення ґрунтується на максимальному використанні однорідних структур і реалізації на окремих мікроплатах функціонально закінчених логічних вузлів. Використання на мікроплатах з однорідними структурами додаткових навісних елементів, які застосовуються для стабілізації і коректування параметрів логічних функціональних вузлів, повинне обмежуватися. Поряд з цим схемне рішення оптимізується по показниках реалізації функціональних перетворювань при обмеженому наборі базових елементів і прямому спряженні функціональних вузлів; для цифроаналогових мікроблоків додатково накладаються обмеження на потужність тепловиділення, помітно впливаючих на стабільність параметрів електричних схем.

Висновки

1. Одним з основних напрямків в розробці, проектуванні і реалізації виробів ТС є комплексна мікромініатюризація вузлів і функціональних блоків.
2. Кількісними і якісними показниками мікроблоків, які забезпечують їх оптимальну інтеграцію є щільність пакування елементів в мікроблоці і коефіцієнт дезинтеграції елементної бази.
3. Товстоплівкова технологія є для мікроблоків виробів ТС, в т.ч. космічної і спеціальної техніки перспективним шляхом підвищення щільності компоновки із-за більш простої реалізації багатшарової плівкової комутації, високої продуктивності і зменшеного циклу виготовлення.
4. Експлуатаційна надійність є вирашним показником мікроблоків, який дозволяє реалізувати оптимальне поєднання засобів, що забезпечують конструкторсько-технологічні і схемотехнічні рішення, які входять в конструкцію ЕРЕ і елементів несучих конструкцій.

5. Переважне використання в мікроблоках сучасної елементної бази і наявність значного числа уніфікованих функціональних вузлів вимагає системного підходу при проектуванні мікроблоків.

Список літератури 1. *Конструирование и расчет больших гибридных интегральных схем, микросборок и аппаратуры на их основе* / Г. В. Алексеев, В. Ф. Борисов, Т. Л. Воробьева и др.; Под ред. Б. Ф. Высоцкого. М.: Радио и связь, 1981. 216 с. 2. *Полковский И.М., Стыцько В.П., Рудберг Ю.Е.* Схемотехника микроэлектронной аппаратуры. М.: Радио и связь. 320 с. 3. *Экспериментальные исследования технологических режимов герметизации корпусов микроблоков РЭА* / В. Г. Котух // *Технология приборостроения*. 1998. № 1. С. 27-30.

*Харківський національний
університет радіоелектроніки
ДП «Харківський приладобудівний завод
ім. Т. Г. Шевченка»
ОАО Укртелеком*

Надійшла до редколегії 05 01 2008

КОНСТРУКТОРСЬКО-ТЕХНОЛОГІЧНА КОНЦЕПЦІЯ ОПТИМІЗАЦІЇ НЕСУЧИХ КОНСТРУКЦІЙ МІКРОБЛОКІВ ДЛЯ ВИРОБІВ РАДІОЕЛЕКТРОННОЇ АПАРАТУРИ

Вступ

Мікроблоки є одним з видів конструктивного виконання радіоелектронної апаратури (РЕА) підвищеної надійності й високого рівня інтеграції й перспективним напрямком для використання у виробі у складі гібридної мікроелектроніки. При цьому велика увага приділяється загальній герметизації мікроблоків, що дає їм певні переваги перед інтегральними мікросхемами й мікрозбірками, де крім масогабаритних обмежень при значній щільності компонування електрорадіоелементів (ЕРЕ) до конструкції мікроблоків, пред'являються вимоги з механічної міцності, адаптації до складних конфігурацій посадкових місць для вбудованої РЕА, ремонтпридатності й поліпшенню техніко-економічних показників.

Мікроблоки мають такі позитивні якості.

Підвищення рівня інтеграції з'єднанням об'єднання й укрупнення структурних рівнів, що особливо відноситься до цифрової РЕА, а також для виробів космічної й спеціальної техніки.

Можливість установки на мікроплатах спеціальних начіпних елементів з відносно більшими габаритними розмірами, у тому числі для пристроїв функціональної мікроелектроніки. резонансних пристроїв у мікромініатюрному виконанні тощо.

Поліпшення теплових характеристик зважаючи на значно більшу, у порівнянні з корпусами мікрозборок, поверхню тепловіддачі корпусу мікроблоку й можливість використання пристроїв штучного охолодження.

Функціональна гнучкість мікроблоків: з'єднання й заміщення структурних рівнів аж до реалізації виробів в одному мікроблоці.

Можливість об'єднання з індикаторними, оптико- і електромеханічними, приводними пристроями, що істотно важливо для вбудованої й переносної РЕА.

Ремонтпридатність мікроблоків, наявність вільного доступу до регульованого ЕРЕ й ЕРЕ, що підбудовується, й вузлам, внутріблоковому комутаційному монтажу, можливість часткової заміни мікроплат.

Висока надійність при наявності загальної герметизації й прямого внутріблокового монтажу, що дозволяє виключити кілька структурних рівнів електричних з'єднань, зменшити довжину шляху електричного сигналу, а також підвищити строки зберігання виробу в стані збереження працездатності.

Різноманіття конструктивних варіантів реалізації, гарна адаптація до посадкових місць.

Високі механіко-прочностні показники.

Наявність загального екранування в корпусі мікроблоку й можливість простої реалізації границь платного й внутрішньоплатного екранування.

Можливість використання уніфікованих безкорпусних мікрозборок і мікросхем, наборів мікроплат і осередків з мікроплатами [1].

Механічна міцність елементів несучих конструкцій

Оптимальні конструкторсько-технологічні рішення, як правило, визначають рівень якості й експлуатаційну надійність мікроблоку. При цьому вибір конкретної конструкції мікроблоку визначається багатьма факторами, у тому числі і уніфікацією за окремими класами мікроблоків [1].

Елементи несучих конструкцій мікроблоків повинні забезпечувати при мінімальних масі й габаритних розмірах оптимальне внутрішньоблокове компонування й механічну надійність кріплення осередків, окремих мікроплат, комутаційних друкованих плат, окремих ЕРЕ й вузлів, а також захист від механічних перевантажень та інших зовнішніх впливів на мікроблок.

Корпуса мікроблоків додатково розраховуються на надлишковий внутрішній тиск закачаного інертного газу й повинні забезпечувати певний тепловідвід.

Для мікроблоків, що знаходять своє застосування у виробках космічної і спеціальної техніки характерні значні динамічні впливи, що характеризуються діючим вібраційним або ударним прискоренням, що приводить до відмов РЕА, причому частота відмов визначається величиною прискорення, формою й тривалістю імпульсів удару. Для розрахунку конструкції мікроблоку і його несучих елементів на стійкість до динамічних впливів вихідною величиною є максимальне прискорення:

$$j_{\max} = A\omega\rho\sqrt{2 + 2\cos\omega t_u / (p^2 - \omega^2)}, \quad (1)$$

де A – амплітуда імпульсу; $\omega = \sqrt{c/m}$ – частота власних коливань системи; c – твердість системи в напрямку удару; m – маса мікроблоку або окремого несучого елемента; $p = \pi/t_u$ – умовна частота імпульсу; t_u – тривалість імпульсу.

Для випадку прямокутного імпульсу (ударного навантаження):

$$j_{\max} = 2A \sin\left(\frac{\omega t_u}{2}\right), \quad (2)$$

При цьому коефіцієнт амортизації удару $\eta = 2 \sin\left(\frac{\pi}{2\gamma}\right)$ залежить від “настроювання”

системи $\gamma = \frac{p}{\omega}$ (рис. 1) і визначає динаміку впливу удару на РЕА.



Рис. 1. Характеристика амортизації удару РЕА. де η – коефіцієнт амортизації удару; T – час випробувань у режимі початкового прискорення

$$j_{\max} = \frac{a}{\omega} e^{-\delta t_{\max}} (\omega \cos \omega t_{\max} - \delta \sin \omega t_{\max}), \quad (3)$$

де $t_{\max} \approx -2\delta/\omega$ – час впливу j_{\max} ; a – прискорення $\delta = h/2m$; h – коефіцієнт різкого демпфірування, обумовлений тилом використовуваного амортизатора;

у режимі вимикання стартових двигунів при використанні найпоширенішого гумово-металевого амортизатора з постійним коефіцієнтом демпфірування γ_M

$$j_{\max} = (1 + 0.5\gamma_M^2)\Delta\omega^2 \left[\exp\left(-\frac{\gamma_M}{2}\omega t_{\max}\right) \left(\cos \omega t_{\max} - \frac{\gamma_M}{2} \sin \omega t_{\max} \right) \right], \quad (4)$$

де $t_{\max} = \frac{1}{\omega} \arctg\left[\gamma_M / (0.25\gamma_M^2 - 1)\right]$; Δ – максимальна деформація амортизатора при перевантаженні. У режимі гальмування j_{\max} обчислюється за формулою (3) з урахуванням відповідного напрямку перевантаження.

Для мікроблоків, використовуваних у складі виробів космічної й спеціальної техніки, найбільш значним динамічним впливом є лінійне початкове прискорення в поєднанні з інтенсивною вібрацією викликуваною роботою маршового двигуна, а також впливом у режимі вимикання стартових двигунів, коли різко знімаються початкові перевантаження, а також у режимі гальмування, що характеризується значними лінійними перевантаженнями [2].

Оскільки в такий РЕА використовується та або інша система амортизації, то з її врахуванням максимальне прискорення визначається:

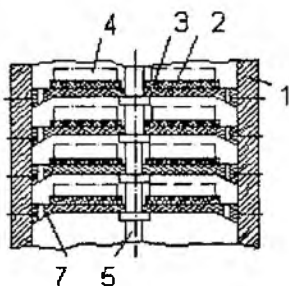


Рис. 2. Установка мікроплат у мікроблоці на під'ятнику:

1 – корпус; 2 – під'ятник; 3 – мікроплати; 4 – зона установки начіпних елементів; 5 – осьова стійка; 6 – габаритні навісні елементи; 7 – зона посилення основ

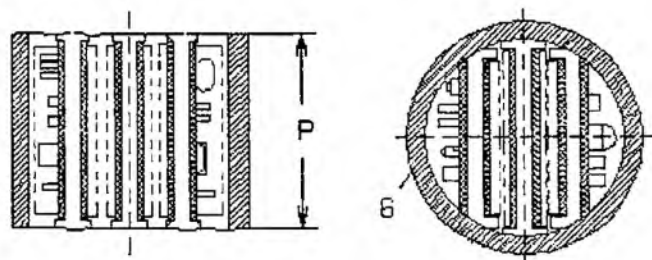


Рис. 3. Вертикальна установка в мікро блоці:

б – габаритні навісні елементи.

Конструкції мікроблоків для виробів РЕА космічної й спеціальної техніки, що характеризуються перевантаженнями, розраховуються на основі наведених співвідношень для використовуваних систем амортизації (рис. 2, 3). У першому випадку (рис. 2) використовується посилена основа – під'ятник, у другому (рис. 3) – вертикальна установка мікроплат, що впаюють у гніздо основ [2].

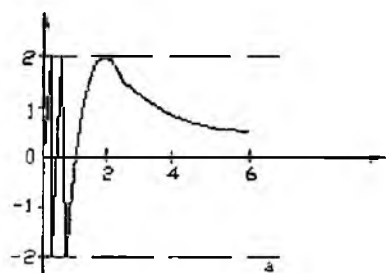


Рис. 4. Діаграма вибору оптимального співвідношення масо-габаритних розмірів мікроблоків

Це досягається за допомогою відбортовки, вибивки рел'єфу, рустування стінок, внутрішніх і зовнішніх стягувань стінок корпусу.

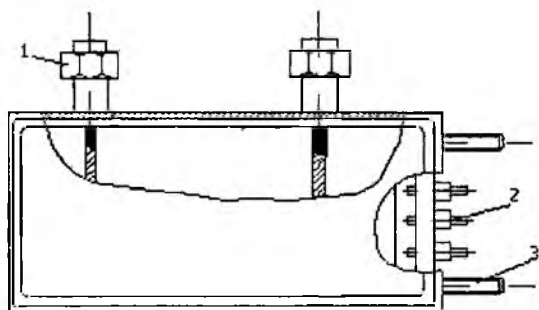


Рис. 5. Конструкторсько-технологічний варіант виконання мікроблоку з комбінованим фрезерувально-штамповочним корпусом:

1, 2 – комутуючі підведення;
3 – вузли кріплення

Для відносно крупнорозмірних мікроблоків найбільш істотним моментом є розрахунок конструкції корпусу з урахуванням надлишкового внутрішнього тиску. Згідно діаграми, наведеної на рис. 4, збільшення габаритів корпусу мікроблоку при збереженні припустимого рівня деформації стінок приводить до зростання маси корпусу через стовщення стінок, що компенсує, лінії припустимої маси корпусу розб'являють повну конструктивну зону на зони А і В. Прийняттям конструктивних мір для посилення твердості стінок домагаються, щоб при збільшенні габаритних розмірів корпусу не вийти із зони А з оптимальними співвідношеннями маси й габаритних розмірів (рис. 4) [3].

У залежності від передбачуваних динамічних впливів на мікроблоки вибирається конструкторсько-технологічний варіант герметичного корпусу: штампований, пенальний або рамковий з відбортовкою, чашковий, складовий рамковий. Найбільшу жорсткість має фрезерувальний рамковий корпус і комбінований фрезерувально-штампований корпус (рис. 5) [3]. При габаритних розмірах плати більше $50 \times 75 \text{ мм}^2$ варто вибирати спосіб кріплення виходячи зі зручності зборки, ремонтпридатності. Кріплення мікроплат до комутаційних плат або теплопровідних шин

виконується пайкою металізованої сторони й торців підкладки. Крім того необхідно враховувати фізико-хімічну сумісність матеріалів елементів несучих конструкцій і підкладок мікроплат.

При пайці, особливо при установці мікроплат у глухі гнізда варто підбирати матеріали для підкладок і елементів несучих конструкцій із близьким за температурним коефіцієнтом лінійного розширення (ТКЛР) значеннями, у тому числі сплави ВТ1-0, ВТ5-1, штали, ковар, пресматеріал тощо. Для часто використовуваних у виготовленні елементів несучих конструкцій мікроблоків алюмінієвих сплавів робиться пропайка через прокладки, що демпфірують, з лудженої й прокачаної латунної сітки товщиною 0.15 мм. Висока термоцикlostійкість паяних з'єднань забезпечується багатошаровими прокладками, що компенсують, на основі композицій мідь-ковар-мідь і мідь-молібден-мідь, а також безпосередньою пайкою підкладки через свинцеву прокладку з легкоплавким покриттям. При клейовому з'єднанні підкладки мікроплат і елементів несучих конструкцій, що одночасно виконують роль тепловідводячих заснований, вибір типу клею обумовлюється необхідною міцністю з'єднання, малим тепловим опором і збереженням цих характеристик до 150...180 °С (клей ТК-1НВ і ТК-8НВ). У мікроблоках високої щільності компонування із двостороннім монтажем мікроплат використовується торцеве розташування й пайка: Безпосередньо або крізь прокладку, що демпфірує, при цьому мікроплати встановлюються за напрямком впливу удару або прискоренням.

Висновки

Таким чином, аналіз проведених досліджень дозволяє зробити наступні висновки:

Мікроблоки є одним з основних видів виконання РЕА підвищеної надійності й високого рівня інтеграції.

Для мікроблоків, що знаходять своє застосування у виробках космічної й спеціальної техніки, що характеризуються значними динамічними впливами, частота відмов визначається величиною прискорення, формою й тривалістю імпульсів удару.

Наведено необхідні розрахункові співвідношення, що дозволяють оцінити використовувані системи амортизації, установки мікроплат, що впаюють у гнізда основаній, а також конструктивні заходи щодо збереження припустимого рівня деформації стінок мікроблоків.

Список літератури: 1. *Основы проектирования микроэлектронной аппаратуры* / А.Г. Алексеенко, С.С. Батулин, Л.Г. Барулин и др.; Под ред. Б.Ф. Висоцького М.: Сов. радио, 1977. 352 с. 2. *Волков В.А.* Сборка и герметизация микроэлектронных устройств. М.: Радио и связь, 1982. 144 с. 3. *Замирець Н.В., Котух В.Г., Шур В.А., Алтухова Т.Л.* Технологическая концепция лазерной герметизации радиоэлектронных модулей в корпусах из алюминиевых сплавов // *Технология приборостроения.* 1996. №1. С. 54-57.

*Харківський національний
університет радіоелектроніки*

Надійшла до редколегії 25. 02 2008

ТЕХНОЛОГИЯ ПОЛУЧЕНИЯ ЗЕРКАЛЬНО-ГЛАДКОГО СКОЛА ОПТИЧЕСКОГО ВОЛОКНА

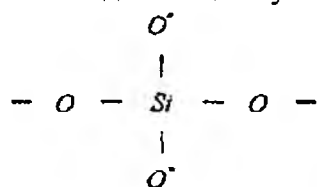
Введение

Традиционная технология изготовления соединителей требует последовательного применения сначала шлифовки, а затем полировки торца оптического волокна. Существенным недостатком такой обработки является то, что в поверхностной области торца появляется сетка мельчайших микротрещин, а на самой поверхности возникает тонкий амортизированный слой, который хотя и не рассеивает свет, но усугубляет коррозию и другие физико-химические процессы старения под действием влаги. Последняя, проникая в микротрещины, разъедает их, расширяет до размеров, соизмеримых с длиной волны света, и вызывает помутнение шлифованного и полированного торца волокон. В результате такой доводки появляется поверхность сложного профиля (вместо ровной плоскости) на торце волокна, химический состав и механические свойства которого переменны по сечению, что вносит дополнительные потери. Доводка некачественно сколотого торца с помощью шлифовки и полировки характеризуется технологическими воздействиями преобразующего типа. В данной работе предложена технология изготовления торца волокна путем управляющего воздействия, для которого характерны минимальные значения свободной энергии системы и, следовательно, стабильность во времени [1].

Механизм разрушения стекла в вершине трещины

Для неорганических стекол, прочность которых находится в пределах $(5 - 200) \times 10^7 \text{ Н/м}^2$, содержащих микроскопические трещины, наблюдается следующий двухступенчатый механизм углубления трещины у ее вершины в нейтральной среде и в вакууме [2].

Первая (начальная) стадия разрушения заключается в раскрытии имеющейся трещины и имеет термоактивационную природу. Она представляет собой последовательный разрыв межатомных связей в вершине трещины за счет совместного действия механических напряжений и возникающих нерегулярно во времени наиболее значительных по амплитуде тепловых колебаний отдельных атомов, молекулярных комплексов или участков полимерных цепочек в стекле, составленных из комплексов, подобных этому:



Здесь символ O^* — обозначает оборванные связи у боковых атомов кислорода в результате перехода части электронов в системе связей комплексов SiO_4 на антисвязывающие орбитали после добавления к валентным электронам этой системы валентных электронов щелочного металла, введенного в составе модифицирующих добавок. Таких, например, как Na_2O , K_2O , Zi_2O и т.п.

Расстояние между полимерными цепочками равно $0,5 \text{ нм}$, что примерно вдвое превышает длину комплекса модифицирующей добавки $\text{Na}-\text{O}$.

При одиночной флуктуации происходит разрыв только одной связи $\text{Si}-\text{O}$. В неориентированном состоянии вдоль направления растяжения подвергается одновременному действию растягивающегося напряжения одна треть цепочек, которая составляет ту часть материала, где разрываются межатомные связи. Среднее расстояние между рвущимися связями составляет $(3 \times 0,5 \text{ нм}) = 1,5 \text{ нм}$. Одиночная связь $\text{Si}-\text{O}$, имеющая длину $0,16 \text{ нм}$, рвется при удлинении на $0,1 \text{ нм}$.

Введем понятие флуктуационного объема $\Delta V_{\text{ф}} = \lambda_1 \cdot \lambda_2 \cdot \lambda_n$, где λ_1 — относительное удлинение связи, переводящее атом из минимума, соответствующего равновесному ненапряженному состоянию, в максимум на вершину потенциального барьера разрушения. Расстояние λ_2 — от вершины барьера до минимума по другую сторону потенциального барьера разрушения, энергетическая величина которого в ненапряженном состоянии равна U_p . Оно определяет расхождение в раскрывающейся микротрещине атомов с разорванной связью. Величина λ_n — элементарный отрезок фронта микротрещины, включающий в себя один или не-

сколько атомов. λ – элементарный путь, равный межатомному расстоянию, на который перемещается участок фронта микротрещины при каждой флуктуации. Обычно принимают, что $\lambda_n \approx \lambda$. Флуктуационный объем стекла оценивают в виде $V_\Phi \approx 1,5 \cdot 1,5 \cdot 0,1 \text{ нм}^3 \approx 0,225 \text{ нм}^3$ [2].

Введем понятие безопасного перенапряжения σ_0^* , оцениваемого в форме [3]

$$\sigma_0^* = \frac{2\gamma}{(\lambda_1 + \lambda_2)}. \quad (1)$$

В вакууме для чистой поверхности стекла значение γ близко к 2 Дж/м^2 . При наличии адсорбированной на поверхности стекла пленки воды, которая образуется в атмосфере, содержащей водяной пар, значение $\gamma_{\text{вкл}} \approx (0,25 - 0,3) \text{ Дж/м}^2$.

Один из эффектов действия поверхностно-активной среды состоит в том, что смачивание поверхности, образующейся при раскрытии трещины, снижает величину безопасного перенапряжения,

$$\bar{\sigma}_0^* = \frac{2(\gamma_{\text{вкл}} - \gamma_{\text{псс}})}{(\lambda_1 + \lambda_2)}, \quad (2)$$

где $\gamma_{\text{псс}}$ – свободная поверхностная энергия поверхностно-активной среды.

Для стекла, смоченного водой, $\gamma_{\text{вкл}} - \gamma_{\text{псс}} \approx (0,25 - 0,3) \text{ Дж/м}^2$, как следует из изложенного, перенапряжение снижается в 6,6 – 8 раз.

При перенапряжениях σ^* меньше величины σ_0^* (или в поверхностно-активной среде $\bar{\sigma}^* < \bar{\sigma}_0^*$) процесс разрывания и восстановления связей носит вероятностный (случайный) характер, т.е. реально имеют место оба процесса. Скорость роста трещины

$$V_{\text{тр}} = V_{\text{разр}} + V_{\text{залеч}}, \quad (3)$$

где $V_{\text{разр}} = \lambda v_1$ – скорость распространения трещины при разрыве связей; $V_{\text{залеч}} = \lambda v_2$ – скорость

сокращения трещины; $v_1 = v_0 \exp\left(-\frac{U_p - \Delta V_\Phi K \sigma'}{RT}\right)$ – частота флуктуации, приводящих к разрыву

связей; $v_2 = v_0 \exp\left(-\frac{U_p' + \Delta V_\Phi K \sigma'}{RT}\right)$ – то же при восстановлении связей при заживлении трещины,

$v_0 = 10^{13} \text{ с}^{-1}$ – частота тепловых колебаний; R – газовая постоянная; T – абсолютная температура; K – коэффициент напряжения; σ' – истинное механическое напряжение, рассчитанное на площадь поперечного сечения за вычетом площади трещины.

При напряжении σ' , стремящейся к нулю, скорости распространения и заживления равны, в результате скорость движения равна нулю. При больших значениях, существенно превышающих σ_0^* ($\bar{\sigma}^* > \bar{\sigma}_0^*$), скоростью заживления можно пренебречь ($V_{\text{залеч}} \ll V_{\text{разр}}$) и для скорости раскрытия трещины имеет место соотношение

$$V_{\text{тр}} \approx \lambda v_0 \exp\left(-\frac{U_p - \Delta V_\Phi K \sigma'}{RT}\right). \quad (4)$$

В работе [2] даются экспериментальные оценки коэффициента концентрации механических напряжений $K \approx 20 - 40$ для неорганических стекол, разрушающихся в вакууме.

