

021.39
P15

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ УКРАИНЫ
ХАРЬКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ ТЕХНИЧЕСКИЙ
УНИВЕРСИТЕТ РАДИОЭЛЕКТРОНИКИ

РАДИОТЕХНИКА

Всеукраинский межведомственный
научно-технический сборник

Основан в 1965 г.

В Ы П У С К 109



2001

Харків

Харківський державний технічний
університет радіоелектроніки

1999

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

В сборнике рассмотрены особенности распространения электромагнитных волн в различных слоях атмосферы. Описаны методы совершенствования систем метеорной и сотовой радиосвязи. Изложены результаты исследований в области теории антенн, радиолокации, СВЧ-техники.

Для преподавателей вузов, научных работников и специалистов.

У збірнику розглянуто особливості поширювання електромагнітних хвиль у різних шарах атмосфери. Описано методи вдосконалювання систем метеорного та стільникового радіозв'язку. Викладено результати досліджень у галузі теорії антен, радіолокації, НВЧ-техніки.

Для викладачів вищих закладів освіти, науковців і фахівців.

Редакционная коллегия: гл. ред., д-р техн. наук проф. А.И. Терещенко, зам. гл. ред., канд. техн. наук проф. В.И. Алехин, отв. секретарь, канд. техн. наук доц. Ж.Ф. Пащенко, д-р физ.-мат. наук Б.М. Булгаков, д-р техн. наук проф. И.Д. Горбенко, д-р техн. наук проф. Б.Л. Кашеев, д-р техн. наук проф. Н.И. Кравченко, д-р физ.-мат. наук проф. В.М. Кузьмичев, акад. НАН Украины Л.Н. Литвиненко, д-р техн. наук проф. А.А. Молчанов, д-р физ.-мат. наук проф. В.А. Омельченко, д-р техн. наук проф. В.В. Поповский, д-р техн. наук проф. Е.Г. Прошкин, д-р техн. наук проф. А.И. Стрелков, д-р физ.-мат. наук проф. О.А. Третьяков, д-р физ.-мат. наук проф. Н.А. Хижняк, д-р техн. наук проф. Я.С. Шифрин, д-р техн. наук проф. В.М. Шокало, д-р техн. наук проф. С.Н. Шостка

Ответственный за выпуск д-р техн. наук проф. Н.И. Кравченко

Адрес редакционной коллегии: Украина, 310726 Харьков-726, просп. Ленина, 14, Харьковский государственный технический университет радиоэлектроники (ХТУРЭ), тел. 40-93-97

© Харківський державний
технічний університет
радіоелектроніки, 1999

РЕЗОНАНСНОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ ИМПЕДАНСНОГО ВИБРАТОРА
В КРУГЛОМ ВОЛНОВОДЕ

Классическим объектом электродинамики является линейный вибратор. Идеально проводящий и импедансный линейный вибраторы в прямоугольном волноводе детально рассмотрены в работах [1] и [2] соответственно. Поведение импедансного вибратора в круглом волноводе описано в [3 — 6].

В данной работе проанализирована зависимость резонансной частоты линейного импедансного вибратора в круглом волноводе от местоположения вибратора и его поверхностного импеданса. Приведены результаты как для связанного вибратора, касающегося стенок волновода одним концом, так и для несвязанного вибратора.

Расчетные соотношения. Несвязанный линейный импедансный вибратор, произвольным образом ориентированный в круглом волноводе, описывается системой интегродифференциальных уравнений с малым параметром относительно симметричной ($J^s(l)$) и антисимметричной ($J^a(l)$) компонент силы тока вдоль вибратора [3 — 5]:

$$\frac{d^2 J^s(l)}{dl^2} + k^2 J^s(l) = \alpha \left\{ i\omega\epsilon\epsilon_0 E_0^s(l) + F_0^s[l|J^s] + \tilde{F}_0^s[l|J^s] + \right. \\ \left. + F^s[l|J^s] + F^s[l|J^a] - i\omega\epsilon\epsilon_0 Z J^s(l) \right\}; \quad (1)$$

$$\frac{d^2 J^a(l)}{dl^2} + k^2 J^a(l) = \alpha \left\{ i\omega\epsilon\epsilon_0 E_0^a(l) + F_0^a[l|J^a] + \tilde{F}_0^a[l|J^a] + \right. \\ \left. + F^a[l|J^a] + F^a[l|J^s] - i\omega\epsilon\epsilon_0 Z J^a(l) \right\}. \quad (2)$$

Здесь α — малый параметр; ϵ , ϵ_0 — относительная и абсолютная диэлектрическая проницаемости среды, заполняющей волновод; k — постоянная распространения в неограниченном пространстве с диэлектрической проницаемостью ϵ ; $E_0^s(l)$, $E_0^a(l)$ — симметричная и антисимметричная компоненты напряженности внешнего электрического поля; Z — внутренний

импеданс антенны, связанный с поверхностным импедансом Z_s соотношением $Z = Z_s / (2\pi a)$, где a – радиус антенны. В уравнении (1) $F_0^s[l|J^s]$, $F_0^a[l|J^a]$, $F^s[l|J^s]$ – функционалы, зависящие от переменной l и определяющие симметричную компоненту поля антенны, связанного с симметричной компонентой силы тока $J^s(l)$. Величина $F_0^s[l|J^s]$ определяется функцией Грина для уравнения Лапласа $\frac{1}{4\pi R(l, l')}$; $F_0^a[l|J^a]$ определяется функцией Грина для уравнения Гельмгольца $\frac{e^{ikR(l, l')}}{4\pi R(l, l')}$; $F^s[l|J^s]$, $F^a[l|J^a]$ – поля антенны, многократно отраженные от стенок волновода и определяемые регулярной функцией Грина; $F^s[l|J^a]$ – симметричная компонента, возбуждаемая антисимметричной компонентой силы тока. Регулярная тензорная функция Грина для уравнения Гельмгольца $\hat{G}_E^R(k; \vec{r}, \vec{r}')$ построена в [7; 8] и связана с функцией Грина свободного пространства соотношением

$$\hat{G}_E(k; \vec{r}, \vec{r}') = \frac{1}{4\pi} \hat{I} \frac{e^{ik|\vec{r} - \vec{r}'|}}{|\vec{r} - \vec{r}'|} + \hat{G}_E^R(k; \vec{r}, \vec{r}'), \quad (3)$$

где $\hat{G}_E(k; \vec{r}, \vec{r}')$ – электрическая тензорная функция Грина для векторного потенциала круглого волновода; $\hat{I}$ – единичный тензор. Функционалы $F_0^a[l|J^a]$, $F_0^s[l|J^s]$, $F^a[l|J^a]$ в уравнении (2) – антисимметричные компоненты внутреннего поля антенны, определяемые антисимметричной компонентой силы тока; $F^a[l|J^s]$ – антисимметричная компонента поля антенны, отраженного от волновода и возбуждаемого симметричной компонентой силы тока. С учетом граничных условий

$$J(-L) = J(+L) = 0 \quad (4)$$

получаем из системы уравнений (1) — (2) в первом приближении по α дисперсионное уравнение для линейного несвязанного импедансного вибратора [3 — 5]

$$\sin\left(2L\left(k - \frac{\alpha\omega\epsilon\epsilon_0}{2k} \operatorname{Im} Z\right)\right) - \alpha \operatorname{Re} W^s(ka, 2\tilde{k}L) - \alpha \operatorname{Re} W^a(ka, 2\tilde{k}L) = 0, \quad (5)$$

где

$$W^s(ka, 2\tilde{k}L) = \int_{-L}^{+L} (G_{EII}^s(k; -L, l') + G_{EII}^s(k; +L, l')) \sin \tilde{k}(L - l') dl'; \quad (6)$$

$$W^a(ka, 2\tilde{k}L) = \int_{-L}^{+L} (G_{EII}^s(k; -L, l') - G_{EII}^s(k; +L, l')) \sin \tilde{k}(L - l') dl'; \quad (7)$$

$\tilde{k} = k + \frac{i\alpha\omega\epsilon\epsilon_0}{2k} Z$; $G_{EII}^s(k; l, l')$ — симметричная компонента функции Грина в системе координат, связанной с антенной. Компонента $G_{EII}^s(k; l, l')$ описывается уравнением (3).

Результирующая сила тока $J(l)$ в связанном вибраторе, один конец которого касается стенки волновода, описывается интегродифференциальным уравнением [4 — 6]

$$\frac{d^2 J(l)}{dl^2} + k^2 J(l) = \alpha \{ i\omega\epsilon\epsilon_0 E_0(l) + F_0[l|J] + \tilde{F}_0[l|J] + F[l|J] - i\omega\epsilon\epsilon_0 J(l) \} \quad (8)$$

с граничными условиями

$$J(-L) = \frac{dJ(+L)}{dl} = 0. \quad (9)$$

Дисперсионное уравнение для связанной антенны имеет вид [6]

$$\cos\left(2L\left(k - \frac{\alpha\omega\epsilon\epsilon_0}{2k} \operatorname{Im} Z\right)\right) \operatorname{ch}\left(\frac{\alpha\omega\epsilon\epsilon_0 \operatorname{Re} Z}{k} L\right) - \alpha \operatorname{Re} W(ka, 2\tilde{k}L) = 0, \quad (10)$$

где

$$W(ka, 2\tilde{k}L) = \int_{-L}^{+L} G_{EII}(k; L, l') \cos \tilde{k}(L - l') dl'. \quad (11)$$

Числовые результаты для несвязанного вибратора. Вычислялась резонансная частота импедансного вибратора, находящегося в запердедном круглом волноводе. Вибратор располагался в поперечном сечении, проходящем через ось волновода, и был ориентирован вдоль волновода. Расчет выполнялся для идеально проводящего и импедансного вибраторов. Диаметр идеально проводящего вибратора — 1 мм; для импедансного вибратора внутренний диаметр равен 0,5 мм, внешний диаметр — 2,5 мм; длина идеально проводящего и импедансного вибраторов $2L = 300$ мм; радиус волновода $R = 100$ мм.

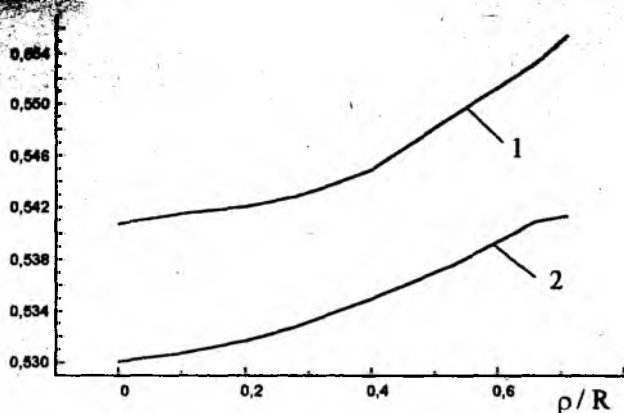


Рис. 1

Рассчитанные значения резонансной частоты несвязанного вибратора в заперде волновода сопоставлены с экспериментальными данными. Приведенное значение резонансной частоты f_r/f_c , где f_c – критическая частота, вычислялось согласно (5) как функция приведенного местоположения вибратора ρ/R , где ρ – расстояние вдоль радиуса волновода от оси волновода до вибратора. Результаты (кривая 1 – расчетная, 2 – экспериментальная) для идеально проводящего вибратора отражены на рис. 1 и для импедансного вибратора — на рис. 2. Резонансная частота вибратора незначительно изменяется при перемещении вибратора вдоль радиуса вол-

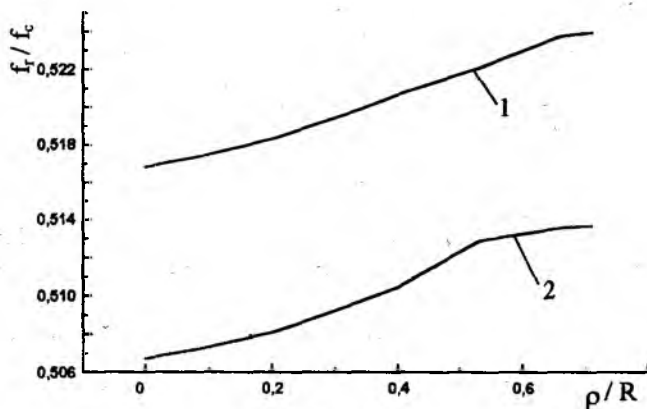


Рис. 2

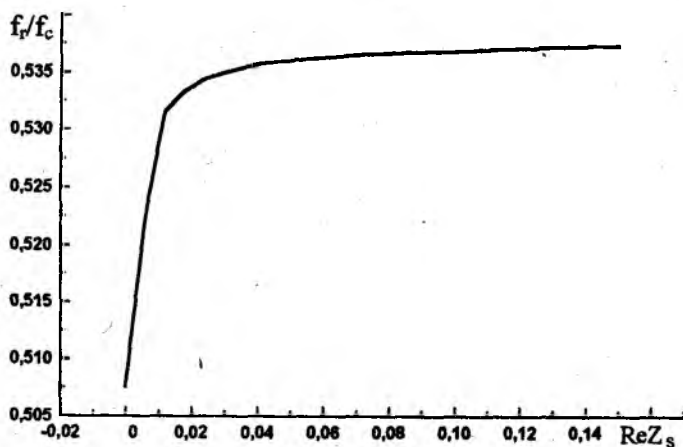


Рис. 3

новода. Различие между расчетными и экспериментальными результатами не превышает нескольких процентов.

Числовые результаты для связанного вибратора. Вычислялась резонансная частота импедансного вибратора, возбуждаемого волной H_{11} .

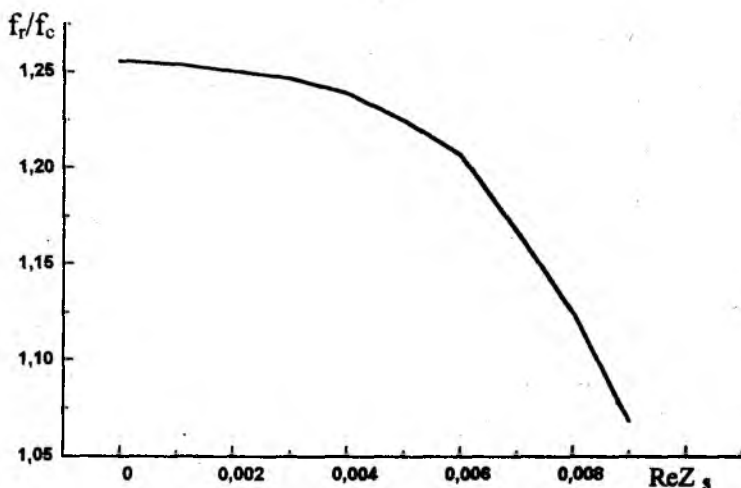


Рис. 4

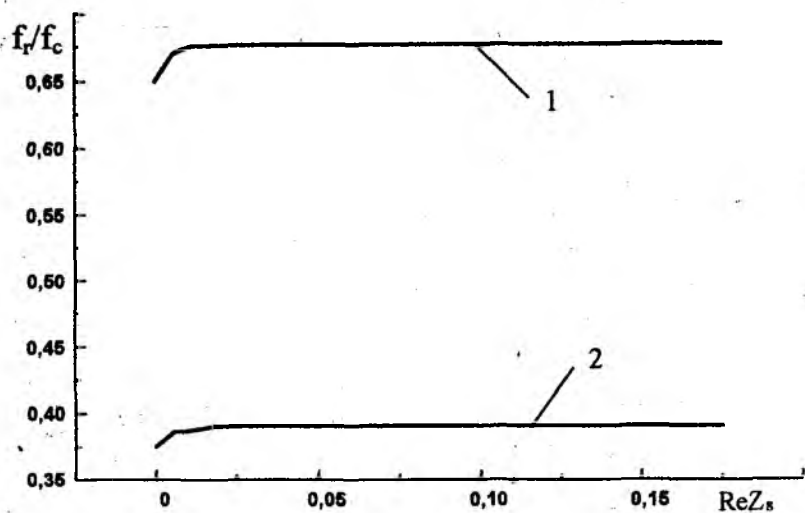


Рис. 5

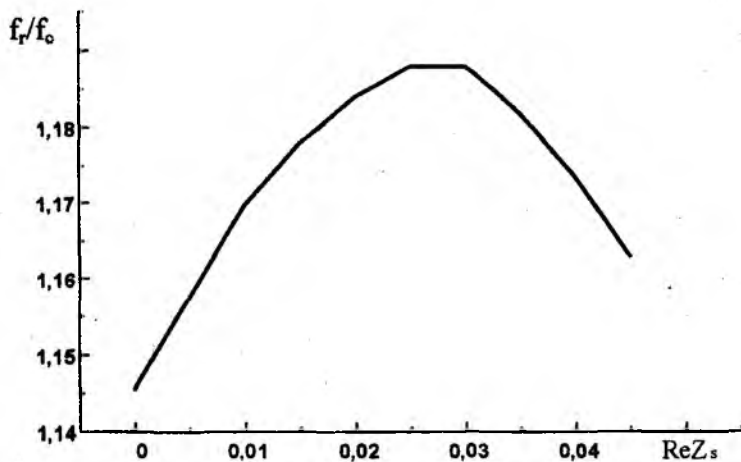


Рис. 6

Вибратор ориентирован вдоль радиуса волновода и одним концом касается стенки волновода. Вычисления выполнялись для частот ниже критической частоты круглого волновода ($f_r/f_c < 1$) и для частот выше критической частоты волновода ($f_r/f_c > 1$). Рассматривался волновод диаметром $D = 151$ мм; приведенная длина вибратора в режиме отсечки $2L/D = 0,7947$, в режиме бегущей волны $2L/D = 0,3152$; параметр малости $\alpha = 0,5[\ln(2L/a)]^{-1}$ в режиме отсечки составлял 0,05462, в режиме бегущей волны — 0,06076.

Исследовалось влияние поверхностного сопротивления вибратора Z_s на резонансную частоту вибратора. На рис. 3, 4 представлены зависимости приведенной резонансной частоты f_r/f_c от действительной части поверхностного импеданса $\text{Re } Z_s$ при мнимой части поверхностного импеданса $\text{Im } Z_s = 0$. Рис. 3 соответствует режиму отсечки, а рис. 4 — режиму бегущей волны. Согласно рис. 3 наблюдается повышение резонансной

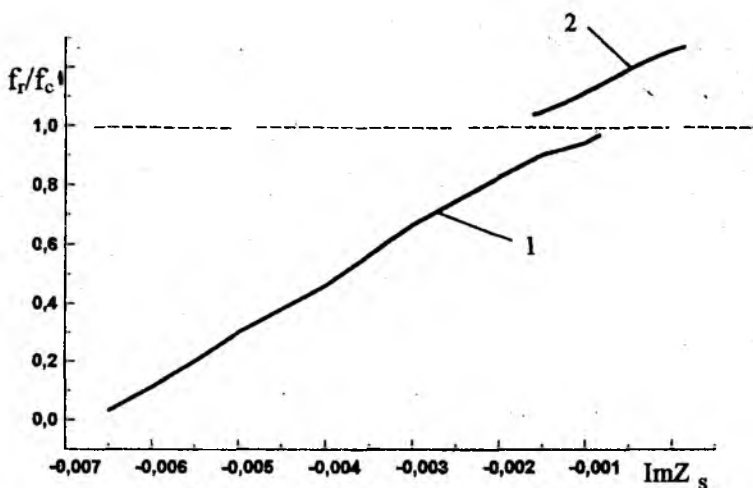


Рис. 7

частоты с увеличением $\text{Re } Z_s$ для $f_r/f_c < 1$, а для $f_r/f_c > 1$ (рис. 4) резонансная частота снижается с увеличением $\text{Re } Z_s$.

На рис. 5 изображено влияние $\text{Re } Z_s$ на f_r/f_c для комплексного поверхностного сопротивления вибратора в режиме отсечки. Кривая 1 соответствует $\text{Im } Z_s = 0,7980$ мОм; кривая 2 — $\text{Im } Z_s = -0,7980$ мОм. Отноше-

ние $f_r / f_c = f_r / f_c (\operatorname{Re} Z_s)$ при $\operatorname{Im} Z_s = -0,7980 \text{ мОм}$ в режиме бегущей волны отображает рис. 6. Из рис. 5, 6 следует, что при наличии комплексного поверхностного сопротивления ($\operatorname{Im} Z_s \neq 0$) $\operatorname{Re} Z_s$ слабее влияет на резонансную частоту вибратора, чем при наличии только активного поверхностного сопротивления ($\operatorname{Im} Z_s = 0$, см. рис. 3, 4).

Влияние $\operatorname{Im} Z_s$ на резонансную частоту вибратора, когда имеет место только реактивное поверхностное сопротивление вибратора ($\operatorname{Re} Z_s = 0$), представлено на рис. 7. Кривая 1 соответствует режиму отсечки, кривая 2 – режиму бегущей волны. Возникают значительное изменение резонансной частоты с изменением $\operatorname{Im} Z_s$ и перекрытие резонансных кривых в области критической частоты волновода.

Список литературы: 1. Хижняк Н.А. Интегральные уравнения макроскопической электродинамики. К.: Наук. думка, 1986. 280 с. 2. Нестеренко М.В. Рассеяние электромагнитных волн тонкими импедансными вибраторами в прямоугольном волноводе: Дис... канд. физ.-мат. наук. Х., 1986. 112 с. Машинопись. 3. Priimenko S.D., Khizhnyak N.A. Characteristic resistance of the impedance antenna with the presence of the circular cylindrical screen. Kharkov, 1993. 15 p. (Prepr. / Kharkov institute of physics and technology (KhFTI); 93 — 21). 4. Priimenko S.D., Khizhnyak N.A. Excitation of the impedance antenna in the circular waveguide // Proc. of the Intern. conf. of the math. methods in electromagnetic theory. Kharkov, 1994. P. 342 — 345. 5. Priimenko S.D., Khizhnyak N.A. Scattering of H_{11} wave by the impedance antenna in a circular waveguide // Proc. of the Intern. symp. on antenna. Nice, 1996. P. 44 — 47. 6. Хижняк Н.А., Прийменко С.Д. Резонансное возбуждение связанного импедансного вибратора радиальной ориентации // Радиотехника. 1998. Вып. 105. С. 3 — 13. 7. Priimenko S.D., Khizhnyak N.A. Green function of the source region // Proc. of China-Jap. joint meeting on microwaves. Dalian, 1994. P. 222 — 225. 8. Priimenko S.D., Khizhnyak N.A. The effective algorithm to calculate the Green function and its derivatives in the circular waveguide // Proc. of the 6-th Intern. conf. on math. methods in electromagnetic theory. Lviv, 1996. P. 132 — 135.

Национальный научный центр
«Харьковский физико-технический
институт»

Поступила в редколлегию 26.02.99

ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ ПО ПОВЕРХНОСТИ СВЕРХПРОВОДЯЩЕЙ ПЛЕНКИ

Одним из основных направлений технической реализации высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) является создание пассивных СВЧ-устройств, основной элемент которых представляет собой сверхпроводник ленточного типа прямоугольного сечения (пленку), нанесенный на диэлектрическую подложку [1].

Обычно при решении задач технической электродинамики ВТСП рассматривают как идеальный проводник. В этом случае принимается, что глубина проникновения и поверхностный импеданс равны нулю, падающая волна отражается полностью, поле внутри проводника не проникает, энергия волны не поглощается. Однако идеальных проводников в природе не существует. Так, в работах [2; 4] показано, что с повышением частоты электромагнитного поля глубина проникновения и поверхностный импеданс ВТСП увеличиваются, что приводит к возникновению потерь.

Поэтому в данной работе рассмотрено распространение плоской электромагнитной волны по поверхности пленки, выполненной из ВТСП и находящейся в сверхпроводящем состоянии. В этом случае количественными характеристиками, дающими описание явлений в сверхпроводящей пленке, служат глубина проникновения магнитного поля в сверхпроводник и поверхностный импеданс [2].

Проникновение электромагнитной волны в ВТСП-пленку, расположенную на диэлектрической подложке, проанализируем с использованием двухжидкостной модели сверхпроводимости [1 — 3]. Суть модели заключается в том, что все носители заряда в материале разделяются на две группы: носители заряда, находящиеся в нормальном состоянии и имеющие концентрацию n_N , и носители заряда в сверхпроводящем состоянии с концентрацией n_S . Суммарная концентрация носителей заряда

$$n = n_N + n_S. \quad (1)$$

Пусть в сверхпроводнике существует переменное во времени электрическое поле с напряженностью $\vec{E}$. Тогда для сверхпроводящей пленки в сверхпроводящем состоянии запишем первое уравнение Лондонов:

$$\frac{\partial \vec{j}_S}{\partial t} = \frac{1}{\Lambda} \vec{E}. \quad (2)$$

Здесь $\Lambda = m_s / (n_s e^2)$, где m_s — эффективная масса сверхпроводящих носителей заряда.

Согласно двухжидкостной модели, с плотностью тока сверхпроводящих носителей заряда связана их скорость движения. Поэтому уравнение (2) можно переписать в виде

$$\bar{j}_S = en_S \bar{v}_S. \quad (3)$$

Здесь $\frac{\partial \bar{v}_S}{\partial t} = \frac{e}{m_s} \bar{E}$.

Для определения плотности тока запишем выражение для скорости сверхпроводящих носителей заряда и первое уравнение Максвелла:

$$\begin{cases} \frac{\partial \bar{v}_S}{\partial t} = \frac{e}{m_s} \bar{E}; \\ \text{rot } \bar{H} = \sigma_N \bar{E}, \end{cases} \quad (4)$$

где σ_N — удельная проводимость ВТСП в N-состоянии.

В работах [1; 2; 4] показано, что плотность тока, протекающего через сверхпроводящую пленку, изменяется в основном относительно ширины полосы. Тогда уравнения (4) в прямоугольной системе координат можно выразить следующим образом:

$$\begin{cases} \frac{\partial v_{Sx}}{\partial t} = \frac{e}{m_s} E_x; \\ \frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} = \sigma_N E_x; \\ \frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial y} = \sigma_N E_y; \\ \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} = \sigma_N E_z. \end{cases} \quad (5)$$

Если для плоской электромагнитной волны вектор $\bar{E}$ направлен вдоль оси x , а $\bar{H}$ — вдоль оси y , тогда $\frac{\partial H}{\partial x} = 0$; $\frac{\partial H}{\partial y} = 0$; $H_x = 0$. С учетом этого уравнения (5) можно дать в виде

$$\begin{cases} \frac{\partial v_{Sx}}{\partial t} = \frac{e}{m_S} E_x; \\ \frac{\partial H_y}{\partial z} = \sigma_N E_x, \end{cases} \quad (6)$$

или

$$-\frac{e}{m_S \sigma_N} \frac{\partial H_y}{\partial z} = \frac{\partial v_{Sx}}{\partial t}. \quad (7)$$

Допустим, что напряженности электрического и магнитного полей изменяются по синусоидальному закону:

$$\begin{cases} E_x = E_m \sin(\omega t + \varphi_1); \\ H_y = H_m \sin(\omega t + \varphi_2), \end{cases} \quad (8)$$

где φ_1, φ_2 — начальные фазы. Тогда изменение плотности тока и скорости сверхпроводящих носителей заряда пропорционально изменению напряженности электрического поля:

$$\begin{cases} v_{Sx} = v_{Sm} \sin(\omega t + \varphi_1), \\ H_y = H_m \sin(\omega t + \varphi_2). \end{cases} \quad (9)$$

Представив выражения (9) в показательной форме, можно записать:

$$\begin{cases} v_{Sx} = v_{Sm} e^{i(\omega t + \varphi_1)} = v_{Sm} e^{i\varphi_1} e^{i\omega t} = \dot{v}_{Sm} e^{i\omega t}; \\ H_y = H_m e^{i(\omega t + \varphi_2)} = H_m e^{i\varphi_2} e^{i\omega t} = \dot{H}_m e^{i\omega t}. \end{cases} \quad (10)$$

Подставив эти соотношения в уравнение (7), получим:

$$-\frac{e}{m_S \sigma_N} \frac{d \dot{H}_m}{dz} = i\omega \dot{v}_{Sm},$$

или

$$\dot{v}_{Sm} = i \frac{e}{m_S \sigma_N \omega} \frac{d \dot{H}_m}{dz}. \quad (11)$$

Тогда плотность тока сверхпроводящих носителей заряда

$$j_S = i \frac{e^2 n_S}{m_S \sigma_N \omega} \frac{d \dot{H}_m}{dz},$$

или

$$j_S = -i \frac{1}{\omega \mu_0 \lambda_l^2} E_m, \quad (12)$$

где μ_0 — магнитная постоянная; $\lambda_l^2 = m_s / (n_S e^2 \mu_0)$ — лондоновская глубина проникновения.

Применительно к носителям заряда, находящимся в нормальном состоянии, плотность тока j_N можно выразить на основании первого уравнения Максвелла:

$$j_N = \sigma_N E_m. \quad (13)$$

Полученные выражения для j_N и j_S справедливы в случае локальной связи тока и поля, т.е. из рассмотрения исключены аномальный скин-эффект и сверхпроводники I рода. Выполнение этих ограничений надежно обеспечивается свойствами материалов ВТСП [2].

Для описания распространения волны в пленке, находящейся в сверхпроводящем состоянии, определим волновое сопротивление Z .

Для волны в вакууме

$$Z_0 = \sqrt{\mu_0 / \epsilon_0}. \quad (14)$$

Кроме токов проводимости плотностью j_N и j_S , в среде существует ток смещения плотностью $i\omega \epsilon_0 \epsilon_{cp} E_m$, определяемый диэлектрической проницаемостью среды ϵ_{cp} . Сумма плотностей токов (полная плотность тока) позволяет получить эффективную диэлектрическую проницаемость среды [2]:

$$\epsilon_{эф} = \epsilon_0 \epsilon_{cp} + \frac{\sigma_N}{i\omega} - \frac{1}{\omega^2 \mu_0 \lambda_l^2}. \quad (15)$$

Заменив ϵ_0 в (14) на $\epsilon_{эф}$ (15) и опустив малый член $\epsilon_0 \epsilon_{cp}$, найдем соотношение

$$Z = \frac{i\omega \mu_0}{\sqrt{\lambda_l^{-2} + i\omega \mu_0 \sigma_N}}. \quad (16)$$

Удобно ввести комплексную глубину проникновения:

$$\delta^{-2} = \lambda_l^{-2} + i\omega \mu_0 \sigma_N. \quad (17)$$

Перепишем выражение (16) в следующем виде:

$$Z = \frac{i\omega\mu_o\lambda_l}{\sqrt{\left(1 + \frac{\lambda_l^2}{\delta_{sk}^2}i\right)^2 + \frac{\lambda_l^4}{\delta_{sk}^4}}}, \quad (18)$$

где $\delta_{ск} = \sqrt{2/(\omega\mu_o\sigma_N)}$ — глубина скин-слоя.

При охлаждении сверхпроводника ниже критической температуры ($T < T_c$), как правило, выполняется условие [2]

$$\lambda_l < \delta_{ск}, \quad (19)$$

что позволяет получить следующий простой результат:

$$Z = \frac{1}{2}(\omega\mu_o)^2\lambda_l^3\sigma_N + i\omega\mu_o\lambda_l. \quad (20)$$

Если электромагнитная волна падает на плоскую границу раздела свободного пространства и сверхпроводника, а толщина сверхпроводящего слоя много больше λ_l (полубесконечный сверхпроводник), то поверхностный импеданс равен его волновому сопротивлению [2].

Кроме того, необходимо заметить, что данная модель справедлива при условии, что частота поля сигнала не превышает критического значения $\omega_{кр}$, которое определяется энергией связи носителей заряда при $T < T_c$. Для ВТСП $\omega_{кр} = 10^{13} \dots 10^{14} \text{ с}^{-1}$, т.е. лежит значительно выше частот СВЧ-диапазона.

Таким образом, при выполнении условия (19) глубина проникновения волн в сверхпроводник не зависит от частоты и равняется λ_l .

Список литературы: 1. Кучер Д. Б. Мощные электромагнитные излучения и сверхпроводящие защитные устройства. Севастополь: Актиар, 1997. 188 с. 2. Свойства высокотемпературных сверхпроводников в СВЧ-диапазоне и перспективы их применения в технике СВЧ / О.Г. Вендик, М.М. Гайдуков, А.Б. Козырев и др. // Обзоры по высокотемпературной сверхпроводимости. 1992. № 4(8). С. 43 — 100. 3. Ван Дузер Т., Тернер Ч.У. Физические основы сверхпроводниковых устройств и цепей: Пер. с англ. М.: Радио и связь, 1984. 344 с. 4. Аксаев Э.Е., Гершензон Е.М. Механизмы детектирования электромагнитного излучения в пленках $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ // Сверхпроводимость. Физика. Химия. Техника. 1990. № 8. С. 1928 — 1942.

Харьковский военный университет

Поступила в редколлегию 01.03.99

В.Д. КАРЛОВ, *д-р техн. наук*, О.В. ПОЛЯРУС, *д-р техн. наук*,
О.А. КОВАЛЬ, *канд. техн. наук*, М.О. СТАХСЄВ

МЕТОДИКА ОЦІНЮВАННЯ НАПРУЖЕНОСТІ ЕЛЕКТРОМАГНІТНОГО ПОЛЯ, ВІДБИТОГО ВІД АЕРОДИНАМІЧНОЇ ЦІЛІ У ПРИВОДНОМУ ХВИЛЕВОДІ

Розглянемо поле тропосферного хвильоводу, в якому на малій висоті знаходиться аеродинамічна ціль. Від неї відбивається сигнал РЛС.

Нехай P — потужність, що випромінює РЛС, $G = G_m F^2(\alpha, \varphi)$ — коефіцієнт підсилення передавальної антени, $F^2(\alpha, \varphi)$ — діаграма спрямованості передавальної антени за потужністю, G_m — максимальне значення коефіцієнта підсилення антени. Припустимо, що антена є приймально-передавальною, тропосферний хвильовід — надрелракційним, а джерело радіохвиль створює в ньому, в загальному випадку, досить складну картину променів з великою кількістю перетинів та каустик, що зумовлено фокусуючими властивостями плавно-неоднорідної тропосфери. Радіохвиля, випромінювана антеною РЛС, може поширюватися таким чином [1]:

а) за стрибковим механізмом, відбиваючись від поверхні моря на кожному стрибку та залишаючись усередині хвильоводу (усі траєкторії в цьому випадку будемо називати траєкторіями першого роду);

б) за суто хвильовідним механізмом, залишаючись усередині тропосферного хвильоводу і не падаючи на поверхню моря (траєкторії другого роду);

в) покидати тропосферний хвильовід (траєкторії третього роду).

У процесі поширення радіохвиль можливі різні перетворення траєкторій даного роду в інший. Ці особливості можуть проявлятися в межах дальності кожного стрибка [2]. Кількість стрибків у сферично-шаровій тропосфері теоретично є нескінченною, а практично визначається розсіюючими властивостями моря і не залежить від кількості електромагнітної енергії, яка виходить з хвильоводу на кожному стрибку, ослаблюючи сигнал.

У вільному просторі ослаблення радіохвиль зумовлене сферичною розбіжністю хвиль. Густина потоку потужності на довільній віддалі r від спрямованого джерела випромінювання радіохвиль визначається співвідношенням

$$S_n = \frac{PG_m F^2(\alpha, \varphi)}{4\pi r^2} \quad (1)$$

У рефракційному хвильоводі дане співвідношення є приблизним, оскільки електромагнітна енергія фокусується не тільки антеною, але й самим хвильоводом.

Розіб'ємо кутовий сектор випромінювання РЛС у вертикальній площині (у межах ширини діаграми спрямованості антени у вертикальній площині) на N частин (парціальних кутових секторів). Таким чином, зону тропосферного хвильоводу, в якій поширюються електромагнітні хвилі, можна уявити у вигляді N потокових трубок з азимутальною кутовою шириною, що дорівнює $\Phi_{0,5p}$ — ширині діаграми спрямованості антени РЛС в азимутальній площині. У межах кожної потокової трубки траєкторії променів обов'язково мають бути однотипними. Це визначає стратегію вибору мінімальної кількості трубок. Максимальна їх кількість залежить від необхідної точності й часу розрахунку характеристик каналу на ЕОМ; по можливості, вона має бути великою.

Площу поперечного перерізу i -ї потокової трубки можна визначити за формулою

$$S_{ii} \approx r_i \Phi_{0,5p} \Delta h_i,$$

де r_i — дальність від РЛС до i -ї точки спостереження у тропосферному каналі; Δh_i — мінімальна дальність між двома траєкторіями, що утворюють i -ту потокову трубку на дальності r_i .

Припустимо, що кожну i -ту потокову трубку живить парціальне джерело радіохвиль потужністю P/N з коефіцієнтом підсилення $G_m F^2(\alpha_i, \Phi)$. У сумі всі парціальні джерела складають реальний фізичний об'єкт — передавальний пристрій РЛС з потужністю випромінювання P та діаграмою спрямованості антени $F^2(\alpha, \Phi)$. Густина потоку потужності радіохвиль у кожній потоковій трубці

$$S_{ni} = \frac{P G_m F^2(\alpha_i, \Phi)}{N r_i \Phi_{0,5p} \Delta h_i} \quad (2)$$

Якщо ціль знаходиться на відстанях r_i , котрі не перевищують дальність першого стрибка, потужність відбитого від цілі сигналу на вході приймача з урахуванням поширення радіохвиль у i -й потоковій трубці визначається відомим методом:

$$P_{pri} = \frac{P G_m A_{\text{эфт}} F^2(\alpha_i, \Phi)}{N r_i \Delta \Phi_{0,5} \Delta h_i} \sigma(\chi_i),$$

де $A_{\text{эфт}}$ — максимальне значення ефективної площі приймальної антени; $\sigma(\chi_i)$ — ефективна площа поверхні розсіювання (ЕПР) цілі під час її опромінювання в межах i -ї потокової трубки під деяким кутом χ_i у вертикальній площині. Величина r_i для даного випадку — це дальність по

кривій лінії (траєкторії променевої трубки) від РЛС до цілі. При вірному виборі кількості потокових трубок ціль буде «освітлена» електромагнітною енергією тільки однієї потокової трубки. З урахуванням зробленого зауваження індекс i потужності сигналу на вході приймача $P_{\text{пр}}$ можна випустити. ЕПР цілі $\sigma(\chi_i)$ визначається в напрямку дотичної до траєкторії променя в цій потоковій трубці; даний напрямок зумовлюється кутом χ_i .

Можливі випадки, коли поверхня цілі буде освітлюватись двома чи більше потоковими трубками, наприклад завдяки траєкторіям першого та другого родів. Тоді

$$P_{\text{пр}} = \frac{PG_m A_{\text{эфм}}}{N \Delta\varphi_{0,5p}} \sum_{m=1}^{m_0} \frac{F^4(\alpha_m, \varphi)}{r_m \Delta h_m} \sigma(\chi_m), \quad (3)$$

де m_0 — кількість потокових трубок, що «освітлюють» ціль.

Амплітуду напруженості електричного поля E_m в кожній потоковій трубці можна приблизно визначити, прирівнявши S_{ni} (див. співвідношення (2)) до середнього значення вектора Пойнтінга:

$$\overline{S_n} = \frac{1}{2} E_m H_m = \frac{1}{2} E \frac{E_m}{120\pi} = \frac{E_m^2}{240\pi}.$$

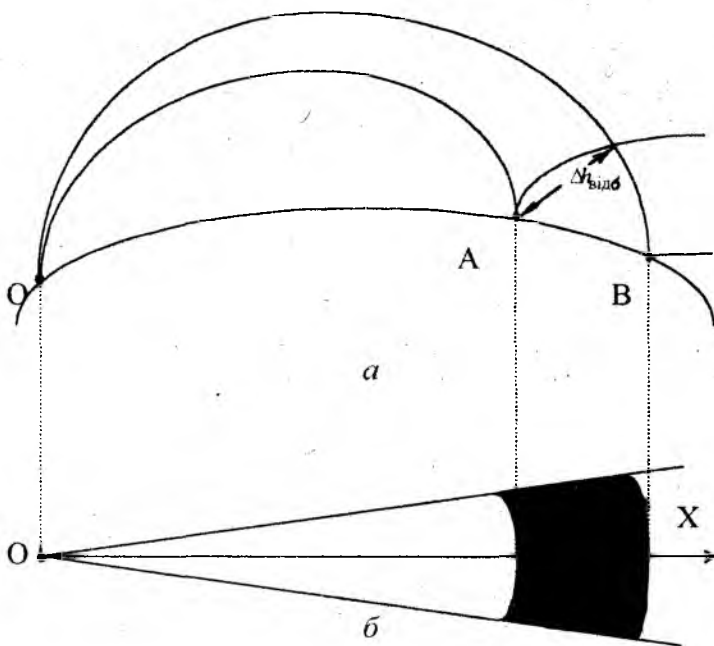
Звідси

$$E_{mi} = \sqrt{\frac{240\pi PG_m F^2(\alpha_i, \varphi)}{Nr_i \Delta\varphi_{0,5p} \Delta h_i}}. \quad (4)$$

Складніше визначити параметри електромагнітного поля на другому стрибку за наявності траєкторії першого роду.

Розглянемо i -ту потокову трубку у вертикальній та горизонтальній площинах (рисунок). Можна припустити, що РЛС знаходиться в точці O . Ділянка AB (позиція a) на вертикальному перерізі потокової трубки та площа на горизонтальному перерізі — площа морської поверхні, від якої відбиваються радіохвилі. З горизонтального перерізу потокової трубки (позиція b) видно, що в напрямку осі OX площиною Π здійснюється відбиття лише частини електромагнітної енергії. Припустимо також, що ціль рухається вздовж осі OX .

У напрямку осі OX відбивається не вся енергія, що зосереджена в потоковій трубці. Треба визначити енергію, яка ввійшла після відбиття, на другий стрибок.



Ще складніше картина поширення радіохвиль у вертикальній площині. Від рівної поверхні моря електромагнітна хвиля відбивається, як видно з рисунка, під різними кутами. Електромагнітною енергією, яка поширюється під будь-якими кутами у вертикальній площині, не можна нехувати. Таким чином, на другому стрибку слід враховувати тільки частину відбитої (від морської поверхні) енергії в азимутальній площині, а також усю енергію, що виходить від ділянки відбиття у вертикальній площині.

Площа ділянки відбиття радіохвиль на першому стрибку у межах i -ї поточної трубки (див. рисунок)

$$S_{\text{відб}li} = \frac{\pi \Delta\phi_{0,5p}}{360} (r_{kli}^2 - r_{nli}^2), \quad (5)$$

де $\Delta\phi_{0,5p}$ — ширина діаграми спрямованості антени в горизонтальній площині, ... $^\circ$; $r_{kli} = r_a$ — відстань по Землі від точки O до точки B , тобто кінцева дальність в i -ї поточної трубі; $r_{nli} = r_a$ — початкова дальність по Землі в i -ї поточної трубі.

Помноживши співвідношення (2) та (5), отримуємо потужність сигналів, відбитих від поверхні моря в межах i -ї поточної труби за

ідеальних умов відбиття. З урахуванням реальних умов цей вираз необхідно домножити на квадрат модуля коефіцієнта відбиття від моря радіохвиль вказаного виду поляризації $|\dot{R}_{в.г}|^2$. Кут ковзання радіохвиль у разі відносної мализни потокової трубки можна взяти рівним середньому значенню кутів ковзання у точках *A* та *B* (див. рисунок). Таким чином,

$$P_{\text{відб}li} = \frac{P G_m F^2(\alpha_{\mu}, \varphi)}{N r_i \Delta\varphi_i \Delta h_i} \cdot \frac{\pi \Delta\varphi_{0,5p}}{360} (r_{kli}^2 - r_{nli}^2) |\dot{R}_{в.г}|^2. \quad (6)$$

У співвідношенні (6) $\Delta\varphi$ у чисельнику й знаменнику виражено відповідно в градусах і радіанах, тобто їх відношення дорівнює $180/\pi$. Оскільки для ділянки відбиття можливо прийняти

$$r_i \approx \frac{r_{nli} + r_{kli}}{2},$$

вираз (6) спрощується:

$$P_{\text{відб}li} = \frac{P G_m F^2(\alpha_i, \varphi)}{N \Delta h_{\text{відб}li}} (r_{kli} - r_{nli}) |\dot{R}_{в.г}|^2, \quad (7)$$

де $\Delta h_{\text{відб}li}$ — мінімальна відстань між двома траєкторіями, що утворюють *i*-ту потокову трубку в кінці першого стрибка, тобто на дальності за променем r_{nli} .

Слід відзначити, що під час другого стрибка триває розширення потокової трубки в азимутальній площині. Лінійна ширина променя в цій площині

$$\Delta L_{2i} = \Delta\varphi_{0,5p} (r_{li} + r_{2i}), \quad (8)$$

де r_{2i} — дальність від ділянки відбиття (кінця першого стрибка) до цілі, що знаходиться в межах другого стрибка.

Лінійна ширина променя на *p*-му стрибку в межах *i*-ї потокової трубки

$$\Delta L_{pi} = \Delta\varphi_{0,5p} \sum_{l=1}^p r_{li}, \quad (9)$$

де дальність за променем r_{li} аналогічна дальності r_{2i} чи r_{li} .

Повна площа поперечного перерізу *i*-ї потокової трубки на другому стрибку

$$S_{2i} \approx \Delta L_{2i} \Delta h_{2i}, \quad (10)$$

де Δh_{2i} — мінімальна відстань між двома траєкторіями, що утворюють i -ту потокову трубку на другому стрибку. Ця відстань, якщо оцінити розміри ділянки відбиття радіохвиль після першого стрибка, є такою, що у її межах імовірна поява траєкторій різного роду «переплетінь» траєкторій, тобто меж фокусування та розфокусування. Для коректного розв'язання необхідно лінію AB (див. рисунок) розбити на m_2 частин, кожна з яких утворює відбиту хвилю, що розповсюджується на другому стрибку в межах однотипної променевої трубки. В цьому випадку

$$\Delta h_{2i} = \sum_{n_2=1}^{m_2} \Delta h_{in_2}, \quad (11)$$

де n_2 — номер променевої трубки на другому стрибку. Таким чином, у межах i -ї променевої трубки на другому стрибку буде виділено m_2 променевих трубок з площею поперечного перерізу

$$S_{in_2} \approx \Delta L_{2i} \Delta h_{in_2} \quad (12)$$

та відстанню між двома найближчими траєкторіями цієї трубки Δh_{in_2} .

Аналогічне розділення треба проводити на кожному наступному стрибку. Наприклад, на p -му стрибку

$$S_{in_2 \dots n_p} \approx \Delta L_{pi} \Delta h_{in_2 \dots n_p}. \quad (13)$$

У співвідношенні (13) індекси при Δh характеризують номери променевих трубок, які виділилися із i -ї трубки на першому стрибку, тобто із i -ї променевої трубки на другому стрибку виділилася трубка n_2 , на третьому — n_3 і так далі, на p -му — трубка n_p . Усього на першому стрибку налічується m_1 променевих трубок, на другому — m_2 , на p -му — m_p . Загальна кількість променевих трубок на p стрибках

становить $\prod_{v=1}^p m_v$.

Площа поперечного перерізу променевої трубки з номером α на p -му стрибку

$$S_{in2} \dots n(p-1)\alpha \approx \Delta L_{pi} \Delta h_{in2} \dots n(p-1)\alpha \approx \Delta \Phi_{0,5p} \Delta h_{in2} \dots n(p-1)\alpha \sum_{l=1}^p r_{li} \quad (14)$$

За співвідношенням, аналогічним (7), можна знайти потужність сигналу, відбитого від морської поверхні в будь-якій потоковій трубці. Знаючи потужність сигналу, розподілену за відомим поперечним перерізом трубки (співвідношення (14)), густину потоку потужності легко знайти, поділивши потужність на площу поперечного перерізу трубки.

Наприклад, у трубці з номером n_2 на другому стрибку густина потоку потужності

$$S_{n2} = \frac{P_{\text{відб}1i}}{S_{in2}}, \quad (15)$$

де $P_{\text{відб}1i}$, S_{in2} визначаються згідно з формулами (7) та (14).

Потужність сигналу, відбитого від морської поверхні після проходження другого стрибка,

$$P_{\text{відб}n2} = \frac{P_{\text{відб}1i}}{S_{in2}} S_{\text{відб}n2} |R_{\text{в.г.п}2}|^2 \gamma, \quad (16)$$

де $S_{\text{відб}n2}$ — площа поверхні відбиття в кінці другого стрибка в потоковій трубці з номером n_2 ; $|R_{\text{в.г.п}2}|$ — модуль коефіцієнта відбиття радіохвиль вертикальної та горизонтальної поляризацій на ділянці відбиття у вказаній потоковій трубці; γ — коефіцієнт, який враховує діаграму вторинного розсіювання радіохвиль морською поверхнею.

Величина $S_{\text{відб}n2}$ визначається аналогічно $S_{\text{відб}1i}$ (див. співвідношення (5)).

Аналогічно виразу (16) можна визначити потужність відбитого сигналу на будь-якому стрибку. Знаючи площу поперечного перерізу потокової трубки, неважко визначити густину потоку потужності в будь-якому перерізі цієї трубки. Якщо помножити її на ЕПР цілі, яка знаходиться в цьому перерізі, можна отримати потужність відбитого сигналу, котрий повертається до РЛС вже з висхідним шляхом. Тут припустимо, що тропосферний хвилевід по відношенню до траєкторії хвиль має властивість взаємності: розсіяний сигнал від цілі йде в напрямку РЛС тим же шляхом, яким він прийшов від РЛС до цілі.

Таким чином, після виявлення сигналу, відбитого від цілі, оператор РЛС може, відносно точки, визначити тільки азимут цілі. Але ціль може бути як маловисотною, так і висотною, а кут місця в обох цих випадках може бути однаковим.

Викладена методика дозволяє оперативно оцінити напруженість електромагнітного поля в будь-якій точці на трасі локації в разі над-рефракційного поширення радіохвиль, але без урахування зворотного розсіювання радіохвиль, яке зумовлене станом морської поверхні.

Список літератури: 1. Рытов С.М., Кравцов Ю.А., Татарский В.И. Введение в статистическую радиофизику: В 2 ч. М.: Наука, 1994. Ч. 2: Случайные поля. 112 с. 2. Исигаму А. Распространение и рассеяние радиоволн в случайно-неоднородных средах: В 2 т.: Пер. с яп. М.: Мир, 1981. Т. 1: Однократное рассеяние и теория переноса. 240 с.

Харківський військовий університет

Надійшла до редколегії 30.04.99

ГЕНЕРАЦИЯ НИЗКОЧАСТОТНЫХ ВИСТЛЕРОВ В Е-ОБЛАСТИ ИОНОСФЕРЫ ИНФРАЗВУКОВЫМИ ВОЛНАМИ ВО ВРЕМЯ ВОЗМУЩЕНИЙ РАЗЛИЧНОЙ ПРИРОДЫ

Известно, что при сильных грозах, взрывах, землетрясениях и других возмущениях генерируются инфразвуковые волны в диапазоне частот $0,01 < f_a < 20$ Гц (см., например, [1; 2]). Такие волны достаточно свободно достигают Е-области ионосферы (высоты $z \approx 100 \dots 170$ км), что приводит к появлению дополнительных токов и возмущению электрических и магнитных полей, т.е. к генерации или усилению различных волн. Известно также, что вистлеры (свистовые моды) представляют собой электромагнитные волны, распространяющиеся в слабоионизированной плазме, для которой выполняются условия

$$\nu_{en} \ll \omega_{Be}; \quad \nu_{in} \gg \omega_{Bi}, \quad (1)$$

где ω_{Be}, ω_{Bi} — гирочастоты, ν_{en}, ν_{in} — частоты соударений с нейтралями электронов и ионов. Такие волны возникают тогда, когда электроны замagnetичены и совершают дрейф в скрещенных полях, а ионы заторможены нейтралями и практически покоятся. Эти условия выполняются на высотах Е-области ионосферы. Присутствие таких волн в эпицентральной зоне и на некотором удалении от источника возмущения обнаруживалось экспериментально (см., например, [3]). Вопросы распространения низкочастотного вистлера в указанной области достаточно полно рассмотрены в [4]. В [5] дано решение задачи генерации таких волн в Е-области ионосферы акустическими волнами.

В настоящей работе показана возможность генерации низкочастотного вистлера инфразвуком.

Исходная система уравнений состоит из уравнений Максвелла (2), уравнений динамики, т.е. сохранения количества движения частиц, (3) — (4) и уравнения непрерывности (5):

$$\operatorname{rot} \vec{B} = (4\pi/c) \vec{j}; \quad \operatorname{rot} \vec{E} = -(1/c) \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}; \quad \vec{j} = \sigma \vec{E}; \quad (2)$$

$$\frac{\partial \vec{V}_i}{\partial t} + (\vec{V}_i \nabla) \vec{V}_i = \frac{q}{m_i} (\vec{E} + \frac{1}{c} [\vec{V}_i \vec{B}]) - \nu_{in} (\vec{V}_i - \vec{V}_n) - \nu_{ei} \frac{m_e}{m_i} (\vec{V}_i - \vec{V}_e); \quad (3)$$

$$\frac{\partial \vec{V}_e}{\partial t} + (\vec{V}_e \nabla) \vec{V}_e = -\frac{q}{m_e} (\vec{E} + \frac{1}{c} [\vec{V}_e \vec{B}]) - v_{en} (\vec{V}_e - \vec{V}_n) - v_{ei} (\vec{V}_e - \vec{V}_i); \quad (4)$$

$$\frac{\partial N_\alpha}{\partial t} + \text{div } N_\alpha \vec{V}_\alpha = 0. \quad (5)$$

Здесь q, m_e — заряд и масса электронов; m_i — масса ионов; $\vec{V}_\alpha$ — гидродинамические скорости электронов и ионов, где $\alpha = e, i$. Рассматриваем двухкомпонентную плазму. При решении уравнений (2) — (5) используем линейное приближение для уравнений в гауссовой системе координат, которая выбрана так: волновой вектор $\vec{k}$ совпадает с осью z , вектор магнитной индукции $\vec{B}$ находится в плоскости yz , угол $\vec{k}\vec{B} = \theta$. Изменения $\vec{V}_\alpha$ и напряженности электрического поля $\vec{E}$ носят волновой характер, т.е. $\vec{V}_\alpha, \vec{E} \sim \exp i(\omega t - \vec{k}\vec{r})$. Полагаем массу ионов достаточно большой, что позволяет пренебречь действием магнитного поля на ионы. Вынужденные колебания ионосферной плазмы в результате воздействия на нее инфразвуковой волны рассматриваем как квазистационарный фон по сравнению с собственными колебаниями плазмы. Для Е-области ионосферы перечисленные допущения физически оправданны.

Методика получения дисперсионного уравнения подобна описанной в [6], поэтому громоздкие промежуточные вычисления опущены. Из уравнений (3), (4) в линейном приближении выводится выражение для силы тока $\vec{j}$ в матричной форме:

$$\vec{j} = \hat{\sigma}(\vec{E} + a_\alpha \vec{A}_\alpha). \quad (6)$$

Здесь $a_\alpha = m_\alpha / q_\alpha$, где m_α, q_α — масса и заряд частиц; $\vec{A}_\alpha = \vec{A}_\alpha(\omega, \omega_{Bi}, \omega_e, q_\alpha)$. Величина

$$\hat{\sigma} = \frac{-i\omega}{4\pi} \begin{vmatrix} A & -iB \cos \theta & iB \sin \theta \\ iB \cos \theta & A - C \sin^2 \theta & -0,5C \sin 2\theta \\ -iB \sin \theta & -0,5C \sin 2\theta & D - C \sin^2 \theta \end{vmatrix}, \quad (7)$$

где $A, B, C, D = f(\omega, \omega_{Bi}, \omega_{Be}, a_\alpha, v_\alpha)$. Соответствующие выражения не приведены, чтобы не загромождать текст.

Решение (2), подобное изложенному в [6], дает уравнение

$$k^2 \vec{E} - (\vec{k}\vec{E})\vec{k} - (\omega^2 / c^2) \vec{E} + (i4\pi\omega / c^2) \vec{j} = 0. \quad (8)$$

Подстановка выражения для силы тока (6) в (8) делает последнее неоднородным. Общее решение (8) в этом случае сводится к решению однородного уравнения, поскольку частным решением неоднородного уравне-

ния можно пренебречь исходя из рассмотренных выше допущений. Это позволяет, как и в [6], найти дисперсионное уравнение в общем виде: $n^2 = (B_1 \pm C_1) / A_1$, где $A_1, B_1, C_1 = f(\omega, \omega_{Be}, \omega_{Bi}, a_\alpha, v_\alpha)$. Из него для волн с частотами $\omega_{Bi} \ll \omega \ll \omega_{Be}$ (низкочастотные вистлеры) определим дисперсионное уравнение (рассмотрение двух других известных случаев не входит в нашу задачу):

$$n_3^2(\omega) = \omega_p^2 / \omega \omega_{Be} \cos \theta. \quad (9)$$

Из (9) спектр таких волн определяется согласно равенству

$$\omega_3(k) = |\omega_{Be} \cos \theta| k^2 c^2 / \omega_p^2. \quad (10)$$

Волны, описываемые дисперсионным соотношением (10), являются чисто электронными и могут распространяться в ионосферной плазме в узком конусе углов с осью вдоль магнитного поля [4;6]. Собственное решение (10) позволяет определить связь между f_a и частотами f_3 генерируемых в этой области высот низкочастотных вистлеров:

$$f_3 = \frac{c^2}{v_a^2} \frac{f_a^2 f_{Be}}{f_p^2} \cos \theta \cos^2 \theta_1. \quad (11)$$

Здесь c — скорость света; v_a — скорость инфразвука; θ_1 — угол между вертикалью и направлением распространения инфразвуковой волны.

Полученная связь (11) между частотами инфразвуковых волн f_a , генерируемых при различных возмущениях в атмосфере на поверхности и под Землей и измеряемых экспериментально, позволяет рассчитать частоты низкочастотных вистлеров f_3 , которые, как показано выше, могут генерироваться или усиливаться при этом в E- области ионосферы.

f_p , МГц	$\theta_1, \dots^\circ$	f_3 , кГц, при f_a , Гц				
		0,05'	0,1	1,0	2,0	5,0
3	0	0,130	0,520	52,00	208,0	1300'
3	30	0,098	0,450	39,00	156,0	975
5	0	0,047	0,187	18,70	71,9	468
5	30	0,035	0,140	14,04	56,2	351

Следует заметить, что f_3 зависит не только от f_a , но и от плотности электронов N в E-области ионосферы, поскольку $f_p = f_p(N)$. В таблице приведены результаты расчетов f_3 для двух случаев: а) $\theta_1 = 0^\circ$; б) $\theta_1 = 30^\circ$. Здесь $\theta_1 = 0^\circ$, $v_a = 500$ м/с, $\omega_{Be} = 8 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$, значения частот f_a взяты из

работ, обобщающих наблюдения инфразвука во время гроз, землетрясений и взрывов. Расчеты показали, что для $0,05 < f_a < 5$ Гц частоты вистлеров f_3 изменяются от сотен герц до сотен килогерц. Эти расчеты подтверждаются экспериментальными данными из научной литературы, которые свидетельствуют об усилении вистлеров в эпицентральной зоне землетрясения, в районе сильных гроз и т.д. Инфразвуковые волны с частотами $f_a > 5$ Гц хотя и достигают высот рассматриваемой части ионосферы, но при этом сильно затухают и потому здесь не рассматриваются. Можно предположить, что описанный механизм действует и в области высот 170...220 км, где отмечается проникновение инфразвуковых волн с частотами $f_a < 1$ Гц и плотность электронов выше, чем в Е-области.

Таким образом, показано, что инфразвуковые волны, возбуждаемые в атмосфере во время возмущений различной природы, при распространении в ионосфере Земли могут генерировать или усиливать низкочастотные вистлеры в Е-области ионосферы. На основе дисперсионного уравнения получена связь между частотами инфразвука и вистлера. На основе литературных экспериментальных данных об интервале частот инфразвука, генерируемого в атмосфере во время возмущений различной природы, рассчитан интервал частот, в котором возможна генерация вистлеров.

Список литературы: 1. Григорьев Г.И., Докучаев В.П. Инфразвук и внутренние гравитационные волны при грозовых разрядах в атмосфере // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1981. Т. 17, № 7. С. 690 — 697. 2. Об опыте моделирования магнитосферно-ионосферных эффектов при сейсмических явлениях / А.С. Альперович, Б.О. Вутмейстер, М.Б. Гохберг и др. // Докл. АН СССР. 1983. № 3. С. 573 — 578. 3. Михайлов Ю.М., Михайлова А.Г., Капустина О.В. КНЧ и ОНЧ-электромагнитный фон во внешней ионосфере над сейсмоактивными районами (ИСЗ «Интеркосмос-24») // Геомагнетизм и аэрономия. 1997. Т. 37, № 4. С. 78 — 85. 4. Мазур В.А. О распространении низкочастотного вистлера в ионосфере // Изв. вузов. Радиофизика. 1988. Т. 31, № 12. С. 1423 — 1430. 5. Сурков В.А. Возбуждение низкочастотных электромагнитных возмущений ионосферы акустическими волнами. М., 1989. 24 с. (Препр. / Моск. инженер.-физ. ин-т (МИФИ); 041-89). 6. Гинзбург В.Л., Рухадзе А.А. Волны в магнитоактивной плазме. М.: Наука, 1970. 207 с.

Харьковский государственный университет

Поступила в редколлегию 21.01.99

Л.В. ВАВРИВ, канд. физ.-мат. наук,
А.Э. СЕРЕБРЯННИКОВ, канд. физ.-мат. наук

РАССЕЯНИЕ НЕСИНУСОИДАЛЬНЫХ ВОЛН НА РЕШЕТКЕ ИЗ ПРЯМОУГОЛЬНЫХ БРУСЬЕВ, РАСПОЛОЖЕННОЙ В ПЛОСКОПАРАЛЛЕЛЬНОМ ВОЛНОВОДЕ

Расширение области применения несинусоидальных (немонохроматических) волн в радиолокации является основным фактором, стимулирующим развитие нестационарной электродинамики волноведущих структур [1]. Одна из актуальных задач в этой области — анализ распространения сверхширокополосных (СШП) импульсов в волноводах, нагруженных неоднородностями различной геометрии [2; 3]. В настоящей работе рассмотрена задача о рассеянии СШП-импульса на решетке из прямоугольных брусьев, расположенной в плоскопараллельном волноводе (рис. 1). Пространственная структура падающего поля соответствует ТЕМ-волне.

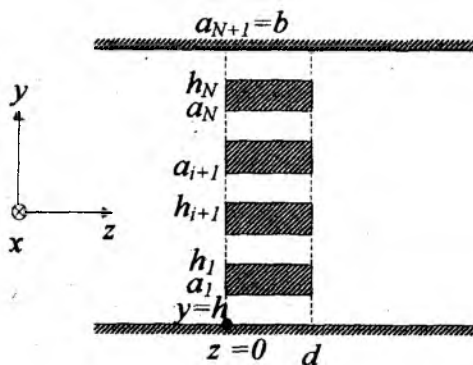


Рис. 1

При постановке задачи воспользуемся методом частичных областей [4]. Первичное поле и поле рассеяния представляются в виде интегралов Фурье, а каждая Фурье-компонента — в виде разложения по собственным функциям оператора Гельмгольца.

Для анализа нестационарного рассеяния используется метод переходной характеристики, который заключается в нахождении реакции на единичную ступенчатую функцию $G(t - z/c)$ [5]: последняя равна 1 при $t \geq z/c$ или 0 при $t < z/c$. Для определенности будем считать, что данная функция моделирует временную зависимость E_y -компоненты первичного поля. Решение для E_y -компоненты прошедшего и отраженного полей будем искать в виде

$$K_E^{\text{пр,отр}}(\tau) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{i\omega} \sum_{m=0}^{\infty} C_m \cos\left(\frac{\pi m}{b} y\right) \exp(i\theta + i\omega\tau) d\omega, \quad (1)$$

где C_m — неизвестные амплитуды пространственных гармоник: $C_m = B_m$; $\theta = -\Gamma_m(z-d)$; $\tau = t-d/c$ для прошедшего поля ($z \geq d$) и $C_m = A_m$; $\theta = \Gamma_m z$; $\tau = t+z/c$ для отраженного поля ($z \leq 0$). Начало отсчета времени ($t = 0$) соответствует моменту прихода первичной волны к решетке ($z = 0$). Выражения, аналогичные (1), используются и для полей в областях между брусьями ($0 \leq z \leq d$).

Использование условий непрерывности E_y - и H_x -компонент поля на границах частичных областей и ортогональности базисных функций приводит к двум бесконечным системам линейных алгебраических уравнений (БСЛАУ) относительно амплитуд $R_m = A_m - B_m$ и $S_m = A_m + B_m$, которые являются обобщением БСЛАУ, предложенных в [3]. Единственное принципиальное отличие заключается в существовании в рассматриваемом случае дополнительной конечной суммы, число слагаемых которой на единицу превосходит число брусьев в решетке (N).

По аналогии с [3], ограничимся случаем, когда характерная ширина спектра падающего импульса такова, что частота среза $\omega_{cp} < \pi c/b$, в то время как основная часть сигнала соответствует гораздо более низким частотам. Тогда пространственные гармоники высших типов экспоненциально затухают при удалении от решетки и прошедшее и отраженное поля определяются главным образом полем ТЕМ-волны. Пусть амплитуды всех гармоник, кроме нулевой ($m = 0$), равны нулю. Тогда вместо (1) имеем следующее приближенное выражение:

$$K_E^{np,orp}(\tau) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{T \exp(i\omega\tau)}{\omega(\alpha \cos 2D + i \sin 2D)} d\omega. \quad (2)$$

Здесь $\tau = \tau_1$; $T = -i\alpha$ для прошедшего поля; $\tau = \tau_2$; $T = \beta \sin 2D$ для отраженного; $\alpha = 2\eta/(\eta^2 + 1)$; $\beta = (\eta^2 - 1)/(\eta^2 + 1)$; $\eta = \sum_{s=1}^{N+1} r_s/b$; $r_s = a_s - h_{s-1}$; $D = \omega d/2c$; $\tau_1 = t-d/c$; $\tau_2 = t+2z/c$. Используя теорему о вычетах [6], найдем

$$K_E^{np}(\tau_1) = G(\tau_1) - S^{1+E(\tau_1/\tau_0)}; \quad (3)$$

$$K_E^{orp}(\tau_2) = -S^{1+E(\tau_2/\tau_0)}, \quad (4)$$

где $S = \Delta/(2-\Delta)$; $\Delta = 1-\eta$; $\tau_0 = 2d/c$; $E(\tau_1/\tau_0)$, $E(\tau_2/\tau_0)$ — функции целой части аргумента. Каждое из выражений (3), (4) описывает ку-

сочно-постоянную функцию, которая стремится к установившемуся значению при $t \rightarrow \infty$.

Остановимся подробнее на анализе прохождения волны в область за решеткой ($z \geq d$). Удобно записать (3) в виде суммы ступенчатых функций:

$$K_E^{\text{пр}}(\tau_1) = \sum_{n=0}^q a_n G(\tau_1 - t_n), \quad (5)$$

где $q = E(\tau_1 / \tau_0)$; $a_n = S^{1+2(n-1)} - S^{1+2n}$ при $n > 0$; $a_0 = 1 - S$; $t_n = n\tau_0$.

Здесь коэффициенты a_n представляют собой амплитуды волн, приходящих в моменты времени t_n . Эти амплитудные коэффициенты зависят от соотношения размеров брусьев и площади поперечного сечения волновода.