Для стекла максимальная скорость распространения трещины может достигать $(1/2 - 1/3) V_K$ и для кварцевого стекла равна 2155 м/с ; для силикатного – 2000 м/с . При дальнейшем увеличении напряжения достигается критическое перенапряжение

$$\sigma_K^* = K \sigma_K = \frac{U}{\Delta V_\Phi}. \quad (5)$$

Экспериментально наблюдаются две стадии раскрытия трещины. Первая стадия протекает при величинах $\sigma' < \sigma_K$. Она обусловлена флуктуационным разрывом связей и дает зеркально гладкую поверхность разрыва. Скорость раскрытия трещины мала $V_{\text{тр}} = 10^{-4} - 10^{-5} \text{ м/с}$.

Между размерами зеркально гладкой зоны (например, ее радиусом R_3) и прочностью σ стекла существует соотношение

$$\sigma \cdot R_3^{b_1} = A_3, \quad (6)$$

где b_1, A_3 – константы, не зависящие от состояния поверхности образца, температуры и времени испытания. Они зависят лишь от типа стекла (химического состава и структуры).

В работе [3] на основании испытаний восьми наиболее распространенных сортов стекла даются средние значения этих констант в виде $b_1 \approx 0.5$; $A_3 = 2 \cdot 10^3 \text{ кг/мм}$.

При этом радиус R_3 выражается в миллиметрах.

Вторая стадия разрушения начинается при $\sigma' \approx \sigma_K$ и связана с размножением вторичных трещин с образованием шероховатой зоны.

Разрушение характеризуется долговечностью τ нагруженного образца, под которой понимают время, истекшее с момента приложения постоянного напряжения от растягивающей нагрузки до разделения образца на две части. На эту долговечность влияет форма образца.

На первой стадии разрушения скорость распространения трещины выражается соотношением (3). Долговечность образца τ вычисляют при изменении напряжения в интервале $[\sigma_0, \sigma_x]$ в виде

$$\tau = \int_0^{l_K} \frac{dl}{V} + \tau_K \frac{L - l_K}{L}, \quad (7)$$

где l_K – критическая длина трещины, соответствующая переходу ко второй стадии разрыва при $\sigma' = \sigma_x$; τ_K – время, требуемое для разрушения образца при приложении критического напряжения σ_K , когда в разрушении принимают участие вторичные трещины.

Большая часть зависимости долговечности в интервале ее значений от 10^2 с до 10^8 с и интервале напряжений от 10^2 Н/мм^2 до 10^8 Н/мм^2 хорошо описывается экспоненциальным выражением

$$\tau = \tau_0 \exp\left(\frac{U_0 - \gamma_1 \sigma}{RT}\right), \quad (8)$$

где предэкспоненциальный множитель

$$\tau_0 = \frac{LKT e^{-\gamma_1/\sigma}}{\lambda \nu_0 \Delta \nu_\phi \beta_n \sigma}, \quad (9)$$

$U = U_0 - aT$ – изменение энергии активации с температурой; U_0 – ее значение, экстраполированное к абсолютному нулю.

Для твердых тел множитель $K \exp\left(-\frac{a}{K}\right)$ имеет значение порядка 10^{28} Дж/град , коэффициент $\gamma_1 = \Delta V_\phi \cdot \beta_n \approx 10^{-18} - 10^{-19} \text{ мм}^3$.

Выражение (8) выведено для образцов, имеющих форму полосы, но при замене в ней величины L на πR , где R – радиус стержня или волокна, оно пригодно для расчета долговечности образцов цилиндрической формы.

При наличии m_1 – поверхностных и m_2 – объемных микротрещин и начальной микротрещины длиной l_0 соотношение (8) удастся представить в виде

$$\tau = \frac{\Phi K T e^{-\gamma_1/\sigma}}{\lambda \nu_0 \Delta \nu_\phi \beta_n (m_1 + 2m_2) \chi^2 \sigma} \exp\left(\frac{U_0 - \Delta V_\phi \beta_n \chi \sigma}{RT}\right), \quad (10)$$

где Φ – фактор формы, равный для пластин их ширине L для цилиндрических стержней πR ;

$$\chi = \left(1 - \frac{l_0}{L}\right)^{-1}.$$

При наличии надреза глубиной l_0 , которым нельзя пренебречь по сравнению с габаритным размером образца, фактическое напряжение в образце равно величине $\chi \sigma$. Поскольку разные образцы

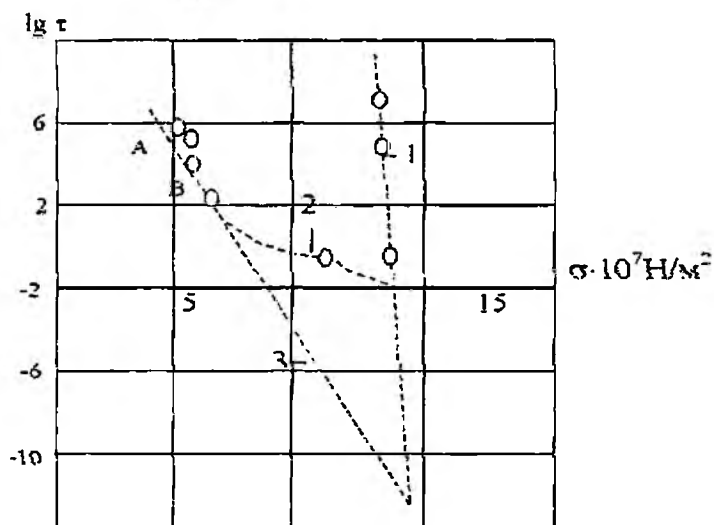
одной и той же партии обладают различным значением m_1 и m_2 , то среднее значение $\bar{\chi}$ находят по наклону прямой в системе координат $\lg \tau - \sigma$, среднее значение $(m_1 + 2m_2)$ по отрезку, отсекаемому прямыми от оси $\lg \tau$ (рис. 1) [2].

Получение молекулярно-гладкого скола волокна в поверхностно-активной среде

Как следует из соотношения (3), основное влияние поверхностно-активной среды состоит в уменьшении безопасного перенапряжения [2, 4].

Закон долговечности в связи с этим будет определяться новыми значениями параметров

$$(\tau'_0 \text{ и } \gamma'_1) \quad \tau_0 = \frac{(\gamma_1 / \gamma'_1)}{\tau_0}$$



1 – в вакууме; 2 – в атмосфере;
3 – экстраполяция линейной зависимости долговечности АВ

Рис. 1

При значительном повышении напряжения, т.е. для наиболее прочных образцов, возрастает скорость движения трещины и последняя движется скачками, частично отрываясь от фронта наползающей пленки поверхностно активной примеси. Чем больше нагрузка, тем большую долю скачков составляет движение трещины без смачивания примесью. Эта, вторая, стадия разрушения завершается третьей, на которой скорость движения трещины значительно больше скорости диффузии ($V_{TR} < V_D$) и разрушение происходит так же, как и в вакууме.

Рис. 1 иллюстрирует все три стадии зависимости долговечности от уровня механического напряжения.

Аналитически подобная переходная зависимость учитывается выражением

$$\tau^* = \tau' \left(1 - \frac{1}{f'} \right) + \frac{(\tau \ln f) / f - (\tau' \ln f') / f'}{\left(1 + \frac{RT}{\gamma_1 \sigma} \ln f \right) \left(1 + \frac{RT}{\gamma'_1 \sigma} \ln f' \right)} + \frac{\tau}{1 + \frac{RT}{\gamma_1 \sigma}} \quad (11)$$

Здесь $f = \frac{V_D}{V_0}$; при $V'_0 < V_D$; $f' = 1$ при $V'_0 < V_D$; $V_0 < V_D$ $f = 1$ при $V_0 > V_D$

при $\sigma \rightarrow 0$ $\tau^* = \tau'$; $f' \gg 1$ $f > f'$,

при $\sigma \rightarrow 1,4 \cdot 10^8 \text{ Н/м}^2$ $\tau^* \approx \tau$; $V_0 > V_D$, $f = f' \approx 1$,

V_0 – скорость движения трещины в вакууме; V'_0 – то же в поверхностно-активной среде.

В системе координат $\lg \tau - \sigma$ при испытании серии образцов под влиянием поверхностно-активной среды существенно снижается наклон прямых долговечности и, следовательно, уменьшаются отрезки, отсекаемые от оси $\lg \tau$

Это происходит при малых значениях напряжения и долговечностей, т.к. в этом случае скорость движения V_{TR} трещины мала и оказывается меньше, чем скорость диффузии V_D пленки поверхностно-активной примеси ($V_{TR} \ll V_D$). Последнее означает, что пленка этой примеси успевает двигаться за фронтом трещины, постоянно создавая ситуацию смачивания вновь образовавшейся поверхности.

В области малых напряжений величины $\tau^* \approx \tau'$ и $V'_0 < V_d$ и значение $\sigma < 7 \cdot 10^7 \text{ Н/м}^2$; при $\sigma < 1.4 \cdot 10^7 \text{ Н/м}^2$; соотношение (11) превращается в закон долговечности при разрушении в вакууме, т.е. $\tau^* \approx \tau$; $V_0 > V_d$.

Для расчетов по формуле (11) принимают на основании обработки данных опытов по рассмотренной выше методике значение $\gamma_1 \approx 5,7 \cdot 10^{-18} \text{ мм}^3$ для вакуума и $\gamma_1 \approx 1,6 \cdot 10^{-18} \text{ мм}^3$ для смачивания трещины пленкой воды, конденсировавшейся из воздуха. Предполагается также, что флуктуационный объем не зависит от наличия или отсутствия поверхностно-активной среды $\Delta V_\phi = \Delta V'_\phi$.

Как указывалось выше, различные радикалы органических соединений (особенно спиртов) могут глубоко проникать в рыхлое тело, состоящее из полимерных цепочек стекла и изменять условия флуктуационного разрыва связей.

Энергия разрыва связи Si–O равна 108 ккал/моль. Поскольку активация разрушения превышает энергию связи Si–O, то рвется несколько связей, одна из которых может быть связью Na–O.

Могут быть сделаны две группы выводов и по ним даны соответствующие рекомендации.

Первая группа связана с тем, что поверхность скола волокна, являющаяся в соединителе выходным окном для одного и входным для другого стыкуемого с ним волокна, должна обладать высокой прозрачностью в течение срока службы соединителя и ВОЛС.

При получении несовершенного скола волокна, когда имеются существенные неоднородности, крупные выступы и другие отклонения от плоскости, мешающие высококачественной стыковке волокон в соединителе или препятствующие прохождению света, необходимо применять последующую шлифовку и полировку.

После этих операций, обычных для обработки оптических поверхностей, достигается хорошая плоскостность, исключая градиентные волокна, у которых из-за изменяющейся вдоль радиуса плотности и твердости образуется радиально симметричная сферическая поверхность, высокое качество которой нарушается, хотя ее приповерхностный слой не рассеивает свет сразу после изготовления. Этот поверхностный слой оказывается сильно нарушенным механически. Он содержит густую сетку микротрещин, сквозь которую проникает вода, и при длительном сроке взаимодействия создает области коррозии, по своим размерам соизмеримые с длиной волны света. Результатом является помутнение торцов ОВ.

Существует два варианта, позволяющие избежать этого явления. Первый состоит в нанесении на торец волокна защитного покрытия. Второй – в изготовлении скола волокна с молекулярно-гладкой поверхностью, который не нуждается в шлифовке и полировке.

Остановимся более подробно на получении скола раскалыванием волокна, поскольку последняя операция является необходимой. Выше достаточно подробно рассмотрены все необходимые аспекты механики и физики изготовления скола волокна. При составлении практических рекомендаций необходимо, однако учитывать следующее.

Если бы стекло было высокопрочным пластичным материалом, то царапина, наносимая на него перед раскалыванием с помощью алмазного резца, имела бы форму треугольной канавки с прямолинейным закругленным гладким дном и представляла аналог одиночной трещины. В этом случае задача раскрытия надреза решалась исходя из рассмотренных соотношений.

Из соотношения (6) видно, что размер зеркальной (молекулярно-гладкой зоны) тем больше, чем меньше уровень механического напряжения, при котором раскрылся надрез. Полагаем барьер U_0 симметричным, берем $\lambda_1 \approx \lambda_2 \approx 10^{-10} \text{ м}$. Величина β_T в вакууме равна 25, в атмосфере – 7; значение $\gamma_{\text{еак}}$ в вакууме равно 2.1 Дж/м², в атмосфере – 0.25 Дж/м². Поэтому нижним пределом для σ в (6) служат значения:

– для вакуума

$$\sigma = 14,5 \cdot 10^7 \frac{\text{Н}}{\text{м}^2}, \quad (12)$$

– для атмосферы

$$\sigma = 7,25 \cdot 10^7 \frac{H}{M^2}. \quad (13)$$

Приведенные оценки показывают, что введение поверхностно-активной среды (воды), уменьшая в два раза, предел безопасного напряжения, позволяет увеличить размер зеркальной зоны.

Таким образом, введение поверхностно-активной среды во много раз увеличивает размер молекулярно-гладкого участка раскрытия надреза (для воды – в 4 раза). Необходимо, однако, чтобы осуществлялось достаточно медленное раскрытие трещины. При $\sigma = 14 \text{ кг/мм}^2$ скорость движения трещины будет больше 5 мм/с, равной скорости диффузии воды при раскрытии трещины, и при больших напряжениях раскрытие трещины происходит в присутствии воды так же, как в вакууме, поэтому зеркальная зона сокращается в 4 раза.

Оценка (12) дает высокую прочность стекла в волокне, значительно большую, чем величина $(4 - 7.25) \cdot 10^7 \text{ н/м}^2$. Последнее означает, что, имея партию волокон с распределением безопасных напряжений со средним значением $\bar{\sigma} = (18 - 15) \cdot 10^7 \text{ н/м}^2$, можно рассчитывать на наличие лишь весьма малой доли волокон с самыми низкими значениями безопасных напряжений $\sigma_{\text{мин}} \approx (4 - 7) \cdot 10^7 \text{ н/м}^2$, для которых можно достичь четырехкратного увеличения зоны молекулярно-гладкой поверхности торца скола.

Очевиден путь повышения этой доли. Он состоит в поисках поверхностно-активных сред, которые снижали бы уровень безопасного напряжения до $\sigma_{\text{мин}} \approx 4 \cdot 10^7 \text{ н/м}^2$. К таким средам принадлежат октанол и другие спирты, способные значительно увеличить выход годных торцов волокон.

Рассмотренная выше задача решается, если надрез является идеальным. Однако в действительности царапина, сделанная алмазным резцом на ОВ, представляет деструктивную зону, в которой материал удален за счет его разрушения на мелкие осколки. Поэтому дно царапины изобилует неровностями, придающими ему зигзагообразную форму со значительными случайными вариациями радиуса закругления в местах деструктивного выпаривания.

В работе [5] введено понятие локального разрушения

$$\Theta = 2 \arctg \left[\frac{K_1 + \sqrt{K_1^2 + 8K_2^2}}{4K_2} \right]. \quad (14)$$

Для каждой из достаточно больших микротрещин (большее значение l_0) угол между ее плоскостью и плоскостью раскрытия будет зависеть от соотношения растягивающего K_1 и тангенциального напряжения K_2 , как это показано в формуле (14).

Для большой микротрещины, лежащей в плоскости симметрии надреза, это по-прежнему дает большую вероятность ее раскрытия в данной плоскости. Если наибольшая микротрещина развернута в пространстве под углом к указанной плоскости, то могут возникать большие тангенциальные напряжения у ее вершины и $K_2 \neq 0$, $\Theta \neq 0$. Тогда ориентация плоскости ее раскрытия может не совпасть с плоскостью симметрии надреза, и скол окажется неровным.

Введение поверхностно-активной среды в этом случае, увеличивая вероятность раскрытия названной микротрещины, будет способствовать неровному сколу.

В этом случае внешние тангенциальные напряжения (например, изгиб волокна) могут оказаться полезными, если они ориентированы таким образом, что будут снижать значение K_2 или изменять его таким образом, что угол раскрытия Θ , в соотношении (14) будет удалять плоскость раскрытия микротрещины от плоскости, в которой имеет место наибольшая концентрация напряжения.

Рассмотренные явления, от которых зависит увеличение доли зеркальной поверхности скола, позволяют превратить технологическое управляющее воздействие поверхностно-активной среды в эффективное средство зеркального (молекулярно-гладкого) раскрытия трещины, если сделать скорость проникновения в раскрывающуюся трещину поверхностно-активной среды много большей, чем сама скорость раскрытия трещины при любых, даже самых больших допустимых нагрузках.

Этого можно достичь, если применять легколетучие при температуре раскалывания поверхностно-активные среды. Тогда транспортировка поверхностно-активной среды в раскрывающуюся

трещину кроме медленной поверхностной диффузии будет осуществляться также через газовую фазу. Скорость молекул в паре во много раз выше, чем в поверхностном диффузионном слое, и значительно превышает наибольшую возможную скорость раскрытия трещины.

Как указывалось выше, только что раскрытый участок трещины содержит большое количество оборванных связей и имеет чрезвычайно высокую абсорбционную активность. Это обеспечивает большую скорость конденсации и интенсивную перекачку через паровую фазу молекул активной среды в устье раскрываемой трещины. В последнем случае ограничение, открытое Г. М. Бартевым [3], устраняется. Фронт смачивания поверхностно-активной среды не отстает от фронта раскрытия трещины при любых нагрузках, и флуктуационный механизм раскрытия трещины, создающий поверхность скола с молекулярно-гладкими торцами, сохраняется практически до конца раскалывания. Последнее оказывается возможным также потому, что поверхностно-активная среда, снижая значение безопасного напряжения и перенапряжения, не позволяет достигнуть такого высокого уровня механических напряжений, при котором осуществляется переход к деструктивной стадии разрыва материала волокна, сопровождаемой появлением микро- и макронеровных поверхностей скола, рассеивающих свет.

В качестве поверхностно-активной среды, исходя из рассмотренного механизма раскрытия трещины, использован ацетон, имеющий точку кипения 56.5°C , не смешивающийся с водой без ограничений. При 20°C он имеет парциальное давление $P = 1.32 \cdot 10^4 \text{ Па}$, достаточное для осуществления переброса потока его молекул CH_3COCH_3 через паровую фазу в полностью смачивающуюся свежееоткрывающуюся трещину.

При осуществлении надреза алмазным резцом участка волокна, смоченного ацетоном, образуется скол, имеющий молекулярно-гладкую поверхность.

Выводы

Анализ метода раскалывания ОВ в воздухе показывает, что характер и интенсивность напряженного состояния влияют сложным, не воспроизводимым образом на угол между плоскостью скола и осью волокна, площадь молекулярно-гладкого участка скола и площадь рельефно разрушаемого участка, размеры выступов и выколов на нем. Поэтому подобный скол нуждается в шлифовке и полировке для доведения его до требуемых эксплуатационных параметров.

Учет воздействия естественных факторов (главным образом влаги) на шлифованный и полированный скол показывает, что он легко подвергается ускоренной коррозии и мутнеет при старении.

На основе анализа физических процессов в стекле при симметрично нагруженном состоянии установлено, что можно управлять флуктуационным механизмом раскрытия трещины, создающими поверхность скола с полностью молекулярно-гладкими торцами. Подобное управление достигается вводом в трещину смеси октилового спирта и ацетона, которая играет роль поверхностно-активной среды при раскрытии трещин.

Данный метод обработки позволяет использовать его для подготовки торцов ОВ в полевых условиях.

Список литературы: 1. Палатник Л.С., Сорокин В.К. *Материаловедение в микроэлектронике*. М.: Энергия, 1999. 380 с. 2. Бартев Г.М. *Сверхпрочные и высокопрочные неорганические стекла*. М.: Стройиздат, 2000. 240 с. 3. Бартев Г.М. *Строение и механические свойства неорганических стекол*. М.: Стройиздат, 1996. 216 с. 4. Бартев Г.М., Карташев Э.М. Влияние поверхностно-активных сред на пороговое неразрушающее напряжение полимеров в хрупком состоянии // Доклады АН СССР. 1991. Т. 296. № 4. С. 894–898. 5. Панасюк В.С., Саврук М.П., Дацьшин А.П. *Распределение напряжений около трещин в пластинах и оболочках*. Киев.: Наук. думка, 2005. 443 с.

Харьковский национальный
университет радиоэлектроники

Поступила в редакцию 07.02.2008

Д. О. ШЕЛКОВСНКОВ, О. О. ЖЕЛАНОВ, О. О. ЖАЛІЛО, канд. техн. наук

РЕЗУЛЬТАТИ ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНИХ ДОСЛІДЖЕНЬ ТОЧНОСТІ ТРАЕКТОРНИХ GPS/GNSS ВИМІРЮВАНЬ ПРИ ВИКОНАННІ АЕРОФОТОЗЙОМКИ З ВИКОРИСТАННЯМ ПРОГРАМНИХ КОМПЛЕКСІВ «ОСТАВА» ТА «GRAFNAV/GRAFNET™»

Вступ

Для вирішення завдань контролю техніко-експлуатаційних характеристик систем навігації й посадки повітряних судів (ПС) та інших літальних апаратів (гелікоптерів, безпілотних апаратів) при льотних випробуваннях актуальним є виконання високоточних траєкторних вимірювань з метою оцінки якості бортового навігаційного устаткування і систем керування в цілому [1, 2]. Також актуальна задача високоточного визначення координат при виконанні аерофотозйомки (аерофотограметрії) з використанням сигналів GPS/GNSS.

Для одержання еталонних параметрів руху використовують ті або інші різновиди диференційного методу координатних визначень із використанням як кодових, так і прецизійних фазових спостережень сигналів GPS/GNSS [1, 2]. Для реалізації високоточного диференційного режиму вимірювань на аеродромі (або на трасі польоту), звідки стартує літальний апарат (ЛА), установлюється так звана референсна (базова) двочастотна GPS/GNSS станція. Після проведення аерофотозйомки накопичені результати спостережень бортового й референсного (базового) наземного приймачів спільно обробляються в післясеансному режимі (камеральна обробка). Застосування супутникових технологій для вирішення викладених завдань дозволяє одержати координати повітряного судна з точністю від декількох дециметрів до одиниць сантиметрів.

У цей час в Україні використовуються програмні пакети різних закордонних виробників [2]. Ці пакети в розглянутому випадку виконують обробку кінематичної зйомки з використанням спеціальних методів обробки кодових та фазових GPS/GNSS спостережень. При цьому часто виникають проблеми, пов'язані із зниженням надійності розрізнення фазової невизначеності й одержання високоточних параметрів руху ЛА через значне віддалення ЛА від базової станції (БС), через маневрування та еволюції ЛА й ін. Проблемою є також те, що з використанням «закритих» закордонних програмних пакетів для обробки даних, як правило, не вдається детально проаналізувати вихідні спостереження, оцінити їх якість, виконати об'єктивну оцінку точності траєкторних визначень, а в складних випадках – визначити причини низької якості одержання вихідних результатів обробки [2].

Метою даної роботи є експериментальне відпрацювання розроблених алгоритмів та процедур обробки траєкторних вимірювань параметрів руху повітряних суден (ПС – літаків, гелікоптерів, безпілотних літальних апаратів) при виконанні аерофотозйомок з використанням сучасних диференційних методів визначення місцеположення по сигналах супутникових систем GPS/GNSS. Технологія траєкторних вимірювань, що розробляється, дозволить забезпечити високоточний траєкторний контроль руху ПС з дециметровою/субдециметровою точністю в будь-якому місці повітряного простору України, оцінку (атестацію) і моніторинг реальних характеристик бортового навігаційного обладнання літальних апаратів, проведення експериментів по відпрацюванню і аналізу польотних процедур посадки ПС.

В роботі представлені результати попередніх експериментів щодо розробки вітчизняної технології траєкторних вимірювань на всіх фазах польоту ПС в режимі післяполітного аналізу спостережень. Для реалізації режиму постобробки використані апробоване покупне програмне забезпечення GrafNav/GrafNet (NovAtel/WPC Inc., Canada), орієнтоване на обробку GPS/GNSS спостережень динамічних об'єктів, та програмне забезпечення вітчизняної розробки «ОСТАВА» для виконання детального аналізу «сирих» GPS-спостережень і реалізації точного місцевизначення. Дається стислий опис виконаних розробок алгоритмів та програмних процедур обробки бортових GPS спостережень з використанням диференційних корек-

цій за кодово-фазовими GPS спостереженнями базових станцій і доведена можливість досягнення дециметрової точності координатних визначень на всій території України. На завершення описані рекомендації щодо підвищення точності та розвитку методів і технологій траєкторних визначень за сигналами GPS/GNSS.

GPS/GNSS технології й засоби, що використовуються для проведення експериментальної оцінки точності траєкторних вимірювань

Знання максимально точної траєкторії ЛА на різних фазах польоту є фундаментальною основою проведення аерофотозйомки та льотних випробувань ЛА.

Як показано в [2], для одержання точної траєкторії (еталонних параметрів руху) використовують такі види (методи) високоточних диференційних DGPS/DGNSS-визначень, як

- класичний диференційний метод визначення місцеположення DGPS/DGNSS з використанням кодових спостережень (метровий рівень точності);
- мережні методи диференціальної корекції WAD/DGPS/MRD (наприклад, фірми Omistar/FUGRO);
- метод широкозонної диференційної навігації WADGPS (WAAS, EGNOS і ін.);
- традиційні геодезичні GPS-технології (режим кінематичної зйомки) і устаткування з використанням інтерферометричних технологій обробки фазових спостережень у режимі постпроцесингу.

Дуже важливим питанням є оцінка точності й надійності навігаційних визначень за сигналами GPS/GNSS і широкозонних функційних доповнень, таких як EGNOS, з урахуванням того, що всі повітряні судна з переходом на сучасні технології керування повітряним рухом будуть оснащуватися супутниковими навігаційними приймачами з функціями типу WAAS, EGNOS. Тому технологія траєкторних вимірювань також повинна мати можливість здійснювати атестацію (принаймні, з дециметровою точністю) точностних навігаційних характеристик широкозонних функційних доповнень GNSS на території та в повітряному просторі України:

- використовувати дані спостережень мережі перманентних референційних GPS-станцій IGS/EPN і результати обчислень точних ефемерид, поточних параметрів моделей іоносфери і тропосфери й т. д. в міжнародних обробних центрах IGS як еталонних;
- використовувати спеціальні програмні продукти для оцінки характеристик інших навігаційних підсистем.

Необхідна точність визначення параметрів руху ЛА знаходиться в діапазоні від декількох сантиметрів до декількох дециметрів. Одержати зазначену точність можна тільки з використанням інтерферометричних фазових (використання фазових спостережень, а не кодових) DGPS/DGNSS-технологій. При цьому варіювання в даному діапазоні може допускатися з урахуванням фази польоту. Висока точність потрібна для надійної атестації штатних бортових навігаційних систем і засобів. Атестація при льотних вимірюваннях проводиться методом порівняння бортових навігаційних вимірювань і еталонних вимірювань. І коли йдеться про дециметрову або про сантиметрову точність визначень траєкторії, потрібно визначити миттєве положення фазового центру приймальної GPS/GNSS-антени еталонної траєкторної системи в геоцентричній або географічній системі координат WGS- 84.

Проведення порівняльного аналізу методів (технологій) показує, що на даному етапі досліджень прийнятним варіантом є найбільш доступна технологія траєкторних вимірювань, заснована на використанні геодезичних GPS-технологій (режим кінематичної зйомки) обробки фазових спостережень інтерферометричного типу у режимі постобробки. Така технологія, як показали результати досліджень і експериментів [3, 4] з використанням реальної інформації, дозволяє на даному етапі розробки та досліджень забезпечити дециметрову й, навіть, сантиметрову точність на віддаленні 25-100 км ЛА від базової станції, здійснити надійний контроль якості того або іншого способу визначення параметрів руху за рахунок можливості застосування одночасно декількох технологій обробки спостережень (із застосуванням покупного й вітчизняного програмного забезпечення післясеансної обробки й проведення порівняння їх результатів, застосування кодово-фазових і «чисто» фазових рішень.

Система траєкторних вимірювань (СТВ) має складатися з бортової й наземної складових і включати наземний центр збору, післясеансної обробки, аналізу й архівування спостережень і результатів їх обробки. Бортова частина, відповідно до обраної технології й принципів побудови СТВ, містить у собі вимірювальний (еталонний) GPS/GNSS двочастотний приймач, накопичувач вимірювальної інформації. Наземна частина містить у собі референцну двочастотну GPS/GNSS станцію, що встановлюється в районі аеропорту й використовується при проведенні льотних вимірювань, накопичувач «сирих» спостережень референцної станції для їх передачі в центр збирання, післясеансної обробки, аналізу й архівування спостережень і результатів їх обробки, підсистему збирання спостережень мережі IGS/EPN перманентних GPS-станцій (ГАО НАНУ) для їх використання при спільній обробці з бортовими спостереженнями СТВ з урахуванням даних обробки IGS-центру (прецизійні координати перманентних станцій, точні ефемериди супутників GPS, результати іоносферного картографування й ін.). Центр збору, післясеансної обробки, аналізу й архівування спостережень і результатів обробки здійснює завершальну стадію «тонкої» остаточної обробки спостережень бортових навігаційних систем і СТВ й відображення всебічних результатів порівняння навігаційних визначень штатних навігаційних систем ЛА і еталонної траєкторії руху. При цьому буде використовуватися вся доступна вимірювальна інформація від всіх джерел для одержання максимально надійних і точних результатів.

Для здійснення поставлених цілей використовуються наступне програмне забезпечення (ПЗ):

- GrafNav/GrafNet (NovAtel/WPC), орієнтоване на обробку GPS/GNSS-спостережень динамічних об'єктів;

- спеціалізоване програмне забезпечення «ОСТАВА» для виконання післясеансної обробки й детального аналізу «сирих» GPS/GNSS спостережень (розробка ГАО НАНУ).

Спільне використання вказаних програмних засобів дозволить вирішити повною мірою визначені завдання траєкторних вимірювань.

Короткий опис використаного програмно-алгоритмічного забезпечення (ПАЗ) «ОСТАВА» обробки GPS спостережень для реалізації технології траєкторних вимірювань [5].

Базовий програмно-алгоритмічний комплекс «ОСТАВА» розроблений в Головній астрономічній обсерваторії (ГАО) НАН України під керівництвом академіка НАНУ Я.С. Яцківа за участю співробітників ХНУРЕ – авторів даної роботи. Він призначений для інтерактивної/автоматизованої роботи в обробних центрах і виконання попередньої обробки («препроцесінгу»), аналізу первинних «сирих» GPS-спостережень, формування диференціальних мережних (мультиреференціальних) зональних (MRD – Multi-Reference Differential corrections) корекцій і точного визначення місцеположення в режимі постобробки. Комплекс реалізує MRD-позиціювання з точністю (95%) 1-2 дм у кінематичному режимі зйомки (рухомий споживач з одночастотним (L1) GPS приймачем) і 5-15 см у статичному режимі спостережень з використанням розріджених мереж двочастотних референціальних/базових станцій на великих територіях (вимірювальні бази 300-500 км). Зараз це програмне забезпечення є перспективним аналогом технології «H-Star» фірми Trimble.

Суттєві елементи цього програмно-алгоритмічного забезпечення – повне усунення фазових циклічних стрибків («сліпів») на одній або обох частотах GPS (це дозволяє значно підвищити точність згладжування (code/carrier) спостережень, надійність розрізнення фазової невизначеності), виконання контролю якості (QC – quality control) кодових та фазових спостережень і бортової ефемеридної інформації, виділення й оцінка багатопроменевої складової кодових C/A і P2 спостережень та ряду інших важливих операцій. Інформацію про можливість програмного забезпечення «ОСТАВА» можна знайти в [5].

Базовий програмно-алгоритмічний комплекс «ОСТАВА» містить у собі дві групи програм – попередньої обробки, аналізу і контролю якості спостережень базових станцій і спостережень споживачів (роверних приймачів), а також програми високоточного визначення поточного

місцеположення споживачів.

В даний час весь комплекс «ОСТАВА» реалізований у середовищі MATLAB 7.0.4 і являє собою набір з ~80 спільних для всіх пакетів ПАЗ бібліотек різної складності з відкритим кодом узагальнених сценаріями обробки. ПАЗ ОСТАВА може бути кваліфікований і як «Програмний інструментарій розроблювача» (Software Development Kit), що має широкі можливості по доробці, вдосконаленню і модернізації ПЗ. Елементи комплексу «ОСТАВА» також можуть бути використані з іншими програмними продуктами, наприклад, з метою організації центрів потокової обробки вимірювальної інформації.

Методика проведення експериментів з метою оцінки точності GPS/GNSS технологій траєкторних вимірювань

Для забезпечення вирішення поставленого завдання оцінки точності траєкторних вимірювань з використанням розробленої технології й програмного забезпечення «ОСТАВА» і інших характеристик координатних визначень на основі DGPS/DGNSS технологій потрібні також відповідні еталонні методи й засоби.

Широко відомий підхід припускає в ході тестування при проведенні спостережень паралельно реалізувати два способи обробки спостережень, один з яких є тестованим, а другий - еталонним. Накопичені «сирі» спостереження, що включають і високоточні двочастотні фазові спостереження, дозволяють із використанням аналогічного набору даних референційної (базової) станції оцінити із сантиметровою точністю статичні й/або кінематичні поточні координати антени «роверного» (бортового) двочастотного приймача. Для цього необхідно використовувати апробоване програмне забезпечення високоточної післясеансної обробки для визначення еталонних координат із сантиметровою або навіть міліметровою точністю. Зокрема, для обробки реальних даних спостережень (на борту літака АН-30 під час виконання повного циклу робіт з аерофотозйомки) використовувалося програмне забезпечення GrafNav/GrafNet.

Слід відзначити, що досягнення сантиметрової точності траєкторних вимірювань досягається за умови початкової ініціалізації вимірювань з нерухомим (протягом 10-20 хв) об'єктом, коли базова станція й об'єкт перебувають недалеко один від одного (на відстані не більш декількох кілометрів). Крім того, принципово важливо, щоб у процесі польоту (відразу після виконання ініціалізації) не було розривів спостережень одночасно з усіма супутниками, важливо, щоб одночасно спостерігалось не менш 4-5 супутників аж до закінчення польоту. Це є серйозним недоліком традиційних геодезичних технологій, але виконання всіх перелічених умов необхідне для надійного розрізнення фазових невизначеностей. У запропонованій авторами технології позиціонування зазначений недолік відсутній.

Координатна прив'язка базових станцій у заданій системі координат (у нашому випадку всі розрахунки виконувалися в системі WGS-84) має виконуватися заздалегідь із використанням спостережень і точних координат найближчих перманентних референціальних GPS станцій, що входять до міжнародної мережі IGS.

Для досягнення мети тестування точності траєкторних вимірювань запропонованим методом потрібно, щоб еталонні координати або просторові параметри руху «роверного» приймача були відомі з точністю, хоча б у кілька разів більшою, ніж точність засобів місцевизначення, що перевіряються. Тоді аналіз розбіжностей (нев'язок) між оціненими координатами, отриманими з використанням технологій, що тестуються, і еталонними координатами дозволить достовірно оцінити точність засобів місцевизначення, що контролюються. У цьому й полягає методика тестування точності визначень.

Квазіоптимальний алгоритм зважування диференціальних корекцій мережі базових станцій – варіант реалізації MRD корекцій

Для високоточних координатних визначень динамічних об'єктів були розроблені алгоритм та програмне забезпечення формування мережних диференціальних корекцій кодово-фазових GPS спостережень, виконаних на борту ЛА. Нижче наводиться стислий

опис алгоритму реалізації MRD корекцій для траєкторних визначень, який був підданий дослідженням.

Оцінка диференційної корекції (виправлення), сформованої для j -го супутника шляхом зваженого усереднення диференційно-коригувальної інформації мережі базових станцій (БС), має вигляд [3]:

$$\tilde{K}_j = \mathbf{p}_j^T \cdot \tilde{\mathbf{V}}_j,$$

де $\tilde{\mathbf{V}}_j = \mathbf{A}_j \Delta \mathbf{X}_j + \alpha_j \mathbf{I} + \Delta + \Delta_j^{\text{атм}} + \delta_j$ – вектор диференційних корекцій, сформованих окремими станціями мережі для j -го супутника (N – кількість БС, що входять до складу мережі); \mathbf{p}_j^T – вектор вагових коефіцієнтів диференційних виправлень окремих станцій мережі для j -го супутника; $\dim \tilde{\mathbf{V}}_j = [N \times 1]$ $\Delta \mathbf{X}_j = (\Delta X_j, \Delta Y_j, \Delta Z_j)^T$ – вектор похибок визначення координат j -го навігаційного супутника за даними бортових ефемерид; \mathbf{I} – одиничний вектор, α_j – похибка вимірювань, зумовлена неточністю виправлення, яку обчислено за бортовими ефемеридами для компенсації розбіжності шкал часу j -го супутника й супутникової системи; Δ – вектор похибок вимірювань, зумовлений неточною синхронізацією шкал часу БС й супутникової системи за результатами навігаційно-часових визначень самих БС; $\Delta_j^{\text{атм}}$ – вектор похибок вимірювань БС мережі, що викликані впливом середовища поширення сигналів навігаційних супутників (іоносфери й тропосфери); δ_j – просторово некорельовані складові погрешності вимірювань – вплив багатопроменевого поширення сигналів і шумів різного походження; $\mathbf{A}_j = \begin{pmatrix} \tilde{a}_{1j}^x & \tilde{a}_{1j}^y & \tilde{a}_{1j}^z \\ \dots & \dots & \dots \\ \tilde{a}_{Nj}^x & \tilde{a}_{Nj}^y & \tilde{a}_{Nj}^z \end{pmatrix}$; де $\tilde{a}_{ij}^x, \tilde{a}_{ij}^y, \tilde{a}_{ij}^z$ – оцінки частинних похідних відстані між

i -ю БС і j -м навігаційним супутником за координатами супутника (направляючі косинуси вектора “ i -а БС – j -й супутник”):

$$\tilde{a}_{ij}^x = \frac{\tilde{X}_j - x_{\text{БС}}}{\tilde{R}_{ij}}, \quad \tilde{a}_{ij}^y = \frac{\tilde{Y}_j - y_{\text{БС}}}{\tilde{R}_{ij}}, \quad \tilde{a}_{ij}^z = \frac{\tilde{Z}_j - z_{\text{БС}}}{\tilde{R}_{ij}};$$

$\tilde{R}_{ij} = \sqrt{(\tilde{X}_j - x_{\text{БС}})^2 + (\tilde{Y}_j - y_{\text{БС}})^2 + (\tilde{Z}_j - z_{\text{БС}})^2}$ – відстань між i -ю БС і j -м супутником; $x_{\text{БС}}, y_{\text{БС}}, z_{\text{БС}}$ – координати i -ї БС; $\tilde{X}_j, \tilde{Y}_j, \tilde{Z}_j$ – координати j -го навігаційного супутника, обчислені за бортовими ефемеридами.

Основним завданням при усередненні диференційної коригувальної інформації мережі станцій є вибір вагових коефіцієнтів. Оптимізуємо вектор \mathbf{p}_j^T таким чином, щоб максимально компенсувати у споживача похибки вимірювань, зумовлені неточністю бортових ефемерид і відходом годин супутника. Існують різні шляхи вирішення цього завдання. Одним з можливих методів оптимізації вектора вагових коефіцієнтів є його завдання у вигляді:

$$\mathbf{p}_j^T = \tilde{\mathbf{G}}_j^T (\tilde{\mathbf{A}}_j^T \tilde{\mathbf{A}}_j)^{-1} \tilde{\mathbf{A}}_j^T,$$

де $\tilde{\mathbf{A}}_j = \begin{pmatrix} \tilde{a}_{1j}^x & \tilde{a}_{1j}^y & \tilde{a}_{1j}^z & 1 \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ \tilde{a}_{Nj}^x & \tilde{a}_{Nj}^y & \tilde{a}_{Nj}^z & 1 \end{pmatrix}$; $\tilde{g}_{Cj}^x, \tilde{g}_{Cj}^y, \tilde{g}_{Cj}^z$ – направляючі косинуси вектора «споживач – j -й супутник»:

$$\tilde{g}_{Cj}^x = \frac{\tilde{X}_j - \tilde{x}_C}{\tilde{R}_{Cj}}, \quad \tilde{g}_{Cj}^y = \frac{\tilde{Y}_j - \tilde{y}_C}{\tilde{R}_{Cj}}, \quad \tilde{g}_{Cj}^z = \frac{\tilde{Z}_j - \tilde{z}_C}{\tilde{R}_{Cj}};$$

$\tilde{R}_{c_j} = \sqrt{(\tilde{X}_j - \tilde{x}_c)^2 + (\tilde{Y}_j - \tilde{y}_c)^2 + (\tilde{Z}_j - \tilde{z}_c)^2}$ – відстань між споживачем і j -м супутником;
 $\tilde{x}_c, \tilde{y}_c, \tilde{z}_c$ – оцінки координат споживача.

Інший варіант вирішення поставленого завдання полягає в тому, щоб при оптимізації вектора \mathbf{p}_j^T прагнути компенсувати тільки ефемеридні похибки вимірювання споживача:

$$\mathbf{p}_j^T = \mathbf{G}_j^T (\mathbf{A}_j^T \mathbf{A}_j)^{-1} \mathbf{A}_j^T,$$

де $\mathbf{G}_j^T = (\tilde{g}_{c_x}^j, \tilde{g}_{c_y}^j, \tilde{g}_{c_z}^j)$, але потребувати при цьому рівності суми вагових коефіцієнтів одиниці:

$$\mathbf{p}_j^T \mathbf{I} = 1.$$

Як показано в [3, 4], виконання цієї умови гарантує повну компенсацію у вимірюваннях споживача компоненти похибки, викликані неточною синхронізацією шкал часу супутника й супутникової системи. У випадку оцінювання тільки координатних параметрів супутника без накладення будь-яких додаткових умов сума вагових коефіцієнтів диференційних виправлень БС відрізняється від одиниці на величину

$$\varepsilon_j = \mathbf{G}_j^T (\mathbf{A}_j^T \mathbf{A}_j)^{-1} \mathbf{A}_j^T \mathbf{I} - 1,$$

яка входить до складу оцінки мережного диференційного виправлення в такий спосіб:

$$\tilde{K}_j = \mathbf{p}_j^T \tilde{\nabla}^j = \mathbf{G}_j^T \Delta \mathbf{X}_j + \alpha_j (1 + \varepsilon_j) + \mathbf{p}_j^T \Delta + \mathbf{p}_j^T \Delta_j^{\text{атм}} + \mathbf{p}_j^T \delta_j.$$

Звідси видно, що величина ε_j є додатковим компонентом похибки, що впливає на точність корекції вимірювань споживача. Однак, в ході проведених досліджень було встановлено, що для мережі з 3 – 5 станцій на території України величина $\varepsilon_j < 10^{-3}$. Це означає, що залишкова похибка компенсації частотно-часових супутникових похибок не перевищить сантиметровий рівень, і, отже, нею можна знехтувати.

Таким чином, квазіоптимальний алгоритм мережної обробки диференційних виправлень, що не включає в оцінюванні параметри похибок шкал часу супутників, практично не уступає іншим алгоритмам за точністю, але переверщує їх за простотою реалізації. У зв'язку з цим саме він був вибраний для тестування на реальних даних.

Результати експериментальних досліджень з метою оцінки точності запропонованої GPS/GNSS технології траєкторних вимірювань

GPS вимірювання проводилися на територіях Київської й Одеської областей. На території аеродромів і на борту ПС (літак, гелікоптер) були встановлені двочастотні GPS приймачі геодезичного класу Trimble 5700. Вимірювальна інформація для виконання досліджень була отримана й надана комерційною фірмою «Магеллан» (м. Київ).

Для одержання еталонних траєкторій (усього в обробку було взято дев'ять сеансів вимірювань на всіх фазах польоту ПС (зліт, обліт території, посадка) була виконана статична ініціалізація перед початком польоту. Під час польоту ПС проводилося неперервне накопичення спостережень приймачами базових станцій. При цьому були отримані набори спостережень тривалістю 4 і більше годин. Під час проведення зальотів віддалення ПС від базових станцій досягало 100-130 км.

У післясеансному режимі були оброблені вказані три набори отриманих вимірювань. Для проведення обробки використовувалися спеціалізовані пакети GrafNav/GrafNet і «ОСТАВА».

Для одержання еталонних траєкторій польотів ПС використовувалося програмне забезпечення GrafNav. За допомогою пакета GrafNet були визначені координати базових станцій відносно перманентних IGS/EPN станцій GLSV (Голосієво, ГАО НАНУ) і MIKL (Миколаїв). Після визначення еталонних координат базових станцій за допомогою пакета GrafNav були отримані еталонні траєкторії руху ПС.

Реалізація методики тестування точності траєкторних визначень з використанням комплексу «ОСТАВА», доповненої вищенаведеним алгоритмом MRD коригування бортових GPS спостережень, виконувалася в кілька етапів:

Етап 1. Кінематична зйомка із статичною ініціалізацією – обліт територій Київської та Одеської областей при виконанні аерофотозйомки. Накопичення вимірювальної інформації на базових станціях.

Етап 2. Визначення еталонних координат базових станцій. Формування еталонних траєкторій за допомогою програмного пакету GrafNav/GrafNet.

Етап 3. Обробка вимірювань пакетом «ОСТАВА», яка проводилася за наступним алгоритмом.

Крок 1. Обробка вимірювань базових станцій пакетом «ОСТАВА_PPA_STATIC», одержання звітів про якість вимірювальної інформації.

Крок 2. Обробка бортових вимірів ПС пакетом «ОСТАВА_PPA_KINEMATIC», одержання звітів про якість вимірювальної інформації.

Крок 3. Обробка бортових вимірювань ПС і базових станцій пакетом «ОСТАВА_DGPS», одержання DGPS-рішень за кодovими спостереженнями, їх згладжування з використанням точних фазових «безстрибкових» спостережень – після обробки пакетами «ОСТАВА_PPA» попередньої обробки та уникнення фазових стрибків – «сліпів».

Крок 4. Порівняння рішень, отриманих за допомогою ПАЗ «ОСТАВА», з еталонними. Одержання та аналіз нев'язок рішень.