Величина a_0 монотонно убывает с ростом S , в то время как при $n \geq 1$ величина a_n имеет максимум при некотором $0 < S < 1$. Вклад каждой из волн в прошедшее поле зависит от значения S . При $S < 0,6$ наибольшую амплитуду имеет волна с индексом $n = 0$, а при больших S — одна из волн с $n \geq 1$. При малых S амплитуды волн монотонно убывают с ростом n , причем тем быстрее, чем меньше S . Например, при $S = 0,1$ можно с погрешностью до 0,1 % считать, что $K_E^{\text{пр}}(5d/c) = 1$. Поскольку время между приходом

каждых двух волн определяется шириной брусьев, время достижения функцией $K_E(t)$ некоторого фиксированного значения зависит как от продольных, так и от поперечных размеров брусьев решетки. При этом чем тоньше и уже брусья, тем быстрее достигается заданное значение.

Используя одну из форм интеграла Дюамеля [5], можно найти прошедшее и отраженное поля, зная характеристики падающего, или наоборот, найти падающее поле по отраженному. Пусть необходимо определить прошедшее или отраженное поле, если известна зависимость от времени первичного поля, причем $E_0(0) = 0$. Тогда

$$E_y^{\text{пр,отр}}(\tau_{1,2}) = \int_0^{\tau_{1,2}} E_0^{\text{с}}(\tau_{1,2} - \tau) K_E^{\text{пр,отр}}(\tau) d\tau. \quad (6)$$

Найдем поле, прошедшее в область ($z \geq d$). Подставив (5) в (6), получим

$$E_y^{\text{пр}}(\tau_1) = \sum_{n=0}^q a_n \int_0^{\tau_1} E_0^{\text{с}}(\tau_1 - \tau) d\tau, \quad (7)$$

где $t_n = n\tau_0$; $q\tau_0 \leq \tau_1 < (q+1)\tau_0$. Пусть временная зависимость падающего поля задана как

$$E_0(t) = \exp(-\gamma t) \sin(\omega_0 t).$$

Тогда после несложных преобразований вместо (7) запишем

$$E_y^{\text{пр}}(\tau_1) = \sum_{n=0}^q a_n \exp[-\gamma(\tau_1 - t_n)] \sin[\omega_0(\tau_1 - t_n)]. \quad (8)$$

В качестве примера на рис. 2 представлена зависимость E_y -компоненты прошедшего поля от времени при различных значениях S . Параметры импульса и геометрические размеры структуры связаны следующим образом:

$$\gamma\tau_0 = \pi/15; \quad \omega_0\tau_0 = 2\pi/3.$$

При $S < 0,1$ импульс не претерпевает заметных искажений. С увеличением S наблюдаются существенное искажение формы импульса и уменьшение его амплитуды. Если при $S < 0,75$ искажения наблюдаются только на протяжении первого полупериода, то при дальнейшем увеличении S зависимость от времени приобретает существенно аperiодический характер. Увеличение γ приводит к усилению искажений формы импульса. Отметим, что при $\tau_1 \leq \tau_0$ прошедший импульс полностью повторяет по форме падающий, но его амплитуда уменьшается в $1/(1 - S)$ раз.

Еще проще находятся прошедшее и отраженное поля, если первичное поле задано в виде суммы ступенчатых функций. Тогда можно непосредственно воспользоваться формулами (3) и (4). Пусть падающее поле задано последовательностью из M прямоугольных видеоимпульсов, длительность каждого из которых составляет T_1 , а период следования импульсов — T_0 . Тогда прошедшее поле в рамках используемого приближения определяется по формуле

$$E_y^{\text{пр}}(\tau_1) = E_0(\tau_1) + \sum_{m=0}^{M-1} S^{1+2E(\delta_0 - \delta_1)} - S^{1+2E(\delta_0)}, \quad (9)$$

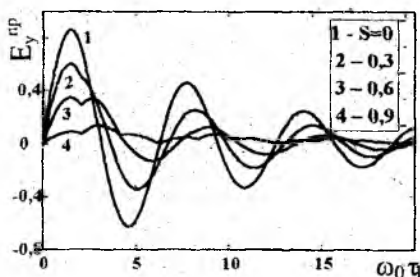


Рис. 2

где $\delta_0 = \tau_1 / \tau_0 - mT_0^* / \tau_0$; $\delta_1 = T_1 / \tau_0$. Если необходимо по прошедшему или отраженному полю восстановить падающее, удобнее использовать иную форму интеграла Дюамеля, согласно которой

$$E_y^{\text{пр,отр}}(t) = K_E(0) E_0(t) + \int_0^t K'_E(t-\tau) E_0(\tau) d\tau. \quad (10)$$

Таким образом, в ТЕМ-приближении найдена зависимость прошедшего и отраженного полей от временных характеристик падающего и от геометрических параметров структуры. Если $\omega_{cp} \geq \pi c / b$, то в суммарное поле существенный вклад могут вносить пространственные гармоники высших типов. В этом случае амплитуды гармоник в разложении (1) находят посредством решения БСЛАУ методом редукции. Результатом вычислений являются последовательности $A_m(\omega_j)$, $B_m(\omega_j)$, $m = 0, 1, \dots$; $j = 0, 1, \dots, J$. Следовательно, и в этом случае переходную характеристику удобно выразить в виде (5) — с той лишь разницей, что величина t_0 будет определяться шагом дискретизации, а амплитудные коэффициенты a_n будут представлять собой разность значений функции K_E при $t = t_k$ и $t = t_{k+1}$, $k = 0, 1, \dots, J$. Выражения (7), (10) также пригодны для определения прошедшего поля при заданных параметрах падающего или для решения обратной задачи, если необходимо учесть гармоники высших типов ($m > 0$). Отличие от ТЕМ-приближения в этом случае будет заключаться только в способе отыскания коэффициентов a_n .

Список литературы: 1. Астанин Л.Ю., Костылев А.А. Основы сверхширокополосных радиолокационных измерений. М.: Радио и связь, 1989. 192 с. 2. Бессонов Е.Г., Сиренко Ю.К., Яшина Н.П. Нестационарные модельные задачи теории открытых волноводных резонаторов // Зарубеж радиотехника. 1997. № 12. С. 18 — 33. 3. Ваврич Л.В. Рассеяние импульса на неоднородности в волноводе // Радиотехника. 1988. Вып. 85. С. 50 — 54. 4. Миттра Р., Ли С. Аналитические методы теории волноводов: Пер. с англ. М.: Мир, 1974. 325 с. 5. Кравченко В.И., Болотов Е.А., Летунова Н.И. Радиотехнические средства и мощные электромагнитные помехи. М.: Радио и связь, 1987. 256 с. 6. Евграфов М.А. Аналитические функции. М.: Наука, 1991. 448 с.

Научно-исследовательский и проектно-конструкторский институт «Молния» при Харьковском государственном политехническом университете

Поступила в редколлегию 29.12.98

НЕЛИНЕЙНЫЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ ИНТЕНСИВНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН В ЗАДАЧАХ ЗОНДИРОВАНИЯ АТМОСФЕРЫ

Электромагнитные колебания, рассеянные на пульсациях диэлектрической проницаемости воздуха в звуковой волне, принимаются стратосферно-тропосферными радиоакустическими станциями с расстояний до 20 км [1]. При таких дальностях зондирования возрастает влияние нелинейных эффектов, сопутствующих распространению акустических колебаний конечной амплитуды [2; 3]. Нелинейные деформации профиля волны могут стать причиной больших энергетических потерь, однако определение условий формирования пилообразных сферических волн затруднено отсутствием необходимых расчетных соотношений.

Плоская синусоидальная волна конечной интенсивности при распространении в нелинейной среде изменяет форму и приближается к пилообразной с резким перепадом звукового давления и колебательной скорости [2]. Причиной нелинейного изменения профиля волны является зависимость скорости распространения возмущения от давления и плотности среды. Если нелинейные эффекты преобладают над диссипативными, то искажения формы волны накапливаются по мере распространения, и тем быстрее, чем выше интенсивность звука.

На пути распространения волны можно выделить несколько интервалов, в каждом из которых акустические колебания характеризуются специфическими проявлениями нелинейных свойств. До образования разрыва функции, описывающей звуковое давление или колебательную скорость, происходят накопление нелинейных искажений синусоидальной волны, постепенное уменьшение энергии первой гармоники колебаний и рост уровня высших гармонических составляющих. Расстояние разрыва плоской волны в среде с малыми диссипативными потерями [2]

$$X_p = \frac{c_0^2}{\varepsilon \omega v_0} = \frac{\lambda}{2\pi \varepsilon M} = \frac{1}{k \varepsilon M}, \quad (1)$$

где c_0 — скорость звука в слабо возмущенной среде; ε — параметр нелинейности среды; ω — круговая частота; v_0 — амплитуда колебательной скорости вблизи источника звука; λ — длина волны; M — акустическое число Маха, $M = v_0/c_0$; k — волновое число, $k = \omega/c_0$.

После образования разрыва на расстояниях $X > X_p$ происходит дальнейший рост уровня высших спектральных составляющих за счет энергии первой гармоники; максимальный уровень второй гармоники достигается на расстоянии $X_2 \approx (\pi/2)X_p$. Непрерывное обогащение спектра высшими составляющими приводит к прогрессивному росту энергетических потерь, поэтому на некотором расстоянии $X_3 > X_2$ интенсивность колебаний падает настолько, что нелинейные эффекты оказываются пренебрежимо малыми. В области $X > X_3$ становятся справедливыми соотношения линейной акустики.

В [2] показано, что существует верхний предел интенсивности плоской звуковой волны, который может быть достигнут на расстоянии $X \geq X_3$ при повышении мощности источника синусоидальных колебаний. Очевидно, этот предел не может быть превышен и в случае наличия расходящихся волн. Расстояние X_3 можно приближенно оценить по формуле [2]

$$X_3 = 4 \operatorname{Re} / kM = 2 / \alpha_a = 4 / \alpha_I, \quad (2)$$

где Re — акустическое число Рейнольдса; α_a , α_I — коэффициенты затухания амплитуды и интенсивности волны.

Таким образом, для мощных звуковых колебаний «прозрачность» атмосферы уменьшается с ростом интенсивности звука, причем основные потери энергии происходят на расстояниях, при которых профиль волны приобретает пилообразную форму. Например, для плоской волны с интенсивностью $I = 1 \text{ Вт/м}^2$ (120 дБ) на частоте $f = 1 \text{ кГц}$ в нормальных атмосферных условиях получаются следующие оценки: $X_p = 222 \text{ м}$, $X_2 = 349 \text{ м}$, и если $\alpha_a \approx 2 \cdot 10^{-3} \text{ м}^{-1}$, то $X_3 = 1000 \text{ м}$. С ростом интенсивности до 10 Вт/м^2 при тех же условиях имеем $X_p \approx 70 \text{ м}$, $X_2 \approx 110 \text{ м}$, $X_3 \approx 1000 \text{ м}$.

Расчет расстояния разрыва X_p и расстояния X_2 , на котором достигается максимум второй гармоники (т.е. области наибольших потерь энергии), в реальных устройствах сопряжен с необходимостью учитывать расходимость звуковых волн. Общая особенность расходящихся цилиндрических и сферических волн состоит в том, что развитие нелинейных изменений профиля волны встречает сильный противодействующий фактор — уменьшение амплитуды колебаний за счет расходимости. Поэтому даже при весьма высокой интенсивности и малых диссипативных потерях

($Re \gg 1$) условия образования разрыва могут не выполняться и пилообразный профиль волны не формируется.

Условие образования разрыва сферических волн выражается в виде трансцендентного уравнения с двумя переменными r и r_0 [2]:

$$\frac{\varepsilon}{c_0^2} \omega v_0 r_0 \ln \frac{r}{r_0} = 1. \quad (3)$$

Входящие в уравнение (3) расстояние r и радиус r_0 источника синусоидальных колебаний (пульсирующей сферы) отсчитываются от начала сферической системы координат. Дальнейший анализ нелинейных расходящихся волн носит преимущественно качественный характер [2], а выражения, описывающие амплитуду и форму волны, получены в виде функций отношения r/r_0 и справедливы при $Re \gg 1$.

Чтобы получить соотношения, удобные для численных оценок и инженерных расчетов, требуется решить уравнение (3) относительно r и r_0 и получить формулы, содержащие расстояние от источника звука до точки с координатой r в явном виде.

Предположим, что синусоидальная волна возбуждается сферическим источником с радиусом r_0 и справедливы неравенства $r_0 \gg \lambda$, $Re \gg 1$. Последнее означает, что нелинейные эффекты преобладают над диссипативными вплоть до образования разрыва. Эти предположения достаточно точно соответствуют реальным условиям распространения звуковых волн в акустических и радиоакустических системах зондирования атмосферы.

Обратимся к выражению (3) и введем переменные $y = r/r_0$;

$a = c^2 / (\omega \varepsilon v_0 r)$. Будем считать, что для любого фиксированного значения координаты r переменная y может изменяться лишь вследствие вариаций r_0 , а значения a зависят только от амплитуды колебательной скорости v_0 , круговой частоты ω и параметров среды. Тогда уравнение (3) приводится к виду

$$\ln y = ay. \quad (4)$$

Его дальнейший анализ выполним графоаналитическим путем. В зависимости от численного значения a возможны три варианта: действительных решений не существует (графики правой и левой частей уравнения (4) не пересекаются); имеется два разных решения или две точки пересечения графиков; существует единственное решение. В последнем варианте прямая ay касается кривой $\ln y$ в единственной точке. Используя равенство производных в точке касания, получаем второе уравнение:

$$1/y = a, \quad (5)$$

позволяющее решить систему (4), (5) относительно y и a .

Система уравнений (4) и (5) имеет единственное решение при $y = e = 2,718...$, $a = 1/e$. Если $a > 1/e$, действительных решений нет. В случае $a < 1/e$ имеются пары решений, значение $a = 1/e$ соответствует границе области существования решений.

Возвращаясь к переменным r и r_0 , на границе области существования действительных решений из (5) получаем $\frac{r_0}{r} = \frac{c_0^2}{\omega \epsilon \nu_0 r}$, откуда

$$r_0 = r_{0\text{кр}} = c_0^2 / \omega \epsilon \nu_0 = 1/k \epsilon M. \quad (6)$$

Найденное значение r_0 соответствует «критическому радиусу» источника $r_{0\text{кр}}$, при котором разрыв возможен на минимальном расстоянии. Последнее определяется из условия $a = 1/e$:

$$r_{\text{мин}} = r_{0\text{кр}} e. \quad (7)$$

При увеличении r значение a увеличивается и каждому значению $r > r_{\text{мин}}$ соответствуют два решения, т.е. два радиуса источника r_0 . Это означает, что в точке $r > r_{\text{мин}}$ разрыв может быть сформирован при использовании двух источников: с радиусом $r_{01} < r_{0\text{кр}}$, а также с радиусом $r_{02} > r_{0\text{кр}}$, причем интенсивность излучения неизменна.

В случае использования источника с меньшим радиусом нелинейные искажения накапливаются на большем расстоянии $(r_p - r_{01}) > (r_p - r_{02})$, но в обоих случаях в точке с координатой r_p формируется разрыв — ударная волна. Выражение для определения расстояния r_p от начала координат до области образования разрыва при заданных значениях r_0 и $r_{0\text{кр}}$ находим из соотношений (3) и (6):

$$r_p = r_0 \exp\{r_{0\text{кр}}/r_0\}. \quad (8)$$

Сопоставление формул (1) и (6) показывает, что значения X_p и $r_{0\text{кр}}$ численно совпадают, хотя они измеряются в разных системах отсчета и имеют принципиально разный физический смысл.

Расстояние разрыва $R_p = r_p - r_0$, отсчитанное от поверхности источника звука, очевидно, составляет

$$R_p = r_0 [\exp(r_{0\text{кр}}/r_0) - 1]. \quad (9)$$

При $r_0 \rightarrow \infty$, ограничившись двумя первыми членами разложения экспоненты в ряд по степеням $r_{0\text{кр}}/r_0$, выражаем расстояние разрыва плоской волны:

$$\lim_{r_0 \rightarrow \infty} R_p = r_{0\text{кр}} = X_p = \frac{1}{k\epsilon M}.$$

После подстановки числовых значений параметров, соответствующих нормальным атмосферным условиям, в выражение (6) записываем

$$r_{0\text{кр}} \approx \frac{2,22 \cdot 10^5}{f \sqrt{I_0}}, \quad (10)$$

где f — частота; I_0 — интенсивность звука.

Например, при $f = 1 \text{ кГц}$, $I_0 = 10 \text{ Вт/м}^2$ критический радиус составляет $r_{0\text{кр}} = 70 \text{ м}$. минимальное расстояние разрыва $r_{\text{мин}} = 190,3 \text{ м}$.

Если $r_p = 450 \text{ м}$, то $r_{01} = 23,8 \text{ м}$, $r_{02} = 371 \text{ м}$. При $I_0 = 100 \text{ Вт/м}^2$, $r_0 = 30 \text{ м}$ имеем $r_{0\text{кр}} = 22,2 \text{ м}$, $r_p = 63 \text{ м}$, $R_p = 33 \text{ м}$.

Полученные соотношения и численные оценки могут быть использованы при выборе энергетических параметров акустических передатчиков систем радиоакустического и акустического зондирования атмосферы.

Список литературы: 1. Masuda Y. Influence of wind and temperature an the height limit of a radio acoustic sounding system // Radio Science. 1988. Vol. 23, N 4. P. 647 — 654.
2. Руденко О.В., Согуян С.И. Теоретические основы нелинейной акустики. М.: Наука, 1975. 287 с. 3. Зарембо Л.К., Красильников В.А. Введение в нелинейную акустику. М.: Наука, 1966. 520 с.

Харьковский государственный технический
университет радиоплектроники

Поступила в редколлегию 02.03.99

ИССЛЕДОВАНИЕ ФОРМИРОВАНИЯ НОРМАЛЬНЫХ ОБЛАСТЕЙ В ТОНКОЙ СВЕРХПРОВОДЯЩЕЙ ПЛЕНКЕ

Значительные потенциальные возможности сверхпроводниковой электроники по сравнению с традиционной полупроводниковой открыли широкие перспективы практического использования высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) в трех направлениях: в микроэлектронике СВЧ, СКВИД-магнетометрах, а также в быстродействующих коммутаторах. Основным элементом названных устройств является ВТСП ленточного типа прямоугольного сечения, толщина которого соизмерима с глубиной проникновения магнитного поля в сверхпроводник (тонкие пленки) [1; 2].

Однако согласно [1 — 3] чем меньше площадь сечения сверхпроводника, тем более сильное влияние на его поведение оказывает тонкий приповерхностный слой, в который проникает магнитное поле. Поэтому в данной работе рассмотрено влияние магнитного поля транспортного тока на сверхпроводящее состояние тонкой пленки.

Согласно [3] магнитное поле, проникающее в тонкую сверхпроводящую пленку, описывается дифференциальным уравнением

$$\frac{d^2 B_z(x)}{dx^2} - \frac{1}{\lambda_l^2} B_z(x) = 0, \quad (1)$$

где $\lambda_l^2 = m_S / (n_S e^2 \mu_0)$ — лондоновская глубина проникновения.

Граничные условия для магнитного поля внутри сверхпроводника имеют вид

$$B_z(h/2) = B_z(-h/2) = B_0. \quad (2)$$

Решения уравнения (1) с учетом условий (2) можно записать так:

$$B_1(x) = B_1 e^{-x/\lambda_l}; \quad B_2(x) = B_2 e^{x/\lambda_l}. \quad (3)$$

Тогда с учетом граничных условий выполняется равенство

$$B_1 e^{h/2\lambda_l} + B_2 e^{-h/2\lambda_l} = B_0. \quad (4)$$

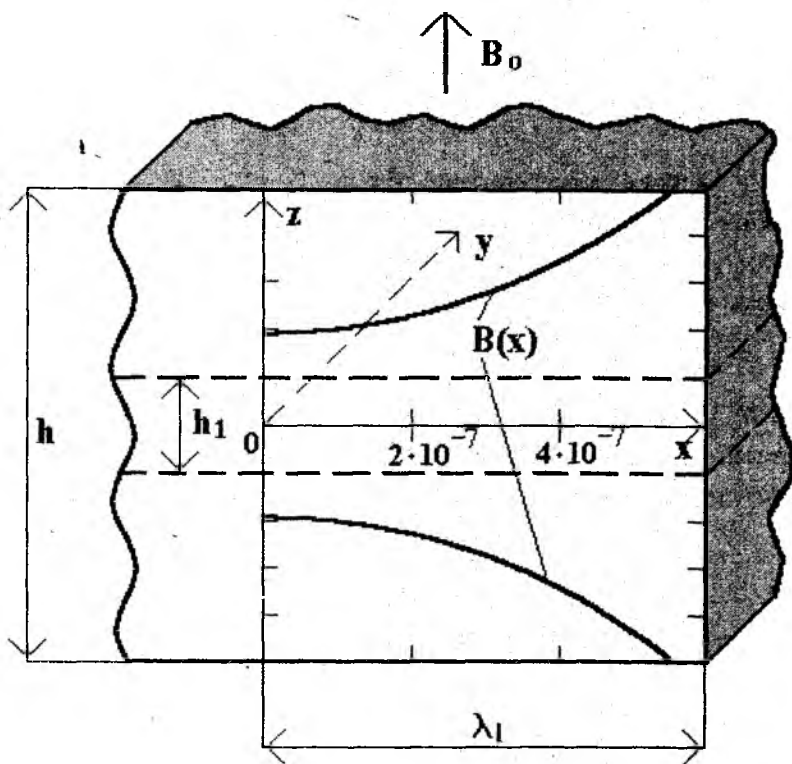
Поскольку при выбранной нами системе координат (рисунок) задача симметрична относительно z и $-z$, справедливо соотношение $B_1 = B_2 = B^*$. Тогда получим:

$$B^* \left(e^{h/2\lambda_l} + e^{-h/2\lambda_l} \right) = B_0, \quad (5)$$

или для магнитного поля внутри сверхпроводящей тонкой пленки

$$B(x) = B_0 \frac{(e^{x/\lambda_l} + e^{-x/\lambda_l})}{(e^{h/2\lambda_l} + e^{-h/2\lambda_l})}. \quad (6)$$

Эта зависимость для тонкой сверхпроводящей пленки толщиной $h = \lambda_l$ ($\lambda_l \approx 0,5$ мкм) представлена на рисунке.



Анализируя рисунок, необходимо заметить, что по мере уменьшения толщины пленки h магнитное поле изменяется все слабее, так как затруднено формирование полного экранирующего слоя. При толщине пленки менее 0,2 мкм происходит очень незначительное изменение поля. В этом случае магнитное поле практически равномерно пронизывает сверхпроводящую пленку на глубину λ_l . Обычно на практике используют ВТСП-пленку толщиной $h_1 = 0,1$ мкм [1;2] (показана штриховой линией).

Таким образом, через сверхпроводящую полосу может протекать транспортный ток, пока его сила не достигнет первого критического значения I_{c1} для данного сверхпроводника. Магнитное поле транспортного тока, проникая в сверхпроводник, вызывает исчезновение сверхпроводимости на краях пленки в области шириной λ_l , т. е. формируются нормальнопроводящие области.

Для описания этого состояния сверхпроводника введем, основываясь на двухжидкостной модели [1 — 4], показатель K_S , характеризующий сверхпроводящее фазовое состояние тонкой пленки:

$$K_S = n_S^{\text{пл}} V_S. \quad (7)$$

Здесь V_S — объем сверхпроводящей области, $V_S = V_0 - 2V_N$, где V_0 — общий объем сверхпроводника; V_N — объем нормальной области. Величина $V_N = \lambda_l h l$, где l — длина тонкой пленки. Плотность сверхпроводящих носителей заряда в тонкой пленке

$$n_S^{\text{пл}} = N_S V_S. \quad (8)$$

Здесь N_S — коэффициент, характеризующий плотность сверхпроводящих носителей заряда n_S в массивном ВТСП объемом $V_1 = 1 \text{ м}^3$. Величину n_S можно определить из работы [4]:

$$n_s = \frac{m_s}{\mu_0 e^2 \lambda_l^2}. \quad (9)$$

Тогда выражение (7) можно переписать в виде

$$K_S = N_S h^2 l^2 (W - 2\lambda_l)^2, \quad (10)$$

где W — ширина тонкой сверхпроводящей пленки.

Таким образом, сверхпроводящее состояние тонкой ВТСП-пленки определяется существованием области сверхпроводящих носителей заряда.

Наличие нормальных областей на краях тонкой пленки не вызывает исчезновения ее сверхпроводимости, поскольку ширина таких областей не превышает глубины проникновения λ_L для данного сверхпроводника. В случае достижения током силы I_{c1} проникновение магнитного поля в пленку увеличивается, что вызывает расширение объема нормальных областей на ее краях и исчезновение сверхпроводимости.

Список литературы: 1. Кучер Д.Б. Мощные электромагнитные излучения и сверхпроводящие защитные устройства. Севастополь: Ахтиар, 1997. 188 с. 2. Свойства высокотемпературных сверхпроводников в СВЧ-диапазоне и перспективы их применения в технике СВЧ / О.Г. Вендик, М.М. Гайдуков, А.Б. Козырев и др. // Обзоры по высокотемператур. сверхпроводимости. 1992. № 4(8). С. 43 — 100. 3. Буккель В. Сверхпроводимость: Пер. с нем. М.: Мир, 1975. 366 с. 4. Ван Дузер Т., Тернер Ч.У. Физические основы сверхпроводниковых устройств и цепей: Пер. с англ. М.: Радио и связь, 1984. 344 с.

Харьковский военный университет

Поступила в редколлегию 01.03.99

ВРЕМЯ ПЕРЕКЛЮЧЕНИЯ СВЕРХПРОВОДЯЩЕГО ЗАЩИТНОГО УСТРОЙСТВА В ВОЛНОВОДНОМ ТРАКТЕ

Защита радиоэлектронной аппаратуры (РЭА) средств управления и связи от проникновения электромагнитных воздействий через антенно-фидерные устройства осуществляется с использованием в качестве защитных устройств (ЗУ) газоразрядных и полупроводниковых приборов [1 — 5]. Обычно такие ЗУ обеспечивают надежную защиту в случае, если длительность электромагнитного воздействия $t_b \gg t_{3y}$, где t_{3y} — время срабатывания ЗУ. Для газоразрядных приборов $t_{3y} \geq 250$ нс, для полупроводниковых $t_{3y} \geq 10$ нс. В случае, если $t_b < t_{3y}$, необходимо ЗУ, построенное на другом физическом принципе и обладающее меньшим значением t_{3y} .

С этой точки зрения наиболее перспективной представляется идея использования фазового перехода из сверхпроводящего (S) в резистивное, несверхпроводящее (N) состояние в высокотемпературных сверхпроводниках (ВТСП). Экспериментально доказано, что продолжительность такого перехода не превышает нескольких пикосекунд [1].

ЗУ, построенное на основе ВТСП, располагается непосредственно в волноводах. Для поддержания рабочей температуры (для ВТСП $T \approx 93$ К) данное устройство должно быть помещено в жидкий азот.

Конструктивно ЗУ представляет собой сверхпроводящий стержень, расположенный в волноводе и осуществляющий переход от волновода к коаксиальному кабелю. Стержень, выполненный из ВТСП, расположен перпендикулярно к широкой стенке закороченного волновода размером $a \times b$. Расстояние от приемного сверхпроводящего стержня до закороченной стенки волновода (l_1) выбирается из условия согласования волновода с коаксиальным кабелем [1]. Для обеспечения передачи полезного сигнала без потерь входное сопротивление перехода из волновода в коаксиальный кабель (ПВК) должно быть равно волновому сопротивлению фидерной линии [2]. Таким образом, активное сопротивление ПВК будет равно сопротивлению Z_ϕ коаксиального фидера [3]:

$$R_{вх} = Z_\phi. \quad (1)$$

Волновое сопротивление коаксиального кабеля известно ($Z_\phi = 50$ Ом), и можно определить действующую высоту стержня h_d [3]:

$$h_d = \frac{R_{вх} ab \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2}}{2Z_0 \sin^2\left(\frac{\pi}{a} x_1\right) \sin^2\left(\frac{2\pi}{\lambda_s} l_1\right)} \quad (2)$$

Здесь $a \times b$ — поперечные размеры волновода; λ — длина волны в волноводе; $Z_0 = \sqrt{\mu_0/\epsilon_0}$, где μ_0 , ϵ_0 — магнитная и диэлектрическая проницаемости вакуума; $\lambda_B = \lambda / \sqrt{1 - (\lambda/(2a))^2}$; $l_1 = \lambda_B/4$.

Найдем геометрическую длину сверхпроводящего стержня [4]:

$$l = \frac{\lambda}{2\pi} \arccos\left(1 - \frac{2\pi}{\lambda} h_d\right). \quad (3)$$

Стержень изготавливается из высокотемпературного сверхпроводника $YBa_2Cu_3O_7$. Диэлектрическая шайба длиной $\lambda_B/4$ фиксирует положение стержня в волноводе [4;5]. На расстоянии l_2 от стержня в стороне, противоположной закороченной стенке волновода, расположена диэлектрическая диафрагма-заглушка. Волновод заполнен воздухом, а полость между стенкой, закорачивающей волновод, и диафрагмой заполнена жидким азотом. Диафрагма может служить элементом рассогласования в волноводе и снижать влияние полей высших мод [4]. Исходя из условий согласования коаксиального кабеля и волновода, можно определить расстояние от стержня до диафрагмы l_2 и толщину диафрагмы [4;5]:

$$h = l_2 - \lambda_B/4, \quad (4)$$

где

$$l_2 = \frac{4,6\lambda}{2\pi\sqrt{(\lambda/a)^2 - 1}}. \quad (5)$$

Диэлектрическая диафрагма в волноводе и диэлектрическая шайба могут быть изготовлены из лейкосапфира с $\epsilon = 2$ [3].

Выберем форму импульсного воздействия [6]:

$$u(t) = U_m (e^{-a_1 t} - e^{-a_2 t}). \quad (6)$$

Здесь $a_1 = 0,7/\tau_n$, $a_2 = 3,25/\tau_\phi$, где τ_n , τ_ϕ — длительности импульса и фронта импульса. Тогда силу тока, протекающего через ПВКС в момент пере-

хода из сверхпроводящего в резистивное состояние, можно выразить следующим образом [5]:

$$i_{s-n}(t) = \sqrt{\frac{U_m}{A} (e^{-a_1 t} - e^{-a_2 t})}. \quad (7)$$

Здесь $A = \rho n l / (S I_{kp2})$, где ρn — удельное сопротивление сверхпроводника в N-состоянии; S — площадь поперечного сечения сверхпроводящего стержня; I_{kp2} — второе значение критической силы тока сверхпроводящего стержня.

В то же время сила тока в стержне, наводимая электромагнитным полем, составляет [3]

$$i_{s-n}(t) = I(t) \sqrt{ab / (2h_d)}, \quad (8)$$

где $I(t)$ — сила тока входного импульсного воздействия.

Согласно модели перехода из работы [5], в момент t_{kp1} сила тока $i_{s-b}(t)$ достигает первого критического значения I_{kp1} , а в момент t_{kp2} — второго критического значения I_{kp2} . Из соотношения (8) можно определить $I_{вх1}$ и $I_{вх2}$. При этом временем переключения (срабатывания) Δt является разность $t_{kp2} - t_{kp1}$. Следовательно, приравняв выражения для силы тока (7), соответственно I_{kp1} или I_{kp2} , можем определить моменты времени t_{kp1} , t_{kp2} и вычислить время переключения ЗУ:

$$e^{-a_1 t_{kp1(2)}} - e^{-a_2 t_{kp1(2)}} = I_{kp1(2)}^2 A / U_m. \quad (9)$$

Разложив экспоненциальную функцию и квадратный корень в ряды (Маклорена), получим следующее выражение для времени переключения $t_{zy} = \Delta t$:

$$\Delta t = \frac{A(I_{kp2}^2 - I_{kp1}^2)}{U_m(a_2 - a_1)}. \quad (10)$$

Подставив выражения (2), (3) в соотношение (10), запишем формулу для определения времени переключения ЗУ:

$$\Delta t = \frac{\rho n \lambda \arccos(1 - \frac{2\pi}{\lambda} h_d)}{2\pi S(a_2 - a_1)} \left(I_{kp2} - \frac{I_{kp1}}{I_{kp2}} \right). \quad (11)$$

Время S — N-перехода, или время срабатывания рассматриваемого ЗУ, зависит от характеристик импульсного воздействия. Однако расчеты показывают, что в любом случае $t_{3y} \leq 1$ пс.

Все изложенное выше имеет место при условии распространения в волноводе основного типа волны H_{10} . Неоднородности на поверхности ВТСП не оказывают существенного влияния на распространение основного типа волны (H_{10}) [5]. Такое устройство способно пропускать полезные сигналы в широком диапазоне частот (0,5...10 ГГц) с малым коэффициентом затухания ($\beta = 0,01 \dots 0,1$ дБ) [3].

Таким образом, рассмотренное сверхпроводящее ЗУ является практически безынерционным (время переключения меньше 1 пс) и обеспечивает надежную защиту РЭА как от мощных продолжительных шумовых сигналов, так и от мощных коротких импульсных воздействий.

Список литературы: 1. Уильямс Дж. Сверхпроводимость и ее применение в технике: Пер. с англ. М.: Мир, 1973. 180 с. 2. Антенны и устройства СВЧ. Расчет и проектирование антенных решеток и их излучающих элементов / Под ред. Д. И. Воскресенского. М.: Сов. радио, 1972. 180 с. 3. Ширман Я.Д. Радиоволноводы и объемные резонаторы. М.: Радио и связь, 1959. 380 с. 4. Шубарин Ю.В. Антенны сверхвысоких частот. Х.: Изд-во Харьк. ун-та, 1960. 178 с. 5. Кучер Д.Б. Мощные электромагнитные излучения и сверхпроводящие защитные устройства. Севастополь: Ахтиар, 1997. 180 с.

Харьковский военный университет

Поступила в редколлегию 23.02.99

СИНТЕЗ ВЕКТОРНОГО СИГНАЛА

В работе [1] предложен алгоритм формирования векторного сигнала, у которого поляризации и мощности зеркальных составляющих спектра микроволнового сигнала оказываются однородными в результате совместной модуляции базисных x - и y -компонент сигнала перед их разделением.

Способ формирования, описанный в [2], не позволяет формировать зеркальные гармоники, неоднородные по мощности, из-за принципиального ограничения. Обусловлено это тем, что при амплитудной модуляции в x - и y -базисных компонентах зеркальные составляющие спектра сигнала имеют одинаковые амплитуды.

В связи с изложенным выше была поставлена задача разработать способ синтеза векторного микроволнового сигнала, произвольно неоднородного по мощности и по поляризации зеркальных спектральных гармоник.

Сформулированная задача решается следующим образом. За основу взят способ, описанный в [2]. Он включает в себя: предварительное разделение несущего колебания на пару базисных несущих колебаний, каждое из которых разделяется на N несущих колебаний, образующих пары, где N равно числу пар зеркальных составляющих; коллинеарное сложение соответствующих составляющих всех пар; ортогональное сложение двух базисных сигналов в пространстве. Для решения задачи предлагается перед коллинеарным сложением соответствующих составляющих всех пар каждую из них разделить на два формирующих несущих колебания, амплитуды и фазы которых устанавливаются в соответствии с соотношениями

$$|U_{kox,y}^{a,b}| = |\dot{U}_{kox,y}^{a,b}|; \quad (1)$$

$$\varphi_{kox,y}^{a,b} = \arg \dot{U}_{kox,y}^{a,b}. \quad (2)$$

Здесь $\dot{U}_{kox,y}^{a,b}$ — комплексные амплитуды формирующих несущих колебаний, определяемые по формулам

$$\dot{U}_{kox,y}^a = \frac{1}{m_{kx,y}^a} (\dot{E}_{(-k)p,s} + \dot{E}_{(+k)p,s}); \quad (3)$$

$$\dot{U}_{kox,y}^b = \frac{j}{m_{kx,y}^b} (\dot{E}_{(-k)p,s} - \dot{E}_{(+k)p,s}), \quad (4)$$

где $m_{kx,y}^{a,b}$ — коэффициенты глубины модуляции; $\dot{E}_{(\mp k)p,s}$ — комплексные амплитуды зеркальных составляющих заданного векторного сигнала, выраженного р- и s- базисами, которые соответствуют x- и y- базисам формируемого сигнала.

Затем каждое из формирующих несущих колебаний модулируется низкочастотными колебаниями одинаковой частоты, фазы которых устанавливаются исходя из соотношения

$$\Phi_{k,y}^b - \Phi_{kx,y}^a = \pi/2, \quad (5)$$

после чего они коллинеарно складываются.

Определим основные соотношения для амплитуд и фаз несущих колебаний в каждой из а- и b-составляющих после разделения несущего колебания формируемого сигнала и покажем их связь с заданным сигналом. Для установления основных соотношений рассмотрим зеркальные составляющие а- и b- сигналов, полученные в результате балансной амплитудной модуляции в каждом из базисов:

$$u_k^{a,b} = U_{(-k)}^{a,b} \cos(\omega_{(-k)}t + \Phi_{(-k)}^{a,b}) + U_{(+k)}^{a,b} \cos(\omega_{(+k)}t + \Phi_{(+k)}^{a,b}), \quad (6)$$

где

$$\begin{aligned} U_{(\mp k)}^{a,b} &= \frac{m_k^{a,b}}{2} U_{ko}^{a,b}; \\ \omega_{(\mp k)} &= \omega_0 \mp \Omega_k = 2\pi(f_0 \mp F_k); \\ \Phi_{(\mp k)}^{a,b} &= \Phi_{ko}^{a,b} \mp \Phi_k^{a,b}. \end{aligned} \quad (7)$$

Здесь $U_{ko}^{a,b}$, $\Phi_{ko}^{a,b}$ — амплитуда и фаза несущих колебаний до модуляции; $m_k^{a,b}$ — коэффициент глубины модуляции. При коллинеарном суммировании а- и b-сигналов вида (6) образуется состоящий из (-k) и (+k) зеркальных составляющих сигнал, который совпадает по форме с (6):

$$u_k^a + u_k^b = u_k^\Sigma = U_{(-k)}^\Sigma \cos(\omega_{(-k)}t + \varphi_{(-k)}^\Sigma) + U_{(+k)}^\Sigma \cos(\omega_{(+k)}t + \varphi_{(+k)}^\Sigma). \quad (8)$$

Амплитуды и фазы зеркальных составляющих сигнала u_k^Σ определяются методом комплексных амплитуд для каждой из зеркальных составляющих:

$$\dot{U}_{(-k)}^a + \dot{U}_{(-k)}^b = \dot{U}_{(-k)}^\Sigma; \quad \dot{U}_{(+k)}^a + \dot{U}_{(+k)}^b = \dot{U}_{(+k)}^\Sigma, \quad (9)$$

где

$$\begin{aligned} \dot{U}_{(\mp k)}^{a,b} &= U_{(\mp k)}^{a,b} \exp(j\varphi_{(\mp k)}^{a,b}); \\ \dot{U}_{(\mp k)}^\Sigma &= U_{(\mp k)}^\Sigma \exp(j\varphi_{(\mp k)}^\Sigma). \end{aligned} \quad (10)$$

Как видно из выражений для комплексных амплитуд (10) и (7), их амплитуды и фазы связаны условиями амплитудной модуляции:

$$\left. \begin{aligned} U_{(-k)}^a &= U_{(+k)}^a, U_{(-k)}^b = U_{(+k)}^b; \\ \varphi_{(-k)}^{a,b} &= \varphi_{ko}^{a,b} - \varphi_k^{a,b}, \varphi_{(+k)}^{a,b} = \varphi_{ko}^{a,b} + \varphi_k^{a,b} \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

Учитывая это, составим систему двух уравнений, куда входят комплексные амплитуды а- и б- формирующих несущих колебаний $\dot{U}_{ko}^{a,b}$:

$$\dot{U}_{ko}^{a,b} = U_{ko}^{a,b} \exp(j\varphi_{ko}^{a,b}). \quad (12)$$

В общей форме система уравнений для каждого х- и у- базиса имеет вид (9).

Подставив сюда значения $\dot{U}_{(\mp k)}^{a,b}$ из (7) — (12) и выделив несущие, запишем:

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{2} m_k^a \dot{U}_{ko}^a \exp(-j\varphi_k^a) + \frac{1}{2} m_k^b \dot{U}_{ko}^b \exp(-j\varphi_k^b) &= \dot{U}_{(-k)}^\Sigma; \\ \frac{1}{2} m_k^a \dot{U}_{ko}^a \exp(j\varphi_k^a) + \frac{1}{2} m_k^b \dot{U}_{ko}^b \exp(j\varphi_k^b) &= \dot{U}_{(+k)}^\Sigma. \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

Полученная система двух линейных уравнений для двух неизвестных $\dot{U}_{ko}^a$ и $\dot{U}_{ko}^b$ — комплексных амплитуд формирующих несущих колеба-

ний, которые существуют до модуляции, решается относительно $\dot{U}_{kox,y}^a$ и $\dot{U}_{kox,y}^b$, т.е. в обоих базисах, если известны правые части. Рассмотрим последовательность нахождения правых частей системы (13).

Формируемый векторный сигнал состоит из k компонент:

$$\vec{I}_{TM} = \sum_{k=1}^N \vec{I}_{TM_k} = \sum_{k=1}^N \left(\vec{I}_{\Phi(-k)} + \vec{E}_{\Phi(+k)} \right), \quad (14)$$

где

$$\vec{E}_{\Phi(\mp k)} = \bar{x}^0 U_{(\mp k)x}^{\Sigma} \cos(\omega(\mp k)t + \varphi_{(\mp k)x}^{\Sigma}) + \bar{y}^0 U_{(\mp k)y}^{\Sigma} \cos(\omega(\mp k)t + \varphi_{(\mp k)y}^{\Sigma}). \quad (15)$$

Комплексно-векторные амплитуды $(-k)$ - и $(+k)$ -х компонент выводятся из (15):

$$\left. \begin{aligned} \vec{E}_{\Phi(-k)} &= \bar{x}^0 \dot{U}_{(-k)x}^{\Sigma} + \bar{y}^0 \dot{U}_{(-k)y}^{\Sigma}; \\ \vec{E}_{\Phi(+k)} &= \bar{x}^0 \dot{U}_{(+k)x}^{\Sigma} + \bar{y}^0 \dot{U}_{(+k)y}^{\Sigma}. \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

Если заданный векторный сигнал имеет такую же структуру

$$\vec{E}_z = \vec{E}_{z(-k)} + \vec{E}_{z(+k)}, \quad (17)$$

то комплексно-векторные амплитуды его зеркальных составляющих $(\mp k)$ получаются такого же, как и (16), вида:

$$\left. \begin{aligned} \vec{E}_{z(-k)} &= \bar{p}^0 \dot{E}_{(-k)p} + \bar{s}^0 \dot{E}_{(-k)s}; \\ \vec{E}_{z(+k)} &= \bar{p}^0 \dot{E}_{(+k)p} + \bar{s}^0 \dot{E}_{(+k)s}. \end{aligned} \right\} \quad (18)$$

Это позволяет найти правые части системы (13), приравняв величины:

$$\left. \begin{aligned} \dot{E}_{(-k)p} &= \dot{U}_{(-k)x}^{\Sigma}; & \dot{E}_{(+k)p} &= \dot{U}_{(+k)x}^{\Sigma}; \\ \dot{E}_{(-k)s} &= \dot{U}_{(-k)y}^{\Sigma}; & \dot{E}_{(+k)s} &= \dot{U}_{(+k)y}^{\Sigma}. \end{aligned} \right\} \quad (19)$$

Для выполнения равенств (19) требуется, чтобы орты обоих сигналов были тождественно равны:

$$\bar{x}^0 \equiv \bar{p}^0; \quad \bar{y}^0 \equiv \bar{s}^0. \quad (20)$$

Таким образом, система уравнений (13) с учетом (19) и (20) имеет следующий вид (для x -базиса — первая, для y -базиса — вторая):

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{2} m_{kx,y}^a \dot{U}_{kox,y}^a \exp(-j\Phi_{kx,y}^a) + \frac{1}{2} m_{kx,y}^b \dot{U}_{kox,y}^b \exp(-j\Phi_{kx,y}^b) &= \dot{E}_{(-k)p,s}; \\ \frac{1}{2} m_{kx,y}^a \dot{U}_{kox,y}^a \exp(j\Phi_{kx,y}^a) + \frac{1}{2} m_{kx,y}^b \dot{U}_{kox,y}^b \exp(j\Phi_{kx,y}^b) &= \dot{E}_{(+k)p,s}. \end{aligned} \right\} \quad (21)$$

Найдем решения для двух неизвестных $\dot{U}_{kox,y}^a$ и $\dot{U}_{kox,y}^b$ в каждом из базисов. Решения будут единственными, если определитель системы (21) не равен нулю. Нетрудно показать, что это условие выполняется при

$$\Delta\Phi_k = \Phi_k^b - \Phi_k^a \neq n\pi, \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (22)$$

Если взять для каждого базиса

$$\Delta\Phi_k = \pi/2, \quad (23)$$

то величины $\dot{U}_{ko}^a$ и $\dot{U}_{ko}^b$ будут минимальными по масштабам. Наконец, при выполнении условия реализации

$$\Phi_{kx}^a = \Phi_{ky}^a \quad (24)$$

начальные фазы не учитываются в формировании поляризации. При условиях (22) — (24) выражения для решений системы (21) в каждом базисе имеют вид

$$\begin{aligned} \dot{U}_{ko}^a &= \frac{1}{m_k^a} (\dot{E}_{(-k)} + \dot{E}_{(+k)}); \\ \dot{U}_{ko}^b &= \frac{j}{m_k^b} (\dot{E}_{(-k)} - \dot{E}_{(+k)}). \end{aligned} \quad (25)$$

Из полученных решений, с которыми совпадают (3) и (4), находятся амплитуды и фазы несущих колебаний. Синтез проводится с учетом (12), по соотношениям (1), (2) и (25):

$$U_{ko}^a = |\dot{U}_{ko}^a|; \quad U_{ko}^b = |\dot{U}_{ko}^b|;$$

$$\varphi_{ko}^a = \arg \dot{U}_{ko}^a;$$

$$\varphi_{ko}^b = \arg \dot{U}_{ko}^b.$$

Амплитуды модулирующих колебаний

$$A_{kx,y}^{a,b} = \frac{1}{2} m_{kx,y}^{a,b} U_{kox,y}^{a,b}, \quad (26)$$

а разность их фаз выбирается из условия (23):

$$\Delta \Phi_{kx,y} = \Phi_{kx,y}^b - \Phi_{kx,y}^a = \pi/2.$$

Для выполнения условий формирования заданного сигнала требуется совпадение ортов:

$$\bar{x}^0 \equiv \bar{p}^0; \quad \bar{y}^0 \equiv \bar{s}^0.$$

Таким образом, отличительными признаками предложенного способа синтеза векторного сигнала, т.е. сигнала с произвольной линейной и вращающейся поляризацией, являются:

1. Разделение каждой k -й компоненты базисных несущих колебаний на две формирующие составляющие (а и b).
2. Модуляция каждой формирующей составляющей (а и b) в каждом базисе низкочастотными колебаниями одинаковой частоты F_k .
3. Коллинеарное суммирование в каждом базисе а- и b-сигналов, полученных в результате описанной амплитудной модуляции.
4. Включение всего заданного векторного сигнала в параметры формируемого сигнала, причем $\bar{x}^0 \equiv \bar{p}^0$, $\bar{y}^0 \equiv \bar{s}^0$.

Эти отличия позволяют сформировать векторный сигнал с произвольной, наперед заданной неоднородностью зеркальных составляющих по мощности и по поляризации.

Список литературы: 1. Канарейкин Д.Б., Павлов Н.Ф., Потехин В.А. Поляризация радиолокационных сигналов. М.: Совет. радио, 1966. 189 с. 2. А.с. 1394292 СССР, МКИ 01Q 15/24. Способ формирования СВЧ-сигнала с поляризованными спектральными составляющими / Н.Н. Горобец, Ю.И. Давидчевский, В.И. Чеботарев, Г.М. Чекалин // Открытия. Изобретения. 1988. № 17. С. 212.

Харьковский государственный университет

Поступила в редколлегию 26.03.99

В.И. ЗАМЯТИН, д-р техн. наук, О.В. БАТУРИН,
Э.А. ТОЛОКНЕЕВ, А.В. ПЕРЕКАТИЙ

СВЕРХБЫСТРОЕ СКАНИРОВАНИЕ ЛУЧОМ КОЛЬЦЕВОЙ АНТЕННОЙ РЕШЕТКИ

Для получения радиолокационной информации используется два основных метода обзора: последовательный и параллельный. Каждому из них присущи свои достоинства и недостатки. Возможен также компромиссный вариант — сверхбыстрое сканирование (СБС), представляющее собой обзор по угловым координатам в течение одного излучаемого импульса. Способы СБС линейных фазовых антенных решеток (АР) достаточно подробно описаны [1; 2].

Между тем на практике широко применяются выпуклые (конформные) АР: конические, сферические, цилиндрические и т.п. При одномерном неискаженном сканировании вкруговую такая решетка становится осесимметричной, в частном случае — кольцевой. В отличие от линейной, она имеет ряд особенностей [3]: у нее нет краев, оси излучателей расположены вдоль радиусов окружности, а не параллельно друг другу, и т.п. Все это обуславливает специфические требования к амплитудно-фазовому распределению на излучателях кольцевой АР.

Априори ясно, что каждый излучатель решетки необходимо запитывать своим сигналом, чтобы созданное в результате пространственно-временное распределение (ПВР) сигналов формировало результирующую игольчатую диаграмму направленности (ДН), осуществляющую СБС. Видимо, поэтому способы осуществления СБС в таких решетках в научной литературе практически не рассмотрены.

Между тем необходимо определить вид сигналов, которыми нужно запитывать излучатели кольцевой антенной решетки (КАР). Для решения данной задачи можно использовать принцип взаимности, сущность которого в рассматриваемом случае состоит в следующем. Пусть в точке M (рис. 1) находится точечный источник гармонической электромагнитной волны $E_0 e^{j\omega t}$, тогда в точке P поле этой волны

$$E(\vec{r}) = \frac{E_0}{|\vec{r}|} e^{j\omega t - j\omega \frac{|\vec{r}|}{c}},$$

где $|\vec{r}| = \sqrt{r_o^2 + \rho^2 - 2r_o\rho \cos(\vec{\rho}_o \vec{r}_o)}$.

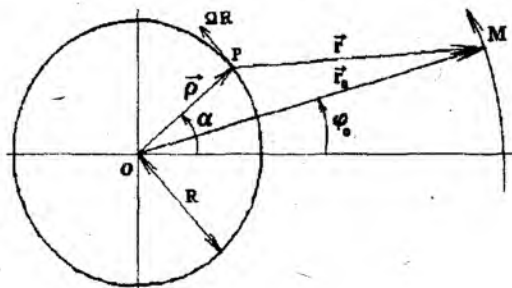


Рис. 1

Отсюда следует, что для фокусировки поля излучателей, расположенных на окружности радиуса R , в точку M необходимо скомпенсировать фазовые набеги от каждого излучателя (с погрешностью до константы, например $\omega \frac{|r_o|}{C}$), т.е. установить на кольцевом раскрытии фазовое распределение вида

$$\Phi(\alpha, \varphi_o) = \frac{\omega}{C} \left(\sqrt{r_o^2 + R^2 - 2r_o R \cos(\alpha - \varphi_o)} - r_o \right).$$

Если точка наблюдения находится в дальней зоне антенны $R \ll r_o$, то (с погрешностью до константы)

$$\Phi(\alpha, \varphi_o) = \frac{\omega}{C} R \cos(\alpha - \varphi_o).$$

Изменение направления фокусировки во времени (сканирование) $\varphi(t)$ возможно, если фазовое распределение $\Phi(\alpha, t)$ будет изменяться по закону

$$\Phi(\alpha, t) = \frac{\omega}{C} R \cos(\alpha - \varphi(t)).$$

Это означает, что каждый элемент с координатами R , α должен запитываться током силой

$$I(\alpha, t) = I_m e^{j \left[\omega t + \frac{\omega}{C} R \cos(\alpha - \varphi(t)) \right]},$$

т.е. гармоническими колебаниями частоты ω с фазовой модуляцией $\Phi(t)$ или соответствующей частотной модуляцией $\Phi'(t)$. В случае сканирования (обзора) узким лучом вкруговую с постоянной угловой скоростью Ω ПВР сигнала по круговому раскрытию антенны имеет вид

$$I(\alpha, t) = I_m e^{j \left[\omega t + \frac{\omega}{C} R \cos(\alpha - t\Omega) \right]}, \quad (1)$$

либо

$$I(\alpha, t) = I_m e^{j \left[\omega t \left(1 + \frac{\Omega}{C} R \sin(\alpha - t\Omega) \right) \right]}, \quad (2)$$

т. е. в элементы антенны подаются токи, частотно-модулированные по закону $\sin(\alpha - \Omega t)$, с одинаковой несущей частотой ω и индексом частотной модуляции $K = R\Omega/C$, задержанные (по закону модуляции) на величину углового положения элемента α . Это, естественно, справедливо, когда в формировании поля в дальней зоне принимают участие все элементы круговой антенны. На практике, однако, нередко применяются кольцевые антенны, в которых поле в направлении главного максимума формируется только частью излучателей, расположенных в секторе $(-\alpha_{\max}; \alpha_{\max})$; обычно $30 < \alpha_{\max} < 60^\circ$. Примером могут служить кольцевые решетки вибраторов над поверхностью металлического цилиндра.

В этом случае излучающий сектор должен перемещаться синхронно с направлением максимума излучения. Тогда необходимые для фокусировки сигналы приобретают вид импульсов длительностью $\tau = 2\alpha_{\max}/\Omega$.

Из (1) видно, что максимальная скорость сканирования ограничивается в основном достижимым индексом модуляции. Обычно он составляет несколько процентов, реже — десятки процентов. Из соотношения $K \approx R\Omega/C \ll 1$ вытекает, что $R\Omega \ll C$. Поскольку $R\Omega$ — линейная скорость “перемещения” АФР вдоль кольца антенны, последнее неравенство означает, что названная скорость не может быть больше скорости света.

Как видно, максимальная скорость сканирования зависит только от радиуса антенны. Ограничившись, например, $R\Omega \leq 0,1 C$, получим, что максимальная частота сканирования, МГц,

$$F_m = \frac{\Omega_m}{2\pi} = \frac{C}{2\pi R} = \frac{3 \cdot 10^8}{2\pi R} 0,1 \approx \frac{5}{R},$$

т. е. при радиусе антенны в несколько метров она может составлять несколько мегагерц.

Следует учесть, что отдельные излучающие элементы таких систем обладают направленными свойствами, причем обычно их ДН $f_o(\varphi)$ одинаковы, симметричны и их максимумы ориентированы по нормали к цилиндру (кольцу). Поэтому, чтобы снизить затраты энергии на излучение в направлениях, не совпадающих с направлением главного максимума, целесообразно снижать амплитуду сил питающих токов пропорционально $f_o(\alpha - \varphi_o)$, т. е. изменять ее во времени по закону $f_o(\alpha - \Omega t)$.

В этом случае закон изменения сил токов в элементах (ПВР) приобретает вид

$$I(\alpha, t) = \begin{cases} I_{m0} f_0(\alpha - \Omega t) e^{j\left[\omega t \left(1 + \frac{R\Omega}{C} \sin(\alpha - \Omega t)\right)\right]} & \text{при } -\alpha_{\max} < \alpha - \Omega t < \alpha_{\max}; \\ 0 & \text{при } \alpha - \Omega t < -\alpha_{\max}; \quad \alpha - \Omega t > \alpha_{\max}. \end{cases}$$

Характер изменения амплитуды и частоты токов для разных элементов антенны отражен на рис. 2.

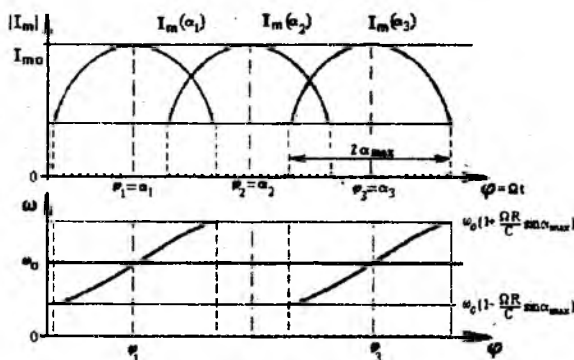


Рис. 2

Отметим, что индекс модуляции уменьшается до уровня

$$K_m = \frac{\Omega R}{C} \sin \alpha_{\max}.$$

Выше показано, какие сигналы необходимо подавать в элементы антенны для обеспечения СБС. Определим теперь вид сигнала, получаемого в точках наблюдения дальней зоны антенны. Считаем для простоты, что излучает сектор антенны, ограниченный интервалом $2\alpha_{\max}$.

Тогда поле в дальней зоне, с точностью до постоянного множителя пространственно-временная ДН, описывается выражением

$$f(\varphi, t') = \int_{\varphi - \alpha_{\max}}^{\varphi + \alpha_{\max}} f_0(\alpha - \Omega t) f_0(\alpha - \varphi) e^{j\omega_0 \left[t' - \frac{R}{C} \cos(\alpha - \Omega t') \right]} d\alpha, \quad (3)$$

где t' — время запаздывания, $t' = t - \frac{|\vec{r}|}{C} = t - \frac{|\vec{r}_0|}{C} + \frac{R}{C} \cos(\alpha - \varphi) =$
 $= t_1 + \frac{R}{C} \cos(\alpha - \varphi)$.

Закон изменения фазы подынтегрального выражения принимает вид

$$\Phi(t') = \omega_0 t_1 + \frac{\omega_0 R_0}{C} \left[\cos(\alpha - \varphi) - \cos\left(\alpha - \Omega t_1 - \frac{R\Omega}{C} \cos(\alpha - \varphi)\right) \right]. \quad (4)$$

Из выражения (4) ясно, что из-за добавки $\frac{R\Omega}{C} \cos(\alpha - \varphi)$ происходит некоторая “расфокусировка” поля в дальней зоне, но степень этой расфокусировки незначительна, так как $\frac{R\Omega}{C} \cos(\alpha - \varphi) \ll 1$. Указанную добавку в дальнейшем можно не учитывать. Выражение (3) преобразуется:

$$\Phi_0(t') = \omega_0 t_1 + \frac{\omega_0 R}{C} [\cos(\alpha - \varphi) - \cos(\alpha - t_1 \Omega)].$$

Отсюда видно, что максимум ДН существует при условии $\varphi = t_1 \Omega$, т. е. ДН вращается с угловой скоростью Ω .

Для расчета дискретной КАР [4] с реальными параметрами необходимо выражение (4) записать следующим образом:

$$f(\varphi, t') = \sum_{n=-\alpha_{\max}}^{\alpha_{\max}} f_0(\alpha n - \Omega t) f_0(\alpha n - \varphi) e^{j\left(\omega_0 t_1 + \frac{\omega_0 R}{C} (\cos(\alpha n - \varphi) - \cos(\alpha n - t_1 \Omega))\right)},$$

где n — номер излучателя.

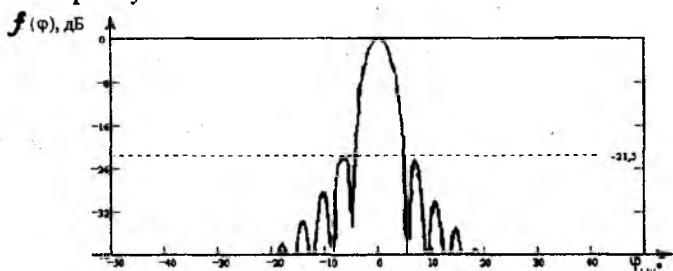


Рис. 3

На рис. 3 представлен вид ДН, формируемой КАР при таких параметрах: радиус антенны $R = 1,5$ м, частота сканирования $\Omega = 1$ МГц, расстояние до точки наблюдения в дальней зоне $r = 10$ км, угловое расстояние

между излучателями 3° . Видно, что ДН имеет ширину главного лепестка примерно 3° , уровень первых боковых лепестков – 21,5 дБ.

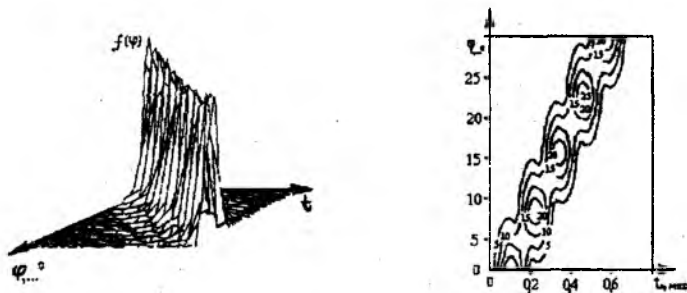


Рис. 4

На рис. 4 в трех и в двух измерениях отражена динамика амплитуды ПВР сигнала в дальней зоне, в координатах: угол φ (через $\Delta\varphi = 0,5^\circ$), время t (через $\Delta t = 0,1$ мкс). Из рис. 4 следует, что действительно происходит равномерное сканирование диаграммы направленности КАР по углу φ .

Таким образом, в выпуклых АР можно осуществлять СБС. Для этого элементы решетки необходимо подавать сигналы, вид которых зависит от формы антенны и закона сканирования. Для реализации СБС КАР с постоянной скоростью надо использовать сигналы, модулированные по частоте по гармоническому закону и задержанные на величину углового положения элемента α_n . Для других типов выпуклых антенн вид ПВР сигнала можно найти исходя из принципа взаимности.

Список литературы: 1. Гинзбург В.М. Формирование и обработка изображений в реальном времени. Методы быстрого сканирования. М.: Радио и связь, 1986. 231 с. 2. Коростелев А.А. Пространственно-временная теория радиосистем. М.: Радио и связь, 1987. 319 с. 3. Воскресенский Д.И., Пономарев Л.И., Филиппов В.С. Выпуклые сканирующие антенны. М.: Совет. радио, 1978. 300 с. 4. Sheleg B. A matrix-fed circular array for continuous scanning // Proc. of the IEEE. 1968. Vol. 56, N 11. P. 287 — 299.

Харьковский военный университет

Поступила в редколлегию 29.01.99

МЕТЕОРНАЯ РАДИОСВЯЗЬ. СПЕЦИФИКА, ДОСТОИНСТВА, ОБЛАСТИ ПРИМЕНЕНИЯ

В сутки на Землю из космоса падает примерно 90 млн частиц с массой, большей 0,55 мг. Они создают на высотах 80...105 км ионизированные метеорные следы — плазменные образования с электронной плотностью, достаточной для отражения радиоволн метрового диапазона [1]. Метеорный след имеет длину до 15 км и поперечный размер в несколько метров. При соответствующей ориентации оси метеорного следа относительно приемного и передающего пунктов часть энергии отраженных радиоволн достигает приемного пункта. Если сигнал на входе приемника при этом превышает заданное пороговое значение, то метеорный след называется полезным. Численность N_q полезных метеоров, т.е. среднее количество метеорных следов в час, зависит от ориентации метеорных следов в пространстве, рабочей частоты, мощности передатчика, чувствительности приемника, коэффициентов усиления передающей и приемной антенн, вида модуляции сигнала и способа его демодуляции, длины трассы, географического местонахождения пунктов связи, времени суток и года.

Высота зоны образования метеорных следов определяет предельную дальность передачи сигналов по метеорному каналу около 2200 км. Электронная плотность следа постоянно уменьшается, в основном вследствие амбиполярной диффузии, приводящей к расширению следа. Это обуславливает основные особенности метеорного радиоканала: прерывистость и ограниченное время существования метеорного следа при экспоненциальном снижении амплитуды отраженных сигналов. Успехи в развитии микроэлектроники и микропроцессорной техники позволили преодолеть указанные трудности и использовать метеорный радиоканал для решения различных задач по передаче информации.

Относительно малые размеры метеорного следа и «зеркальный» принцип отражения радиоволн от него делают возможным прием сигнала от конкретного метеора лишь в ограниченной эллипсоидальной зоне с размерами приблизительно 30 на 200 км (большой размер ориентирован вдоль трассы) [2; 3]. Эта особенность, вкпе со случайностью места и времени появления метеорного следа, обеспечивает высокую степень скрытности связи и затрудняет создание помех. Естественная пространственно-временная селекция при поперечном разнсе соседних передаю-

дких пунктов более 30 км позволяет организовывать сети сбора информации, охватывающие значительные территории и включающие в себя тысячи периферийных пунктов, которые используют одну частоту. При этом временные затраты на сбор информации от всех периферийных пунктов и от одного при небольших размерах информации имеют один порядок [2; 4].

Статистическая устойчивость характеристик метеорного радиоканала и слабая зависимость от искусственных и естественных возмущений в атмосфере позволяют организовывать надежные линии связи.

Относительно малые энергетические затраты в метеорном канале, обусловленные низким уровнем шумов (в основном космического происхождения) в приемном канале и малым поглощением в ионосфере дают возможность создавать малогабаритную и экономичную аппаратуру метеорной связи, что особенно важно при эксплуатации автоматических необслуживаемых периферийных пунктов сетей сбора информации, которые зачастую устанавливаются в труднодоступных районах без централизованного электроснабжения.

Перечисленные достоинства и мировой опыт использования систем метеорной радиосвязи позволяют выделить области их эффективного применения:

- системы сбора гидрометеорологической, экологической, сельскохозяйственной информации;
- автоматический контроль состояния протяженных технических систем;
- служебная связь с подвижными объектами;
- связь в труднодоступных и удаленных районах;
- аварийная связь;
- совместное использование с навигационными средствами для диспетчеризации транспортных средств, а также при сборе информации о местоположении движущихся объектов.

В Харьковском государственном техническом университете радиоэлектроники проведены теоретические и экспериментальные исследования вопросов метеорной радиосвязи, выработаны практические рекомендации и оценки.

Выбор параметров

Параметры системы метеорной связи делятся на аппаратурные (частота, мощность излучения, техническая скорость передачи) и структурные (длина кодового блока, количество информационных символов в кодовом блоке, количество кодовых блоков в пакете). В зависимости от назначения

системы метеорной связи выбор параметров при заданной достоверности должен способствовать максимизации пропускной способности или минимизации времени ожидания.

На обе задачи влияет численность полезных метеорных следов N_q . Она зависит от рабочей частоты f , мощности излучения P_n , длительности бита T_6 и порогового уровня U_n принимаемых сигналов следующим образом [1; 5]:

$$N_q \sim \frac{\sqrt{P_n T_6}}{U_n f^{2,4}}.$$

Отсюда следует, что для увеличения N_q частоту излучения необходимо снижать. Однако на частотах ниже 40 МГц сказывается влияние спорадического слоя E ионосферы, что приводит к многолучевому распространению радиоволн и трансляции помех от посторонних источников. Экспериментальные исследования позволяют назвать наиболее удобным диапазон 40...45 МГц. Численность также растет с повышением мощности излучения, поэтому последняя выбирается исходя из назначения системы, требований к энергопотреблению, электромагнитной совместимости, габаритным размерам аппаратуры и т.д. Так как пороговый уровень обычно устанавливается по отношению к уровню шумов, желательно снижать уровень шумов в приемном канале и использовать типы сигналов и методы их обработки, при которых уменьшается отношение сигнал-шум, гарантирующее передачу информации с заданной достоверностью. Численность растет с увеличением длины бита, но выбор конкретного значения зависит от решаемой задачи и практических ограничений.