Нижче наведені характерні результати експериментальних досліджень на прикладі обробки GPS спостережень одного з даної серії сеансів вимірювань. На рис. 1, 2, 3 представлені результати одержання еталонних траєкторій при використанні ПЗ GrafNav/GrafNet графічні зображення еталонних траєкторій польоту ПС (зміни планових координат та висоти ПС на всіх фазах польоту), а також оцінки точності положення ПС («внутрішня» оцінка точності ПЗ GrafNav/GrafNet), тобто оцінки RMS нев'язок фазових рішень. На рис. 4, 5, 6 наведені графічні приклади підсумкових обчислень нев'язок результатів траєкторних вимірювань, отриманих з використанням еталонного ПЗ GrafNav/GrafNet і розробленого програмно-алгоритмічного забезпечення обробки реалізації вітчизняної мережної MRD технології траєкторних визначень.

Аналіз результатів експериментальних досліджень з метою оцінки точності запропонованої GPS/GNSS-технології траєкторних вимірювань. Рекомендації щодо підвищення точності та розвитку методів та GPS/GNSS технологій траєкторних вимірювань.

В ході обробки спостережень, отриманих на борті ПС і на базових станціях було усунуто фазові циклічні стрибки й проведено згладжування кодovих спостережень за допомогою фазових відповідно до розробленої технології обробки спостережень. Обробка виконувалася для всіх «видимих» супутників (кут маскування = 10°) на всіх інтервалах спостережень.

Аналіз отриманих результатів дозволяє зробити наступні висновки.

Контроль якості траєкторних спостережень, виконаних з використанням ПЗ GrafNav/GrafNet, показав, що для всіх проаналізованих трас польоту ПС отримані рішення із розрізненням фазової неоднозначності й з фазовими нев'язками на сантиметровому рівні точності. Це гарантувало якість оцінок параметрів руху ПС також на сантиметровому рівні точності, що цілком відповідає вимогам до еталонних вимірювань, та дає можливість верифікувати рішення з використання розробленої технології обробки траєкторних вимірювань.

Диференційний режим дозволяє значно (у кілька разів) підвищити точність координатних визначень порівняно з автономним позиціонуванням. Але стандартний диференційний режим не задовольняє заданим вимогам точності траєкторних вимірювань. При використанні ж згладжених кодovих спостережень та мережних технологій диференційний режим може задовольнити вимоги щодо точності визначень у діапазоні віддалень ПС від базової станції 100-130 км. Так, за плановими координатами точкових (SPP) рішень отримані розбіжності (нев'язки) з еталонною траєкторією, що не перевищують 10-20 см (95%), а по висоті – 20-40 см.

Одержання еталонних траєкторій руху ПС (ПЗ «GrafNav/GrafNet»)

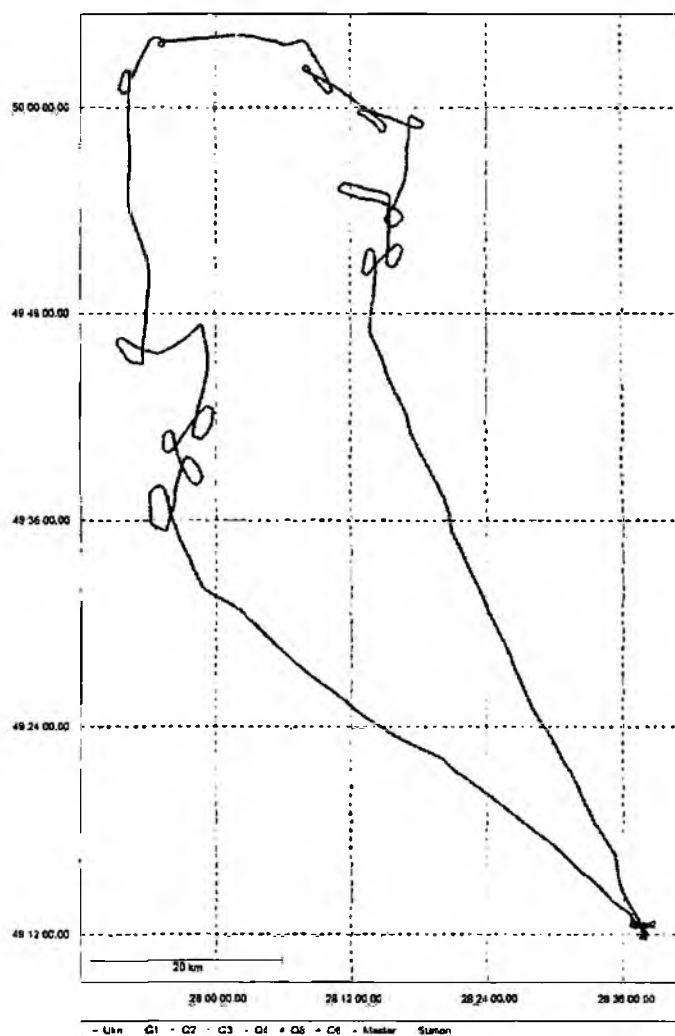


Рис. 1. Графічне зображення еталонної траєкторії (широта, довгота) ПС, отримане з використанням ПЗ «GrafNav/GrafNet»

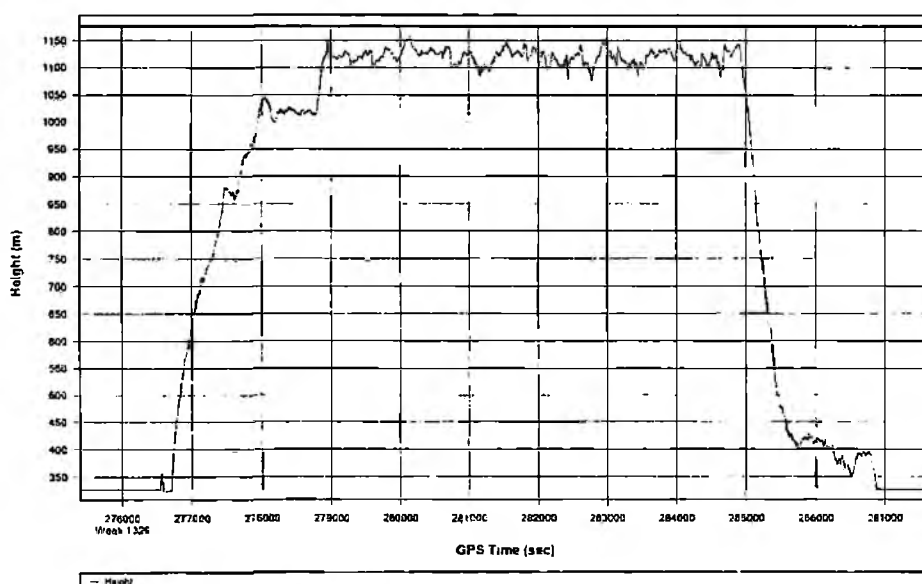


Рис. 2. Зміни висоти на всіх фазах руху ПС

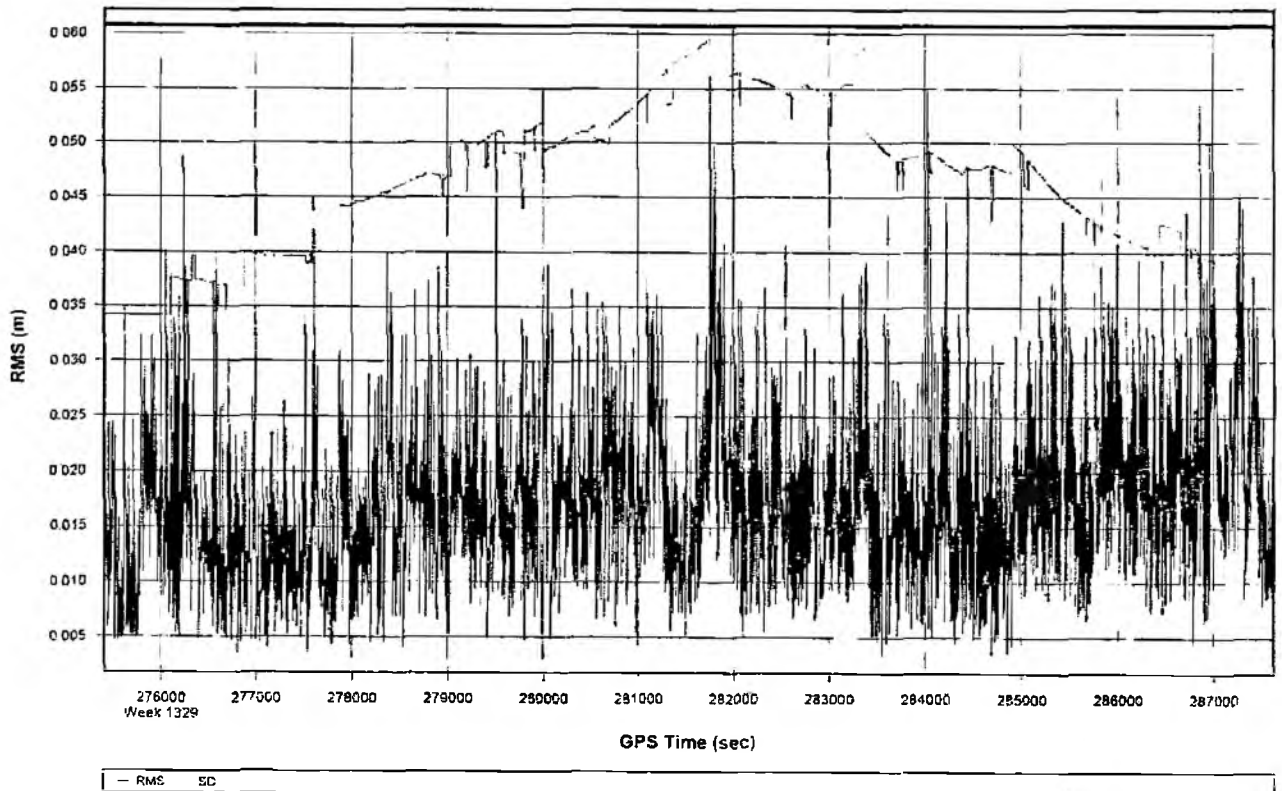


Рис. 3. Оцінка RMS еталонних параметрів траєкторії ПС, отриманих з використанням ПЗ «GrafNav/GrafNet»

Нев'язки рішення (ПЗ «ОСТАВА»), що перевіряється, та еталонного рішення

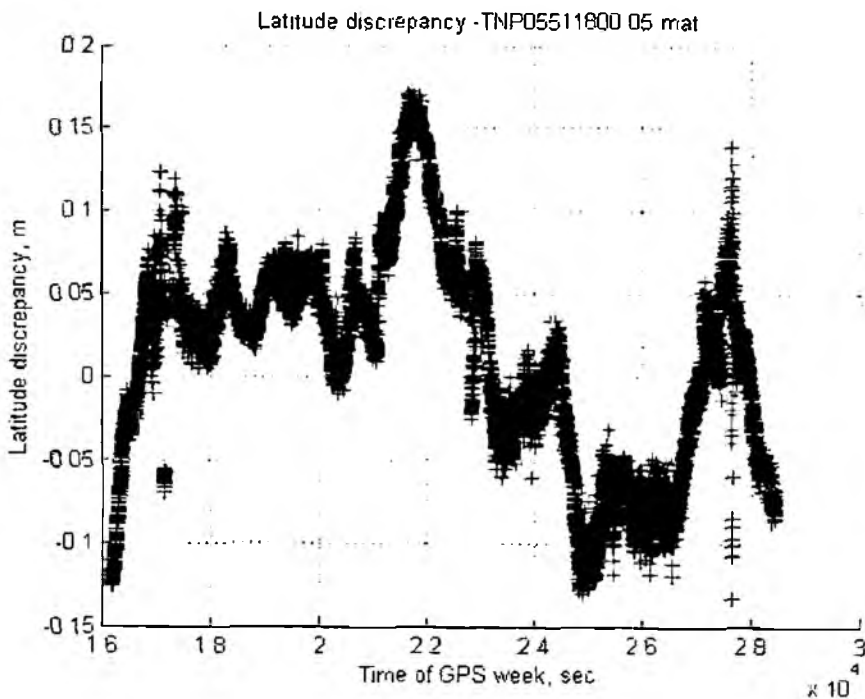


Рис. 4. Типові нев'язки за широтою (в метрах) результатів визначення траєкторії ПС, отриманої за допомогою ПЗ «GrafNav/GrafNet» і ПЗ «ОСТАВА»

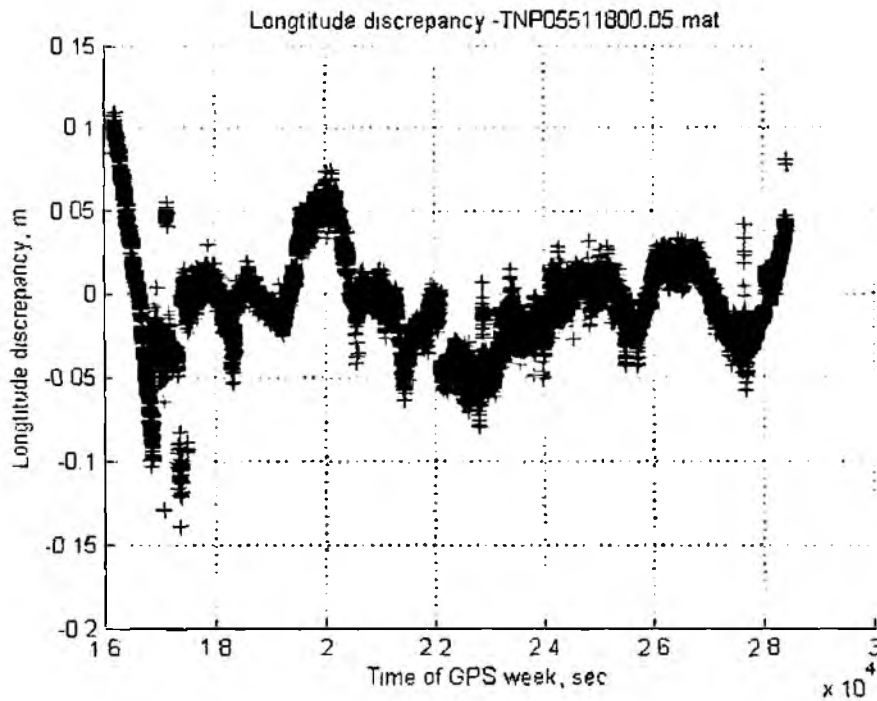


Рис. 5. Типові нев'язки за довготою (в метрах) результатів визначення траєкторії ПС, отриманої за допомогою ПЗ «GrafNav/GrafNet» і ПАЗ «ОСТАВА»

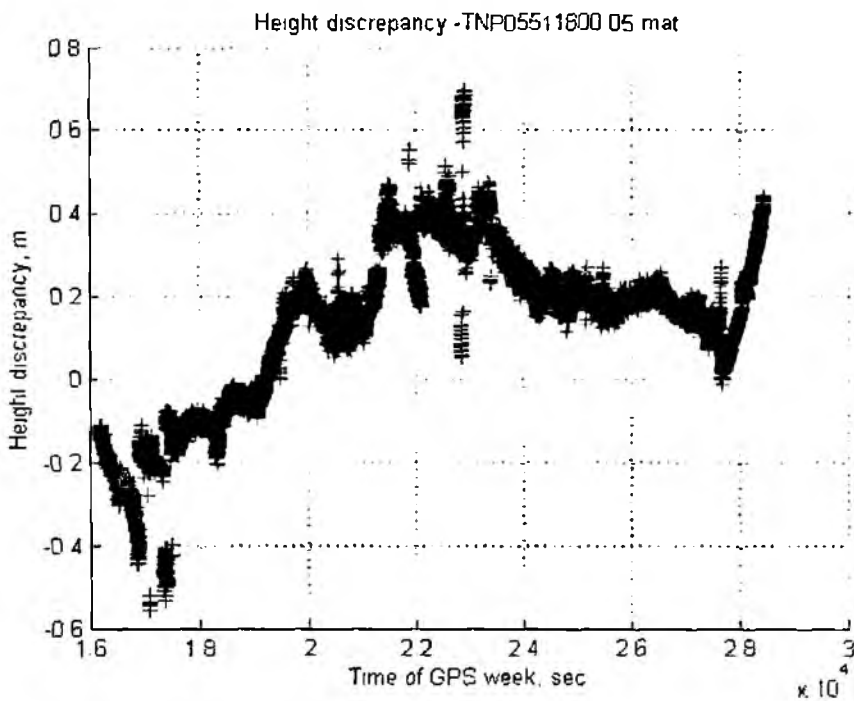


Рис. 6. Типові нев'язки за висотою (в метрах) результатів визначення траєкторії ПС, отриманої за допомогою ПЗ «GrafNav/GrafNet» і ПАЗ «ОСТАВА»

На даному етапі розробки технології траєкторних вимірювань було використано одночастотне диференційне рішення, а іоносферні корекції вводилися відповідно до моделі Клобушара з використанням коефіцієнтів, переданих GPS у складі даних альманаху. Очевидно, що можливе підвищення точності траєкторних вимірювань за рахунок використання двочастотних іоносферних корекцій. Можна очікувати, що подібна точність траєкторних вимірювань буде досягнута й на більших віддаленнях, – до 150-200 км. А це, у принципі, дозволяє у більшості випадків відмовитися від використання мобільних базових станцій і використовувати існуючі перманентні референційні станції України для льотних випробувань.

Доцільно ще й надалі розвивати організацію траєкторних вимірювань з використанням мультиреференційного способу, при якому відзначається підвищення точності й надійності визначень стосовно випадку стандартного диференційного режиму з використанням найближчої базової станції.

Висновки та рекомендації

В роботі отримано результати експериментальних досліджень алгоритмів супутникових траєкторних вимірювань з використанням диференційних корекцій за кодово-фазовими GPS-спостереженнями і доведено можливість досягнення на всій території України *дециметрової точності* координатних визначень при використанні кодово-фазових (згладжених) спостережень. Але можна поставити запитання, що обмежує точність траєкторних вимірювань, та як у подальших розробках і дослідженнях досягти субдециметрового або сантиметрового рівня точності. Виконані дослідження також дозволили виявити джерела похибок розробленого методу вимірювань та виявити резерви щодо підвищення точності. На даному етапі розробки технології траєкторних вимірювань було використано одночастотне диференційне рішення, а іоносферні корекції вводилися за моделлю Клобушара з використанням коефіцієнтів, переданих GPS у складі даних альманаху.

Очевидно, що можливе підвищення точності траєкторних вимірювань за рахунок використання двочастотних іоносферних корекцій. Принциповим обмеженням прийнятої схеми обробки є схема згладжування (фільтрації) кодових спостережень із використанням фазових. Ця технологія через багатопроменевість кодових спостережень помітно обмежує точність кінцевих координатних визначень. Для усунення цього ефекту доцільно в подальших розробках використовувати технології розрізнення фазової невизначеності, зокрема, вимірювань фази на різнищевій частоті з довжиною хвилі ~ 86.4 см.

Іншими джерелами похибок траєкторних визначень, особливо на більших базових відстанях, є ефемеридні й тропосферні похибки. Для відбивання впливів цих похибок необхідно використовувати точні IGS орбіти й включати до складу оцінюваних параметрів залишкові (після модельної компенсації) тропосферні похибки вимірів з урахуванням того, що тропосферні затримки на борту ПС і на базовій станції істотно відрізняються через перепад висот.

Таким чином, в даній роботі представлені результати досліджень шляхів розробки й впровадження вітчизняних технологій траєкторних визначень для вирішення задач:

- високоточного траєкторного контролю руху ПС (в режимі пост-обробки) на всіх фазах польоту, зокрема, для цілей аерофотограмметрії;
- оцінки (атестації) і моніторингу реальних характеристик (точність, доступність, цілісність, неперервність) бортового й наземного аеронавігаційного устаткування, у тому числі й аеронавігаційного забезпечення за сигналами GPS/GNSS;
- забезпечення експериментів по відпрацюванню й аналізу нових польотних процедур заходу на посадку й посадки ПС.

Отримано результати експериментальних досліджень алгоритмів супутникових траєкторних вимірювань з використанням диференційних корекцій за кодово-фазовими GPS-спостереженнями референційних станцій і доведено можливість досягнення на всій території України *дециметрової точності* координатних визначень при використанні кодово-фазових (згладжених) спостережень. Так, за плановими координатами поточних точкових рішень

отримано розбіжності (нев'язки) з еталонною траєкторією, які не перевищують 10-20 см (95%) по плановим координатам, а по висоті – 20-40 см.

Розроблені рекомендації щодо підвищення точності та розвитку методів та GPS/GNSS-технологій траєкторних вимірювань.

Список літератури: 1. *Глобальна система визначення місцеположення (GPS). Теорія і практика* / Б. Гофманн-Велленгоф, Г. Ліхтнеггер, Д. Коллінз; Пер. з англ. 3-го вид. за ред. Я.С. Яцківа. Київ: Наук. думка, 1995. 380 с. 2. *Марченко В.П., Жалило А.А., Конин В.В., Кондратюк В.М.* Зарубежный опыт создания и применения систем FIS (Fight Inspection Systems) для контроля характеристик и сертификации авионики и аэронавигационного обеспечения воздушных судов с использованием DGPS (DGNSS) підсистем // Аерокосмічні системи моніторингу та керування, Матеріали VI Міжнар. наук.-техн. конф., м. Київ, 26-28 квітня 2004 р. Т. 2. С. 21.1 – 21.9. 3. *Жалило А.А.* Методический подход и алгоритмы реализации дифференциального метода спутниковой навигации по наблюдениям сети контрольных станций // Космічна наука і технологія. НАН України. т. 5, №5/6. 1999. С. 33-44. 4. *Жалило А.А., Шелковенков Д.А., Шокало В.М.* Достижение дециметровой точности в режиме мультиреференцной дифференциальной навигации с использованием наблюдений перманентных референциальных GPS-станций // Радиотехника: Всеукр. науч.-техн. сб. 2006. Вып. 145. С. 76-83. 5. *Zhalilo A., Shelkovenkov D.* Features and service performance of multifunctional software toolkit «OCTAVA» for processing and analysis of GPS/GNSS observations. // GEOS 2007 Conference Proceedings, Prague, Czech Republic. 1st – 2nd March 2007, p. 102-110.

*Харківський національний
університет радіоелектроніки*

Надійшла до редколегії 27.02.2008

МОДЕЛИРОВАНИЕ ИМПУЛЬСНОГО ШУМОВОГО РСА

Введение

Потенциальная возможность получения радиоизображений с помощью радиолокаторов с синтезированной апертурой (РСА) при использовании шумовых сигналов экспериментально показана в работах [1,2] для инверсного РСА и в работах [3,4] для РСА в режиме Stripmap. Применение шумовой радиолокационной технологии [5,6] для получения РСА-изображений может существенно упростить формирование зондирующих сигналов с малым уровнем боковых лепестков функции неопределенности, повысить помехоустойчивость и помехозащищенность РСА, позволить осуществлять зондирование окружающей среды с помощью импульсных шумовых сигналов.

Одной из наиболее перспективных областей применения таких РЛС является дистанционный мониторинг состояния инженерных сооружений больших размеров, таких как здания, мосты, плотины, различные металлоконструкции и другие объекты сложной формы, имеющие участки зеркального отражения, края, ребра, угловые конструкции и участки более сложной топологии. При этом не только размеры всего объекта значительно превышают длину волны зондирующего сигнала, но также размеры участков локального отражения и расстояния между ними много больше длины волны. Характеристики радиолокационной системы при этом таковы, что она способна разрешать отдельные участки наблюдаемого объекта. Для успешного проектирования подобных систем необходима разработка имитационных моделей отражения и алгоритмов обработки отраженных сигналов.