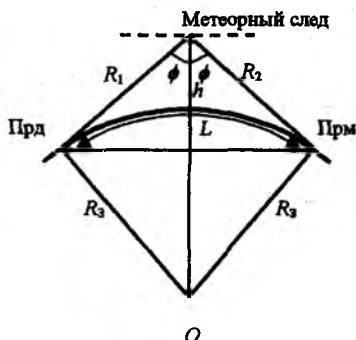
Пропускная способность метеорной линии связи зависит и от длительности τ_m отражения сигналов от метеорных следов. Экспериментально установлено, что среднее значение τ_m практически не зависит ни от излучаемой мощности, ни от порогового уровня. В то же время имеется существенная зависимость τ_m от частоты:

$$\tau_m \sim f^{-1,7}.$$

Интенсивность отраженных от метеорного следа сигналов изменяется во времени примерно по экспоненциальному закону:

$$U_c(t) = U_c(0) \exp(-t/\tau_m).$$

Постоянная времени τ_m существенно зависит от геометрии метеороидной линии радиосвязи, пример которой изображен на рисунке. Здесь R_3 — радиус Земли; Прд — передающий пункт; Прм — приемный пункт; L — круговая дистанция между передающим и приемным пунктами; R_1, R_2 — расстояния от передатчика и от приемника до метеорного следа; h — высота метеорного следа над земной поверхностью; ϕ — угол падения (отражения).



Для упрощения рассматривается случай, когда след находится посередине трассы. Тогда среднестатистическое значение τ_m определяется формулой [5]

$$\tau_m = \frac{\lambda^2 \sec^2 \phi}{16\pi^2 D},$$

где D — коэффициент амбиполярной диффузии электронов в следе.

Значение $\sec^2 \phi$ существенно зависит от круговой дистанции и может быть рассчитано по формуле

$$\sec^2 \phi \approx 1 + \frac{L^2}{(2h + L^2/4R_3)^2}.$$

Распределение длительностей метеорных отражений подчиняется экспоненциальному закону:

$$P(T_{p.m}) = \frac{1}{T_{cp}} \exp\left(-\frac{T_{p.m}}{T_{cp}}\right),$$

где T_{cp} — средняя рабочая длительность отражений; $T_{p.m}$ — текущая рабочая длительность метеорных отражений.

Параметр T_{cp} связан с τ_m соотношением [5; 6]

$$\tau_m = \frac{T_{cp}}{s-1},$$

где s — параметр закона распределения масс метеорных тел.

Значение s в разных источниках указывается от 1,6 до 2,5, но чаще всего [6] $s \approx 2$. Приняв $s = 2$, получим $T_{cp} = \tau_m$, и в дальнейшем вместо T_{cp} будем использовать символ τ_m .

Для системы метеорной связи желательно выбрать модуляцию, обеспечивающую заданную вероятность искажения бита при как можно меньшем отношении сигнал-шум. При этом сигнал должен обладать экономным спектром, а устройства его формирования и обработки должны иметь относительно простую реализацию.

Математическая модель процесса передачи сообщений по метеорному радиоканалу

Для принятой модели отраженного сигнала нетрудно установить временную зависимость отношения сигнал-шум для каждого значения τ_m . Будем полагать $\tau_m = \text{const}$ при фиксированных частоте и расстоянии между пунктами связи. Зависимость вероятности битовой ошибки определяется выбранным типом модуляции.

При решении задач о скорости и достоверности передачи сообщений по метеорному радиоканалу представляет интерес определение $P_j(v \leq m)$ — вероятности передачи j -го кодового блока с числом ошибок не более m .

При $T_{к.б} \ll \tau_m$ изменение отношения сигнал-шум за время передачи кодового блока $T_{к.б}$ невелико и можно полагать, что вероятность битовой (символьной) ошибки в j -м кодовом блоке $p l_j = \text{const}$. Тогда

$$P_j(v \leq m) = \sum_{i=0}^m \frac{n!}{i!(n-i)!} p l_j^i (1 - p l_j)^{n-i},$$

где n — размер кодового блока, бит (символов).

Среднюю вероятность возникновения в j -м кодовом блоке не более m ошибок можно вычислить по формуле

$$\overline{P_j(v \leq m)} = \int_{T_{сл} + j T_{к.б}}^{\infty} \frac{1}{\tau_m} \exp(-T_{p.m}/\tau_m) P_j(v \leq m) dT_{p.m},$$

где $T_{\text{сл}}$ — время установления сеанса связи на данном метеоре; $P_j(v \leq m)$ — функция служебной части пакета; $P_j(v \leq m)$ — функция $T_{\text{р.м}}$.

В свою очередь,

$$[c/\text{ш}]_j = [c/\text{ш}]_n \exp(T_{\text{р.м}} - T_{\text{сл}} - j \cdot T_{\text{к.б}}),$$

где $[c/\text{ш}]_n$ — минимально допустимое пороговое отношение сигнал-шум в конце j -го кодового блока, т.е. при $T_{\text{р.м}} = T_{\text{сл}} + j \cdot T_{\text{к.б}}$.

Среднее количество $\overline{l_{\text{пр}}}(v \leq m)$ блоков, принятых на одном метеоре с количеством ошибок не более m при l блоках, передаваемых в пакете, определяется выражением

$$\overline{l_{\text{пр}}}(v \leq m) = \sum_{j=1}^l \overline{P_j}(v \leq m).$$

Если система способна исправлять как минимум m ошибок в кодовом блоке, то среднее число метеоров, требуемых для передачи сообщения длиной N_6 блоков,

$$M_N = N_6 / \overline{l_{\text{пр}}}(v \leq m).$$

Если известна численность метеоров N_q , то среднее время $\overline{T_{\text{ср}}}$, мин, необходимое для передачи сообщения длиной N_6 ,

$$\overline{T_{\text{ср}}} = 60 \frac{M_N}{N_q},$$

а средняя пропускная способность V , бит/с, составляет

$$V = k \frac{N_6}{\overline{T_{\text{ср}}}} = k \frac{N_q \overline{l_{\text{пр}}}(v \leq m)}{3600},$$

где k — число информационных бит в кодовом блоке.

Приведенные соотношения и положения, связанные с выбором параметров системы метеорной связи, позволяют решить задачи максими-

зации пропускной способности и минимизации времени ожидания передачи сообщения при заданной достоверности.

Особенности протокола передачи сообщений

В связи с описанными особенностями метеорного радиоканала для обеспечения требуемой достоверности передаваемых данных необходимо применять помехоустойчивое кодирование. При этом могут использоваться разные стратегии коррекции ошибок: автоматическая коррекция, повторная передача по запросу приемной станции искаженной структурной единицы информации (обычно пакета), автоматическая коррекция с перемешиванием и т.д. Для обеспечения высокой достоверности при максимальной пропускной способности необходимо применять помехоустойчивые коды имеющие высокую скорость и способные обнаруживать и корректировать характерные для метеорного радиоканала групповые ошибки [7].

Сложность конкретного протокола зависит от решаемой задачи. Большинство метеорных систем использует метод запроса на повторную передачу для коррекции ошибок, принимая пакет за минимальную (в смысле протокола) единицу информации. В этом случае при обнаружении хотя бы одной ошибки весь пакет подлежит повторной передаче. Пропускная способность значительно возрастет, если считать минимальной единицей кодовый блок, повторно передавать только искаженные кодовые блоки, отказаться от фиксированной длины пакета и корректировать как минимум одиночные ошибки.

Тогда в общем виде протокол выглядит следующим образом. Сообщение, представленное в цифровой форме, кодируется и разбивается на пакеты. Затем передатчик начинает излучать зонды. При наличии канала между станциями приемная станция обнаруживает зонд и посылает подтверждение. Прием подтверждения инициирует передачу пакета. Приемная станция декодирует пакет, восстанавливая искаженные кодовые блоки, ошибка в которых не превышает корректирующей способности системы. По результатам декодирования приемная станция формирует битовый массив; в нем номер бита соответствует номеру кодового блока в пакете, а значение бита позволяет судить о том, нужна ли повторная передача соответствующего кодового блока. Передающая станция получает массив с подтверждением приема и формирует новый пакет, включающий в себя блоки предыдущего пакета, на повторную передачу которых прислан запрос, и блоки, которые еще не передавались. Целесообразно прием пакета заканчивать, когда частота появления ошибок превышает определенный порог (достигается пороговое отношение сигнал-шум), так как при низком уровне сигнала по-

падает вероятность перехода кодового блока под действием ошибок в другую разрешенную комбинацию, причем искажение не будет обнаружено.

Список литературы: 1. *Метеоры сегодня* / Б.Л. Кащеев, Ю.А. Коваль, В.И. Горбач, Б.Г. Бондарь. Техника, 1996. 196 с. 2. *Oetting I.D.* An analysis of meteor burst communications for military applications // *IEEE Trans. Communication*. 1980. Vol. COM-28, N 9. P. 1591 — 1601. 3. *Кащеев Б.Л., Бондарь Б.Г.* Метеорная связь. К.: Учеб.-метод. каб. высш. образования, 1989. 76 с. 4. *Hoff I.A.* The study of meteor burst communications (Defense Communications Agency) // *IEEE Trans.* 1988. Vol. 20, N 3. P. 20 — 28. 5. *Курганов Р.А.* Прогнозирование наклонного рассеивания радиоволн метеорными ионизациями. Казань: Изд-во Казан. ун-та, 1973. 184 с. 6. *Филалко Е.И.* Радиолокационные наблюдения метеоров. М.: Совет. радио, 1961. 112 с. 7. *Grane P.C.* An empirical analysis of the application of forward error correction to meteor burst communication. *Milcom'88*, 21st Cent. Mil. Commun. — What's possible? // *IEEE Milcom Communication Conf.*, San Diego, California, October 23 — 26, 1988: Conf. Rec. New York, 1988. Vol. 1. P. 249 — 254.

Самаркандский государственный технический университет радиотехники

Поступила в редколлегию 25.02.99

МАКСИМИЗАЦИЯ ПРОПУСКНОЙ СПОСОБНОСТИ СИСТЕМЫ МЕТЕОРНОЙ РАДИОСВЯЗИ

При решении многих задач связи важно получить максимальную пропускную способность, обеспечив вместе с тем заданную достоверность передаваемой информации. В метеорной радиосвязи на пропускную способность и достоверность влияют различные факторы. В данной статье рассмотрен оптимальный выбор параметров системы метеорной связи. При этом предполагается, что читатель знаком с работой [1]. В ней, в частности, отмечено, что мощность передатчика, несущая частота, вид модуляции и помехоустойчивый код не могут служить параметрами оптимизации, а выбираются исходя из назначения системы и практических возможностей.

Средняя пропускная способность системы метеорной связи описывается формулой

$$V = k \frac{N_6}{T_{\text{ср}}} = k \frac{N_q \overline{l_{\text{пр}}}(v \leq m)}{3600}.$$

Здесь k — число информационных бит в кодовом блоке; N_q — численность полезных метеоров; $\overline{l_{\text{пр}}}(v \leq m)$ — среднее количество блоков, принятых на одном метеоре с количеством ошибок не более m при l блоках, передаваемых в пакете.

Для определения численности метеоров используем экспериментальные данные и известные зависимости. Тогда при переходе от аппаратуры, для которой известна численность метеоров N_q^0 , к анализируемой аппаратуре численность полезных метеоров можно определить по формуле

$$N_q = N_q^0 \frac{[c/\text{ш}]_n^0}{[c/\text{ш}]_n} \sqrt{\frac{T_6}{T_6^0}} \sqrt{\frac{P_n}{P_n^0}} \left(\frac{f^0}{f} \right)^{K_{Nf}},$$

где значение K_{Nf} равно 2,4.

Среднее количество блоков $\overline{l_{\text{пр}}}(v \leq m)$, принятых на одном метеоре с количеством ошибок не более m , зависит от размера пакета (количества кодовых блоков в пакете) l . Размер пакета l ограничивается требованиями к достоверности. Это объясняется тем, что применение помехоустойчивого кодирования позволяет определять ошибки, не превышающие обнаруживающей способности кода. Такие ошибки отражаются на пропускной способности, но не влияют на достоверность, поскольку в соответствии с протоколом искаженные кодовые блоки будут переданы повторно. Однако всегда существует вероятность того, что под воздействием шумов кодовый блок перейдет в другую разрешенную кодовую комбинацию и возникнет необнаруживаемая ошибка. При снижении отношения сигнал-шум ниже определенного значения вероятность такого перехода превышает максимально допустимое значение. Вероятность возникновения необнаруживаемой ошибки тем меньше, чем выше избыточность помехоустойчивого кода (чем меньше k). С ростом размера пакета растет длительность служебной части пакета.

Проанализируем зависимость пропускной способности от указанных параметров более детально для конкретных типа модуляции и помехоустойчивого кода. Наиболее целесообразным представляется использование минимальной частотной модуляции (МЧМ) и символического двоичного кода Рида — Соломона РС (n, k). МЧМ-сигналы обладают узким спектром и высокой помехоустойчивостью при соответствующем методе обработки; коды Рида — Соломона обладают высокой скоростью и позволяют обнаруживать и исправлять групповые ошибки.

Для МЧМ вероятность битовой ошибки определяется зависимостью

$$p_1 = \frac{1}{2} e^{-(c/\pi)^2}.$$

Тогда вероятность искажения символа

$$p_s = 1 - (1 - p_1)^{\log_2(n+1)},$$

где n — размер кодового блока в символах.

Вероятность возникновения в j -м кодовом блоке не более m ошибок

$$P_j(v \leq m) = \sum_{i=0}^m \frac{n!}{i!(n-i)!} p_{sj}^i (1 - p_{sj})^{n-i}.$$

Формулы для средней вероятности $\overline{P}_j(v \leq m)$ возникновения в j -м кодовом блоке не более m ошибок и среднего количества $\overline{l}_{\text{пр}}(v \leq m)$ блоков, принятых на одном метеоре с количеством ошибок не более m , приведены в [1].

Анализ зависимости пропускной способности от длительности бита показывает: величина $\overline{l}_{\text{пр}}(v \leq m)$ обратно пропорциональна длительности бита T_6 ; численность метеоров N_q пропорциональна $\sqrt{T_6}$; чем короче бит, тем выше пропускная способность. Но, поскольку с уменьшением длительности бита растет сложность приемопередающей аппаратуры и расширяется полоса частот, значение T_6 выбирается исходя из практических возможностей.

Обобщив сказанное выше, отметим, что параметрами оптимизации являются избыточность кода $r = n - k$, размер пакета l и пороговое отношение сигнал-шум $[с/ш]_n$. Процедура оптимизации реализована следующим образом: для корректирующей способности кода t , начиная с $t = 1$ ($r = 2$) определяются оптимальные пороговое отношение сигнал-шум и размер пакета. При этом размер пакета $l = j - 1$, где j — номер кодового блока, для которого вероятность возникновения необнаруживаемой ошибки P_{ud} превышает максимально допустимую или отношение сигнал-шум ниже порогового. Затем процедура повторяется для следующего значения t . Если полученное значение пропускной способности меньше, чем для предыдущего значения t , то оптимальные значения r , l и $[с/ш]_n$ получены на предыдущем шаге.

Для выбранного кода вероятность возникновения необнаруживаемой ошибки определяется формулой [2]

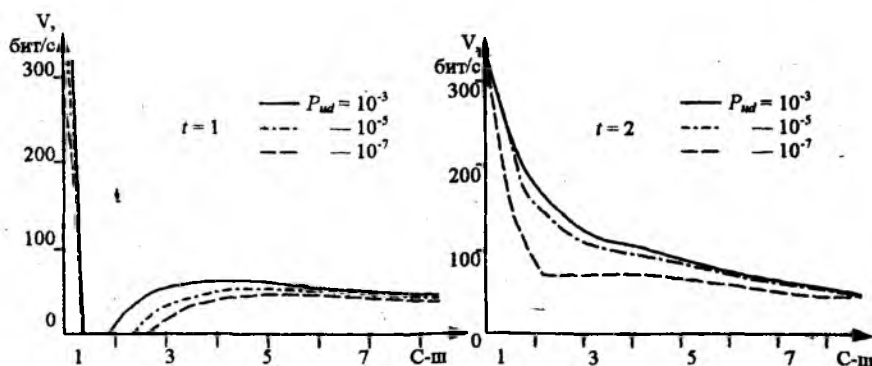
$$P_{ud} = \sum_{i=1}^n \frac{A_i}{n^i} p_s^i (1 - p_s)^{n-i},$$

где n_i — число кодовых слов веса i (спектр кода).

Спектр (n, k) -кодов Рида — Соломона известен; он имеет вид

$$A_i = \begin{cases} 1, & i = 0 \dots; \\ 0, & 1 \leq i \leq n-k; \\ C_n^{i-1-(n-k)} \sum_{h=0}^{i-1-(n-k)} (-1)^h C_i^h (q^{i-h-(n-k)} - 1), & n-k+1 \leq i \leq n. \end{cases}$$

На рисунке показаны зависимости пропускной способности V от порогового отношения сигнал-шум $[c/\text{ш}]_n$ при трех значениях максимальной вероятности возникновения необнаруженной ошибки $P_{ud} = 10^{-7}$ для двух значений корректирующей способности t для МЧМ-сигнала, кода РС (15, k) при $P_H = 350$ Вт, $T_6 = 100$ мкс и $f = 42,5$ МГц.



Реализованная процедура оптимизации позволяет получить оптимальные значения избыточности кода, размера пакета и порогового отношения сигнал-шум при заданных достоверности, несущей частоте, мощности излучения, типе сигнала, помехоустойчивом коде, длительности бита и длине трассы без учета протокола.

Список литературы: 1. Горбач В.И., Коломиец М.В. Метеорная радиосвязь. Специфика, достоинства, области применения. — См. статью в настоящем сборнике. 2. Кларк Дж., Кейн Дж. Кодирование с исправлением ошибок в системах цифровой связи. Пер. с англ. М.: Радио и связь, 1987. 392 с.

Харьковский государственный технический
университет радиозлектроники

Поступила в редколлегию 25.02.99

СПЕКТРАЛЬНЫЙ АНАЛИЗ АМПЛИТУДНО-ВРЕМЕННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК СИГНАЛОВ, ОТРАЖЕННЫХ ОТ НЕНАСЫЩЕННЫХ МЕТЕОРНЫХ СЛЕДОВ

При изучении метеорного явления радиолокационным методом одной из важных проблем является решение обратной задачи радиолокации. Она заключается в том, чтобы по регистрации отраженного сигнала на метеорной РЛС определить параметры метеороида, породившего метеорный след. В настоящее время обработка амплитудно-временных характеристик (АВХ) сигналов, отраженных от метеорных следов, сводится к одной из двух следующих процедур: к съему положения экстремумов АВХ на временной оси и использованию этой информации и значения наклонной дальности до следа для вычисления скорости метеорного тела; к съему координат экстремумов и использованию этой информации для аппроксимации спада АВХ экспоненциальной зависимостью и определения коэффициента амбиполярной диффузии. Однако известно, что все многообразие регистрируемых сигналов, отраженных от ненасыщенных метеорных следов, нельзя обрабатывать в рамках модели единого недробящегося метеорного тела. На рис. 1 показаны АВХ отраженного сигнала, зарегистрированного 19 января 1968 г. на метеорной РЛС, для метеора № 20050. Как видно из рис. 1, наблюдаемую дифракционную картину нельзя объяснить в рамках классической картины Френеля.

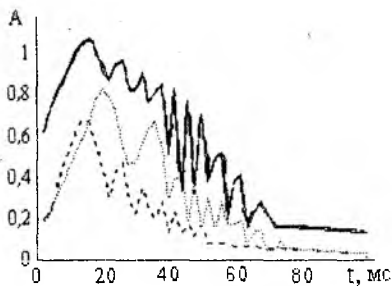


Рис. 1

Только другие модели, в которых учитываются возможные физические процессы в метеорном следе, позволяют удовлетворительно обрабатывать большинство регистрируемых сигналов. Таким образом, возникает задача классификации регистрируемых отраженных сигналов по типу дробления метеороида, породившего след.

Согласно теории дробления метеороидов [1] существует четыре основных типа дробления метеорного тела: осколочное, прогрессивное, квазинепрерывное дробление и дробление типа вспышки. Если предположить, что множество наблюдаемых сигналов разбито на соответствующие четыре класса, то следует определить, с

налов разбито на соответствующие четыре класса, то следует определить, с помощью каких параметров или признаков могли бы быть описаны выделенные классы. На практике при решении подобных задач оптимального выбора признаков часто используется критерий минимума энтропии, который представляет собой статистическую меру неопределенности. Таким образом, признаки, уменьшающие неопределенность заданной ситуации, считаются более информативными, чем те, которые приводят к противоположному результату. Это правило эквивалентно минимизации дисперсии в различных совокупностях образов, и можно ожидать, что соответствующая процедура будет обладать кластеризационными свойствами [2]. Однако применение такого критерия основывается на предположении о нормальности распределения образов, составляющих заданные классы. Если это условие не выполняется, то следует воспользоваться другим подходом к решению задачи выбора признаков — методом разложения по системе ортогональных функций.

Известны преобразования Фурье, косинусные и синусные, Адамара, Хаара, Карунена — Лозва, двумерное и др. Математическая модель преобразования выбирается исходя из главного требования к данной задаче, заключающегося в том, чтобы создать алгоритм обработки сигналов в реальном масштабе времени. Для этой цели нами выбран спектральный анализ.

При спектральном анализе широко применяются методы, основанные на дискретном преобразовании Фурье. Разработаны алгоритмы быстрого преобразования Фурье (БПФ), делающие эти методы легко реализуемыми на ЭВМ. Принципы построения таких алгоритмов анализировали различные авторы — Ахмед и Рао [3], Марпл-младший [4], Рабинер и Гоулд [5], Шрюфер [6]. Несмотря на наличие многих модификаций, существует только две принципиально разные оценки типа Фурье. Одна из них основывается на том, что спектральная плотность и корреляционная функция связаны друг с другом прямым и обратным преобразованиями Фурье. Вторая же представляет собой оценку периодограммы, включая различные сглаженные варианты последней.

Дискретное преобразование Фурье (ДПФ) вводится для представления как периодических последовательностей с периодом N отсчетов, так и последовательностей конечной длины N . Коэффициенты ДПФ конечной последовательности равны значениям Z -преобразования в N точках, равномерно распределенных по единичной окружности [7]. Над конечной последовательностью из 100 отсчетов нами выполнено прямое ДПФ. В результате получена также конечная дискретная последовательность величин, дающих частотно-спектральное представление указанной исходной последовательности.

Подставляя в выражение для основной частоты преобразования

$$\Omega = 2\pi / (NT)$$

расстояние между отсчетами $T = 2$ мс, находим, что $\Omega = 31,4$ Гц.

При выборе набора признаков использовались отраженные сигналы, вычисленные по моделям для различных типов дробления. Это множество сигналов составило обучающую последовательность. На ней определялся характер несовпадений между отраженными сигналами, рассчитанными по какой-либо модели дробления и по модели единого недробящегося метеорного тела.

Привязка двух АВХ отраженных сигналов производилась по положению первого максимума. На рис. 2, а показаны АВХ, а на рис. 2, б — спектры для них. Прогрессивному дроблению соответствует штрихпунктирная жирная линия, а отсутствию дробления — сплошная тонкая линия. Параметр затухания сигнала $\Delta = 0,4$, точка начала дробления на следе $x_0 = 2$.

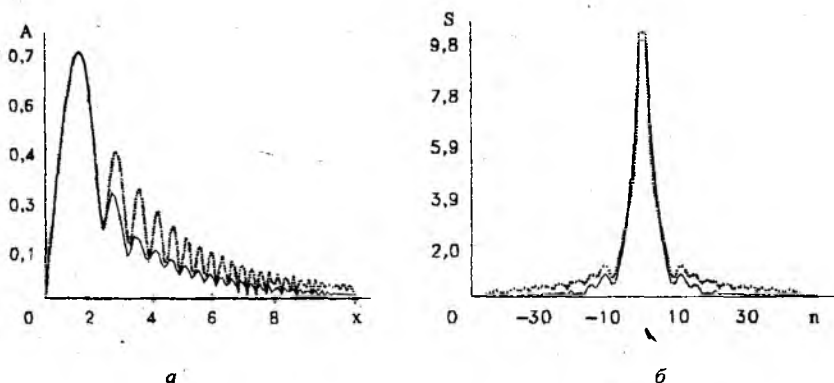
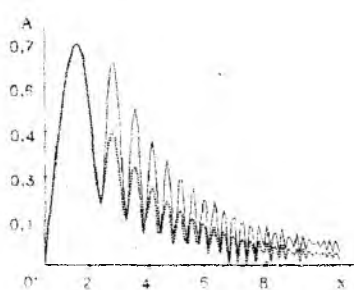


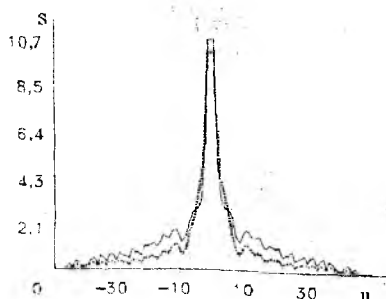
Рис. 2

На рис. 2, а по оси абсцисс отложено нормированное относительно расстояния до следа и длины волны время x ; по оси ординат — нормированная относительно максимума амплитуда сигнала A . На рис. 2, б по оси абсцисс отложены номера отсчетов n ; по оси ординат — амплитуда отсчетов спектра сигнала S .

При тех же параметрах штрихпунктирная жирная линия на рис. 3 отвечает дроблению типа вспышки, а на рис. 4 — осколочному дроблению.

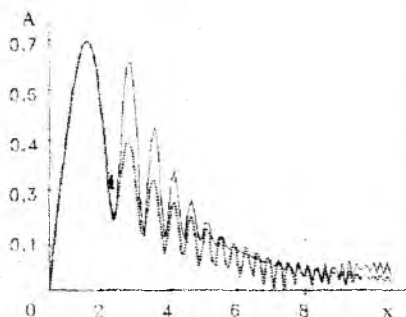


а

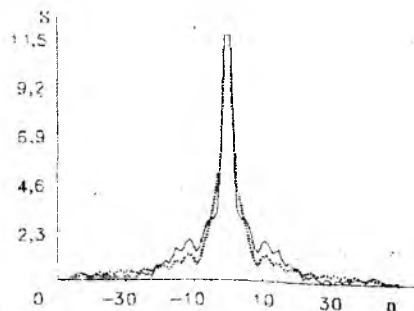


б

Рис. 3



а



б

Рис. 4

Исходными данными для экзаменационной последовательности послужили регистрации системы МАРС, полученные в Проблемной научно-исследовательской лаборатории кафедры основ радиотехники Харьковского института радиоэлектроники (ныне ХТУРЭ) в 1968 году. Эти регистрации являются заснятыми на фотопленку дискретными представлениями отраженных радиолокационных сигналов (расстояние между отсчетами — 2 мс), принятых в трех пунктах.

Пусть метеорное тело, образовавшее след, от которого принят отраженный сигнал, входит в атмосферу под зенитным углом z_0 со скоростью v_0 , причем точка зеркального отражения s_0 находится на высоте h_0 и дальность до нее равна R_0 . Используя теорию дробления метеорных тел для такого вектора $X_0(h_0, v_0, z_0, s_0)$, можно построить четыре модели с расчи-

танными параметрами h_1, v_1, z_1, s_1 . Задача распознавания состоит в том, чтобы определить, в каком случае два сигнала будут подобными. Иначе говоря, надо установить тип модели, при которой рассчитанная по ней АВХ отраженного сигнала будет близкой по форме к АВХ зарегистрированного сигнала. Тогда можно ожидать, что набор значений X_1 с некоторой погрешностью будет близок к X_0 и обратная задача радиолокации метеоров будет решена.

Набор признаков формируется из числа доступных измерению характеристик объекта, и он должен отражать его наиболее существенные для распознавания свойства: среднее расстояние между максимумами, связанное со скоростью метеороида; отклонение реальной картины дифракционных колебаний от картины в случае отсутствия дробления, связанное с типом дробления метеорной частицы. Этим набором признаков, как видно из рис. 2 — 4, может являться совокупность отношений между первыми десятью коэффициентами спектров АВХ отраженного сигнала в случае дробления метеороида и АВХ отраженного сигнала для единого недробящегося метеорного тела.

Результаты проверки предлагаемой методики классификации отраженных сигналов показывают, что ошибка в определении типа дробления метеорной частицы составляет 80 % при отношении сигнал-шум больше 10. Таким образом, была исследована форма оценок спектральной плотности мощности сигналов, отраженных от ненасыщенных метеорных следов, которые были зарегистрированы метеорной автоматизированной радиолокационной системой ХТУРЭ. При этом получена методика идентификации типа дробления регистрируемых сигналов с помощью методов спектрального анализа и теории распознавания изображений.

Список литературы: 1. Новиков Г.Г. Метеорные явления с учетом эффектов дробления и сложного ионного состава. Дис... д-ра физ.-мат. наук. Душанбе, 1989. 351 с. Машинопись. 2. Ту Дж., Гонсалес Р. Принципы распознавания образов: Пер. с англ. М.: Мир, 1978. 411 с. 3. Ахмед Н., Рао К.Р. Ортогональные преобразования при обработке цифровых сигналов. М.: Связь, 1980. 352 с. 4. Марпл-мл. С.Л. Цифровой спектральный анализ и его приложение: Пер. с англ. М.: Мир, 1990. 584 с. 5. Рабинер Л., Гоулд Б. Теория и применение цифровой обработки сигналов: Пер. с англ. М.: Мир, 1978. 848 с. 6. Бабак В.П., Хандецкий В.С., Шрюфер Е. Обработка сигналов: Підручник. К.: Либідь, 1996. 392 с. 7. Гольденберг Л.М., Матюшкин Б.Д., Поляк М.Н. Цифровая обработка сигналов: Справ. М.: Радио и связь, 1985. 312 с.

Харьковский государственный технический
университет радиозлектроники

Поступила в редколлегию 14.12.98

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ РОБАСТНЫХ ПРОЦЕДУР ОЦЕНИВАНИЯ ПОГРЕШНОСТЕЙ МЕТЕОРОНОГО СЛИЧЕНИЯ ШКАЛ ВРЕМЕНИ

Успешное решение многих актуальных научно-технических, в том числе оборонных задач невозможно без обеспечения синхронности, или привязки шкал территориально разнесенных эталонов времени. Высокие темпы совершенствования эталонов времени и частоты стимулируют работы, направленные на повышение точности методов сличения.

Основными, широко применяемыми высокоточными методами сличения являются методы, базирующиеся на использовании перевозных квантовых часов (ПКЧ), спутниковых радионавигационных систем (СРНС), и радиометеороный метод сличения (РМС). Научные исследования в области радиометеороного сличения, проводимые на кафедре основ радиотехники Харьковского государственного технического университета радиоэлектроники (научный руководитель — проф. Б.Л. Кашеев) в направлениях поиска оптимальных видов сигналов, совершенствования аппаратуры и методов сличения, позволили обеспечить погрешность сличения порядка десятков наносекунд, что не хуже, чем при использовании ПКЧ и СРНС. Однако РМС превосходит указанные методы по таким показателям, как производительность измерений, автономность, оперативность, экономичность, скрытность, устойчивость к ионосферным возмущениям [1].

Необходимость дальнейшего снижения погрешности радиометеороного сличения шкал времени и автоматизации процесса сбора и обработки измерительной информации о шкалах времени ставит задачу поиска эффективных процедур оценки центра распределения результатов единичных наблюдений сдвига шкал и его рассеяния, способных заменить классические методы математической статистики, применявшиеся ранее в этих целях [2].

Актуальность данной задачи объясняется еще и тем, что нецензурированный массив результатов сличений за сеанс нельзя считать однородной, равноточной и нормально распределенной выборкой — вследствие особенностей, присущих физике метеороных явлений, изменений отношения сигнал-помеха, сбоев в работе аппаратуры и т.п. [3].

Настоящая работа посвящена исследованию помехоустойчивых процедур оценки центра распределения результатов единичных наблюдений сдвига шкал.

Робастные методы обработки данных активно разрабатываются в современной статистике и рекомендуются к использованию в метрологической практике [4].

С помощью статистической модели погрешностей сличения шкал времени по метеорному радиоканалу численными методами исследовались робастные процедуры обработки, эффективные в условиях неполноты априорной информации. Тем самым продолжено моделирование робастных процедур оценивания для метеорного сличения шкал времени, начатое ранее [5].

Предполагалось, что распределение погрешностей сличения $p(x)$ принадлежит классу ε -загрязненных распределений:

$$p(x) = (1 - \varepsilon)f(x, m, \sigma) + (\varepsilon h(x, m_h, \sigma_h)).$$

Рассматривались случаи, когда моделями основного распределения $f(x, m, \sigma)$ и засоряющего $h(x, m_h, \sigma_h)$ являлись симметричные законы: гауссов, Лапласа, Симпсона, равномерный и арксинуса. Здесь m, m_h — математические ожидания; σ, σ_h — среднеквадратические отклонения (СКО) основного и засоряющего распределений. Предусматривалась возможность изменения уровня засорения ε и параметров основного и засоряющего распределений. Законы распределения моделируемых погрешностей сличения и их параметры приведены в табл. 1.

Т а б л и ц а 1

Закон распределения	Плотность вероятности $\varphi(x)$ и $h(x)$	Математическое ожидание m , СКО σ
Гауссов (нормальный) $N(m, \sigma)$	$(1/\delta\sqrt{2\pi}) \cdot \exp(-(x-a)^2/2\delta^2)$	$m = a; \sigma = \delta$
Лапласа $L(m, \sigma)$	$(1/\lambda) \cdot \exp(- x-a /\lambda)$	$m = a; \sigma = \lambda$
Симпсона $S(m, \sigma)$	$0, \quad x-a > A$ $(1/A) \cdot (1 - x-a /A), \quad x-a \leq A$	$m = a; \sigma = A\sqrt{\sigma}$
Равномерный $R(M, \sigma)$	$0, \quad x-a > A$ $1/2A, \quad x-a \leq A$	$m = a; \sigma = A\sqrt{3}$
Арксинуса $A(m, \sigma)$	$0, \quad x-a > A$ $1/(\pi A [1 - (x-a)^2/A^2]^{1/2}), \quad x-a \leq A$	$m = a; \sigma = A\sqrt{2}$

Для выбранного набора условий — законов распределения погрешностей сличения, их параметров и уровня засорения выборок — проводилось r испытаний: генерировалось r выборок погрешностей сличения объемом n каждая, причем принималось, что в каждой выборке $(1 - \varepsilon)n$ элементов принадлежит основному распределению, а εn элементов — засоряющему.

Каждая полученная таким образом выборка n независимых погрешностей сличения $x_1, x_2, \dots, x_i, \dots, x_n$ ранжировалось, т.е. представлялась в виде вариационного ряда $x(1) \leq x(2), \dots, \leq x(i), \dots, \leq x(n)$. По каждой упорядоченной выборке определялись следующие оценки центра распределения:

1. Выборочное среднее —

$$m_{\alpha} = \left(\frac{1}{n}\right) * \sum_{i=1}^n x_i.$$

2. Выборочная медиана —

$$m_M = \begin{cases} x(n+1/2); \\ 0,5(x(n/2) + x(n/2+1)), \end{cases}$$

где $x(n+1/2)$ при n нечетном, $0,5(x(n/2) + x(n/2+1))$ при n четном.

3. Квантильная оценка —

$$m_{KB} = (1/2) * (x_{0,25} + x_{0,75}),$$

где $x_{0,25}$, $x_{0,75}$ — 25 и 75 % -ные квантили эмпирического распределения.

4. Винзоризованное среднее (среднее по Винзору) —

$$m_B(\alpha) = (1/n) * \left(\sum_{i=k+2}^{n-k-1} x(i) + k(x(k+1) + x(n-k)) \right).$$

Процедура определения данной оценки соответствует замене в упорядоченной выборке $k = [\alpha n]$ крайних левых значений на $x(k+1)$, а $k = [\alpha n]$ крайних правых значений на $x(n-k)$ и последующему вычислению среднего по модифицированной выборке.

5. Усеченное среднее —

$$m(\alpha) = (1/(n-2k)) * \sum_{i=k+1}^{n-k} x_i,$$

получаемое отбрасыванием k крайних элементов выборки, где $k = [\alpha n]$ — наибольшее целое, не превосходящее αn , и усреднением оставшихся. Обычно $0 < \alpha < 0,5$, принималось $\alpha = 0,25$.

6. Середина размаха —

$$m_p = (x_{(1)} + x_{(n)})/2.$$

Четыре робастные М-оценки: Хубера, Хампеля, Андрюса и Тьюки. Для построения таких робастных оценок использовался наиболее разработанный обобщенный метод максимального правдоподобия (минимаксный подход Хубера [3]). Оценки получают из условия

$$\min Q(\Phi) = \sum_{i=1}^n \Phi((x_i - a)/s).$$

Здесь x_i — элементы выборки; a , s — устойчивые оценки центра распределения и СКО соответственно, в данном случае

$$a = \text{med}\{x_i\},$$

где $\text{med}\{x_i\}$ — выборочная медиана;

$$s = \text{med}\{|x_i - \text{med}\{x_i\}|\}/0,675 —$$

медианная оценка СКО или же по выборочным квантилям,

$$s = (x_{(n-k)} - x_{(k)})/1,35, \quad k = n/4.$$

М-оценки обычно не выражаются в явном виде. При оценке центра распределения М-оценка является решением уравнения

$$\sum_{i=1}^n \varphi((x_i - a)/s) = 0, \quad (1)$$

где $\varphi(x) = \Phi'(x)$.

Для решения уравнения (1), определяющего М-оценку центра распределения, используются итерационные методы. В частности, здесь была применена итерационная схема Гаусса—Ньютона:

$$a_{l+1} = a_l + \sum \varphi((x_i - a_l)/s) / \sum \varphi'((x_i - a_l)/s), \quad (2)$$

где l — номер итерации, принималось $l = 3$. В качестве начального приближения принималась медиана выборки: $a_0 = \text{med}\{x_i\}$. Рассчитывались наиболее распространенные на практике М-оценки Хубера, Хампеля, Андрюса, Тьюки, различающиеся весовыми функциями, приведенными в обзоре [4].

При одних и тех же условиях для выбранных законов распределения погрешностей сличения и засорения, их параметров и уровня засорения проводилось r испытаний. Это позволило выполнить статистический анализ каждой из рассмотренных выше оценок.

Были получены однородные, равноотличные и гипотетически нормально распределенные выборки оценок объемом r каждая: $y_{j1}, y_{j2}, \dots, y_{ji}, \dots, y_{jr}$.

Здесь y_{ji} — i -й элемент выборки j -й оценки центра распределения, где $j = \overline{1, 10}$, $i = \overline{1, r}$.

Обработка выборок оценок проводилась с помощью классических статистических процедур: определялись смещение оценок центра распределения и их выборочные СКО:

$$\bar{y}_j = (1/r) * \sum_{i=1}^r y_{ji}; \quad s_j = \left((1/(r-1)) * \sum_{i=1}^r (y_{ji} - \bar{y}_j)^2 \right)^{1/2}; \quad (3)$$

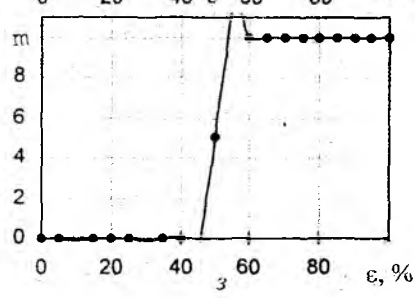
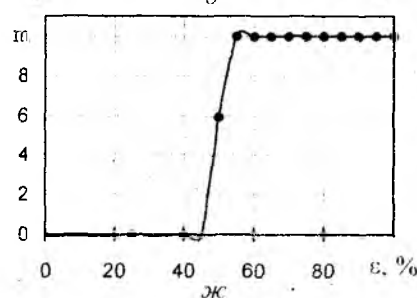
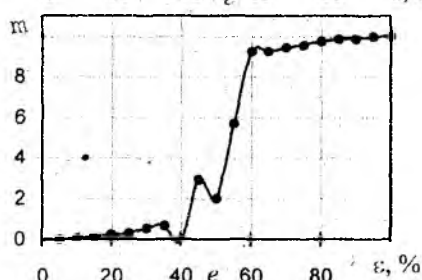
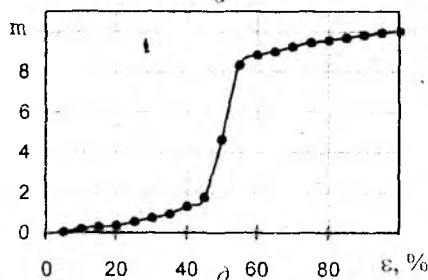
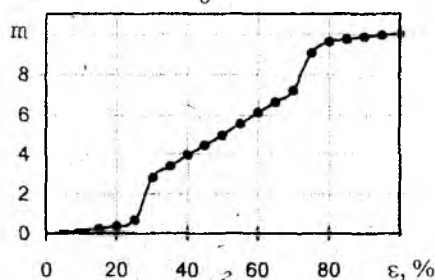
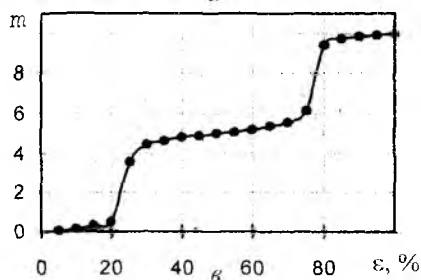
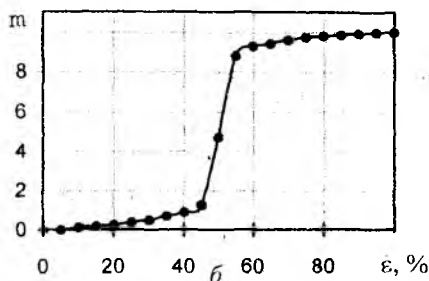
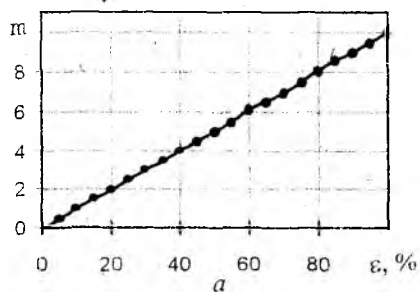
рассчитывались гистограммы распределения оценок, выборочные коэффициенты асимметрии и эксцесса; проверялись гипотезы о законах распределения оценок по критерию хи-квадрат (критерию Пирсона). Результаты расчетов выводились на экран и на печать. Это позволило выявить основные свойства помехоустойчивых оценок.

Представленные результаты (табл. 2) получены на статистической модели, когда основным являлось гауссово распределение $N(m, \sigma)$, а засоряющим — распределение Лапласа $L(m_h, \sigma_h)$. Под оценками центра распределения даны выборочные СКО. Принималось, что $m = 0$, $\sigma = \sigma_h = 1$, $m_h = 10$, $n = 100$, $r = 100$, т.е. генерировалась выборка, $n(1-\epsilon)$ элементов которой извлечены из генеральной совокупности, имеющей гауссово распределение с нулевым математическим ожиданием и единичной дисперсией, а остальные ϵn элементов засоряющего распределения подчиняются закону Лапласа с математическим ожиданием $m_h = 10$ и выборочным СКО $\sigma_h = 1$.

На рисунке изображены зависимости среднестатистических оценок m центра распределения погрешностей сличения от уровня засорения ϵ для случая, когда основное распределение — $N(0,1)$, засоряющее — $L(10,0)$; $n = 100$, $r = 100$. Здесь a — среднеарифметическая оценка; b — медиана; v — квантильная; z — винзоризованное среднее; d — оценка Хубера; e — Хампеля; $ж$ — Андрюса; $з$ — Тьюки.

Простейшей количественной характеристикой устойчивости оценок является точка срыва δ^* , определяемая как доля исходных данных, которые можно произвольно изменять, не получая неконтролируемых погрешностей оценки.

Уровень засорения, %	Оценка центра распределения								
	средно-арифметическая	медиана	квантильная	винзоризованная	усеченная выт-рениия	Хубера	Хам-пеля	Анд-рюса	Тью-ки
0	-0,034 0,093	-0,031 0,132	-0,045 0,106	-0,053 0,113	-0,029 0,108	-0,037 0,099	-0,033 0,104	-0,048 0,104	-0,046 0,090
5	0,455 0,094	0,023 0,114	0,046 0,106	0,059 0,107	0,031 0,119	0,045 0,102	-0,004 0,101	-0,047 0,115	-0,030 0,110
10	0,973 0,108	0,121 0,147	0,142 0,125	0,138 0,113	0,118 0,110	0,159 0,108	0,046 0,138	-0,041 0,105	-0,058 0,103
15	1,483 0,097	0,192 0,131	0,285 0,126	0,260 0,107	0,219 0,114	0,284 0,118	0,121 0,187	-0,034 0,117	-0,045 0,102
20	1,965 0,096	0,256 0,135	0,502 0,131	0,405 0,125	0,334 0,106	0,391 0,109	0,222 0,245	-0,049 0,105	-0,042 0,112
25	2,469 0,104	0,380 0,157	3,567 0,517	0,715 0,138	0,500 0,142	0,568 0,125	0,302 0,342	-0,022 0,110	-0,016 0,114
30	2,979 0,108	0,513 0,153	4,425 0,180	2,856 0,120	1,338 0,126	0,724 0,131	0,573 0,498	-0,062 0,124	-0,051 0,125
35	3,481 0,093	0,686 0,180	4,621 0,122	3,414 0,119	2,234 0,111	0,959 0,135	0,705 1,559	-0,038 0,120	-0,036 0,136
40	3,984 0,101	0,912 0,203	4,774 0,105	3,958 0,096	3,173 0,113	1,283 0,133	-0,120 9,385	-0,020 0,137	-0,020 0,114
45	4,481 0,098	1,281 0,219	4,869 0,109	4,479 0,119	4,103 0,119	1,741 0,191	2,920 7,682	-0,038 0,141	-0,943 9,136
50	4,986 0,110	4,664 0,786	4,971 0,108	4,989 0,101	5,018 0,099	4,653 0,633	2,009 5,174	5,911 5,606	5,024 0,149
55	5,492 0,104	8,736 0,291	5,053 0,115	5,523 0,091	5,949 0,116	8,294 0,199	5,715 19,66	9,982 0,118	11,54 10,09
60	6,087 0,094	9,254 0,197	5,214 0,103	6,127 0,103	7,050 0,115	8,821 0,148	9,274 1,020	9,990 0,120	9,983 0,110
65	6,479 0,091	9,400 0,166	5,360 0,125	6,575 0,105	7,748 0,108	9,023 0,114	9,240 0,525	10,00 0,119	10,00 0,105
70	6,968 0,103	9,584 0,137	5,549 0,147	7,141 0,116	8,653 0,118	9,224 0,104	9,454 0,502	9,997 0,124	9,967 0,111
75	7,490 0,103	9,710 0,107	6,103 0,249	9,028 0,358	9,480 0,136	9,431 0,097	9,572 0,323	9,994 0,101	9,991 0,114
80	8,088 0,104	9,784 0,095	9,447 0,163	9,612 0,129	9,705 0,101	9,574 0,099	9,770 0,213	9,995 0,099	9,988 0,098
85	8,576 0,108	9,869 0,106	9,706 0,143	9,758 0,102	9,808 0,095	9,718 0,101	9,845 0,185	9,993 0,084	9,987 0,091
90	8,972 0,104	9,892 0,074	9,833 0,128	9,852 0,094	9,888 0,095	9,805 0,098	9,905 0,129	10,01 0,092	10,00 0,085
95	9,510 0,097	9,949 0,083	9,915 0,093	9,930 0,091	9,942 0,068	9,907 0,095	9,977 0,127	9,989 0,085	9,996 0,085



Статистические исследования и анализ найденных зависимостей позволяют сделать следующие выводы:

— выборочное среднее возрастает прямо пропорционально с повышением уровня засорения, что свидетельствует о его неустойчивости к засорению ($\delta^* = 0$);

— весьма чувствительна к засорению и середина размаха — оценка, рекомендуемая к применению только при равномерном распределении данных и в отсутствие засорения;

— пока соблюдается условие $\varepsilon < \alpha$, т.е. уровень засорения не превосходит уровня усечения выборки, оценки, зависящие от α (усеченное среднее и винзоризованное среднее), обладают малым смещением ($\delta^* = \alpha$);

— выборочная медиана является очень устойчивой, надежной и простой оценкой, имеющей точку срыва $\delta^* = 0,5$, поэтому ее часто используют как первое приближение в более сложных и точных алгоритмах. Но ее эффективность невысока при любых распределениях, кроме закона Лапласа;

— наименьшее смещение центра распределения (относительно математического ожидания основного закона) наблюдается у робастных М-оценок Андрюса и Тьюки. Оценки Тьюки и Андрюса позволяют выдержать до 40 и 45 % засорения соответственно без резкого увеличения смещения и выборочного СКО.

Следует заметить, что если засорение превышает 50 %, то модели основного и засоряющего распределений как бы меняются местами.

Было выяснено, что на поведение оценок в зависимости от уровня засорения характер основного и засоряющего распределений влияет слабо.

Гипотеза о гауссовом распределении самих оценок в большинстве случаев не противоречит статистическим выводам, исключение составляют середина размаха и случаи значительных засорений ($\varepsilon > 0,4$).

Рекомендуется использовать выборочную медиану как простейшую устойчивую оценку сдвига шкал для обработки в реальном масштабе времени. Например, она удобна при обмене измерительной информацией между пунктами о времени распространения радиоволн по встречному методу.

Список литературы: 1. *Метеоры сегодня* / Б.Л. Кашеев, Ю.А. Коваль, В.И. Горбач и др. К.: Техника, 1991. 196 с. 2. *Бавыкина В.В., Коваль Ю.А., Попович А.В.* Исследование погрешностей применения весовой обработки измерительной информации при радиометеорной синхронизации шкал эталонов времени // Радиотехника. 1991. Вып. 94. С. 38 — 44. 3. *Ершов А.А.* Стабильные методы оценки параметров // Автоматика и телемеханика. 1978. № 8. С. 86 — 91. 4. *Стогов Г.В., Махшинов А.В., Мусаев А.А.* Устойчивые методы обработки результатов измерений // Зарубеж. радиотехника. 1982. № 9. С. 3 — 42. 5. *Бавыкина В.В., Коваль Ю.А., Трошин О.Л.* Моделирование робастных процедур оценивания для метеорного сличения шкал времени // "Информационные технологии: наука, техника, технология, образование, здоровье": 3-я Междунар. науч.-техн. конф., Харьков, 12 — 14 мая 1997 г. Харьков; Мишкольц; Магдебург, 1997. Ч. 1. С. 395 — 398.

Харьковский государственный технический
университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 21.01.98

Е.Е. ГЕТМАНОВА, канд. физ.-мат. наук,

А.Г. РЕУКА, канд. физ.-мат. наук

ФАЗОВЫЕ ТРАЕКТОРИИ ЛИНЕЙНОГО ОДНОМЕРНОГО ОСЦИЛЛЯТОРА В ПЕРЕХОДНЫХ РЕЖИМАХ КОЛЕБАНИЙ ПОД ДЕЙСТВИЕМ СЕРИИ ПРЯМОУГОЛЬНЫХ ИМПУЛЬСОВ

Задача о колебаниях осциллятора под действием серии прямоугольных импульсов рассматривалась во многих работах, например [1; 2]. Однако устойчивость фазовых траекторий, фазовые характеристики системы в переходных режимах исследованы недостаточно полно. В данной работе представлены фазовые характеристики линейного одномерного осциллятора под действием серии периодических прямоугольных импульсов при различных соотношениях между собственным периодом системы T и длительностью импульса T_0 . Результаты исследований применимы для описания переходных режимов работы широкого класса электронных вибраторов, возбуждаемых генераторами прямоугольных импульсов. Подобные приборы используются в радиотехнике. Работа выполнена с помощью математической системы MathCAD PLUS 7.0 PRO.

Линейный одномерный осциллятор, совершающий колебания под действием внешней силы, описывается дифференциальным уравнением

$$\frac{d^2 q}{dt^2} + 2\beta \frac{dq}{dt} + \omega^2 q = f(t), \quad (1)$$

где β — коэффициент затухания; q — обобщенная координата; ω — собственная частота системы; $f(t)$ — обобщенная внешняя сила.

Рассмотрим действие на линейный осциллятор периодической последовательности прямоугольных импульсов, показанной на рис. 1. Разобьем временной интервал, в котором исследуется поведение систем, на равные промежутки времени длительностью T_0 и перенумеруем их. Тогда интервал време-

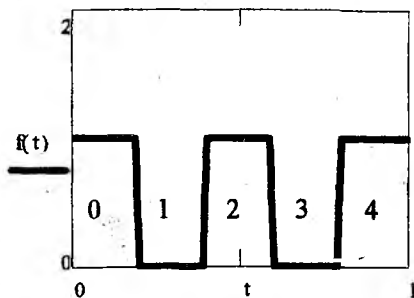


Рис. 1

ни, в течение которого действует первый импульс, получает номер 0, промежутки времени между первым и вторым импульсами получает номер 1 и т.д. (см. рис. 1). Введем безразмерные параметры $\theta = T_0/T$; $\xi = q\omega^2$; $\tau = t/T_0$ и запишем уравнение (1) в безразмерных переменных:

$$\frac{d^2\xi}{d\tau^2} + (2\pi\theta)^2\xi = (2\pi\theta)^2\delta_N, \quad (2)$$

где $\delta_N = 1$, если N — четное число или 0, $\delta_N = 0$, если N — нечетное число.

Решая дифференциальное уравнение (2) в различных временных интервалах и сшивая полученные решения, устанавливаем амплитуду колебания системы для случая, если система находится во временном интервале, определяемом номером N :

$$A(\theta) = \sqrt{(a(\theta))^2 + (b(\theta))^2}.$$

Здесь

$$a(\theta) = \sum_0^N (-1)^{n+1} \cos(2\pi\theta n); \quad b(\theta) = \sum_0^N (-1)^{n+1} \sin(2\pi\theta n). \quad (3)$$

Приведенная амплитуда смещения в момент действия N -го импульса выражается следующим образом:

$$\xi(\tau) = a(\theta) \cos(2\pi\theta\tau) + b(\theta) \sin(2\pi\theta\tau) + \delta_N.$$

Результаты численного решения дифференциального уравнения (2) в различных временных интервалах с нулевыми начальными значениями безразмерной координаты $\xi(0) = 0$ и скорости $\dot{\xi}(0) = 0$ представлены на рис. 2 — 4. Для случая $\theta = T_0/T = 1$ фазовые траектории изображены на рис. 2. Фазовая траектория на рис. 2, а, где по вертикальной оси отложена обобщенная координата ξ , по горизонтальной оси — обобщенная скорость $\dot{\xi}$, представляет собой предельный цикл. На рис. 2, б приведена динамическая фазовая характеристика, которая показывает изменение состояния движения рассматриваемой системы с течением времени τ (ось, направленная вертикально вверх, соответствует временной оси τ , две другие — обобщенным координате ξ и скорости $\dot{\xi}$), т.е. выход из состояния покоя. Как следует из рис. 2, движение системы является орбитно устойчивым.

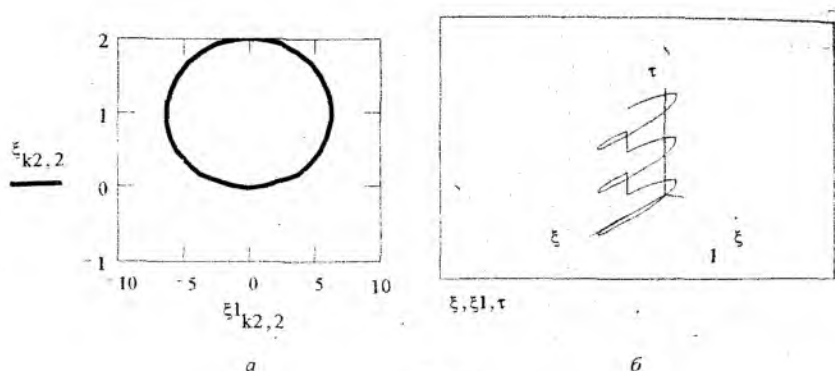


Рис. 2

Если $\theta = m$, $m = 2, 3, 4, \dots$, то, как показано на рис. 3 для случая $\theta = 4$, система успевает совершить несколько колебаний во время действия

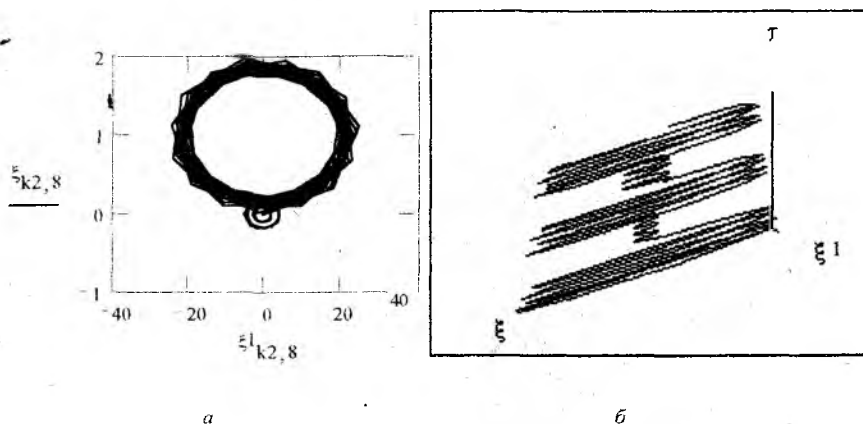


Рис. 3

импульсов и в промежутках между ними. Таким образом, система совершает колебания при действии импульса вокруг положения $\xi = 1$, между импульсами — вокруг $\xi = 0$. Этим объясняется появление малых окружностей на фазовой характеристике (рис. 3, а). Динамическая фазовая характеристика дана на рис. 3, б.

Если $\theta = (2m + 1)/2$, где $m = 0, 1, 2, \dots$, то движение системы оказывается абсолютно неустойчивым. Каждый последующий импульс увеличивает ампли-

туду колебаний системы, что и показано на рис. 4, соответствующем $\theta = 1,5$. Увеличение амплитуды колебаний системы при указанных значениях θ следует также из аналитических выражений (3) для амплитуды колебаний.

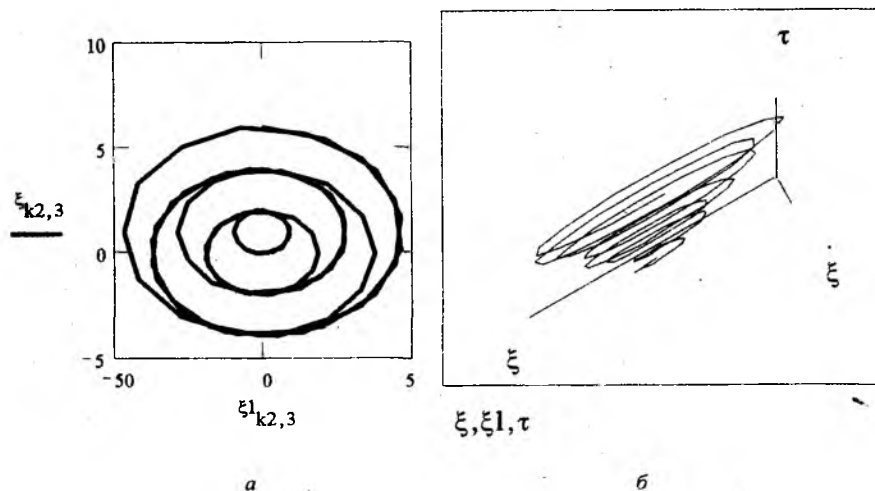


Рис. 4

Фазовая характеристика на рис. 4, а состоит из двух наборов эллипсов: одни эллипсы соответствуют колебаниям системы вблизи $\xi = 0$ (точка

$\xi = 0, \xi_l = 0$ на фазовой плоскости), другие эллипсы — колебаниям вблизи $\xi = 1$ (точка $\xi = 1, \xi_l = 0$ на фазовой плоскости). Динамическая фазовая траектория на рис. 4, б представляет собой раскручивающуюся с течением времени спираль, которая иллюстрирует абсолютно неустойчивый режим колебаний рассматриваемой системы.

Список литературы: 1. Андронов А.А., Витт А.А., Хайкин С.Э. Теория колебаний. М.: Наука, 1981. 568 с. 2. Бать М.И., Джанелидзе Г.Ю., Кельзон А.С. Теоретическая механика. М.: Наука, 1975. 608 с.

Харьковский государственный технический
университет радиоэлектроники
Украинская инженерно-педагогическая академия

Поступила в редколлегию 11.01.99

Е.Е. ГЕТМАНОВА, канд. физ.-мат. наук, Д.Б. КОСТАРЕВ,
А.Г. РЕУКА, канд. физ.-мат. наук

БИФУРКАЦИОННЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ СТРУКТУРЫ ПРЕЦЕССИРУЮЩЕЙ ЭЛЛИПТИЧЕСКОЙ ТРАЕКТОРИИ ЧАСТИЦЫ В КУЛОНОВСКОМ ПОЛЕ ПОД ДЕЙСТВИЕМ МАЛЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ

Задача о движении частицы в кулоновском поле рассматривалась во многих работах, в частности [1; 2]. Однако проведенный нами численный анализ решения уравнения движения позволил получить неожиданные результаты, которые применимы к описанию движения заряженных частиц в электронных приборах и ловушках, а также планет в гравитационном поле звезды.

Рассмотрим финитное движение частицы в центральном финитном поле

$$U(r) = -\frac{\alpha}{r}, \quad (1)$$

где $\alpha > 0$.

Уравнение траектории частицы в полярных координатах [1]

$$\varphi = \int \frac{\frac{L}{r^2} dr}{\sqrt{2m(E - U(r)) - \frac{L^2}{r^2}}} + \text{const}, \quad (2)$$

где $L = mr^2 \dot{\varphi}$ — момент импульса частицы.

Подставив (1) в (2), после элементарного интегрирования получим уравнение траектории в следующем виде [1]:

$$r = \frac{P}{1 + \varepsilon \cos \varphi}. \quad (3)$$

Здесь

$$P = \frac{L^2}{m\alpha}; \quad \varepsilon = \sqrt{1 + \frac{2EL^2}{m\alpha^2}}. \quad (4)$$

Траектория движения (3) замкнута и представляет собой эллипс. Сделанный выбор начала отсчета полярного угла φ заключается в том, что точка с $\varphi = 0$ является перигелием орбиты — точкой, ближайшей к силовому центру.

При добавлении к потенциальной энергии (1) малой добавки $\delta U(r)$ эллиптическая траектория движения частицы начинает прецессировать. Прецессия (вращение) эллиптической орбиты означает, что при каждом обороте перигелий орбиты смещается на малую величину $\delta\varphi$.

Можно показать [2], что прецессия орбиты будет происходить при любом виде малого возмущения $\delta U(r)$. Поэтому без потери общности выберем малое возмущение в виде

$$\delta U(r) = \frac{\beta}{r^2}, \quad (5)$$

где β может быть как больше, так и меньше нуля.

Подставив в (2) выражение для потенциальной энергии

$$U(r) = -\frac{\alpha}{r} + \frac{\beta}{r^2}, \quad (6)$$

получим

$$\tilde{\varphi} = \int \frac{\tilde{L} dr}{r^2 \sqrt{E - \frac{\tilde{L}^2}{2mr^2} + \frac{\alpha}{r}}}, \quad (7)$$

где

$$\tilde{\varphi} = \frac{\tilde{L}}{L} \varphi; \quad \tilde{L} = L^2 + 2m\beta. \quad (8)$$

Произведем элементарное интегрирование и переобозначим параметры p и ε . В результате получим уравнение траектории в виде, аналогичном (3):

$$r = \frac{\tilde{p}}{1 + \varepsilon \cos(\sigma\varphi)}, \quad (9)$$

где

$$\tilde{p} = \frac{L^2}{m\alpha} + \frac{2\beta}{\alpha}; \quad \tilde{\varepsilon} = \sqrt{1 + \frac{2EL^2}{m\alpha^2} + \frac{4E\beta}{\alpha^2}}; \quad (10)$$

$$\sigma = \sqrt{1 + \frac{2m\beta}{L^2}}. \quad (11)$$

Уравнение (9) описывает прецессию (вращение) эллиптической орбиты. Траектория движения частицы в этом случае представляет собой розетку.

Если параметр σ — иррациональное число, то траектория частицы незамкнута и при достаточно большом числе оборотов частицы вокруг силового центра полностью заполняет площадь кольца.

Если параметр σ выражен в виде рациональной дроби —

$$\sigma = \frac{m}{n}, \quad (12)$$

где m, n — целые числа, траектория частицы замкнута и представляет собой периодическую розетку. При этом m — число лепестков розетки, а n — число обходов частицы вокруг силового центра.

Интересно отметить, что при пренебрежимо малом изменении возмущающей добавки $\delta U(r)$ происходит бифуркация траектории частицы — резкое изменение структуры замкнутой периодической розетки.

Если при малом изменении возмущения параметр σ выразим в виде рациональной дроби —

$$\sigma = \frac{m}{n + \delta_1} = \frac{p}{q} \quad \text{или} \quad \sigma = \frac{m + \delta_2}{n} = \frac{p}{q}, \quad (13)$$

где p, q — целые числа, то даже при

$$\delta_1 \ll n; \quad \delta_2 \ll m \quad (14)$$

происходит резкое изменение структуры розетки: скачкообразно изменяется число лепестков и обходов частицы вокруг силового центра, после которых траектория становится замкнутой.

Например, если $\sigma = \frac{3}{2}$, то периодическая розетка состоит из 3 лепестков и замыкается после 2 обходов частицы вокруг силового притягивающего центра (рис. 1).

Пусть малое изменение возмущения $\delta U(r)$ приводит к тому, что значение n в выражении (13) получает малую добавку, например $\delta = 0,01$.

Тогда

$$\sigma = \frac{3}{2 + 0,01} = \frac{3}{2,01} = \frac{300}{201}. \quad (15)$$

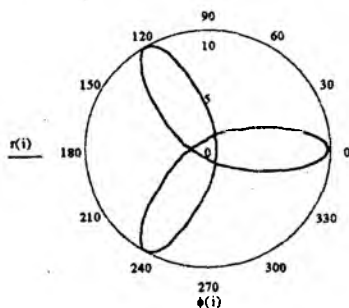


Рис. 1

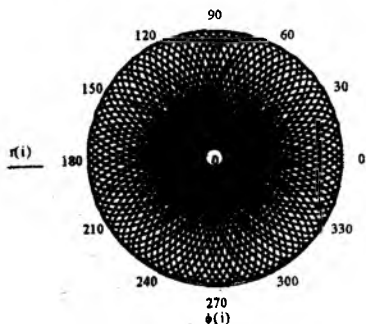


Рис. 2

В этом случае розетка состоит из 300 лепестков и замыкается после 201 обхода частицы вокруг силового центра (рис. 2).

Таким образом, если малая возмущающая кулоновское поле добавка $\delta U(r, t)$ даже очень медленно изменяется со временем, структура финитной траектории частицы при этом испытывает резкие (бифуркационные) изменения.

Список литературы: 1. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика. Механика. М.: Наука, 1965. 204 с. 2. Петкевич В.В. Теоретическая механика. М.: Наука, 1981. 357 с.