В статье путем численного моделирования исследуются особенности получения РСА-изображения с помощью наземного шумового радиолокатора. Ее цель – разработка алгоритма численного моделирования последовательности шумовых импульсов, отраженных объектом сложной формы, его тестирование и исследование особенностей формирования РСА-изображения при движении фазового центра приемо-передающей антенны по дугообразной траектории. Движение фазового центра по дуге может представлять особый интерес при разработке шумового РСА в связи с простотой реализации подобного движения. Возможность доработки существующих наземных радиолокационных станций кругового обзора для работы в режиме РСА также является стимулом для этих исследований.

Модель зондирующего сигнала

В статье рассматриваются дискретизированные радиолокационные сигналы. Это функции дискретного времени n и элементарного события λ из пространства элементарных событий с заданной на нем вероятностной мерой. Они строятся на основе случайного сигнала $\zeta(n; \lambda)$, являющегося функцией на счетном множестве со значениями из гильбертова пространства случайных сигналов над координатным гильбертовым пространством. Они представляют собой упорядоченные последовательности выборок из сигнала $\zeta(n; \lambda)$. Выборки производятся с помощью дискретной весовой функции $G(n/N_p)$, отличной от нуля $G(n/N_p) > 0$ на конечном множестве точек N_p , для которой выполняется условие $\sum_{n=0}^{N_p-1} |G(n/N_p)|^2 = 1$.

Дискретизированная импульсная последовательность конечной длины может быть задана в виде

$$\xi_{pT}(n; \lambda) = \zeta(n; \lambda) \sum_{s=0}^{S-1} G_{N_p}(n - sN_{pT}),$$

где $s = 0, 1, 2, 3, \dots, S-1$ – номер зондирующего импульса в пачке, состоящей из S -го числа импульсов; $N_{\text{отс}}$ – число отсчетов на периоде повторения импульсов.

Определение геометрии РСА

На рис. 1 в прямоугольной системе координат (X, Y, Z) показана упрощенная схема обзора объекта сложной формы, когда излучатель приемо-передающей антенны движется по дуге, являющейся частью окружности радиуса R_0 . Хорда дуги параллельна оси X . Дуга на-

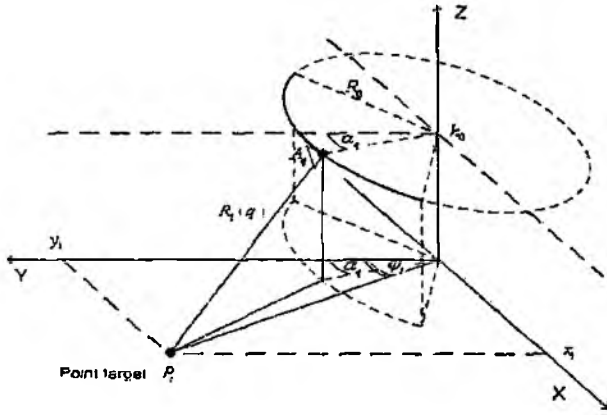


Рис. 1

ходится в плоскости параллельной плоскости (X, Y) , в которой расположен объект сложной формы. Высота антенны над плоскостью (X, Y) , $z_q = h_0 = \text{const}$. Ось диаграммы направленности для каждого положения излучателя параллельна плоскости (Y, Z) . Буквой A с индексом обозначено q -е положение фазового центра излучателя, который имеет координаты $[x_q, y_q, z_q]$, а буквой P с индексом – положение i -го участка локального отражения тела сложной формы, имеющего координаты $[x_i, y_i, z_i]$.

Расстояние от q -й позиции излучателя до i -го участка локального отражения в прямоугольной системе координат может быть записано в следующем виде:

$$R_i(q) = \sqrt{h_0^2 + (x_i - R_0 \sin \alpha_q)^2 + (y_i - R_0 \cos \alpha_q)^2},$$

где $\alpha_q = q \Delta\alpha$ – угол между осью Y и направлением на q -е положение излучателя (соответствует так называемому "медленному времени"), рад; $\Delta\alpha$ – угловой шаг сканирования, рад; $q = -Q, \dots, -1, 0, 1, \dots, Q-1$ – номер позиции фазового центра излучателя; $2Q$ – число позиций излучателя. Выражение для $R_i(q)$ учитывает дугообразную траекторию движения излучателя.

Расстояние $R_i(q)$ зависит от координат i -го участка локального отражения и q -го положения излучателя, объект сложной формы состоит из I -го количества участков локального отражения.

Из-за нестабильностей, вызываемых, например, тепловым расширением элементов антенной системы или из-за ветровых нагрузок, траектория фазового центра излучателя в каждой позиции может отличаться от дугообразной, положение излучателя может смещаться относительно q -й позиции из-за случайного изменения радиуса R_0 на величину ΔR_q , угла α_q на $-\Delta\alpha_q < \pi/8$ и/или его высоты h_0 над плоскостью (X, Y) на $-\Delta h_q$. Тогда расстояние от q -й позиции излучателя до i -го участка локального отражения с учетом траекторной нестабильности можно записать в виде

$$D_i(q) = \left\{ (h_0 + \Delta h_q)^2 + \left[x_i - (R_0 + \Delta R_q) \sin(\alpha_q + \Delta\alpha_q) \right]^2 + \left[y_i - (R_0 + \Delta R_q) \cos(\alpha_q + \Delta\alpha_q) \right]^2 \right\}^{1/2}.$$

Раскрывая правую часть этого соотношения, пренебрегая величинами второго порядка малости и учитывая, что $\cos(\Delta\alpha_q) = 1$, а $\sin(\Delta\alpha_q) = \Delta\alpha_q$, находим

$$D_i(q; \lambda) = R_i(q) + r_i(q; \lambda),$$

где

$$r_i(q; \lambda) = \frac{z_q \Delta z_q - (x_i - x_q) \Delta x_q + (y_i - y_q) \Delta y_q}{R_i(q)}.$$

Здесь $x_q = R_0 \sin \alpha_q$, $y_q = R_0 \cos \alpha_q$ и $z_q = h_0$ предполагаемые координаты излучателя в прямоугольной системе координат (X, Y, Z) , а

$$\Delta x_q = \Delta \alpha_q R_0 \cos \alpha_q + \Delta R_q \sin \alpha_q; \Delta y_q = \Delta \alpha_q R_0 \sin \alpha_q - \Delta R_q \cos \alpha_q; \Delta z_q = \Delta h_q$$

его случайное смещение относительно этих координат.

Предположим, что Δh_q , ΔR_q и $\Delta \alpha_q$ независимые случайные величины, распределенные по нормальному закону со средними значениями $\overline{\Delta h_q}$, $\overline{\Delta R_q}$, $\overline{\Delta \alpha_q}$ и дисперсиями $\sigma_h^2(q)$, $\sigma_R^2(q)$, $\sigma_\alpha^2(q)$. Тогда отклонения Δx_q , Δy_q и Δz_q каждой координаты излучателя в q -й позиции от значений x_q, y_q, z_q также нормальные случайные величины со средними

$$\overline{\Delta x_q} = \overline{\Delta \alpha_q} R_0 \cos \alpha_q + \overline{\Delta R_q} \sin \alpha_q; \overline{\Delta y_q} = \overline{\Delta \alpha_q} R_0 \sin \alpha_q - \overline{\Delta R_q} \cos \alpha_q; \overline{\Delta z_q} = \overline{\Delta h_q}$$

и дисперсиями

$$\sigma_x^2 = [\sigma_\alpha(q) R_0 \cos \alpha_q]^2 + [\sigma_R(q) \sin \alpha_q]^2; \sigma_y^2 = [\sigma_\alpha(q) R_0 \sin \alpha_q]^2 + [\sigma_R(q) \cos \alpha_q]^2; \sigma_z^2 = \sigma_h^2(q).$$

Модель отраженного сигнала

Алгоритм численного моделирования последовательности шумовых импульсов, отраженных объектом сложной формы получен в рамках модели локальных источников [8] с использованием линейной теории динамических систем. Предполагается, что рассеяние радиоволн проводящими объектами эквивалентно линейному преобразованию зондирующего сигнала в отраженный. Модель локальных источников используется для описания рассеивающих свойств объекта сложной формы. Кроме того, предполагаем, что объект сложной формы состоит из нерезонансных отражателей и, следовательно, инерционностью рассеяния при компьютерном моделировании можно пренебречь. Таким образом, отраженный сигнал может быть рассмотрен как результат преобразования зондирующего сигнала линейной динамической системой, которая определяется импульсной переходной функцией рассеяния тела сложной формы [8]. Кроме того, для уменьшения потока данных отраженный сигнал желательно моделировать сразу в диапазоне промежуточной частоты с учетом фазовых сдвигов, вносимых в полосе частот занимаемых зондирующим сигналом [10], фаза сигнала на выходе приемной антенны определяется случайной начальной фазой зондирующего сигнала, фазовым сдвигом, вносимым аппаратурой, фазовым сдвигом, обусловленным временной задержкой при распространении электромагнитной волны от излучателя до цели и обратно, неизвестной фазой коэффициента отражения от цели и фазой, которая обусловлена траекторной нестабильностью излучателя. Следует отметить, что начальная фаза зондирующего сигнала компенсируется вследствие корреляционной процедуры сжатия сигнала по дальности, фаза коэффициента отражения постоянна на протяжении времени синтезирования апертуры и на когерентном накоплении не сказываются. Поэтому можно считать, что фаза принятого сигнала обусловлена только временной задержкой при распространении электромагнитной волны и траекторной нестабильностью приемо-передающей антенны.

Учитывая сделанные предположения, алгоритм моделирования последовательности шумовых импульсов, отраженных телом сложной формы можно получить в виде следующего соотношения

$$\xi_r(sN_{prf} + n, q; \lambda) = \sum_{i=0}^{l-1} a_i(\varphi_i) \sum_{k=0}^{N_{prf}-1} X_{s,q}(k; \lambda) \exp \left\{ j2\pi \left[sk - \left(\frac{f_d}{N_{prf}} k + f_0 - F_0 \right) \frac{2D_i(q; \lambda)}{V} \right] \right\} \times \\ \times \exp \left\{ j \frac{2\pi}{N_{prf}} kn \right\} + \eta(sN_{prf} + n; \lambda),$$

где $N_{prf} = \text{int}[T_{prf} f_d]$; $n = 0, 1, 2, \dots, N_{prf} - 1$ – номер отсчета на периоде повторения импульсов (соответствует «быстрому времени»); $X_{s,q}(k)$ – комплексные спектральные составляющие в диапазоне основных частот s -го зондирующего импульса пачки, излученной в q -м положении фазового центра излучателя; $\alpha_i(\varphi_i) = \beta_i G(\varphi_i)$ – амплитудный множитель для сигнала, отраженного i -м участком локального отражения; β_i – множитель, учитывающий затухание радиоволн при их распространении до цели и обратно, модуль и фазу коэффициента отражения; $G(\varphi_i)$ – множитель диаграммы направленности излучателя; φ_i – угол между осью Y и направлением на i -й участок локального отражения; V – фазовая скорость электромагнитных волн, м/с; f_d – частота дискретизации, Гц; f_0 – средняя частота спектра зондирующего сигнала, Гц; F_0 – средняя частота спектра отраженного сигнала в диапазоне промежуточных частот, Гц; $D_i(q; \lambda)$ – расстояние от q -й позиции излучателя до i -го участка локального отражения, в котором учитывается случайное изменение расстояния $r_i(q; \lambda)$, вызываемое траекторной нестабильностью фазового центра излучателя, $\eta(sN_{prf} + n; \lambda)$ – собственные шумы приемной системы РСА.

Аналогичная модель для случая прямолинейного движения фазового центра излучателя была представлена в [10]. В отличие от предыдущей модели предлагается излучение пачки импульсов в каждом положении антенны с целью обеспечения возможности когерентного накопления импульсов во время последующей процедуры сжатия по дальности. Кроме того, можно пренебречь изменением расстояния $R_i(q)$ на временном интервале, равном длительности пачки импульсов. Это аналогично случаю, когда антенна остается неподвижной во время излучения пачки импульсов. Данное упрощение позволяет избежать зависимости $R_i(q)$ от "быстрого времени" и использовать БПФ для ускорения вычислений. Изменяя закон движения излучателя антенны в выражении для $R_i(q)$, можно приспособить разработанную модель для произвольной траектории движения излучателя.

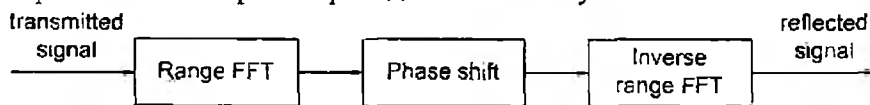


Рис. 2

На рис. 2 показана упрощенная блок-схема алгоритма моделирования отраженного сигнала. Предполагается, что излучаемый сигнал является последовательностью шумовых импульсов с нормальным распределением амплитуд и гауссовской формой спектра, усеченной на уровне γ .

Процедура сжатия сигнала по дальности и по азимуту

Алгоритм получения РСА-изображения включает сжатие отраженного сигнала по дальности и азимуту. Для выполнения сжатия по дальности используется корреляционная процедура. Сохраненный зондирующий шумовой сигнал используется как опорный при сжатии по дальности. Корреляционная процедура выполняется вычислением обратного преобразования Фурье от произведения спектра отраженного сигнала и комплексно-сопряженного спектра опорного сигнала. Накопление импульсов выполняется с целью улучшения отношения сигнал/шум. После корреляционной процедуры мы получаем профиль дальности $B_r[m, q]$ (зависимость от номера m наклонной дальности) для каждой q -й позиции элементарной антенны синтезируемой апертуры. Процедура сжатия по азимуту для случая прямолинейного движения антенны хорошо известны и могут быть найдены в [9]. При движении антенны по дуге алгоритм может быть описан выражением

$$J[m, p] = \left| \sum_{q=-Q}^{Q-1} B_c[m, q] \exp\left(j \frac{4\pi R_{m,p}(q)}{\lambda}\right) \right|.$$

Расстояние $R_{m,p}(q)$ от q -го положения излучателя до участка локального отражения, расположенного на m -й наклонной дальности и p -й позиции по азимуту определяется почти также, как и при моделировании отраженного сигнала:

$$R_{m,p}(q) = \left[h_0^2 + (x_p - R_0 \sin \alpha_q)^2 + (y_{m,p} - R_0 \cos \alpha_q)^2 \right]^{1/2},$$

где $x_p = p \Delta x$ – координата X точки, расположенной на p -й позиции по азимуту, м; Δx – пространственный шаг по азимуту, м; $p = -N/2, \dots, N/2 - 1$ – номер позиции точки по азимуту; R_0 – радиус дуги, по которой движется фазовый центр излучателя, м; N – число точек по азимуту (число столбцов) в получаемом изображении; $y_{m,p} = \sqrt{D_m^2 - x_p^2 - h_0^2}$ – горизонтальная дальность до точки, расположенной на m -й наклонной дальности и p -й позиции по азимуту, м; $D_m = m \frac{c}{2f_d}$ – m -я наклонная дальность, м.

Если горизонтальная дальность до середины тела сложной формы достаточно большая, разницей между наклонной и горизонтальной дальностью можно пренебречь на этапе визуализации изображения. На рис. 3 показана упрощенная блок-схема алгоритма сжатия по азимуту.

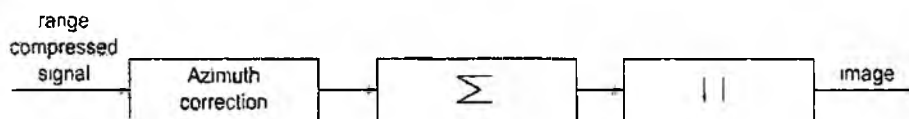


Рис. 3

Первая операция представляет собой перемножение сжатого по дальности сигнала и множителя, учитывающего разность фаз сигналов, отраженных определенным участком объекта сложной формы и принятых в различных положениях излучателя. Результатом этого является азимутальная коррекция для определенной точки изображения (расположенной на m -й наклонной дальности и p -й позиции по азимуту). Вторая операция – суммирование всех отсчетов. После сложения сигналов от всех элементарных антенн получаем выходной сигнал синтезируемой антенны. При сжатии по азимуту происходит сканирование луча антенны с синтезированной апертурой, что делает возможным разрешение участков локального отражения объекта сложной формы по азимуту.

Тестовая сцена и характеристики РСА

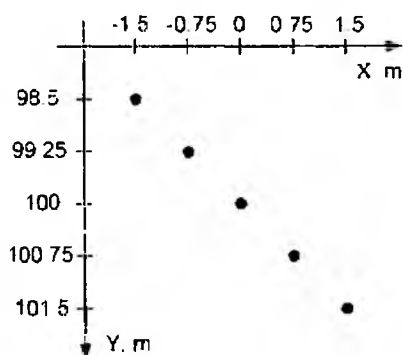


Рис. 4

Для численного моделирования процесса получения изображений с помощью шумовой РСА было выбрано две сцены. Первая из них содержала одиночный источник локального отражения, размеры которого были значительно меньше элемента разрешения РСА, а вторая – содержала $I = 5$ таких отражателей. На второй сцене отражатели располагались на расстоянии 0.75 м друг относительно друга, как по дальности, так и по азимуту. Ее геометрия показана на рис. 4. Горизонтальная дальность до центра сцены составляла 100 м.

При моделировании предполагалось, что используется шумовой РСА, фазовый центр излучателя которого движется по дугообразной траектории, при этом длина дуги – 40° , ее радиус

– 2,5 м, шаг движения по дуге – 0.9° , число позиций фазового центра на дуге – 44. Основные характеристики РСА при моделировании полагались следующими: длина синтезируемой апертуры – 2,0 м; высота антенны над сценой – 5 м; на дальности 100 м разрешающая способность по азимуту – 0,75 м; средняя частота спектра излучаемого сигнала 10 ГГц; ширина спектра на уровне 3 дБ составляла – 200 МГц; частота дискретизации – 1 ГГц; длительность импульса – 200 нс; число импульсов в пачке (число импульсов когерентно накапливаемых при сжатии по дальности) – 10, разрешающая способность по дальности – 0,75 м.

Моделирование выполнялось для такого разрешения по дальности и такого сектора сканирования, при которых можно пренебречь искажениями изображения вследствие эффекта миграции дальности, связанного с нелинейностью траектории движения излучателя. Здесь суммарная величина миграции дальности составляла 0,15 м, что в 5 раз меньше разрешающей способности по дальности. Таким образом, для данного РСА не требовалась компенсация эффекта миграции дальности.

Результаты численного моделирования

Моделирование выполнено для описанных выше сцен и приведенных характеристик РСА. Для первой сцены исследовалось влияние случайных отклонений движения излучателя от дугообразной траектории на основные характеристики РСА. Для второй – выполнено моделирование при дугообразной и прямолинейной траектории фазового центра и той же разрешающей способности по дальности и азимуту.

Результаты моделирования РСА для сцены с одиночным отражателем при дугообразной траектории фазового центра излучателя показаны на рис. 5. При моделировании использовался шумовой сигнал с гауссовой формой спектра, рис. 5, а. и сигнал с ЛЧМ. РСА - изображение отражателя для шумового сигнала показано на рис. 5, б, для ЛЧМ сигнала на рис. 5, в. Функция распределения амплитуды на РСА-изображении при использовании шумового сигнала может быть представлена в виде поверхности над координатной плоскостью, рис. 5, г, по осям которой отложены дальность и азимут. Максимум этой функции имеет координаты [0 м, 100 м]. Профиль азимута (сечение, параллельное оси азимута, проходящее через максимум) показан на рис. 6, а. Профиль дальности (аналогичное сечение, параллельное оси дальности) приведен на рис. 6, б. Эти сечения позволяют оценить разрешающую способность РСА по азимуту и по дальности, а также оценить уровень боковых лепестков.

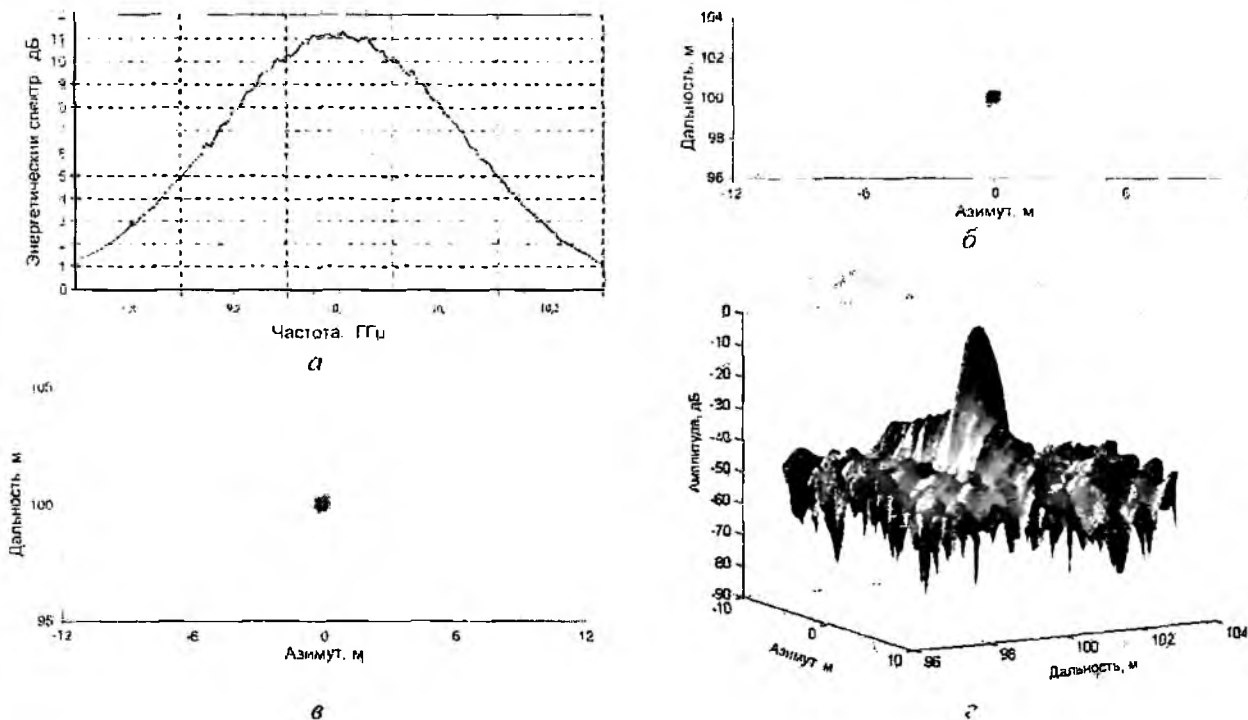


Рис. 5

В начале моделирования для первой сцены рассматривалась тестовая задача. Для шумового сигнала на РСА-изображении, рис. 5, б, на дальности 100 м можно наблюдать дополнительные пики, имеющие различный азимут. Это хорошо видно на профиле азимута, рис. 6, а, который описывается функцией $\sin x/x$, соответствующей равномерному распределению поля на синтезированной апертуре антенны. Аналогичную характеристику по азимуту имеет РСА-изображение, полученное при использовании ЛЧМ сигнала, рис. 5, в. Однако на рис. 5, в, по сравнению с рис. 5, б, для азимута 0 м можно наблюдать дополнительные пики, имеющие различную дальность, и, соответственно, высокий уровень боковых лепестков на профиле дальности, рис. 6, б, кривая 2, что является следствием «прямоугольной» формы спектра, которая присуща ЛЧМ сигналу. Для спектра шумового сигнала более естественна гауссова форма и, как следствие, отсутствие боковых лепестков на профиле дальности, рис. 6, б, кривая 1, а также дополнительных пиков на РСА-изображении, рис. 5, б. После дополнительной весовой обработки уровень боковых лепестков по дальности для ЛЧМ сигнала может быть уменьшен.