Харьковский государственный технический
университет радиозлектроники
Украинская инженерно-педагогическая академия

Поступила в редколлегию 11.01.99

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ СОСТОЯНИЯ ЧАСТИЦ И КВАЗИЧАСТИЦ В МНОГОСЛОЙНЫХ НЕСИММЕТРИЧНЫХ КВАНТОВОРАЗМЕРНЫХ СТРУКТУРАХ

Широкое распространение сверхрешеток и квантоворазмерных структур (КРС) в приборах полупроводниковой оптоэлектроники и микроэлектроники СВЧ является стимулом для исследования электрических и оптических свойств таких структур. Применение новейших эпитаксиальных технологий позволяет создавать КРС на основе полупроводниковых соединений различного химического состава. Эти структуры могут иметь сложную геометрическую форму в широком диапазоне геометрических размеров в плоскостях квантового ограничения, содержать более ста квантово-ограниченных слоев. При этом на первый план теоретического исследования таких структур вышли следующие вопросы:

- влияние химического состава квантово-ограниченных и барьерных слоев на спектры излучения, поглощения и отражения КРС;
- изменение механизмов рассеяния частиц и квазичастиц в зависимости от энергетического профиля КРС;
- влияние энергетического профиля КРС, типа и уровня легирования различных слоев КРС на процессы переноса носителей;
- влияние внешних полей на оптические и электрические свойства КРС.

Решение перечисленных и других вопросов, связанных уже непосредственно с работой конкретного прибора, созданного на основе КРС, начинается с нахождения собственных значений энергии и собственных функций частиц в рассматриваемой структуре [1 — 3]. Особый интерес к указанному начальному этапу проявляется при исследовании оптических свойств несимметричных КРС со сложным химическим составом ограниченных и барьерных слоев, напряженных КРС, различных видов взаимодействия частиц и квазичастиц в КРС, как в отсутствие, так и при наличии внешнего возбуждения — оптического, электрического или магнитного поля. Определение собственных значений энергии и собственных функций частиц в многослойных структурах в ранних работах [3 — 5] было основано на применении модели Кронига — Пенни для движения частицы в поле периодического потенциала. Однако в общем случае подобный подход неудовлетворителен по следующим основным причинам:

— модель Кронига — Пени пригодна лишь для изотропных веществ или веществ, физико-химические свойства которых меняются периодически хотя бы в одном направлении; такое ограничение в общем случае невыполнимо, поскольку квантово-ограниченные, разделительные и ограничивающие барьеры современных КРС могут иметь различную ширину в плоскости ограничения, неодинаковую энергетическую глубину (высоту), характеризоваться химическим составом, присущим только данной яме (барьеру), иметь различные тип и уровень легирования, распределения примесей и т.д.;

— изначально принятая периодичность потенциала дает возможность формулировать граничные условия непрерывности волновой функции и ее первой производной по координате только для одного периода рассматриваемой структуры или на одной границе раздела яма — барьер;

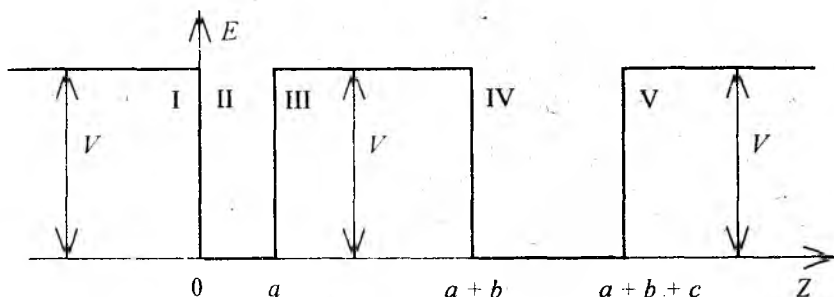
— изотропия физико-химических свойств материала позволяет при формулировке граничных условий не учитывать изменения от периода к периоду (от слоя к слою) эффективных масс носителей, подвижности носителей, диэлектрической и магнитной проницаемости материалов; однако при анизотропии такие упрощения недопустимы;

— условие периодичности потенциала затрудняет описание в рамках принятой модели энергетических состояний локальных возмущений энергетического профиля структуры, которые в реальном кристалле могут быть обусловлены квантами механического напряжения в том случае, если постоянные решеток контактирующих слоев сильно различаются.

Решение стационарного уравнения Шредингера, с учетом анизотропии свойств используемых материалов и несимметричности геометрической формы и энергетического профиля рассматриваемой структуры, для отыскания собственных значений энергии и собственных функций частиц, несмотря на высокий уровень развития современных методов анализа и численных методов, продолжает оставаться актуальной проблемой квантовой теории полупроводников.

Постановка задачи исследования. В данной работе рассмотрена несимметричная двухслойная КРС. Два квантоворазмерных слоя различной ширины в плоскости ограничения разделены барьерным слоем шириной меньше длины волны де Бройля для данного материала. Вся структура заключена между двумя широкими «объемными» контактными областями, которые по отношению к КРС представляют собой ограничивающие барьеры, причем на энергетической диаграмме КРС высоты разделительного и ограничивающих барьеров одинаковы для каждого сорта частиц. Энергетический профиль такой структуры в зоне проводимости для электронов и

в валентной зоне для легких и тяжелых дырок может быть выражен одной схемой (рисунок).



Различие между зоной проводимости и валентной зоной состоит в том, что высота барьера V неодинакова для электронов и дырок. Кроме того, эффективные массы носителей и квазичастиц обусловлены конкретным материалом. Как известно, высоты барьеров могут быть определены по правилу Динглия или Миллера [3], а эффективные массы частиц, в зависимости от химического состава данного материала, — с помощью соотношений, полученных Лавастсом [6]; или же оба этих параметра могут быть найдены на основе применения k — p -метода, получившего в современной квантовой теории полупроводников наибольшее распространение [7].

Выяснив таким образом влияние химического состава барьерного и квантово-ограниченного слоя на условия двумерного квантования, можно установить собственные энергетические состояния частиц и квазичастиц в структуре, энергетическая диаграмма которой показана на рисунке, а также исследовать влияние геометрических размеров двухслойной КРС на полосы излучения и поглощения такой структуры.

Определение собственных значений энергии и собственных функций частиц и квазичастиц. Как известно, собственные значения энергии и собственных функций частиц в любой квантовой системе, находящейся в состоянии термодинамического равновесия, можно получить, решив стационарное (амплитудное) уравнение Шредингера

$$\hat{H}\Psi = E\Psi. \quad (1)$$

Вид оператора Гамильтона $\hat{H}$ обусловлен в каждом конкретном случае типом перехода, или видом взаимодействия частиц между собой и внешней средой. В первом приближении теории возмущений, когда рассматриваются только «дырочные» состояния в валентной зоне и электрон-

ные состояния в зоне проводимости, оператор Гамильтона в уравнении (1) записывается так:

$$\hat{H} = \hat{H}_{ez} + \hat{H}_{hz}, \quad (2)$$

где e, h — индексы, указывающие на энергии электронов и дырок соответственно; z — текущая координата в области квантового ограничения — в плоскости квантовых ям.

Поскольку движения электрона и дырки в кристалле приняты независимыми друг от друга, с учетом (2) уравнение (1) может быть решено методом разделения переменных для каждого сорта частиц — электронов и дырок. Для области барьеров, т.е. для областей I, III и V, где $V \neq 0$, уравнение (1) можно переписать в виде

$$-\frac{\hbar^2}{2m_n^*} \frac{\partial^2 \Psi_n}{\partial z^2} + V \Psi_n = E \Psi_n. \quad (3)$$

Для области квантовых ям, где $V = 0$, уравнение (1) выглядит следующим образом:

$$-\frac{\hbar^2}{2m_n^*} \frac{\partial^2 \Psi_n}{\partial z^2} = E \Psi_n. \quad (4)$$

Здесь $\hbar$ — постоянная Дирака; m_n^* — эффективная масса частицы или квазичастицы в области n ; n — номер текущей области ямы или барьера.

Уравнения (3) и (4) полностью описывают все пространство квантового ограничения. Используя метод Венцеля — Крамерса — Бриллюэна и условия непрерывности волновой функции и ее первой производной на всех границах раздела барьер — яма и яма — барьер, получим систему однородных линейных уравнений относительно собственных значений энергии частиц и квазичастиц для данного энергетического профиля рассматриваемой КРС. Решение этой системы существует тогда, когда ее определитель D , приведенный далее, равен нулю.

Раскрыв определитель D , получим фундаментальную систему решений относительно собственных значений энергии частиц или квазичастиц.

Анализ результатов. Фундаментальная система решений может быть найдена для каждого сорта частиц и квазичастиц во всем диапазоне изменения химического состава материалов квантово-ограниченных слоев, ограничивающих и барьерных слоев. Эта система позволяет адекватно оценить положение энергетических уровней частиц и квазичастиц на энергетической диаграмме КРС [1 — 3].

$$D = \begin{vmatrix} 1 & 0 & -1 & 0 \\ \chi & -\frac{k_2}{m_2} & 0 & 0 \\ m_1 & m_2 & & \\ 0 & \sin k_2 a & \cos k_2 a & -e^{-\chi a} \\ 0 & \frac{k_2}{m_2} \cos k_2 a & -\frac{k_2}{m_2} \sin k_2 a & -\frac{\chi}{m_1} e^{-\chi a} & \dots \\ 0 & 0 & 0 & e^{-\chi(a+b)} \\ 0 & 0 & 0 & -\frac{\chi}{m_1} e^{-\chi(a+b)} \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ -e^{\chi a} & 0 & 0 & 0 \\ \frac{\chi}{m_1} e^{\chi a} & 0 & 0 & 0 \\ \dots & e^{\chi(a+b)} & -\sin k_2 a & -\cos k_2 a & 0 \\ \frac{\chi}{m_1} e^{\chi(a+b)} & \frac{k_2}{m_2} \cos k_2 a & \frac{k_2}{m_2} \sin k_2 a & 0 \\ 0 & 0 & 1 & -e^{\chi(a+b+c)} \\ 0 & -\frac{k_2}{m_2} & 0 & \frac{\chi}{m_1} e^{\chi(a+b+c)} \end{vmatrix} = 0$$

По мере уменьшения толщины ям квантовые уровни частиц смещаются к области континуума — наблюдается известный эффект «выталкивания» квантовых уровней из ямы. Однако данный эффект становится менее выраженным по мере усиления несимметричности структуры — уменьшения толщины разделительного барьера, неодинакового увеличения или уменьшения ширины ям или изменения энергетического профиля какой-либо одной ямы.

Предложенный подход применим и для описания более сложных видов взаимодействия — экситонного и экситон-фононного, а также для исследования влияния внешних электрических и магнитных полей на энергетическую структуру многослойных КРС.

Список литературы: 1. *Herbert E. Li. Optical properties of an InGaAs-InP interdiffused quantum wells // IEEE J. Quantum Electronics. 1997. Vol. 34, N 6. P. 982 — 990.* 2. *Anemogiannis E., Glytsis N., Gaylord T.V. Quasi - bound states determination using a perturbed wavenumbers method in a large quantum box // IEEE J. Quantum Electronics. 1998. Vol. 33, N 5. P. 742 — 752.* 3. *Физика полупроводниковых лазеров: Пер. с яп. / Под ред. Х. Такумы. М.: Мир, 1989. 310 с.* 4. *Киттель Н. Квантовая теория твердых тел: Пер. с англ. М.: Наука, 1967. 491 с.* 5. *Вейлстеке А. Основы теории квантовых усилителей и генераторов: Пер. с англ. М.: Изд-во иностр. лит., 1963. 410 с.* 6. *Lawaetz P. Valence-band parameter in cubic semiconductors // Phys. Rev. B. 1971. Vol. 4, N 10. P. 3460 — 3467.* 7. *Ансельм А.И. Введение в теорию полупроводников. М.: Наука, 1978. 620 с.*

*Харьковский государственный технический
университет радиозлектроники*

Поступила в редколлегию 19.03.99

А.С. МАЗМАНИШВИЛИ, д-р физ.-мат. наук, Е.В. РОГОЖКИН, д-р физ.-мат. наук, В.А. АНТОНОВА, канд. техн. наук

ОБ ЭФФЕКТЕ СМЕЩЕНИЯ ОЦЕНОК ПАРАМЕТРОВ ИОНОСФЕРНОЙ ПЛАЗМЫ ПРИ ОБРАБОТКЕ ДАННЫХ НЕКОГЕРЕНТНОГО РАССЕЯНИЯ

Метод некогерентного рассеяния (НР) позволяет исследовать динамику ионосферных процессов в течение длительных периодов (цикл солнечной активности, сезонные и суточные изменения) и коротких отрезков времени. Однако необходимо адаптировать методики измерений к изменяющимся условиям их проведения. Представляющий наибольший интерес диапазон высот 100...1000 км характеризуется существенным изменением локальных параметров ионосферной плазмы и как следствие — существенным изменением спектральной функции флуктуаций электронной концентрации $\Delta Ne(h)$.

Согласно Международной справочной модели 1R1 — 90 в минимум солнечной активности (СА) для украинского региона на высоте 1000 км в полночь преобладающим сортом ионов является H^+ с температурой $T_i = 1500\text{K}$. На высоте 200 км основной сорт ионов — O^+ с температурой 650 K, а еще ниже преобладающими становятся ионы NO^+ ($m_i = 30$) с температурой 350 K. Электронная концентрация снижается с уровня, находящегося в диапазоне $10^4 \dots 10^5 \text{ см}^{-3}$, при максимуме ионизации до уровня примерно 10^3 см^{-3} к границам исследуемого интервала высот, причем в нижней ионосфере вариации электронной плотности сопровождаются значительными изменениями высотного градиента — вплоть до изменения знака. Картина высотного строения существенно меняется в течение цикла СА.

Ширина спектра флуктуаций $\Delta Ne(h)$ определяется выражением [1]

$$2\Delta f \approx \frac{1,24}{\lambda_0} \sqrt{\frac{T_i}{m_i}}, \quad (1)$$

где длина рабочей волны λ_0 , величины T_i и m_i выражаются соответственно в метрах, кельвинах и в единицах атомного веса. В приведенном примере ширина спектра изменяется более чем в 6 раз. Как показывает практика измерений, даже в суточном цикле использование простых зондирующих сигналов без надлежащего методического обеспечения может приводить к серьезным квазисистематическим ошибкам. Ошибки могут быть связаны, например, с несоответствием длительности зондирующего

импульса характеру высотного изменения электронной концентрации или (и) с недостаточной шириной полосы пропускания в системе обработки. Этот вопрос был исследован [1], и выработаны рекомендации по учету методических ошибок измерений. Как кардинальное средство предложено использовать составные сигналы [2].

Существует еще одна причина появления квазисистематических ошибок, которая недостаточно изучена. Речь идет о характере погрешности измерений при малых соотношениях сигнал-шум и длительностях сеансов наблюдений.

Информация о ионосфере извлекается по оценкам автокорреляционных функций (АКФ) рассеянного сигнала, полученным на современной аппаратуре обработки. Цель измерений — определение параметров рассеивающей среды — достигается сопоставлением экспериментальных кривых с теоретическими. Как правило, для этого используется метод наименьших квадратов [3].

В данной работе рассматривается вопрос о появлении смещения в оценках коэффициента корреляции, возникающего в результате процедуры нормирования АКФ сигнала НР. При этом предполагается, что статистические погрешности измерений, сопутствующие всем измеряемым ординатам АКФ, являются нормальными независимыми величинами с нулевым математическим ожиданием и дисперсией, одинаковой для всех ординат.

Задача сводится к статистическому описанию случайной величины

$$\hat{r}_n = X_n / X_0, \quad n = 0, 1, 2, \dots, Z, \quad (2)$$

где X_0 — ордината (значение) АКФ для задержки, равной нулю. Плотности распределения ординат АКФ подчиняются нормальному закону

$$p(X_n) = \frac{1}{\sigma_n \sqrt{2\pi}} \exp \left(-\frac{(x_n - k_n)^2}{2\sigma_n^2} \right), \quad n = 0, 1, 2, \dots, Z, \quad (3)$$

где k_n — идеальные (несмещенные) значения коэффициентов корреляции; σ_n^2 — их дисперсии. Воспользовавшись известной методикой, можно найти плотность распределения искомого отношения:

$$f(\hat{r}) = \frac{1}{2\pi\sigma_0\sigma_n} \int_{-\infty}^{\infty} |X_0| \exp \left\{ -\frac{(X_0 - k_0)^2}{2\sigma_0^2} - \frac{(\hat{r}X_0 - k_n)^2}{2\sigma_n^2} \right\} dX_0. \quad (4)$$

Для выполнения цифровых расчетов можно использовать модификацию формулы (4)

$$f(\hat{r}) = \frac{1}{2\pi\sigma_0\sigma_n} \exp\left\{-\frac{(AC-B^2)^2}{A}\right\} \cdot \left\{\frac{1}{A} \exp\left(-\frac{B^2}{A}\right) + \frac{B\sqrt{\pi}}{A^{3/2}} \operatorname{erf}\left(\frac{B}{\sqrt{A}}\right)\right\}, \quad (5)$$

где $A = \frac{1}{2\sigma_0^2} + \frac{\hat{r}_n^2}{2\sigma_n^2}$; $B = \frac{k_0}{2\sigma_0^2} + \frac{\hat{r}k_n}{2\sigma_n^2}$; $C = \frac{k_0^2}{2\sigma_0^2} + \frac{k_n^2}{2\sigma_n^2}$. $\operatorname{erf}(\alpha)$ – функция ошибок.

В частном случае, когда $k_n = 0$ для всех $n \neq 0$, плотность (5) соответствует случайной величине, распределенной по закону Коши. У этой случайной величины отсутствуют моменты, а при оценивании методом максимального правдоподобия [3] используется дифференциальная функция распределения с аргументом, соответствующим ее максимальному значению. Смещение такой оценки в данном случае возникает вследствие того, что $k_n \neq 0$.

Для определения знака и значения смещения были проведены моделирующие числовые эксперименты. На идеальную кривую коэффициента корреляции флуктуаций электронной плотности накладывалась случайная величина с нормальным законом распределения и дисперсией σ^2 , одинаковой для всех ординат. Идеальные кривые рассчитывались в соответствии с существующей теорией НР для монохроматической волны $\lambda_0 = 2$ м. Результаты расчета плотности распределения $f(\hat{r})$ в виде семейства функций распределения для $\sigma = 0,03$, значений температур ионов и электронов $T_i = 1000$ К, $T_e = 2000$ К и сорта ионов O^+ представлены на рис. 1.

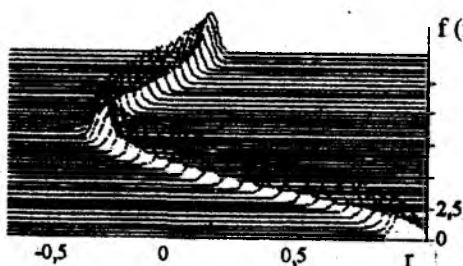


Рис. 1

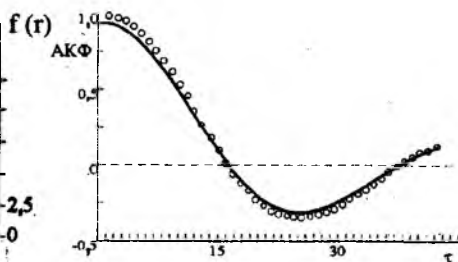


Рис. 2

Оценки, вытекающие из зависимостей рис. 1, отражены на рис. 2. Здесь сплошная кривая соответствует $\sigma = 0$, т.е. является расчетной нормированной АКФ, а кружки (оценки) соответствуют случаю $\sigma = 0,3$. Из рис. 2 следует, что имеет место смещение оценки коэффициента корреляции с избытком.

Воспользовавшись (4), можно показать, что избыток при оценивании

$$\Delta r = k_n \sigma_0^2 / k_0^3. \quad (6)$$

На рис. 3 — 6 изображены полученные в ходе моделирующих численных экспериментов результаты оценивания температур для различных значений статистической погрешности измерений, уровень которой задавался выбором дисперсии σ^2 . На рис. 3, 4 $T_i = T_e = 850$ К, на рис. 5, 6 $T_i = 850$ К, $T_e = 3200$ К.

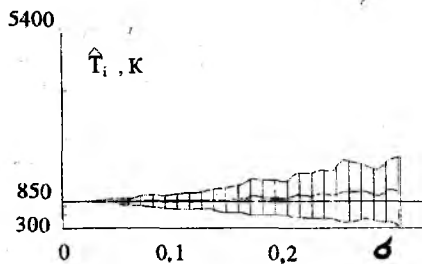


Рис. 3

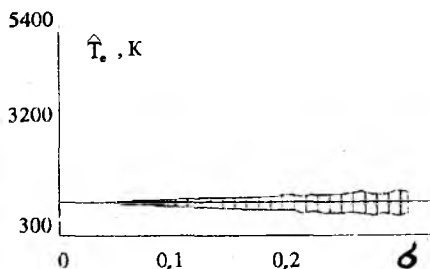


Рис. 4

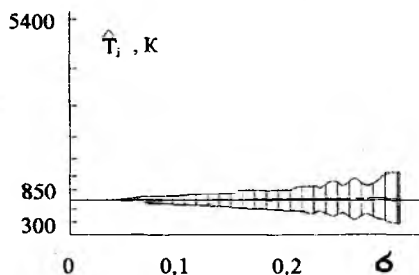


Рис. 5

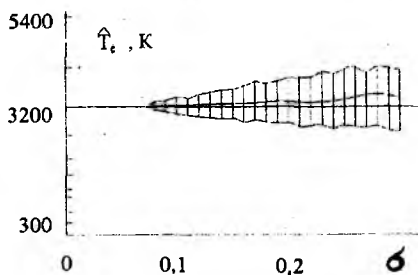


Рис. 6

В реальных измерениях методом НР дисперсия оценок измеренных АКФ определяется соотношением сигнал-шум и длительностью сеанса наблюдений. Из приведенных рисунков видно, что увеличение статистического разброса приводит не только к тривиальному расширению доверительного интервала температур: для заданной доверительной вероятности отмечается также смещение оценок температур, которое становится заметным, начиная со значений $\sigma \approx 0,15$. Такие значения разброса оценок коэффициента корреляции сопровождают измерения на предельно больших высотах, а также при проведении коротких сеансов.

Оценка отношения температур $t = T_e / T_i$, которая используется при определении высотного распределения концентрации электронов, также оказывается смещенной, и смещение является функцией исходных температур. Например, если АКФ соответствует паре температур $T_e = 1900$ К и $T_i = 1100$ К, то смещение аппроксимируется линейной зависимостью от величины σ :

$$\Delta t(\sigma) \approx 0,8 t \sigma.$$

Для пары температур $T_e = T_i = 3200$ К компьютерный эксперимент дает другое выражение:

$$\Delta t(\sigma) \approx \begin{cases} 0, & 0 \leq \sigma \leq 0,1; \\ -0,25 + 2,5 \sigma, & \sigma \geq 0,1. \end{cases}$$

Из выявленного факта существования смещений и установления их уровня и характера ошибок измерений можно сделать следующие выводы.

Статистический разброс измеренных АКФ, всегда сопровождающий измерения методом НР, приводит при определенных уровнях к заметным систематическим ошибкам измерений вертикальных распределений температур и электронной концентрации. Изменение соотношения сигнал-шум, которое определяет разброс экспериментальных кривых, позволяет отследить изменения высотного распределения электронной концентрации; и не столь важно, чем такие изменения вызваны: высотой, суточным циклом или циклом СА. Циклическое изменение внешних условий измерений приводит при обработке к ошибкам, имеющим характер систематических. Как показывает компьютерный эксперимент, наиболее высокий уровень систематических ошибок соответствует при больших отношениях T_e / T_i ($t > 3$) электронным температурам, а при $T_e \approx T_i$ — ионным температурам. Смещение может достигать 20 % и более. Ошибка вследствие смещения возникает и при исследовании динамики ионосферы, когда измерения выполняются на сеансах наблюдений с предельно короткой длительностью.

Установление факта существования смещений такого уровня вызывает необходимость поиска путей коррекции. Одним из таких путей является процедура обработки, исключающая операцию нормирования.

Существует и иной путь коррекции результатов измерений. Предположим, что смещение зависит только от формы АКФ, если она измеряется на всем интервале корреляции. В свою очередь, форма АКФ обусловлена при наличии одного сорта ионов только отношением температур; температура ионов, их масса и длина рабочей волны определяют только масштаб кривой по оси задержек. Учитывая, однако, что интервал задержек ограничивается длительностью зондирующего импульса, можно предположить, что в этом случае смещение может зависеть и от температуры ионов. Таким образом, можно предложить следующий алгоритм коррекции:

чивается длительностью зондирующего импульса, можно предположить, что в этом случае смещение может зависеть и от температуры ионов. Таким образом, можно предложить следующий алгоритм коррекции:

1. В ходе компьютерного эксперимента предварительно создается массив, который представляет собой результаты расчета смещенных отношений температур по заданным исходному их отношению, температуре ионов и заданной с приемлемым шагом дисперсией оценок АКФ.

2. Далее используется тот факт, что обработка результатов измерений сводится к построению высотных распределений температур усреднением полученных оценок. По результатам измерений фиксируют также высотный ход соотношения сигнал-шум. Как следует из результатов, изложенных выше, найденные температуры в общем случае смещены.

3. Полученные данные — усредненные температуры и дисперсия оценок АКФ, рассчитанная по соотношению сигнал-шум, длительности сеанса наблюдений и полосе пропускания приемника — используются как входные для созданного массива. Выходными данными являются исходные значения температур.

Таким образом, в работе проанализированы искажения АКФ сигнала рассеяния, возникающие при операции нормирования с целью получения коэффициента корреляции. В предположении нормальности помех сформулировано явное выражение для смещения оценки коэффициента корреляции сигнала некогерентного рассеяния. Намечены пути устранения указанного смещения, позволяющие получать более достоверную информацию о параметрах ионосферы.

Список литературы: 1. Рогожкин Е.В., Мазманишвили А.С. Зондирующие сигналы для исследований ионосферы методом некогерентного рассеяния. II. Структурные особенности // Вестн. Харьк. гос. политехн. ун-та. 1999. № 31: Ионосфера. С. 61 — 68. 2. Рогожкин Е.В. Кодирование при ионосферных измерениях методом НР // Ионосфера: Сб. науч. тр. 1991. Вып. 2. С. 77 — 83. 3. Губанов В.П. Обобщенный метод наименьших квадратов. Теория и применения в астрометрии. СПб.: Наука, 1997. 318 с.

*Харьковский государственный технический
университет радиоэлектроники*

Поступила в редколлегию 31.03.99

ПРОЕКТУВАННЯ РЕЗОНАНСНОЇ СИСТЕМИ МАГНЕТРОНІВ

Прилади надвисоких частот (НВЧ) мають широке розповсюдження, зокрема завдяки великому к.к.д. та високій вихідній потужності. Дослідження цих приладів тривають, оскільки з'являються нові прилади та нові галузі їх застосування. Для отримання надійних результатів необхідно використовувати високопродуктивну техніку, провадити детальне проектування таких приладів, їх виготовлення та накопичення результатів експериментів. Удосконалення технічних прийомів проектування приладів НВЧ з допомогою ЕОМ дозволяє різко скоротити витрати на виробництво [1].

Магнетрон є діодом, який розташований в магнітному полі, котре паралельне до його осі. Конструктивно магнетрон складається з катода, анодного блока та магнітної системи.

Багато досліджень присвячено вивченню резонансних структур приладів НВЧ взагалі та резонансної системи магнетронів зокрема [2 — 5].

Сукупність анодного блока, вихідного контуру, кінцевих об'ємів та інших частин магнетрона, які визначають його високочастотні властивості, називається резонансною системою. Вона є найважливішою складовою магнетрона, бо зумовлює його робочу частоту та відіграє важливу роль у його електронних процесах. Об'єднання всієї коливальної системи ускладнює задачу його розрахунку, проектування та користування.

Функція резонансної системи полягає в забезпеченні взаємодії просторового заряду з високочастотним полем потрібної частоти, відповідної форми та рівня з метою генерування високочастотної потужності з великим к.к.д. та передавання енергії в зовнішнє навантаження. Резонансна система здійснює це, запасавши частину енергії для створення високочастотних полів та виділяючи у той же час решту енергії в зовнішнє навантаження.

Якісна резонаторна система повинна мати параметри, що забезпечують стабільну роботу магнетрона під час значних порівняно плавних змін частоти, а також в умовах її дискретних стрибків. Ця задача є основною під час проектування та конструювання магнетронів.

Уся резонансна система дуже складна для якісного аналізу, і звичайно обмежуються припущенням, що робота магнетрона визначається тільки анодним блоком та вихідним контуром. Хоч це припущення не завжди виправдовується, тому що інші частини магнетрона суттєво впливають на

його роботу, звичайно все ж вдається ці впливи виділити, розглядаючи їх дію як окрему задачу.

Найбільш розповсюджено системи, котрі складаються з порожнистих резонаторів, які розташовано по колу анода. Системи, у свою чергу, можна поділити на п'ять форм.

1. Системи однакових резонаторів з в'язками (в'язочні).
2. Різномрезонаторні системи («висхідне сонце»):
 - а) відкритого типу;
 - б) закритого типу.
3. Системи зі складним розподілом резонаторів по колу анода:
 - а) в'язочні;
 - б) безв'язочні.
4. Безв'язочні системи, які об'єднано з симетричним зовнішнім резонатором:
 - а) коаксіальні;
 - б) оберненокоаксіальні.
5. Системи однакових резонаторів з аксіальною довжиною, більшою за $\lambda/2$ («довгоанодні»):
 - а) в'язочні;
 - б) безв'язочні.

Практичний досвід свідчить, що використання в'язок у магнетроні значно поліпшує його роботу: більша частина явищ нестабільності, які мають місце в магнетронах без в'язок, при цьому усувається, к.к.д також підвищується й стає можливою робота на малих потужностях.

Резонаторні системи з в'язками (перша форма) застосовуються у відносно довгохвильових магнетронах ($\lambda \geq 3$ см) у дуже широкому діапазоні потужностей (від десятків ватів до кількох мегаватів), однак принципово можливе застосування в'язочних систем і в більш короткохвильовому діапазоні при відносно невеликих потужностях. Але в цьому випадку виникають значні конструктивні та технологічні ускладнення, тому що в'язки стають дуже малими. Крім того, втрати НВЧ-енергії у в'язках збільшуються зі зменшенням довжини хвилі, що призводить до зниження к.к.д. магнетрона.

Відповідне розділення мод коливань у цих високочастотних приладах також суттєве. Так званий різноконтурний магнетрон має найбільш вдалу конструкцію анодного блока, яка дає чітке розділення мод коливань на високих частотах та не має недоліків звичайного анодного блока з в'язками.

Особливістю різноконтурної конструкції є чергування великих та малих резонаторів.

Різномодальні системи (друга форма) застосовуються в основному в магнетронах, які працюють у діапазоні хвиль, коротших за 10 см. Застосування таких систем у більш довгохвильових магнетронах викликає значне збільшення їх маси та габаритних розмірів.

Резонаторні системи зі складним розподілом (випадкова послідовність або спеціально запрограмована) резонаторів (третья форма) не знайшли ще промислового втілення, хоч вони принципово здатні забезпечити потрібну дисперсійну характеристику, яка дозволяє здійснити стабільну роботу магнетрона точно на заданій моді коливань. Головною перешкодою для розповсюдження таких систем є конструктивна та технологічна складність виготовлення резонаторів та в'язок.

Резонаторні системи, які об'єднано з симетричним зовнішнім контуром (четверта форма), здобули останніми роками дуже широке розповсюдження в короткохвильовій частині сантиметрового діапазону ($\lambda \leq 5$ см). Ці системи дозволяють досягти високої стабільності роботи приладу в широкому діапазоні перестроювання. Незважаючи на деяке ускладнення конструкції, такі системи втілено у промислових типах магнетронів, що отримали назву коаксіальних та оберненокоаксіальних (головним чином у міліметровому діапазоні хвиль).

«Довгоанодні» резонаторні системи (п'ята форма) застосовуються для магнетронів, які характеризуються дуже високими рівнями імпульсної та середньої потужності й відносно великими тривалостями імпульсів, особливо в десятисантиметровому діапазоні на фіксованій довжині хвилі.

Резонаторні системи першої, другої та четвертої форм легко можуть бути використані для магнетронів, які перестроюються. У системах третьої, а особливо п'ятої форми керування дисперсійною характеристикою в діапазоні перестроювання й сама розробка вузла перестроювання супроводжуються серйозними ускладненнями як принципового, так і технічного характеру.

В усіх формах систем, що перелічено, суттєву роль відіграють кількість, форма та розміри резонаторів. Ці параметри визначають довжину хвилі та діапазон перестроювання, к.к.д., сталість роботи магнетрона, а також впливають на розподіл температур в анодному блоці й довговічність приладу в цілому.

Найбільш розповсюджені резонаторні системи, які відповідно до форми резонаторів розподіляються на три типи:

- а) «щілина — дірка»;
- б) лопатковий;
- в) «щілина».

Застосовуються також системи з резонаторами краплеподібної форми, можуть бути використані резонатори еліптичної форми.

Порівнюючи резонатори різних форм, дуже зручно оперувати спеціальним параметром, котрий називається характеристичним опором. У цьому аспекті під час вибору виходять з міркувань, які наведено нижче.

У резонаторної системи типу «щілина» (за однакових умов з іншими типами систем) дуже низький характеристичний опір, що дозволяє дещо підвищити стійкість роботи магнетрона на робочій моді коливань, але призводить до зниження властивої добротності та к.к.д. контуру.

Порівняно більша ефективна ємність такої системи зменшує швидкість наростання коливань НВЧ, однак ускладнює роботу магнетрона за великої крутизни переднього фронту модулюючого імпульсу.

Система типу «щілина» має відносно великі масу й габаритні розміри. Остання обставина стає позитивною, коли передбачається використання міліметрового діапазону хвиль, оскільки дещо полегшується виготовлення системи. Крім того, система дозволяє отримати добрий тепловідвід від кінців анодних сегментів, отже, може бути використана, якщо магнетрон розраховано на відносно високі середні потужності, а також в оберненокоаксіальних магнетронах. Система може бути легко виготовлена методами штампування або електроерозії.