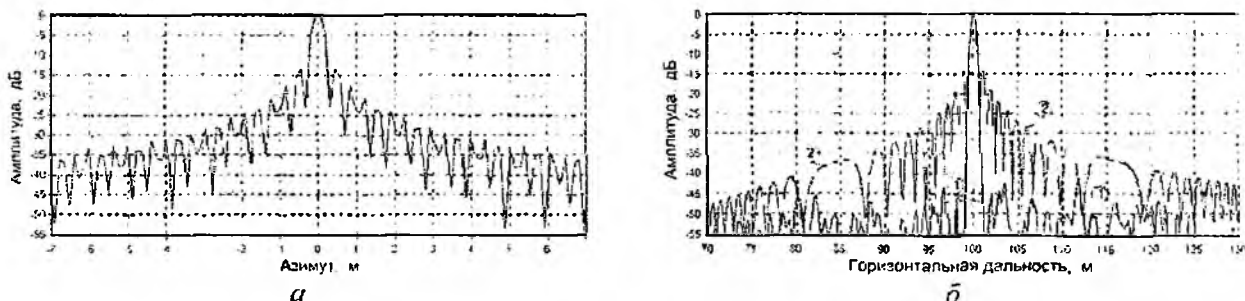


Рис. 6

Основные характеристики РСА при случайном отклонении фазового центра излучателя от дугообразной траектории исследовались для первой сцены (одиночный отражатель в точке $[0 \text{ м}, 100 \text{ м}, 0 \text{ м}]$) с помощью численного моделирования. Результаты приведены на рис. 7 и в таблице. Профиль азимута при среднеквадратичном отклонении σ_R радиуса дуги, в 10 раз меньшем длины волны зондирующего сигнала, показан на рис. 7, кривая 2 ($\sigma_h=0$, $\sigma_R=0,003 \text{ м}$, $\sigma_a=0$), а при среднеквадратичном отклонении σ_a азимута, равном половине длины волны, с помощью кривой 3 ($\sigma_h=0$, $\sigma_R=0$, $\sigma_a=0,015 \text{ м}$).

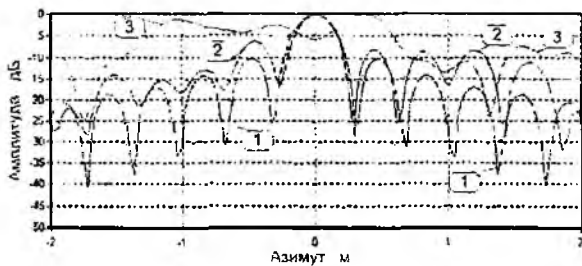


Рис. 7

При среднеквадратичном отклонении σ_R радиуса, которое равно половине длины волны, профиль азимута имеет вид подобный профилю, показанному с помощью кривой 3. Для сравнения с этими результатами на рисунке также показан профиль азимута, кривая 1, при точном (неискаженном) повторении заданной траектории ($\sigma_h=0$, $\sigma_R=0$, $\sigma_a=0$).

В таблице приведены разрешающая способность РСА по азимуту, уровни главного и первого бокового лепестка профиля дальности и азимута, полученные при среднеквадратичном отклонении фазового центра от дугообразной траектории на 3 и 15 м. Результаты сгруппированы для каждого направления случайных отклонений. Для среднеквадратичного отклонения высоты фазового центра σ_h они представлены во второй и третьей строках, для отклонения радиуса σ_R – в четвертой и пятой, азимута σ_a – в шестой и седьмой. В первой строке таблицы также представлены результаты для неискаженной траектории фазового центра излучателя. Из таблицы видно, что отклонение высоты фазового центра приводит к уменьшению главного и росту уровня боковых лепестков профиля дальности и азимута. Однако РСА-изображение более чувствительно к отклонению азимута и радиуса траектории. Оно может быть получено, если эти отклонения значительно меньше длины волны зондирующего сигнала, рис. 7, кривая 2. Если отклонения радиуса или азимута фазового центра

достигают половины длины волны, то уровень главного лепестка уменьшается на 13 – 14 дБ, а боковых – растет. Причем азимутальные боковые лепестки достигают уровня главного лепестка, рис. 7, кривая 3, что приводит к разрушению РСА-изображения.

Среднеквадратичное отклонение, м	Разрешающая способность по азимуту, м	Уровень главного лепестка, дБ	Уровень боковых лепестков по дальности, дБ	Уровень боковых лепестков по азимуту, дБ
$\sigma_H, \sigma_R, \sigma_a = 0$	0,28	0,0	-43,7	-10,4
$\sigma_H = 0,003$	0,28	-0,027	-41,7	-10,5
$\sigma_H = 0,015$	0,28	-0,035	-43,6	-10,5
$\sigma_R = 0,003$	0,26	-4,38	-38,4	-6,2
$\sigma_R = 0,015$	-	-13,90	-31,7	-
$\sigma_a = 0,003$	0,31	-2,086	-39,4	-12,1
$\sigma_a = 0,015$	-	-13,37	-29,8	-

РСА-изображения, соответствующие геометрии сцены рис. 4, показаны на рис.8.

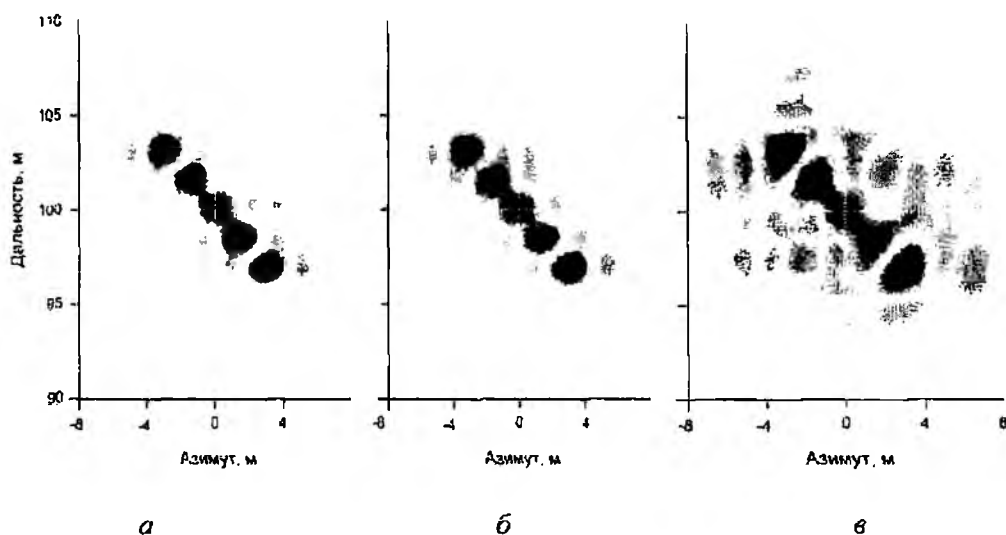


Рис. 7

Моделирование проводилось для шумового сигнала с гауссовой формой спектра при прямолинейной, рис. 8 и дугообразной, рис. 8, б траектории движения фазового центра излучателя. Показано что если проекция траекторин на линию визирования в четыре и более раза меньше разрешающей способности по дальности, то качество радиоизображения одинаково как для дугообразной траектории, так и для прямолинейной. Для дугообразной траектории дополнительно моделировалась аналогичная РСА система при использовании ЛЧМ зондирующего сигнала. Из-за наложения боковых лепестков РСА-голограмм отражателей, которые расположены на сцене, наблюдается пространственная интерференция. Боковые лепестки в этом случае существуют не только по азимуту, но и по дальности. Вследствие этого существенно ухудшается качество РСА-изображения, рис. 8. Таким образом, в работе получен алгоритм численного моделирования последовательности шумовых импульсов, отраженных объектом сложной формы. Алгоритм испытан и может быть использован для моделирования шумовых радиолокационных отражений от различных объектов сложной формы, для исследования их радиолокационных характеристик и для тестирования новых алгоритмов синтеза апертуры антенны. Алгоритм получен в обобщенном виде и может применяться для моделирования радиолокационных отражений при использовании произвольных типов зондирующих сигналов, для проверки других частных (узких, но более эффективных) алгоритмов.

Показано что при оговоренных условиях для дугообразного движения излучателя радиоизображение имеет такое же качество, как и для прямолинейного. При этом изображение может быть получено, если только случайные отклонения траектории фазового центра излучателя значительно меньше длины волны зондирующего сигнала. Также выполнено сравнение с радиоизображением, полученным при использовании ЛЧМ сигнала. На основе анализа профилей дальности показано, что радио-изображение, полученное с помощью шумового сигнала, почти не имеет боковых лепестков по дальности по сравнению с изображением, которое получено при использовании ЛЧМ сигнала. Для ЛЧМ сигнала качество радиоизображения ухудшается вследствие наложения боковых лепестков.

Список литературы: 1. *Walton E., Fillimon V., Gunawan S.* ISAR imaging using UWB noise Radar // Proceedings of the 18th AMTA Symposium, 1996, pp.167-171. 2. *Bell D.C., Narayanan R.M.* Inverse synthetic aperture radar imaging using a coherent ultrawideband random noise radar system // Optical Engineering, Vol.40 No.11, November 2001, pp.2612-2623. 3. *Tarchi D., Leva D., Lukin K., Mogyla A., Nesti G., Sieber A.J.* Short range imaging applications noise radar technology // Proceedings of EUSAR 2000, 3rd European Conference on Synthetic Aperture Radar, 23-25 May 2000, Munich, Germany, pp. 361-364. 4. *Xu X., Narayanan R.M.* FOPEN SAR imaging using UWB step-frequency and random noise waveforms // IEEE Transactions on Aerospace and Electronic Systems, Vol.37, No.4, Oct. 2001. 5. *Lukin K.A.* Noise Radar Technology for Short Range Applications // Proceedings of the 5th Int. Conference and Exhibition on Radar Systems, (RADAR'99), May 17-21, Brest, France, 1999. 6. *Lukin K.A.* Millimeter Wave Noise Radar Applications: Theory and Experiment // Proceedings of the MSMW'2001 Symposium, June 4-9, 2001 Kharkiv, Ukraine, pp.68-73. 7. *Лукин К.А., Могила А.А., Александров Ю.А., Лукина Т.К.* оценка характеристик шумового радара методом функции неопределенности. // Радиоп физика и электроника. - Харьков: Ин-т радиоп физики и электрон. НАН Украины. - 2001. - 6, №3 - С.327-337. 8. *Штагер Е.А.* Рассеяние радиоволн на телах сложной формы. М.: Радио и связь, 1986, - 184 с. 9. *Curlander J.C., McDonough R.N.* Synthetic Aperture Radar: Systems and Processing. – Wiley, NY, 1991, pp.648. 10. *Lukin K.A., Mogyla A.A., Kovalenko N.P., Kovalenko R.P.* Ka-Band Noise SAR Simulation // The 4th Int Kharkov Symposium "Physics and engineering of millimeter and submillimeter waves", MSMW'2001, Kharkov, Ukraine, June 4 -9, 2001, Abstracts, pp.441-443.

*Институт радиоп физики и электроники
им. О. Я. Усикова НАН Украины*

Поступила в редколлегию 25 02.2008

УДК 517.958:537.8

Моделирование нестационарного рассеивания волн на конусе с продольными щелями и внутренней вставкой / В. А. Дорошенко, Ю. Д. Шимук // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2008. Вып. 152. С. 5 – 10.

Рассмотрена модельная задача импульсного возбуждения щелевой конической антенны. Показано, что электродинамическая задача сводится к начально-краевой задаче математической физики, метод решения которой основан на использовании интегрального преобразования Мелера – Фока и метода задачи Римана – Гильберта. Проведено исследование зависимости составляющих электромагнитного поля от временного параметра. Показано, что наличие продольной щели влияет на отклик от вершины конуса. Изучено влияние ширины щели и угла раскрытия конуса на электродинамические характеристики во временной области.

Ил. 7. Библиогр.: 11 назв.

УДК 517.958:537.8

Моделивання нестационарного розсіювання хвиль на конусі із повздовжніми щілинами та внутрішньою вставкою / В. О. Дорошенко, Ю. Д. Шимук // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2008. Вип. 152. С. 5 – 10.

Розглянуто модельну задачу імпульсного збудження щілинної конічної антени. Показано, що електродинамічна задача зводиться до початково-крайової задачі математичної фізики, метод розв'язку якої базується на використанні інтегрального перетворення Мелера – Фока і метода задачі Рімана – Гільберта. Проведено дослідження залежності складових електромагнітного поля від параметра часу. Показано, що існування повздовжньої щілини впливає на відгук від вершини конуса. Вивчено вплив ширини щілини та кута розкриття конуса на електродинамічні характеристики у часовій області.

Іл. 7. Бібліогр.: 11 назв.

UDC 517.958:537.8

The modeling of unsteady wave scattering on the cone with the longitudinal slots and internal insert / V. A. Doroshenko, Y. D. Shimuk // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2008. № 152. P. 5 – 10.

The model impulse excitation problem for a slot conic antenna is considered. It is shown that the electro-dynamics problem is reduced to the initial-boundary-value problem of mathematical physics. The solution method of the initial-boundary – value problem is based on using the Meler-Fock integral transforms and the method of the Riemann-Hilbert problem. Electromagnetic field components dependence upon the time parameter is investigated. It is shown that the longitudinal slot influences the cone tip response. The influence of the slot width and the cone angle on electrodynamics characteristics in the temporal domain are studied

7 fig. Ref.: 11 items.

УДК 621.372, 537.86

Применение методов теории цепей и матричных функций к исследованию эффекта Фарадея в периодической последовательности гиротропных слоев / В. Р. Туз // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2008. Вып. 152. С. 11 – 16

Решена задача дифракции плоских электромагнитных волн на ограниченной периодической последовательности продольно намагниченных гиротропных слоев. Коэффициенты рассеяния определены методами теории цепей и матричных многочленов. Представлены прямые формулы для расчета коэффициентов рассеяния, эллиптичности, угла поворота плоскости поляризации при произвольном числе слоев в широком диапазоне изменения параметров структуры. Исследована динамика полей рассеяния электромагнитных волн при различных характеристиках структуры.

Ил. 4. Библиогр.: 14 назв.

УДК 621.372, 537.86

Застосування методів теорії кіл та матричних функцій для дослідження ефекту Фарадея у періодичній послідовності гиротропних шарів / В. Р. Туз // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2008. Вип. 152. С. 11 – 16

Вирішена задача дифракції плоских електромагнітних хвиль на обмеженій періодичній послідовності поздовжньо намагнічених гиротропних шарів. Коефіцієнти розсіювання визначені методами теорії кіл та матричних багаточленів. Представлені прямі формули для розрахунку коефіцієнтів розсіювання, еліптичності, кута повороту площини поляризації при довільному числі шарів у широкому діапазоні

змінення параметрів структури. Досліджена динаміка полів розсіяння електромагнітних хвиль при різних характеристиках структури.

Л. 4. Бібліогр.: 14 назви.

UDC 621.372, 537.86

Circuit theory and matrix function methods application to investigation of Faraday effect in periodical sequence of gyrotropic layers / V. R. Tuz // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2008. № 152. P. 11 – 16

The problem of the plane electromagnetic wave diffraction on the bounded periodical sequence of longitudinal magnetized gyrotropic layers is solved. The scattering coefficients are determined using the circuit theory and matrix polynomial techniques. The direct formulas to calculate the scattering, ellipticity coefficients, rotation angle of the polarization plane for an arbitrary structure parameters and number of layers are presented. The dynamics of the electromagnetic wave scattered fields for different structure characteristics is investigated.

4 fig. Ref.: 14 items.

УДК 621.3

Хаотическое поведение некоторых характеристик линейного параметрического электродинамического процесса / Н. Н. Ружицкая, А. Г. Нерух // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2008. Вып. 152. С. 17 – 22

Используя точно решаемую модель процесса исследуется модуляция электромагнитного поля в меняющейся во времени линейной среде. Показана возможность возникновения динамического хаоса для некоторых характеристик процесса, что подтверждается как значением индекса Херста, так и показателем Ляпунова.

Табл. 1. Ил. 1. Библиогр.: 3 назв.

УДК 621.3

Хаотична поведінка деяких характеристик лінійного параметричного електродинамічного процесу / Н. М. Ружицька, О. Г. Нерух // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2008. Вип. 152. С. 17 – 22.

За допомогою моделі процесу досліджується модуляція електромагнітного поля в змінному у часі лінійному середовищі. Показана можливість виникнення динамічного хаосу для деяких характеристик процесу, що підтверджується як значенням індекса Херста, так і показником Ляпунова.

Табл. 1. Л. 1. Бібліогр.: 3 назви.

UDC 621.3

Chaotic behaviour of some characteristics in the linear parametric electrodynamic process / N.N. Ruzhyska, A.G. Nerukh // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2008. № 152. P.17 – 22.

Using the exactly solvable model of the process the electromagnetic field modulation in a time-varying linear medium is investigated. The possibility for initiation of dynamics chaos for some characteristics of the process is shown and it is confirmed by the calculated values of Hurst index and Lyapunov exponent.

1 tab. 1 fig. Ref.: 3 items.

УДК 621.317

Составной дисковый диэлектрический резонатор и его особенности / А. Я. Кириченко, С. П. Мартынюк, А. П. Моторненко, И. Г. Скуратовский // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2008. Вып. 152. С. 23 – 26.

Приведены результаты экспериментального исследования в миллиметровом диапазоне длин волн резонансных особенностей высших азимутальных электромагнитных колебаний HE - и EH -типа в составном дисковом диэлектрическом резонаторе (СДДР). Резонатор состоит из дискового диэлектрического резонатора (ДДР) и вспомогательного диска с меньшей диэлектрической проницаемостью, диаметр которого превышает диаметр основного резонатора.

Ил. 4. Библиогр.: 2 назв.

УДК 621.317

Составний дисковий діелектричний резонатор та його особливості / О. Я. Кириченко, С. П. Мартинюк, О. П. Моторненко, І. Г. Скуратовський // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2008. Вип. 152. С. 23 – 26.

Наведено результати експериментального дослідження в міліметровому діапазоні довжин хвиль резонансних особливостей азимутальних електромагнітних коливань HE - і EH -типу в складеному дисковому діелектричному резонаторі (СДДР). Резонатор складається із дискового діелектричного

резонатора (ДДР) та допоміжного диска з меншою діелектричною проникливістю, діаметр якого більший діаметра основного резонатора.

Лл. 4. Бібліогр.: 2 назви.

UDC 621.317

Composite disk dielectric resonator and its peculiarities / A.Ya. Kirichenko, S. P. Martynyuk, A. P. Motornenko, I. G. Skuratovskiy // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2008. № 152. P. 23 – 26.

The results of experimental investigation into the resonance peculiarities of the high azimuth electromagnetic oscillations of HE- and EH- type in the composite disk dielectric resonator (CDDR) for the millimeter wavelength band are given. The CDDR consists of the disk dielectric resonator (DDR) and auxiliary dielectric disk with the diameter, which exceeds the DDR diameter and the permittivity of the auxiliary disk is less than that of the DDR.

4 fig. Ref.: 2 items.

УДК 621.396.67

Продольное распределение интенсивности поля в зоне Френеля круглой апертуры со спадающим амплитудным распределением / В.В. Должиков, А.В. Сербин, С.В. Помазанов // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2008. Вып. 152. С. 27 – 36.

Исследовано продольное распределение интенсивности поля в зоне Френеля круглой сфокусированной апертуры со спадающим амплитудным распределением типа парабола на пьедестале. Получены аналитические соотношения и приведены графики, описывающие зависимости основных параметров, характеризующих продольное распределение, от высоты пьедестала и фокусного расстояния.

УДК 621.396.67

Продольний розподіл інтенсивності поля в зоні Френеля круглої апертури із спадаючим амплітудним розподілом / В. В. Должиков, А. В. Сербін, С. В. Помазанов // Радиотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2008. Вип. 152. С. 27 – 36.

Досліджено подовжній розподіл інтенсивності поля в зоні Френеля круглої сфокусованої апертури зі спадаючим амплітудним розподілом типу парабола на п'єдесталі. Отримано аналітичні співвідношення і наведено графіки, які описують залежність основних параметрів, що характеризують подовжній розподіл, від висоти п'єдесталу і фокусної відстані.

Лл. 8. Бібліогр.: 5 назв.

UDC 621.396.67

Longitudinal distribution of the field intensity in the Fresnel zone of the circular aperture with tapered amplitudes / V. V. Dolzhikov, A. V. Serbin, S. V. Pomazanov // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2008. № 152. P. 27– 36.

Longitudinal distribution of the field intensity in the Fresnel zone of the circular aperture with tapered amplitudes are investigated. Analytical equations and plots intended to describe the pedestal and the focal length dependences of the basic parameters, specifying longitudinal distribution, are given.

5figs. Ref.: 20 items.

УДК 621.396.67.8

Анализ фокусирующих свойств модифицированных линз Френеля / Т. А. Цалиев, З. М. Велиев // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2008. Вып. 152. С. 37 – 43.

На основе метода интегральных уравнений численно решена задача дифракции электромагнитного поля на идеально-проводящей поверхности двумерной модифицированной линзы Френеля эллиптического типа. Рассчитаны распределения рассеянных полей, коэффициент фокусировки при изменении длины волны. Проведено сравнение свойств модифицированной и классической линзы Френеля.

Лл. 8. Бібліогр. 9 назв.

УДК 621.396.67.8

Аналіз фокусуєчнх властивостей модифікованих лінз Френеля / Т. А. Цалиєв, З. М. Велиєв // Радиотехніка: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2008. Вып. 152. С. 37 – 43.

На основі методу інтегральних рівнянь чисельно вирішена задача дифракції електромагнітного поля на ідеально-провідній поверхні двовимірної модифікованої лінзи Френеля еліптичного типу. Розраховано розподіли розсіяних полів, коефіцієнт фокусування при зміні довжини хвилі. Проведено порівняння властивостей модифікованої й класичної лінзи Френеля.

Лл. 8. Бібліогр. 9 назв.

UDC 621.396.67.8

Analysis of the modified Fresnel lenses focusing properties / T. A. Tsaliev, Z. M. Veliev // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2008. № 152. P. 37 – 43

Based on the integral equations method the bidimensional task of diffraction of an electromagnetic field on the ideal-conducting surface of modified Fresnel lens was solved numerically. Distributions of the scattered fields, the factor of focusing in the process of the wavelength variation were calculated. The comparison between the properties of the modified and classical Fresnel lens was carried out.

8 fig. Ref.: 9 items.

УДК 621.396

Об условиях реализации амплитудного метода измерения угла места цели в обзорной РЛС с парциальной диаграммой направленности / Н. Д. Рысаков, В. И. Василюшин, А. Ф. Катасонов // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2008. Вып. 152. С. 44 – 48.

Предложен амплитудный метод измерения угол места цели по соотношению амплитуд импульсов соседних лучей парциальной диаграммы направленности, который целесообразно применять совместно с измерением угла места цели по азимутальной ширине пачек импульсов этой цели. Разработана структурная схема вычислителя, реализующего предложенный метод.

Ил. 2. Библиогр.: 3 назв.

УДК 621.396

Про умови реалізації амплітудного методу вимірювання кута місця цілі в оглядовій РЛС з парціальною діаграмою направленості / М. Д. Рысаков, В. І. Василюшин, О. Ф. Катасонов // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2008. Вип. 152. С. 44 – 48.

Запропонований амплітудний метод вимірювання кута місця цілі по співвідношенню амплітуд імпульсів сусідніх променів парціальної діаграми спрямованості, який доцільно використовувати сумісно з вимірюванням кута місця цілі по азимутальній ширині пачок імпульсів цієї цілі. Розроблена структурна схема обчислювача, що реалізує запропонований метод.

Л. 2. Бібліогр.: 3 назви.

UDC 621.396

On conditons of realization of the amplitude measurement method of target elevation angle in the surveillance radar with a partial directional patteru / M. D. Ryssakov, V. I. Vasylyshyn, O. F. Katasonov, // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2008. № 152. P. 44 – 48.

The amplitude method for the elevation angle measurement of the target by the ratio of impulse amplitudes of adjacent beams of the partial directional diagram is offered. It is expedient to use this method together with the elevation angle measurement of the target by the azimuth width of this target pulse burst. The block diagram of the calculator which realizes the offered method is developed.

2 fig. Ref.: 3 items.

УДК 621.396.9

Параметризация спектров сигналов в радиолокационных станциях вертикального зондирования атмосферы / А. И. Литвин-Попович, В. Н. Олейников // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2008. Вып. 152. С. 49 – 52.

Одной из наиболее вычислительно сложных стадий первичной обработки информации в РЛС ВЗ является параметризация спектров. Вместе с тем, временное разрешение получаемых данных критично для ряда применений, поэтому разработка эффективных алгоритмов параметризации спектров является актуальной задачей. Предложен эффективный алгоритм параметризации спектров РЛС ВЗ, проведено сравнение его с распространенными аналогами.

Ил. 8. Библиогр.: 5 назв.

УДК 621.396.9

Параметризація спектрів сигналів в радіолокаційних станціях вертикального зондування атмосфери / А. І. Литвин-Попович, В. Н. Олейніков // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2008. Вип. 152. С. 49 – 52.

Однією з найбільш складних ступіней первинної обробки інформації в РЛС ВЗ є параметризація спектрів. Разом з тим, часова роздільна здатність отриманих даних є критичною для низки галузей, тому розробка ефективних алгоритмів параметризації є актуальною задачею. Пропонується ефективний алгоритм параметризації, проведено його порівняння з розповсюдженими аналогами.

Л. 8. Бібліогр.: 5 назв.

UDC 621.396.9

Spectrum parameterization of scattered signals in radar wind profiler systems / A. I. Litvin-Popovitch, V. N. Oleynikov // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2008. № 152. P. 49 – 52.

Spectrum parameterization is one of the most time-consuming stages of the primary signal processing in wind-profiling radars. But time resolution of the obtained data is crucial for some applications, that's why development of effective parameterization algorithms is the urgent problem. An effective algorithm for spectral parameterization has been offered in this paper, its comparison with the abundant analogues is carried out.

8 fig. Ref.: 5 items.

УДК 621.37.+551.553.5

Радиометеорные исследования сезонных вариаций пространственно-временных параметров внутренних гравитационных волн над Харьковом (49°30'п, 36°51'е) / А. Н. Олейников, Д. М. Сосновчик, В. Д. Кукуш, С. Я. Якоби, К. Фрöhlich // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2008. Вып. 152. С. 53 – 59.

Приведено описание модифицированного алгоритма обработки радиометеорных данных радиотехнической системы «Автоматический угломер метеорной радиолокационной станции «МАРС», предназначенного для выявления и определения параметров внутренних гравитационных волн (ВГВ). За счёт использования в алгоритме вейвлет-преобразования с базисной функцией, подобной по виду внутренней гравитационной волне, увеличено количество достоверно выявляемых ВГВ по сравнению с ранее используемыми алгоритмами.

Приведены результаты обработки радиометеорных данных за один год. Вычислены средние за год параметры ВГВ: период (1.5 часа), горизонтальная длина волны (250 км), вертикальная длина волны (70 км), горизонтальная фазовая скорость (58 м/с) вертикальная фазовая скорость (14 м/с). Исследованы сезонные вариации параметров ВГВ. Обнаружено увеличение интенсивности ВГВ в апреле и ноябре, преобладание восточного направления распространения осенью и зимой и западного весной и летом.

Табл. 1. Ил. 15. Библиогр.: 13 назв.

УДК 621.37.+551.553.5

Радиометеорні дослідження сезонних варіацій просторово-часових параметрів внутрішніх гравітаційних хвиль над Харковом (49°30'п, 36°51'е) / А. М. Олейніков, Д. М. Сосновчик, В. Д. Кукуш, С. Я. Якоби, К. Фрöhlich // Радиотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2008. Вип. 152. С. 53 – 59.

Описаний модифікований алгоритм обробки радіометеорних даних радіотехнічної системи „Автоматичний кутомір метеорної радіолокаційної станції „МАРС“, призначений для виявлення та визначення параметрів внутрішніх гравітаційних хвиль (ВГХ). За рахунок використання у алгоритмі вейвлет-перетворення з базисною функцією подібною за виглядом до внутрішньої гравітаційної хвилі збільшена кількість виявлених ВГХ порівняно з іншими алгоритмами.

Наведені результати обробки радіометеорних даних за один рік. Розраховані середні за рік параметри ВГХ: період (1.5 години), горизонтальна довжина хвилі (250 км), вертикальна довжина хвилі (70 км), горизонтальна фазова швидкість (58 м/с), вертикальна фазова швидкість (14 м/с). Досліджені сезонні варіації параметрів ВГХ. Помічено збільшення інтенсивності ВГХ у квітні та листопаді, домінування східного напрямку розповсюдження восени та взимку і західного навесні та влітку.

Табл. 1. Ил. 15. Библиогр.: 13 назв.

UDC 621.37.+551.553.5

Radio meteor investigation into seasonal variation of space-time parameters of internal gravity waves over Kharkiv (49°30'n, 36°51'e) / A. N. Oleynikov, D. M. Sosnovchik, V. D. Kukush, Ch. Jacobi, K. Fröhlich // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2008. № 152. P. 53 – 59.

The algorithm of processing the data from goniometrical meteor radar "MARS" was described. The algorithm makes it possible to detect and reveal parameters of the internal gravity waves (IGW). The wavelet transform with similar to the IGW mother wavelet function was used in this algorithm. It allows to increase the amount of the revealed IGWs in comparison with previous algorithms.

The results of one year goniometrical meteor radar data processing were presented. Annual mean values of the IGW parameters are as follows: period (1.5 hour), horizontal wavelength (250 km), vertical wavelength (70 km), horizontal phase speed (58 m/s), vertical phase speed (14 m/s). Investigations into the seasonal behavior of IGW gave the maximum IGW registrations rates for April and November, the predominant westward propagation during spring and summer and eastward propagation during autumn and winter.

1 tab. 15 fig. Ref.: 13 items.

УДК 551.510

Новый алгоритм оценки пространственной плотности потоков метеоров в подсистеме автоматического определения радиантов и орбит метеорных тел (ПАОРО) радиолокационного комплекса МАРС ХНУРЭ / Д. Ю. Горелов, Ю. И. Волощук // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2008. Вып. 152. С. 60 – 70

Предложен усовершенствованный алгоритм вторичной обработки сигналов в подсистеме ПАОРО комплекса МАРС, который позволяет рассчитывать истинные распределения параметров орбит метеорных тел в Солнечной системе; выявлять принадлежность зарегистрированного метеорного тела к известным метеорным потокам и производить их сравнение путем вычисления плотности потока в перигелии средней орбиты. При этом вся обработка производится в реальном масштабе времени на ПЭВМ без участия оператора.

Ил. 4. Библиогр.: 13 назв.

УДК 551.510

Новий алгоритм оцінки просторової щільності потоків метеорів в підсистемі автоматичного визначення радіантів та орбіт метеорних тіл (ПАВРО) радіолокаційного радіолокації МАРС ХНУРЕ / Д. Ю. Горелов, Ю. І. Волощук // Радиотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2008. Вип. 152. С. 60 – 70.

Запропонований вдосконалений алгоритм вторинної обробки сигналів в підсистемі ПАВРО комплексу МАРС, який дозволяє розраховувати дійсні розподіли параметрів орбіт метеорних тіл в Сонячній системі; виявляти приналежність зареєстрованого метеорного тіла до відомих метеорних потоків і проводити їх порівняння шляхом обчислення щільності потоку в перигелії середньої орбіти. При цьому вся обробка проводиться в реальному масштабі часу на ПЕВМ без участі оператора.

Іл. 4. Бібліогр.: 13 назв.

UDC 551.510

New algorithm for estimation of the meteor shower spatial density in the subsystem for autodetection of radiants and orbits of meteoric bodies (SADRO) of the radar complex Mars developed in KNURE / D. Y. Gorelov, Y. I. Voloshuk // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2008. № 152. P. 60 – 70.

The updated algorithm for the secondary signal processing in the SADRO system of the complex Mars is offered. The algorithm makes it possible to calculate the true distributions of the meteoric bodies orbits parameters in the Solar system, to determine belonging of the registered meteor body to the known meteor shower and perform their comparison through calculation of the shower density in the perihelion of the middle orbit. In this case the whole processing is performed in the real time with PC without participation of an operator.

4 fig. Ref.: 13 items.

УДК 621.371

Выбор оптимальной ориентации приемной антенны в разнесенной системе метеорной радиолокации при использовании ТВ сигналов / Ю. В. Лыков, А. Н. Олейников // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2008. Вып. 152. С. 72 – 77.

Проведено моделювання траси розповсюдження радіоволн, отражених від метеорних слідів в рознесеній системі радіолокації, при використанні сигналу від ТВ вешательної станції, для цілей оптимізації оптимального кута місця прийомної антени. Отримані залежності кута місця прийомної антени від довжини траси, при використанні передаючих антен з різною шириною ДН в вертикальній площині, при яких співвідношення с/ш максимальне. Результати моделювання підтверджені експериментальним дослідженням, яке показало збільшення реєстрованої чисельності метеорних відбиттів на 30%.

Ил. 6. Библиогр.: 9 назв.

УДК 621.371

Вибір оптимальної орієнтації приймальної антени в рознесеній системі метеорної радіолокації при використанні ТВ сигналів / Ю. В. Лыков, А. М. Олейников // Радиотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2008. Вип. 152. С. 72 – 77.

Проведено моделювання траси розповсюдження радіохвиль відбитих від метеорного сліду в рознесеній системі радіолокації, при використанні сигналу від ТВ станції, з метою визначення оптимального кута піднесення приймальної антени. Отримані залежності кута піднесення приймальної антени від довжини траси, при використанні передавальних антен з різною шириною ДС у вертикальній площині, для яких співвідношення с/ш максимальне. Результати моделювання підтверджені експериментальним дослідженням, яке показало підвищення реєстрованої чисельності метеорних відбиттів на 30%.

Іл. 6. Бібліогр.: 9 назв.

UDC.621.371

Selection of the optimal orientation of the receiving antenna in the separated meteor radar system when using TV signals / Y. V. Lykov, A. N. Oleynikov // Radiotekhnika: All- Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2008. № 152. P. 72 – 77.

Simulation of the propagation path of radio waves reflected from meteor trails in the separated meteor radar system when using a signal from TV broadcaster stations, for the purposes of determination of the optimum elevation angle of the receiving antenna was carried out. Dependences of the elevation angle of the receiving antenna on the path length when using the transmitting antennas with various antenna directivity diagram width in the vertical plane where the S/N ratio is maximal were obtained. Results of the pilot research were given.

6 fig. Ref.: 9 items.

УДК 621.396.91

Сверхширокополосный сигнал и канал прямой видимости в задачах высокоточного сличения шкал времени / Е. Ю. Бондарь, Г. В. Нестеренко // Радиотехника: Всеукр. міжвед. науч.-техн. сб. 2008. Вып. 152. С. 78 – 84.

Рассмотрены канал прямой видимости и применение сверхширокополосных сигналов в задачах высокоточного сличения шкал времени.

Ил. 3 Библиогр.: 23 назв.

УДК 621.396.91

Надширокополосный сигнал та канал прямого бачення у задачах високоточного звірняння шкал часу / Є. Ю. Бондар, Г. В. Нестеренко // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2008. Вип. 152. С. 78 – 84.

Розглянуто канал прямого бачення і застосування надширокополосних сигналів у задачах високоточного звірняння шкал часу.

Іл. 3. Бібліогр.: 23 назв.

UDC 621.396.91

The ultrawideband signal and the channel of direct visibility in the problem of time scale high-accuracy comparison / E. Ya. Bondar, G. V. Nesterenko // Radiotekhnika: All- Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2008. № 152. P. 78 – 84.

The channel of the direct visibility and the use of ultrawideband signals in problems of the high precision comparison of time scales were considered.

Fig. 3. Ref.: 23 items.

УДК 621.371

Применение распределения Вейбулла при оценке амплитуды суммы сигнала и шума ретрансляционного измерителя / Д. А. Величко // Радиотехника: Всеукр. міжвед. науч.-техн. сб. 2008. Вып. 152. С. 84 – 91.

Приведены результаты подбора эмпирической модели, которую можно применить при оценках распределений суммы сигнала и шума ретрансляционного измерителя, работающего по флуктуирующему отражателю, элементы которого распределены в ограниченном объеме. Получены оценки расхождения результатов статистических испытаний и теоретических расчетов по эмпирической модели. Определены узловые значения параметров распределения Вейбулла, по которым можно определить конкретные статистики амплитуды для заданных соотношений сигнал/шум.

Ил. 7. Библиогр.: 9 назв.

УДК 621.371

Застосування розподілу Вейбулла при оцінці амплітуди суми сигналу й шуму ретрансляційного вимірювача / Д. А. Величко // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2008. Вип. 152. С. 84 – 91.

Наведено результати підбору емпіричної моделі, яку можна застосувати при оцінках розподілів суми сигналу й шуму ретрансляційного вимірювача, що працює по флуктуючому відбивачеві, елементи якого розподілені в обмеженому обсязі. Отримано оцінки розбіжності результатів статистичних випробувань і теоретичних розрахунків по емпіричній моделі. Визначено вузлові значення параметрів розподілу Вейбулла, по яких можна визначити конкретні статистики амплітуди для заданих співвідношень сигнал/шум.

Іл. 7. Бібліогр.: 9 назв.

UDC 621.371

Weibull distribution approach to the signal/noise statistic estimation in retransmitting meter / D. A. Velichko // Radiotekhnika: All- Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2008. № 152. P. 84 – 91.

The results of investigation into the signal plus noise distribution model for retransmitting meter, which were supposed to use fluctuating reflector consisted of the elements distributed in the limited volume were presented. The variances between the distributions calculated via statistical simulations and via theoretical relations for the proposed model were obtained. The defined results are Weibull distribution principle parameters, which allow to determine desired amplitude statistics for any signal/noise ratio.

7 fig. Ref.: 9 items.

УДК 535.43

О рассеивании акустической волны криволинейными кольцами / Г. И. Кошевой // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2008. Вып. 152. С. 92 – 97.

Рассматривается задача рассеивания акустической криволинейными кольцами, полученными вращением генератора МДК-фрактала с изменяемой размерностью подобия. Аналитическим методом интегральных уравнений трехмерная математическая модель упрощается без потери строгости к двумерной. Анализируется возможность применения прямого численного метода механических кубатур в случае генератора фрактального объекта параболической формы. Предложенный подход может быть без особых усилий обобщен на произвольную стадию построения фрактала.

Ил. 3. Библиогр.: 13 назв.

УДК 535.43

Про розсіювання акустичної хвилі криволінійними кільцями / Г. І. Кошовий // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2008. Вип. 152. С. 92 – 97.

Розглядається задача розсіювання акустичної хвилі криволінійними кільцями, що утворюються обертанням генератора МДК фракталу зі змінною розмірністю подібності. Аналітичним методом інтегральних рівнянь тривимірна математична модель спрощується без втрати строгості до двовимірної. Аналізується можливість застосування прямого чисельного методу механічних кубатур у випадку з утворювачем фрактального об'єкту параболическої форми. Наведений підхід без особливих труднощів може бути узагальнений на будь-яку стадію побудови фрактала.

Іл. 3. Бібліогр.: 13 назв.

UDC 535.43

On scattering of acoustic wave by curvilinear rings / G. I. Koshovy // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2008. № 152. P. 92 – 97.

The problem of acoustic wave scattering by curvilinear rings, generated by rotation of CSA-fractal generator with a variable fractal dimension is considered. With the integral equation technique, three dimensional mathematical model is reduce to two dimensional one without losses in rigor to the latter one. Application of the mechanical cubature method to the case of the parabolic fractal object generator is analyzed. The presented approach can be used in any stage of the fractal construction.

3 fig. Ref.: 13 items.

УДК 550.388.2

Эффект анизотропии хаотической скорости молекул, связанный с горизонтальным ветром. Результаты экспериментальной проверки гипотезы / И. А. Делов, Н. И. Слитченко, А. В. Леонидов // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2008. Вып. 152. С. 97 – 103.

Представлены экспериментальные данные, подтверждающие высказанную ранее авторами гипотезу о возможности существования в атмосфере Земли анизотропии хаотической скорости молекул, связанной с горизонтальным ветром. Многочисленные экспериментальные данные, полученные при различных погодных условиях, в различное время года и суток, свидетельствуют о том, что хаотическая скорость молекул по ветру всегда меньше хаотической скорости молекул против ветра.

Ил. 10. Библиогр.: 4 назв.

УДК 550.388.2

Ефект анізотропії хаотичної швидкості молекул, пов'язаний з горизонтальним вітром. Результати експериментальної перевірки гіпотези / І. А. Делов, М. І. Слітченко, О. В. Леонідов. // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2008. Вип. 152. С. 97 – 103.

Подано експериментальні дані, які підтверджують висловлену раніше авторами гіпотезу про можливість існування в атмосфері Землі анізотропії хаотичної швидкості молекул, пов'язаної з горизонтальним вітром. Численні експериментальні дані, отримані при різних погодних умовах, у різну пору року і різний час доби, свідчать про те, що хаотична швидкість молекул по вітру завжди менше хаотичної швидкості молекул проти вітру.

Іл. 10. Бібліогр.: 4 назви.

UDC 550.388.2

Molecule random velocity anisotropy effect involving horizontal wind. Results of the hypothesis experimental check / I. A. Delov, N. I. Slipchenko, V. Leonidov // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2008. № 152. P. 97 – 104

Experimental data strengthening the hypothesis stated by the authors earlier about the possibility of existence of molecules random velocity connected with horizontal wind in the Earth atmosphere are presented. Numerous experimental data obtained under different weather conditions at different times of a year and a day testify that molecules random velocity with the wind is always lower than facing into the wind.

10 fig. Ref.: 4 items

УДК 621.385.64

Электронный поток, формируемый магнетронной пушкой с холодным вторично-эмиссионным катодом / Г. И. Чурюмов, Ю. Л. Старчевский, О. Г. Лебедев // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2008. Вып. 152. С. 104 – 112.

Исследована структура сформированного электронного потока на выходе из магнетронной пушки с холодным вторично-эмиссионным катодом. Получены зависимости числа частиц в рабочем пространстве магнетронной пушки от времени, распределение заряда по радиусу, распределение числа электронов по кинетической энергии, распределения числа электронов по модулю радиальной и продольной скорости, распределения модуля средней продольной и радиальной скоростей частиц по радиусу.

Ил. 9. Библиогр.: 4 назв.

УДК 621.385.64

Електронний потік, який формується магнетронною гарматою з холодним вторинно-емісійним катодом / Г. І. Чурюмов, Ю. Л. Старчевський, О. Г. Лебедев // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2008. Вип. 152 С. 104 – 112.

Досліджена структура сформованого електронного потоку на виході з магнетронної гармати з холодним вторинно-емісійним катодом. Одержано залежності числа частинок в робочому просторі магнетронної гармати від часу, розподіл заряду по радіусу, розподіл числа електронів по кінетичній енергії, розподіли числа електронів по модулю радіальної і подовжньої швидкості, розподіли модуля середньої подовжньої і радіальної швидкостей частинок по радіусу.

Іл. 9. Бібліогр.: 4 назви.

UDC 621.385.64

Electron beam formed with the magnetron gun with a cold secondary-emission cathode / G. I. Churyumov Y. L. Starchevskiy, O. G. Lebedev // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2008. № 152. P. 104 – 112

The electron beam structure formed at the output of the magnetron gun with a cold secondary-emission cathode was investigated. Dependences of a number of particles in the magnetron gun working space on time, distribution of a charge on radius, distribution of a number of electrons on the kinetic energy, distributions of a number of electrons on the module of radial and longitudinal speed, distribution of the module of average longitudinal and radial speeds of particles on the radius were obtained.

9 fig. Ref.: 4 items.

УДК 621.373.826

Исследование двухкаскадных перестраиваемых лазеров на красителях / П. Г. Дальченко, М. И. Дзюбенко, А. С. Замковой, В. В. Шевченко // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2008. Вып. 152. С. 112 – 116.

Проведены численные расчеты формирования спектрально-энергетических характеристик излучения многопроходовых усилителей лазеров на красителях с ламповой накачкой. Анализ полученных результатов показал, что, наряду с усиленным монохроматическим излучением, на выходе МПУ может наблюдаться широкополосное фоновое излучение, энергетика которого зависит от мощности инжектируемого сигнала. При этом расчетный минимальный уровень инжектируемой мощности, который обеспечивает устранение фонового излучения в пределах достаточно широкой полосы перестройки системы (АХ—17 нм), оказался примерно равным 10 кВт, что согласуется с известными экспериментальными результатами.

Ил. 3. Библиогр. 16 назв.

УДК 621.373.826

Дослідження двокаскадних лазерів, що перебудовуються, на барвниках / П. Г. Дальченко, М. И. Дзюбенко, А. С. Замковий, В. В. Шевченко // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2008. Вип. 152. С. 112 – 116.

Проведено чисельні розрахунки формування спектрально-енергетичних характеристик випромінювання багатопрохідних підсилювачів лазерів на барвниках з ламповим накачуванням. Аналіз отриманих результатів показав, що, поряд з посиленням монохроматичним випромінюванням, на виході БПУ може спостерігатися широкополосне фонове випромінювання, енергетика якого залежить від потужності інжектованого сигналу. При цьому розрахунковий мінімальний рівень потужності інжекції що забезпечує усунення фонового випромінювання в межах досить широкої смуги перебудови системи (АХ-17 нм), виявився приблизно рівним 10 квт, що погоджується з відомими експериментальними результатами.

Ил. 3. Бібліогр.: 16 назв.

УДК 621.373.826

Research of two-stage tunable lasers on dyes / P. G. Dalchenko, M. I. Dzijbenko, A. S. Zamkovej, V. V. Shevchenko // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2008. № 152. P. 112 – 116.

Numerical calculations of formation of spectroscopic-energy radiation characteristics multipass amplifiers of lasers on dyes with lamp pump are carried out. The analysis of the received results has shown, that, alongside with the reinforced monochromatic radiation, on output MPA may be observed broadband background radiation which energetics depends on power of injecting signal. Thus a settlement minimum level injecting power, which provides elimination of background radiation in limits enough a wide strip of reorganization of system (AA.«17 nm), was approximately equal to 10 kw that is compounded with known experimental results.

3 fig. Ref.: 16 items

УДК 621.371.34

Поляризация радиоволн при рассеянии на флуктуациях диэлектрической проницаемости воздуха / В. А. Петров, С. А. Шейко, А. Н. Ключева // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2008. Вып. 152. С. 117 – 122.

Рассматриваются компоненты вектора электрического поля в прямоугольной и сферической системах координат при обратном рассеянии. Показано, что систематическая ошибка при поляризационных измерениях может быть уменьшена оптимальным расположением передающей и приемной антенн.

Ил. 7. Библиогр.: 9 назв.

УДК 621.371.34

Поляризация радиоволн при розсіянні на флуктуаціях діелектричної проникності повітря / В. А. Петров, С. О. Шейко, А. М. Ключева // Радиотехника: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2008. Вип. 152. С. 117 – 122.

Розглядаються компоненти вектора електричного поля в прямокутній та сферичній системах координат при зворотному розсіянні. Показано, що систематична помилка при поляризаційних вимірюваннях може бути зменшена оптимальним розміщенням передавальної та приймальної антен.

Ил. 7. Бібліогр.: 9 назв.

UDC 621.371.34

The radio wave polarization by scattering at the dielectric permittivity fluctuations of air / V. A. Petrov, S. A. Sheyko, A. N. Klyuzeva // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2008. № 152. P. 117 – 122.

The components of the electric field vector in the rectangular and spherical systems of coordinates at backscattering are considered. It is shown, that the regular mistake at polarization measurements can be reduced by an optimal arrangement of the transmitter and receiver antennas.

7 fig. Ref.: 9 items.

УДК 621.375.7

Линии равных амплитуд и инварианты движения нелинейных колебательных систем, работающих в первой и высших зонах параметрической неустойчивости / Н. Г. Зуев, А. М. Титаренко, О. И. Подгайко // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2008. Вып. 152. С. 121 – 128.

Для нелинейной параметрической системы, описываемой уравнением Матве с кубической правой частью, получены уравнения линий равных амплитуд, которые для линейного случая соответствуют границам зон Матве. Для нелинейного уравнения Матве получены инварианты движения, связывающие амплитуду и фазу колебаний, а для первой зоны неустойчивости найдена в явном виде зависимость между квадратом амплитуды и фазой, а также найдена в квадратурах зависимость между собственным временем системы и фазой колебаний.

Ил. 2. Библиогр.: 5 назв.

УДК 621.375.7

Лінії рівних амплітуд і інваріанти руху нелінійних коливальних систем, які працюють у першій та вищих зонах параметричної нестійкості / М. Г. Зуєв, О. М. Титаренко, О. І. Подгайко // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2008. Вип. 152. С. 121 – 128.

Для нелінійної параметричної системи, що описується рівнянням Мат'є з кубічною правою частиною, отримано рівняння ліній рівних амплітуд, які за умови лінійного випадку відповідають межах зон Мат'є. Для нелінійного рівняння Мат'є отримані інваріанти руху, які пов'язують амплітуду та фазу коливань, а для першої зони нестійкості знайдена в явному вигляді залежність між квадратом амплітуди та фазою, а також знайдена в квадратурах залежність між власним часом системи та фазою коливань.

Л. 2. Бібліогр.: 5 назви.

UDC 621.375.7

Lines of equal amplitudes and invariants of motion of the nonlinear oscillating systems, operating in the first and higher zones of parametric instability / M. Zuev, O. Titarenko, O. Podgajko // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2008. № 152. P. 121 – 128.

The equal amplitudes lines equations are derived for the non-linear parametric system described by Mathieu equation with a cubic right hand side, for the case with the linear parametric system they correspond to the Mathieu zones boundaries. Motion invariants connecting the amplitude and phase of the oscillations are found for the nonlinear Mathieu equation, and dependence between the square of amplitude and phase is found in the explicit form for the first zone of instability, and dependence between the proper time of the system and the oscillation phase is found in quadratures as well.

2 fig. Ref.: 5 items.

УДК 004.31:004.22:534:621.382

Современные фотонные цифро-аналоговые преобразователи / А. Н. Рудякова, А. Ю. Липинский, В. В. Данилов // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2008. Вип. 152. С. 129 – 136.

Виконан аналітичний огляд фотонних цифро-аналогових преобразовачів (ЦАП), в яких застосовується кодування інтенсивностей кожного розряду цифрового сигналу ваговими коефіцієнтами, і суммування інтенсивностей всіх біт, а також автокореляція з погодженими фільтрами і побітовою операцією «І» з запам'ятованими опорними імпульсними послідовностями. Результати експериментальних досліджень розглянутих фотонних ЦАП показують перспективу їх практичного застосування в пристроях розпізнавання і формування сигналів в оптоволоконних системах зв'язу.

Л. 15. Бібліогр.: 23 назв.

УДК 004.31:004.22:534:621.382

Сучасні фотонні цифро-аналогові перетворювачі / Г. М. Рудякова, О. Ю. Липінський, В. В. Данилов // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2008. Вип. 152. С. 129 – 136.

Виконано аналітичний огляд фотонних цифро-аналогових перетворювачів (ЦАП), у яких застосовується кодування інтенсивностей кожного розряду цифрового сигналу ваговими коефіцієнтами, і підсумовування інтенсивностей всіх біт, а також автокореляція з погодженими фільтрами і побітовою операцією «І» із опорними імпульсними послідовностями, що були запам'ятовані. Результати експериментальних досліджень розглянутих фотонних ЦАП показують перспективу їх практичного застосування в пристроях розпізнавання і формування сигналів в оптоволоконних системах зв'язку.

Л. 15. Бібліогр.: 23 назви.

UDC 004.31:004.22:534:621.382

Modern photonics digital-to-analog converters / A. N. Rudiakova, A. Y. Lipinskiy, V. V. Danilov // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2008. № 152. P. 129 – 136.

The paper presents the analytical review of photonics digital-to-analog converters (DAC), in which the coding of each order intensity of digital signal by the weighting coefficients was used, and the summation of all bits' intensities and autocorrelation with matched filters and bit-wise "AND" operation with reference impulse patterns were realized. The results of experimental investigations of considered DACs show the perspective of their practical application for the signal recognition and formation devices in the optical fiber communication systems.

15 fig. Ref.: 23 items.

УДК 621.396.931

Дисперсионное ограничение длины линии передачи в квантовых криптографических системах связи с поляризационным кодированием / М. А. Омаров, Р. И. Цехмистро // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2008. Вып. 152. С. 137 – 141.

Проанализированы существующие способы повышения устойчивости передачи в квантовых, волоконно-оптических системах передачи с поляризационным кодированием. Представлена оценка задержки распространения сигнала вносимой дисперсией современных оптических волокон используемых в системах передачи до 150-200 км в сравнении с интервалом когерентности полупроводниковых лазеров на GaAs. Даны рекомендации по оптимальному использованию оптических волокон и лазеров в практических квантовых криптографических системах передачи с поляризационным кодированием.

Ил.2. Библиогр.: 13 назв.

УДК 621.396.931

Дисперсійне обмеження довжини лінії передачі в квантових криптографічних системах зв'язку з поляризаційним кодуванням / М. А. Омаров, Р. І. Цехмістро // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2008. Вип. 152. С. 137 – 141.

Проведено аналіз існуючих способів підвищення стійкості передачі у квантових волоконно-оптичних системах передачі з поляризаційним кодуванням. Представлена оцінка затримки розповсюдження сигналу внесеної модовою дисперсією сучасних оптичних волокон використовуваних у системах передачі до 150-200 км. у порівнянні з інтервалом когерентності напівполупровідникових лазерів на GaAs. Подано рекомендації з оптимального використання оптичних волокон і лазерів у практичних квантових криптографічних системах передачі з поляризаційним кодуванням.

Іл.3. Бібліогр.: 13 назв.

UDC 621.396.931

Dispersion length limited quantum cryptographic optical communication system with polarized coding / M. A. Omarov, R. I. Tsekhmistro // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2008. № 152. P. 137 – 141.

The existing methods of stability increase for key transmission of quantum cryptographic optical communication system with polarized coding are analyzed. The mode dispersion delay for the modern optical fibers, used in communication system range 150-200 km, in comparison to coherency interval of semiconductor lasers, based on GaAs is also estimated. The recommendations on the optimum use of the optical fibers and lasers for real quantum cryptography systems are given.

2 fig. Ref.: 13 items.

УДК 681.324.067

Аппаратные генераторы квазислучайных последовательностей / А. А. Торба, В. А. Бобух, А. А. Торба // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2008. Вып. 152. С. 142 – 147.

В статье предложены методы повышения скорости формирования квазислучайных последовательностей на основе временной задержки потоков квазислучайных битов с последующими перестановками битов и объединением независимых потоков элементом «ИСКЛЮЧАЮЩЕЕ ИЛИ». Проведенные экспериментальные исследования подтвердили возможность повышения скорости формирования квазислучайных битов в 100 и более раз с одновременным улучшением их статистических параметров.

Ил. 6. Библиогр.: 5 назв.

УДК 681.324.067

Апаратні генератори квазівипадкових послідовностей / А. А. Торба, В. А. Бобух, Г. О. Торба // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2008. Вип. 152. С. 142 – 147.

Запропоновано методи підвищення швидкості формування квазівипадкових послідовностей на основі часової затримки потоків квазівипадкових бітів з наступними перестановками бітів й об'єднанням незалежних потоків елементом «ВИКЛЮЧЕННЯ АБО». Проведено експериментальні дослідження підтвердили можливість підвищення швидкості формування квазівипадкових бітів в 100 й більш разів з одночасним покращенням їх статистичних параметрів.

Іл. 6. Бібліогр.: 5 назв.

UDC 681.324.067

Hardware generators of quasirandom sequences / A. A. Torba, V. A. Bobuh, A. A. Torba // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2008. № 152. P. 142 – 147.

Methods of speed increase of quasirandom sequences formation on the basis of a time delay of quasirandom bits streams with the subsequent rearrangements of bits and association of independent streams by an element

XOR are offered. The carried out experimental researches have confirmed a possibility to rise speed of quasirandom bits formation in 100 and more times with simultaneous improvement of their statistical parameters.

6 fig. Ref.: 5 items

УДК 621.396.2

Методы снижения уровня помех в RadioEthernet-сетях / С. В. Лубенец // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2008. Вып. 152. С. 148 – 153.

Рассмотрены особенности применения технологии беспроводной передачи данных Wi-Fi в условиях сильной зашумленности диапазона частот 2,4 ГГц. Предложены методы снижения уровня помех, основанные на правильном подборе антенно-фидерного оборудования. Даны рекомендации по выбору и установке высокочастотных узкополосных фильтров-грозоразрядников, антенн, усилителей. Приведены схемы подключения фильтров и устройств грозозащиты.

Ил. 2. Библиогр.: 3 назв.

УДК 621.396.2

Методи зниження рівня завад в RadioEthernet-мережах / С. В. Лубенець // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2008. Вип. 152. С. 148 – 153.

Розглянуто особливості застосування технології безпроводної передачі даних Wi-Fi в умовах сильного зашумлення діапазону частот 2,4 ГГц. Запропоновано методи зниження рівня завад, які ґрунтуються на правильному підборі антенно-фідерного обладнання. Дано рекомендації з вибору і встановлення високочастотних вузькополосних фільтрів-грозорозрядників, антен, підсилювачів. Наведено схеми підключення фільтрів та пристроїв грозозахисту.

Ил. 2. Библиогр.: 3 назви.

UDC 621.396.2

Methods of reducing the hindrance level in RadioEthernet-nets / S. V. Lubenets // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2008. № 152. P. 148 – 153.

The peculiarities of using the wireless Wi-Fi data transmission technology under conditions of strong noise in the frequencies range 2,4 GHz are considered. The methods of decreasing the noise are offered, they are based on the correct selection of antenna-feeding equipment. Recommendations are given on the choice and setting of high-frequency narrow-striped filters-thunderstorm-taking, antennas and amplifiers. Ing Coupling circuits for filters and lightning protection devices are given.

2 fig. Ref.: 3 items.

УДК 621.3.049.77.002.76

Некоторые аспекты в проектировании микроблоков для изделий телекоммуникационных систем / В. Г. Котух, С. М. Васильев, В. И. Радченко, О. М. Маркович // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2008. Вып. 152. С. 154 – 158.

Рассмотрены новые направления в проектировании микроблоков для изделий телекоммуникационных систем (ТС). Приведены количественные и качественные показатели микроблоков, характеризующие плотность упаковки элементной базы. Выявлены особенности их схемотехнических решений и обоснованы специфические требования, позволяющие реализовать рациональную структуру микроблоков за счет прогнозирования на этапе их функциональной и схемной разработки.

Ил. 2. Библиогр.: 3 назв.

УДК 621.3.049.77.002.76

Деякі аспекти в проектуванні мікроблоків для виробів телекомунікаційних систем / В. Г. Котух, С. М. Васильєв, В. І. Радченко, О. М. Маркович // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2008. Вип. 152. С. 154 – 158.

Розглянуто нові напрямки в проектуванні мікроблоків для виробів телекомунікаційних систем (ТС). Наведено кількісні та якісні показники мікроблоків, які характеризують щільність упаковки елементної бази. Виявлено особливості їх схемотехнічних рішень та обґрунтовано специфічні вимоги, які дозволяють реалізувати раціональну структуру мікроблоків завдяки прогнозуванню на етапі їх функціональної та схемної розробки.

Ил. 2. Библиогр.: 3 назви.

UDC 621.3.049.77.002.76

Some aspects in designing mikrobloks for product of the telecommunication systems / V. G. Kotuh, S. M. Vasiliev, V. I. Radchenko, O. M. Markovich // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2008. № 152. P. 154 – 158.

The new directions are considered in designing mikrobloks for product of the telecommunication systems (TS). They are brought quantitative and qualitative factors mikrobloks, characterizing density of the packing the element base. The revealed particularities their schemetechnical decisions and are motivated specific requirements, allowing realize the rational structure an mikrobloks to account of the forecasting in step of their functional and circutal development.

fig.2. Ref.: 3 items.

УДК 621.396.6-76

Конструкторско-технологическая концепция оптимизации несущих конструкций микроблоков для изделий радиоэлектронной аппаратуры / О. В. Анохина, А. И. Лалашкова // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2008. Вып 152. С. 161 – 164.

Рассмотрена конструкторско-технологическая концепция оптимизации несущих конструкций микроблоков. Приведены формулы для расчета механической прочности элементов несущих конструкций. Даны варианты установки микроплат в конструкции микроблоков. Обоснован конструкторско-технологический вариант изготовления микроблока с комбинированным штамповочным корпусом.

Ил. 5. Библиогр.: 3 назв.

УДК 621.396.6-76

Конструкторсько-технологічна концепція оптимізації несучих конструкцій микроблоків для виробів радіоелектронної апаратури. / О. В. Анохіна, А. І. Лалашкова. // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2008. Вип.152. С.161 – 164.

Розглянуто конструкторсько-технологічна концепція оптимізації несучих конструкцій микроблоків. Наведено формули для розрахунку механічної міцності елементів несучих конструкцій. Дано варіанти установки мікроплат у конструкції микроблоків. Обґрунтований конструкторсько-технологічний варіант виготовлення микроблока з комбінірованим штампованим корпусом.

Ил. 5. Бібліогр.: 3 назви.

UDC 621.396.6-76

Design-technological concept of optimization of carrying design microblocks for radio electronic equipments / O. V. Anokhina, A. I. Lalashkova // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep Mag. 2008. № 152. P. 161 – 164 .

The design-technological concept of optimization of carrying design microblocks is considered. The formulas for calculation of mechanical strength of the construction carrying elements are given. Variants of the installation of microplates into microblocks design are given. Design-technological variant of manufacturing of microblocks with multifunction punching body is substantiated.

5 fig. Ref.: 3 items.

УДК 681.7.068.4

Технология получения зеркально-гладкого скола оптического волокна / М. А. Омаров, Р. Ю. Алахверанов, И. С. Хатнюк // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2008. Вып 152. С. 165 – 171.

Проведен анализ метода раскалывания ОВ в воздухе, который показал, что характер и интенсивность напряженного состояния влияют сложным образом на угол между плоскостью скола и осью волокна, площадь молекулярно-гладкого участка скола и площадь рельефно-разрушаемого участка, размеры выступов и выколов на нем.

На основе анализа физических процессов в стекле при симметрично нагруженном состоянии установлено, что можно управлять механизмом раскрытия трещины, создающей поверхность скола с полностью молекулярно-гладкими торцами. Подобное управление достигается вводом в трещину смеси октилового спирта и ацетона, которая играет роль поверхностно-активной среды при раскрытии трещин.

Ил. 1. Библиогр.: 5 назв.

УДК 681.7.068.4

Технологія отримання дзеркально-гладкого сколу оптичного волокна / М. А. Омаров, Р. Ю. Алахверанов, І. С. Хатнюк // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2008. Вип.152. С. 165 – 171.

Проведений аналіз методу розколювання ОВ в повітрі показав, що характер і інтенсивність напруженого стану впливають складним чином на кут між площиною сколу і віссю волокна, площу молекулярно-гладкої ділянки сколу і площу рельєфно-руйнованої ділянки, розміри виступів і виколів на ній.

На основі аналізу фізичних процесів у склі при симетрично навантаженому стані встановлено, що можна керувати механізмом розкриття тріщини, що створює поверхню сколу з повністю молекулярно-гладкими торцями. Подібне керування досягається введенням в тріщину суміші октилового спирту і ацетону, яка грає роль поверхнево-активного середовища при розкритті тріщин.

Л. 1 Бібліогр.: 5 назв.

UDC 681.7.068.4

The forming of mirror-smooth crack in optical fibre / M. A. Omarov, R. Y. Allakhveranov, I. S. Khatnjuk // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep Mag. 2008. № 152. P.165 – 171.

Here is given the analysis of method of cleaving of OF in air, which shows that the character and intensity of the tense state influenced difficult appearance on a corner between the plane of crack and ax of fibre, molecular –smooth area of crack and on relief-destroyed area, on sizes of ledges and pricking out on it.

On the basis of analysis of physical processes in glass it is set at the symmetric loaded state, that it is possible to manage the mechanism of opening the crack, creating the surface of crack with fully by molecular –smooth butt ends. A similar management is arrived at an input in the crack of mixture of octil alcohol and acetone, which acts part superficial–active environment at opening of cracks.

1 fig. Refs.: 5 items

УДК 621.396.98:629.7

Результаты экспериментальных исследований точности траекторных GPS/GNSS измерений при выполнении аэрофотосъемки с использованием программных комплексов «ОCTAVA» и «GRAFNAV/GRAFNET™» / Д. А. Шелковенков, А. А. Желанов, А. А. Жалило // Радиотехника: Вс. укр. межвед. науч.-техн. сб. 2008. Вып 152. С. 172– 183.

Представлены результаты экспериментальных исследований алгоритмов и процедур траекторных измерений параметров движения летательных аппаратов при выполнении аэрофотосъемок с использованием современных дифференциальных методов определения местоположения по сигналам спутниковых систем GPS/GNSS. Доказана возможность достижения дециметровой точности координатных определений на всей территории Украины, даются рекомендации по повышению точности развития методов и технологий траекторных измерений с использованием сигналов GPS/GNSS.

Л. 6 . Библиогр.: 5 назв.

УДК 621.396.98:629.7

Результати експериментальних досліджень точності траекторних GPS/GNSS вимірювань при виконанні аерофотозйомки з використанням програмних комплексів «OCTAVA» та «GRAFNAV/GRAFNET™» / Д. О. Шелковенков, О. О. Желанов, О. О. Жалило // Радиотехніка: Всеукр. міжвід. наук.–техн. зб. 2008. Вип.152 . С. 172– 183.

Представлено результати експериментальних досліджень алгоритмів та процедур обробки траекторних вимірювань параметрів руху літальних апаратів при виконанні аерофотозйомок в Київській та Одеській областях з використанням сучасних диференціальних методів визначення місцеположення за сигналами спутникових систем GPS/GNSS. Доведено можливість досягнення дециметрової точності координатних визначень на всій території України, даються рекомендації щодо підвищення точності та розвитку методів і технологій траекторних визначень за сигналами GPS/GNSS.

Л. 6 . Бібліогр.: 5 назв.

UDC 621.396.98:629.7

Results of experimental research of trajectory control accuracy using GPS/GNSS measurements during aerosurveying with use of «OCTAVA» and «GRAFNAV/GRAFNET™» software / D. A. Shelkovenkov, A. A. Zhelanov, A. A. Zhalilo // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep Mag. 2008. № 152. P. 172– 183.

There are presented the results of experimental research of algorithms and procedures of trajectory control of flying vehicle parameters of movement during aerosurveying with use of modern differential GPS/GNSS positioning methods. The ability of achievement of decimeter positioning accuracy on the whole of the territory of Ukraine is proved, the recommendations of enhancing accuracy and of the development of GPS/GNSS trajectory control methods and techniques are given.

6 fig. Ref.:5 items.

УДК 621.396.96

Моделирование импульсного шумового РСА / К. А. Лукин, А. А. Могила, Д. Ю. Супрун // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2008. Вып. 152. С. 184 – 192.

В приближении модели источников локального отражения получен алгоритм численного моделирования последовательности шумовых импульсов, рассеянных объектом сложной формы. Представлены результаты численного моделирования РСА при использовании шумового сигнала и дугообразной траектории фазового центра излучателя. Обсуждаются вопросы получения РСА изображения и влияния на его характеристики случайных отклонений фазового центра от заданной траектории, а также вопросы тестирования полученного алгоритма.

Табл. 1. Ил. 8. Библиогр.: 10 назв.

УДК 621.396.96

Моделивання імпульсного шумового РСА / К. О. Лукін, А. А. Могила, Д. Ю. Супрун // Радиотехника: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2008. Вип. 152. С. 184 – 192.

У наближенні моделі джерел локального віддзеркалення одержано алгоритм чисельного моделювання послідовності шумових імпульсів, розсіяних об'єктом складної форми. Представлено результати чисельного моделювання РСА при використанні шумового сигналу і дугоподібній траєкторії фазового центру випромінювача. Обговорюються питання отримання РСА зображення і впливу на його характеристики випадкових відхилень фазового центру від заданої траєкторії, а також питання чисельного тестування одержаного алгоритму.

Табл. 1. Іл. 8. Бібліогр.: 10 назв.

UDC 621.396.96

Modelling pulse noise SAR / K. A. Lukin, A. A. Mogila, D. Suprun // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep Mag. 2008. № 152 . P. 184 – 192.

The algorithm for numerical simulation of the reflected sequence of noise pulses is obtained on the basis of an approaching model of local scattering sources. Additionally, the problems of SAR imaging and those of numerical testing of the obtained algorithm are considered. The results of computer simulation of SAR imaging for arc trajectory of the antenna phase center motion and use of noise waveform are presented in the paper.

1 tab. 8 fig. Ref.: 10 items.

**ЗБІРНИК НАУКОВИХ ПРАЦЬ
РАДІОТЕХНІКА**
Випуск 152
Російською, українською та англійською мовами

**СБОРНИК НАУЧНЫХ ТРУДОВ
РАДИОТЕХНИКА**
Выпуск 152
На русском, украинском и английском языках

Коректор Л.І. Сащенко

Підп. до друку 28. 03. 2008. Формат 60x90/8. Папір офсет. Гарнітура Таймс. Друк. ризограф.
Ум. друк арк. 11,2. Обл.-вид. арк. 10,3. Тираж 300 прим. Зам. № 97. Ціна договір.

Харківський національний університет радіоелектроніки (ХНУРЕ)
Просп. Леніна, 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 от 23.03.2004