Резонаторна система лопаткового типу має дуже високий характеристичний опір, тобто більш високі властиву добротність та к.к.д. Ця обставина робить лопаткову систему переважаючою серед короткохвильових магнетронів.

У системи відносно невеликі маса й габаритні розміри, що є суттєвою перевагою для довгохвильових магнетронів і в усіх випадках, коли завданням обмежено ці параметри. Система є технологічно простою, може бути виготовлена штампуванням, а також упакуванням лопатей (ламель) в циліндричне тіло анода.

Резонаторна система типу «щілина—дірка» щодо характеристичного опору являє собою проміжний тип і дозволяє, варіюючи співвідношення між розмірами щілини та дірки при збереженні резонансної довжини хвилі, змінювати характеристичний опір у широких межах. Виготовлення такої системи дещо складніше, ніж систем лопаткової й «щілина».

Система з краплеподібною формою резонаторів має більш високі характеристичний опір та властиву добротність у порівнянні з лопатковою. Вона дуже зручна для впровадження широкодіапазонного перестроювання магнетрона. Технологічно ця система дещо складніша за лопаткову.

Система з еліптичними резонаторами, хоч і відзначається найбільш високим характеристичним опором та значним розділенням частот сусід-

ніх мод коливань, а також високими властивою добротностю і к.к.д. контуру, через складність виготовлення є малоконкурентноспроможною й у реальних магнетронах не застосовується.

У різнорезонаторних магнетронах можна використовувати будь-які комбінації згаданих типів систем. Усі перелічені типи систем можуть використовуватися: як для імпульсних приладів, так і для магнетронів безперервного генерування; як для магнетронів з фіксованою частотою, так і для тих, що перестроюються [5].

Резонаторні системи НВЧ в електронних приладах призначені для того, щоб створити умови найінтенсивнішої взаємодії електромагнітної хвилі з електронним потоком.

Експериментально виявлено, що найкращі умови взаємодії з полем створюються в тих випадках, коли швидкість електронів та фазова швидкість хвилі близькі між собою [6].

Основна роль резонаторної системи полягає в накопичуванні високочастотної енергії та фіксуванні частоти коливань. Резонаторна система може виконувати функції фільтра з вузькою смугою пропускання, котрий з усіх частот, що зумовлені електронним потоком, виділяє одну визначену [7].

Найважливішою характеристикою резонансної системи є її дисперсійна характеристика, тобто залежність фазової швидкості електромагнітної хвилі, яка поширюється вздовж цієї системи, від частоти.

За дисперсійною характеристикою можна оцінювати: частотне розділення коливань між модами; ширину смуги лінійного настроювання магнетрона; парціальний вплив конструктивних параметрів системи на розділення мод за частотою (та за навантаженням збудження) й на діапазон настроювання, де очікується стабільна робота магнетрона.

Для розрахунків характеристик сповільнюючих (резонаторних) систем магнетронів використовуються:

1. Методи, які базуються на теорії поля. Їх побудовано на розв'язанні рівнянь Максвелла для замкненого об'єму складної форми, котрий є анодним блоком магнетрона. При цьому розраховуються спектр резонансних частот та складові електромагнітного поля в просторі взаємодії магнетрона.

2. Метод еквівалентних схем, згідно з яким передбачено розв'язання рівнянь Кірхгофа для замкненого ланцюжка резонаторів [3].

Метод еквівалентних схем не дозволяє розраховувати провідності, отже, й резонансні частоти з високим ступенем точності. Він дає тільки якісне уявлення про частину спектра, а саме про основну (першу) групу резонансів [7]. Тому розрахунки дисперсійної характеристики будемо проводити з допомогою методу теорії поля.

Для лопаткової анодної системи магнетрона, загальний вигляд якої відображено на рис. 1, резонансне рівняння може бути записане таким чином:

$$Y_n + Y_r + Y_p = 0, \quad (1)$$

де Y_n — провідність простору взаємодії, Y_r — провідність лопаткового резонатора, Y_p — провідність в'язок.

Корені рівняння (1) для різних чисел пар сегментів визначають дисперсійну характеристику резонаторної системи магнетрона. Кожний доданок рівняння (1) визначається геометричними розмірами резонаторної системи. Розглянемо ці доданки окремо.

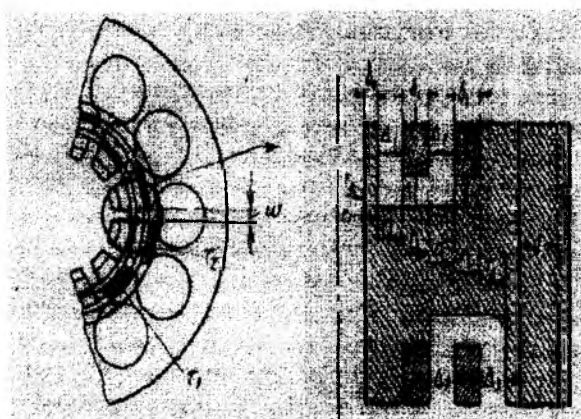


Рис. 1

Провідність простору взаємодії магнетрона [7]

$$Y_n = \frac{Nh}{2\pi r_a} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \left(\frac{\sin \gamma \theta}{\gamma \theta} \right)^2 \frac{Z_\gamma(kr_a)}{Z'_\gamma(kr_a)}. \quad (2)$$

Тут N — кількість резонаторів резонаторної системи; h — висота анодного блока; r_a — радіус анода магнетрона; m — ціле число; γ — номер моди коливань, $\gamma = n + mN$, де n — номер основної моди коливань; θ — половина центрального кута, який припадає на одну щілину,

$$\theta = \frac{\pi}{N} - \frac{\tau}{2r_a},$$

де τ — товщина ламелі; Z_γ — функція,

$$Z_\gamma(kr) = J_\gamma(kr) - \frac{J'_\gamma(kr_k)}{N'_\gamma(kr_k)} N_\gamma(kr),$$

де k — хвильове число, яке й є коренем рівняння (1); r — змінна координата; $J_\gamma, N_\gamma, J'_\gamma, N'_\gamma$ — функції Бесселя та Неймана порядку γ та їхні похідні; r_k — радіус катода магнетрона; Z'_γ — функція, що визначається виразом [7]

$$Z'_\gamma(kr) = J'_\gamma(kr) - \frac{J'_\gamma(kr_k)}{N'_\gamma(kr_k)} N'_\gamma(kr).$$

Провідність лопаткового резонатора

$$Y_r = \frac{h}{\psi a} \frac{J_0(ka)N_1(kb) - J_1(kb)N_0(ka)}{J_1(ka)N_1(kb) - J_1(kb)N_1(ka)}. \quad (3)$$

Тут ψ — центральний кут лопаткового резонатора, $\psi = \pi/N$;

$$a = r_a - \frac{\tau}{2 \sin \frac{\psi}{2}}; \quad b = r_l - \frac{\tau}{2 \sin \frac{\psi}{2}},$$

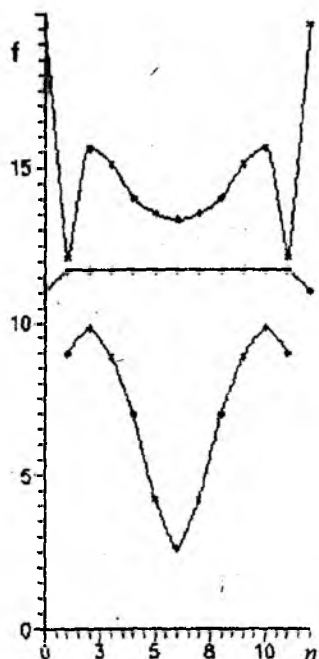
де r_l — радіус ламелі.

Провідність в'язок резонаторної системи в приладах М-типу [8]

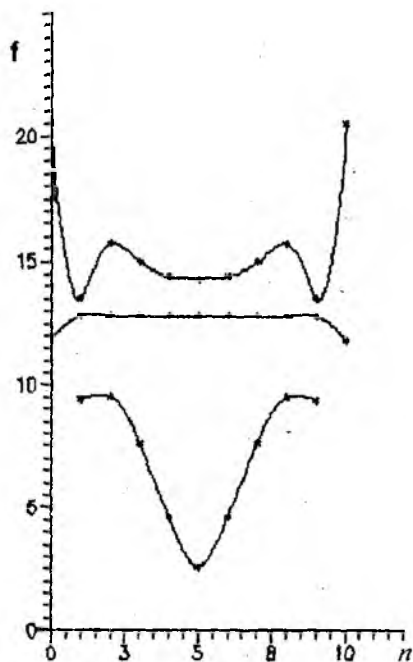
$$Y_p = -2Y_0 \frac{\cos \frac{2\pi n}{N} + \cos \frac{2\pi k r_p}{N}}{\sin \frac{2\pi k r_p}{N}}, \quad (4)$$

де Y_0 — характеристична провідність [9]; r_p — середній радіус в'язок.

Дисперсійні характеристики, що розраховано за рівнянням (1) для 12 та 10 резонаторних магнетронів, наведено на рис. 2, а та рис. 2, б.



a



б

Рис. 2

Порівняння розрахунків з результатами експериментів дає розбіжність не більшу за 8 %. Розрахунки дисперсійних характеристик методом теорії поля вигідно відрізняються від розв'язань, що отримано з використанням методів скінченних елементів, які описано в [10]. Результати зіставлено в таблиці.

Порівнювані показники	Значення показників, одержаних за методом			
	скінченних елементів		на базі теорії поля	експериментальним
	Е	Н		
Частота, ГГц	2478	2482	2501	2493
Час обчислень, с	374	377	7	—

Однак програми, за якими обчислюються дисперсійні характеристики магнетронів, дуже громіздкі й незручні для користувачів-непрограмістів. Щоб надати останнім можливість роботи з такими програмами, розроблено систему, яка дозволяє в діалоговому режимі розраховувати дисперсійні характеристики магнетронів для мікрохвильових печей.

Система складається з двох незалежних підсистем:

— діалогової, яка визначає бажані геометричні розміри магнетрона та електричні й магнітні параметри. Підсистема функціонує під керуванням операційних систем VM/SP, OS/2, PC DOS (MS DOS);

— розрахункової, яка за попередньо визначеними параметрами магнетрона вибирає з бібліотеки об'єктних програм модулі, котрі необхідні для розрахунків.

Систему реалізовано на мові процедур REXX (діалогова підсистема) та на алгоритмічній мові Фортран з використанням бібліотек об'єктних модулів (розрахункова підсистема).

Таким чином, використання наведених результатів дозволяє розраховувати дисперсійні характеристики анодних блоків магнетронів, проектувати ці блоки із заздалегідь визначеними параметрами, а також вивчати вплив конструктивних параметрів на дисперсійні характеристики.

Список літератури: 1. Morishita Y. CAD of microwave tubes // Теребідзьон гаккай ші. 1978. Vol. 32, N 3. С. 182 — 188. Яп. 2. Силин Р.А., Сазонов В.П. Замедляющие системы. М.: Совет. радио, 1966. 632 с. 3. Самсонов Д.Е. Основы расчета и проектирования многорезонаторных магнетронов. М.: Совет. радио, 1966. 234 с. 4. Григорьев А.Д., Янкевич В.Г. Резонаторы и резонаторные системы СВЧ: Численные методы расчета и проектирования. М.: Радио и связь, 1984. 248 с. 5. Шлифер Э.Д. Расчет многорезонаторных магнетронов. М.: Изд-во Моск. энергет. ин-та, 1966. 143 с. 6. Советов Н.М. Техника сверхвысоких частот. М.: Высш. шк., 1976. 184 с. 7. Магнетроны сантиметрового диапазона: В 2 т. / Пер. с англ. под ред. С.А. Зусмановского. М.: Совет. радио, 1950. Т. 1. 420 с. 8. Wolnik J. Magnetrony. Warszawa: Wydaw. Nauk.-techn., 1969. 230 s. 9. Ганстон М.Р.А. Справочник по волновым сопротивлениям фидерных линий СВЧ / Пер. с англ. под ред. А.З. Фрадина. М.: Связь, 1976. 152 с. 10. Sakayama K., Kotera H., Ahagon A. Analysis of magnetron cavity resonator by three-dimensional electromagnetic eigenvalue calculation technique based on finite element method // Денки гаккай ромбунши А. 1990. N 9. С. 584 — 590. Яп.

Харківський державний технічний
університет радіоелектроніки

Надійшла до редакції 16.03.99

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МОДУЛЯЦИОННЫХ ПРИНЦИПОВ ДЛЯ ПОВЫШЕНИЯ ИНФОРМАЦИОННОЙ СПОСОБНОСТИ СВЧ-ДАТЧИКОВ

Современные измерительные приборы, которые создаются на основе СВЧ-датчиков, позволяют решать задачи неразрушающего контроля и диагностики сред, материалов и объектов. К достоинствам СВЧ-датчиков относятся простота применения и универсальность. Область применения этих датчиков можно существенно расширить, если дополнить конструкции измерителей устройствами, позволяющими модулировать те или иные параметры датчика или характеристики исследуемого объекта. Некоторое усложнение конструкции компенсируется преимуществами модуляционных измерений, нашедших широкое применение во многих областях научных исследований [1; 2]. Способы модуляции можно объединить в две основные группы – модуляции характеристик исследуемого объекта и параметров датчика.

Выходные параметры датчика u_i определяются совокупностью его технических параметров t_m и свойствами исследуемого объекта s_n :

$$u_i = U_i(t_1 \dots t_m, s_1 \dots s_n). \quad (1)$$

Исследуемые характеристики находятся решением системы уравнений относительно s_n .

Информационная способность измерительного прибора зависит от количества определяемых параметров s_n и точности их определения. Измерение некоторого числа выходных параметров u_i допускает однозначное решение не более чем для такого же числа параметров исследуемого объекта s_n . Технические параметры датчика t_m в данном случае формируют систему функций связи U_i . В идеальном случае изменение любого из этих параметров приводит к появлению новой U_i и, как следствие, к возникновению возможности получения информации еще об одной характеристике исследуемого объекта. При этом новый измеряемый параметр регистрируется тем же измерителем. На практике подобная идеализация допустима только в том случае, если отличие каждой новой функции от предыдущей превосходит разрешающую способность измерителя.

Для регистрации и определения значения каждого из u_i создается соответствующее измерительное устройство. При его создании стремятся достичь наивысших показателей. Как правило, именно совокупность этих показателей устройства определяет технические и экономические характеристики измерительного прибора в целом. Использование модуляционных подходов позволяет, не увеличивая количества и разнообразия базовых измерительных устройств, расширить множество измеряемых параметров или повысить точность измерения уже имеющихся. Этот путь более эффективен, так как одно модулирующее устройство может влиять на всю совокупность измеряемых параметров. Кроме того, модулирующие устройства могут быть дешевле и проще измерительных.

В том случае, когда модулирующее устройство непосредственно воздействует на исследуемый объект, изменяя один или несколько параметров s_n , можно, после внесения незначительных дополнений в методику измерений, получить информацию о новых физических свойствах объекта. А именно, фиксируются отклики его параметров s_n на заданное модулирующее воздействие. Измерительный блок при этом обычно дополняют корреляционным устройством, реализующим связь между модулирующим воздействием и измеряемыми параметрами. Такое решение, как правило, позволяет существенно повысить точность и улучшить помехозащищенность. Примером может служить внедрение фотомодуляционных методов измерения времени жизни подвижных носителей в полупроводниках. К непосредственным воздействиям можно отнести все виды радиации и излучений, температурные, механические и другие виды воздействий. Их использование целесообразно, если необходимо определить отклик образца на данный вид воздействий или известна связь между требуемым параметром и получаемым откликом. На практике такие случаи возникают при проектировании измерителей качества материалов, процентного состава смесей, влажности и пр.

Модуляция технических параметров СВЧ-датчика ограничивается случаями модуляции мощности и частоты зондирования, а также случаем изменения его геометрии. Модуляция мощности и частоты довольно широко применяется для обеспечения возможности включения в измерительный тракт корреляционного устройства с целью повысить точность измерений [1]. Именно данные виды модуляции используют для исследования нелинейных или частотно-зависимых объектов. Но в последнем случае эти виды модуляции можно отнести к непосредственным воздействиям, которые рассмотрены выше. Изменение геометрии датчика приводит к изменению граничных условий решения электродинамической задачи, которые, как правило, отличаются тем, что в них (за исключением условий для точеч-

ных зондов) нельзя выделить систему условий только для датчика или только для образца, как, например, при измерениях в дальней зоне антенн. Изменение геометрии датчика дает возможность установить пространственные распределения электрофизических характеристик исследуемого объекта. К крайним случаям реализации такой модуляции можно отнести измерители с распределенным полем приемников или же голографию, но они здесь не анализируются. Осуществить изменение или модуляцию геометрии датчика можно механическими устройствами или с помощью акустических волн. Рассмотрим условия применения и эффективность модуляционных методов для конкретного случая модуляции геометрии датчика, но сохраняя общность рассуждений для других видов модуляции.

Система уравнений (1) представляет собой результат аналитического или численного решения электродинамической задачи для данного датчика, когда t_m и s'_n считаются заданными. В простейшем случае, когда измеряется один параметр u_1 , по которому определяется тоже один s_1 , измерение называется прямым. Такая ситуация может возникнуть при использовании точечного зонда, перемещаемого в исследуемом пространстве. В этом случае поле зонда считается сосредоточенным в столь малом объеме, что параметры среды в нем можно считать постоянными. При конструировании таких датчиков стремятся ослабить влияние окружающих областей, в которых электрофизические параметры среды могут измениться.

Если поле зонда перекрывает неоднородную область, для определения ее параметров требуется проведение нескольких измерений с последующий весьма сложной обработкой, в основу которой положено численное решение системы (1). Такие измерения относятся к косвенным.

Косвенные измерения значительно более трудоемки, чем прямые. Информация, получаемая при их проведении, определяется количеством измеренных параметров и их точностью [3]. На практике не всегда удается достичь точности измерения параметров u_i и точности фиксации параметров датчика t_m , необходимых для достижения требуемой точности определения s_n . Исключение погрешности фиксации параметров t_m может быть осуществлено также путем увеличения числа регистрируемых параметров с последующим решением системы (1) не только относительно искоемых s_n , но и относительно критических значений t_m . Подобные подходы зачастую являются предметом изобретений. Непосредственная оценка погрешности косвенного измерителя представляет собой достаточно сложную задачу, решаемую для каждого конкретного случая. При построении СВЧ-датчиков она усложняется тем, что, как правило, не удастся получить прямых выражений искоемых параметров.

При анализе модуляционных измерителей обычно ограничиваются случаем линейной модуляции [1]. Для СВЧ-датчиков необходимо рассматривать более общий случай. Модуляция некоторого параметра t_m позволяет по измеренным значениям u_i вычислить производные U_i , которые можно использовать так же, как и функции связи системы (1). При этом максимальный порядок производных определяется погрешностью измерителей δu_i :

$$\left| U_{im}^N \right| \frac{\Delta t_m^N}{N!} > \delta u_i. \quad (2)$$

Для простейшего случая измерения одного параметра, зависящего от одного модулируемого, имеем:

$$u(t) = U(t_0, s_n) + U' \Delta t + \frac{1}{2} U'' \Delta t^2 + \frac{1}{6} U''' \Delta t^3 + \dots \quad (3)$$

После вычисления значений производных параметры до s_n находятся решением системы уравнений, аналогичной (1); но в ней U_i являются производными из (3). Погрешности полученных значений s_n вычисляются на основании решения системы алгебраических уравнений, определитель которой составлен из первых производных по s_n от производных уравнения (3). В случае использования многопараметрического измерителя объем и сложность расчетов существенно возрастают.

Введение модуляционных устройств изменяет требования к проектированию приборов, проведению измерений и оценке погрешностей. Например, проектируя упомянутый выше датчик пространственного распределения электрофизических характеристик, необходимо стремиться к тому, чтобы поле датчика было неоднородным в исследуемой области.

Измерительные приборы на основе СВЧ-датчиков с модуляцией можно отнести к косвенным нелинейным измерителям, для которых нужно решать обратную задачу, представленную трансцендентными уравнениями. Определение эффективности работы таких измерителей — весьма сложная математическая задача, требующая значительной подготовки в каждом конкретном случае. Но усложнение математического описания и расчетов оправдывается существенным увеличением объема получаемой информации.

Список литературы: 1. Скрытник Ю.А. Модуляционные измерения параметров сигналов и цепей. М.: Совет. радио, 1975. 320 с. 2. Кардона М. Модуляционная спектроскопия: Пер. с англ. М.: Мир, 1972. 416 с. 3. Рабинович С.Г. Погрешности измерений. Л.: Энергия, 1978. 262 с.

Харьковский государственный технический
университет радиозлектроники

Поступила в редколлегию 17.03.99

КОЭФФИЦИЕНТ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ КОАКСИАЛЬНОГО ДАТЧИКА ПРОХОДЯЩЕЙ МОЩНОСТИ НА ОСНОВЕ ДВУХСЛОЙНОЙ ПОГЛОЩАЮЩЕЙ СТЕНКИ

В работах [1 — 6] показано, что мощность, поглощенная в тонком внешнем проводнике коаксиальной линии, слабо зависит от частоты. Данное явление можно использовать для построения частотно-независимых измерительных преобразователей. В этих же работах показано, что через тонкий слой металла, сравнимый с глубиной поверхностного слоя, энергия электромагнитного поля практически не проникает. Она рассеивается в тонкой стенке металла, причем количество энергии, проникающей через тонкую стенку, зависит от ее толщины. Поэтому поглощающая стенка должна иметь два слоя — тонкий внутренний из металла со сравнительно невысокой электропроводностью (константана, нихрома) и более толстый внешний, к которому можно крепить термодатчики. Между слоями должен быть хороший тепловой контакт. Нагрев двухслойной поглощающей стенки определяется мощностью, поглотившейся во внутреннем слое. А поскольку поглощенная мощность слабо зависит от частоты, то аналогично зависит от нее и температура нагрева T внешнего слоя. Геометрическая модель двухслойной поглощающей стенки представлена на рис. 1. Оба слоя имеют длину L и ширину d . Толщина слоя 1 — δ_1 , слоя 2 — δ_2 , общая толщина $\delta = \delta_1 + \delta_2$. Считаем, что электромагнитная волна поглощается в слое 1, в слой 2 она не проходит.

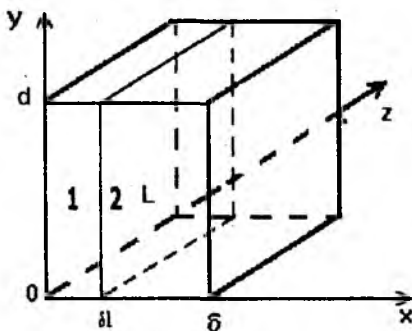


Рис. 1

Процесс нагрева описывается системой двух уравнений теплопроводности:

$$\frac{\partial^2 T_1}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T_1}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T_1}{\partial z^2} - \frac{1}{\chi_1} \frac{\partial T_1}{\partial t} = -\frac{W_1}{k_1}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial^2 T_2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T_2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T_2}{\partial z^2} - \frac{1}{\chi_2} \frac{\partial T_2}{\partial t} = 0, \quad (2)$$

где χ_1, χ_2 — коэффициенты температуропроводности слоев 1 и 2 соответственно; k_1 — коэффициент теплопроводности слоя 1.

В выражениях (1) и (2) индексы 1 и 2 относятся к первому и второму слою соответственно, W_1 — объемная плотность источников теплоты в слое 1. В слое 2 источников теплоты нет. Температуру внешней среды будем считать равной нулю. Как и в работах [3 — 6], примем, что на торцах стенки поддерживается нулевая температура:

$$T_1|_{y=0} = T_1|_{y=d} = 0, \quad T_2|_{y=0} = T_2|_{y=d} = 0; \quad (3)$$

$$T_1|_{z=0} = T_1|_{z=L} = 0, \quad T_2|_{z=0} = T_2|_{z=L} = 0. \quad (4)$$

Внешние боковые поверхности граничат с окружающей средой. Поэтому, как и в задаче об однослойной стенке [3; 4], здесь необходимо использовать граничные условия третьего рода, учитывающие теплообмен по закону Ньютона. Однако для упрощения решения указанным теплообменом пренебрегают и считают, что теплота из поглощающей стенки уходит в стенку линии, в соответствии с механизмом теплопроводности. Конечные результаты при этом изменятся мало.

Таким образом, граничные условия на внешних поверхностях

$$\left. \frac{\partial T_1}{\partial x} \right|_{x=0} = 0; \quad \left. \frac{\partial T_1}{\partial x} \right|_{x=\delta} = 0. \quad (5)$$

Для границы раздела сред между слоями ($x = \delta$) используют граничные условия четвертого рода:

$$T_1|_{x=\delta_1} = T_2|_{x=\delta_1}; \quad k_1 \frac{\partial T_1}{\partial x} \Big|_{x=\delta_1} = k_2 \frac{\partial T_2}{\partial x} \Big|_{x=\delta_1} \quad (6)$$

Строго говоря, записанные условия справедливы для идеального теплового контакта между слоями. У прижатых друг к другу пластин такого контакта может и не быть вследствие наличия неровностей на их поверхностях. Неидеальность теплового контакта, вообще говоря, можно учесть путем введения в граничные условия некоторого теплового сопротивления [7]. Однако точность решения не повысится, так как невозможно точно оценить значение требуемого сопротивления. Сложность же решения при этом увеличится неоправданно сильно. Поэтому целесообразнее использовать граничные условия (6), обеспечив хороший тепловой контакт между слоями путем сильного их сжатия или введения теплопроводящей пасты.

Начальные условия будем считать нулевыми:

$$T_1|_{t=0} = T_2|_{t=0} = 0. \quad (7)$$

Функция распределения объемной плотности внутренних источников теплоты в слое 1 определяется законом Джоуля — Ленца с учетом распределения электрического поля в слое 1 [5; 6]:

$$E_z(x) = - \frac{I \sqrt{i q} e^{\sqrt{i q}(\delta_1 - x)} + e^{-\sqrt{i q}(\delta_1 - x)}}{2 \pi \sigma_1 b \left(e^{\sqrt{i q} \delta_1} - e^{-\sqrt{i q} \delta_1} \right)}. \quad (8)$$

Здесь I — сила тока, протекающего в линии передачи; $q = \sqrt{2}/\Delta$, где Δ — глубина поверхностного слоя, σ_1 — удельная проводимость материала слоя 1; b — внутренний радиус внешнего проводника коаксиальной линии передач.

Закон Джоуля — Ленца для объемной плотности внутренних источников теплоты имеет следующий вид:

$$W_1 = \frac{1}{2} \sigma_1 |E_z(x)|^2.$$

Подставив в эту формулу выражение (8), с учетом начальных и граничных условий получим:

$$W_1 = \frac{PR_s}{\pi b^2 \Delta Z_0 \ln \frac{b}{a}} \cdot \frac{\operatorname{ch} \frac{2(\delta_1 - x)}{\Delta} + \cos \frac{2(\delta_1 - x)}{\Delta}}{\operatorname{ch} \frac{2\delta_1}{\Delta} - \cos \frac{2\delta_1}{\Delta}}, \quad (9)$$

где P — мощность, передаваемая в линии передачи; R_s — поверхностное сопротивление, $R_s = \sqrt{\omega \mu_0 / (2\sigma_1)}$; Z_0 — волновое сопротивление свободного пространства; a — радиус внутреннего проводника коаксиальной линии передачи.

Видно, что плотность источников теплоты распределена по закону, далекому от экспоненциального. Это связано с наличием волны, отраженной от внешней границы слоя 1. Лишь при $\delta_1 \gg \Delta$ можно пренебречь вторыми слагаемыми в числителе и знаменателе (9), гиперболические косинусы заменить экспонентами с теми же аргументами. Тогда (9) примет вид формулы, описывающей распределение источников теплоты во внешнем проводнике простой коаксиальной линии передачи.

В случае присутствия ощутимой отраженной волны функция W_1 уменьшается не очень сильно. Так, при $\delta_1/\Delta = 0,5$ это уменьшение не превышает 5 %. Даже при $\delta_1/\Delta = 1$, когда интенсивность падающей волны у внешней границы поглощающего слоя уменьшается более чем в 7 раз, наличие отраженной волны приводит к тому, что функция W_1 уменьшается всего на 40 %. Поэтому при $\delta_1 \ll \Delta$ в пределах первого слоя можно принять $W_1 = \text{const}$. Тогда оценить ее значение можно с помощью формулы, вытекающей из выражения (9):

$$W_1 = \frac{P}{2\pi\sigma_1 b^2 \delta_1^2 Z_0 \ln \frac{b}{a}}. \quad (10)$$

Выражение (10) от частоты не зависит, что подтверждает вывод, сформулированный в работах [1; 2]: степень зависимости мощности, рассеянной в поглощающем слое, от частоты зависит от толщины поглощающего слоя.

При таком упрощении задачи невозможно проанализировать зависимость нагрева от частоты (эта зависимость не очень сильная, но все же она существует). Однако удобно оценивать температуру и постоянную времени. Частотную же зависимость анализируют иначе.

Таким образом, при решении задачи о распределении температурного поля в двухслойной поглощающей стенке допустимо сделать следующие упрощения:

1. Цилиндрическую поглощающую стенку заменяем плоской. Возможность такой замены обоснована в работах [1 — 4].

2. Считаем, что охлаждение стенки происходит в основном путем кондуктивного теплоотвода к местам ее крепления. Конвективный и излучательный теплообмен играет значительно меньшую роль, если толщина стенки превышает несколько десятков микрон [7]. Такое упрощение правомерно и в данном случае, поскольку общая толщина двухслойной стенки удовлетворяет указанному условию. Поэтому на границах раздела при $x = 0$ и $x = \delta$ можно принять коэффициент теплообмена $\alpha = 0$.

3. Полагаем, что плотность внутренних источников теплоты в первом слое постоянна по всему его объему. Согласно выражению (9) это справедливо при $\delta_1 \ll \Delta$, что соответствует наиболее интересному случаю, при котором поглощенная в слое мощность слабо зависит от частоты. В приближении выражения (10) она совсем не зависит от частоты.

Задачу о распределении температуры в двухслойной поглощающей стенке решаем методом конечных интегральных преобразований, целесообразность применения которого обоснована в работах [3; 4].

По оси x выполняют преобразование Лапласа по временной переменной t , так как при $x = \delta_1$ граничные условия неоднородные и реализовать интегральное преобразование нельзя.

Температурное поле в слоях 1 и 2 поглощающей стенки определяется выражениями

$$T_1(x, y, z, t) = \frac{16W_1}{\pi^2 k_1} \sum_{i=1}^{\infty} \sum_{j=1}^{\infty} \frac{S_{1ij}(x, t) \sin \frac{(2i-1)y}{d} \sin \frac{(2j-1)z}{L}}{(2i-1)(2j-1)}; \quad (11)$$

$$T_2(x, y, z, t) = \frac{16W_1}{\pi^2 k_1} \sum_{i=1}^{\infty} \sum_{j=1}^{\infty} \frac{S_{2ij}(x, t) \sin \frac{(2i-1)y}{d} \sin \frac{(2j-1)z}{L}}{(2i-1)(2j-1)}. \quad (12)$$

Функции S_{1ij} и S_{2ij} представляют собой обобщенные полиномы по временной переменной.

Вычисления температуры нагрева поглощающей стенки несложно произвести с помощью программы MathCad. На рис. 2 показано распределение температуры по толщине двухслойной поглощающей стенки при следующих исходных данных: длина $L = 9,3$ см; ширина $d = 1,3$ см; толщина слоя 1 $\delta_1 = 9$ мкм; материал слоя 1 — константан; толщина слоя 2 $\delta_2 = 52$ мкм; материал слоя 2 — никель; поперечные размеры коаксиальной линии — 4,6/16 мм; в линию передачи подается мощность 10 кВт.

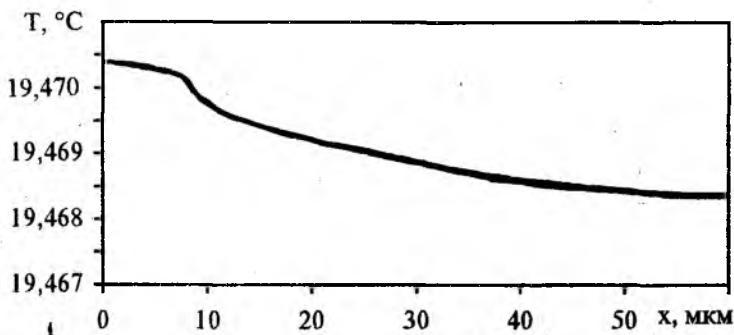


Рис. 2

На рис. 2 виден излом кривой $T(x)$ на границе раздела между слоями. Перепад температуры при общей толщине около 60 мкм составляет всего 0,002 °C.

Время установления температуры определяется только скоростью распространения теплоты в стенке и составляет 5 с. Теплообменом стенки с окружающей средой можно пренебречь.

На рис. 3 показаны результаты расчета распределения температуры по поверхности двухслойной поглощающей стенки. На границах температура равна нулю. Вдоль узкой стороны распределение близко к синусоидальному с максимумом в центре. В распределении вдоль широкой стороны существует довольно большая область постоянной температуры, а вблизи краев — области спада. Волнистость поверхности связана с погрешностями вычислений, поскольку взято небольшое число членов разложения в ряд в формулах (11) и (12).

Для исследования вопроса о частотной зависимости нагрева двухслойной стенки СВЧ-энергией рассматривают задачу, геометрия которой аналогична изображенной на рис. 1, но в которой оба слоя неограниченно простираются вдоль осей y и z . В этом случае анализ температуры нагрева

поглощающей стенки производится только по координате x и задача упрощается — она становится одномерной. Температура нагрева при такой постановке получается значительно большей, поскольку отсутствует отвод теплоты к холодным стенкам линии. Но частотная зависимость нагрева должна остаться прежней, так как причин для ее изменения нет. При этом анализируется установившаяся температура ($\partial T / \partial t = 0$), что соответствует эксперименту.

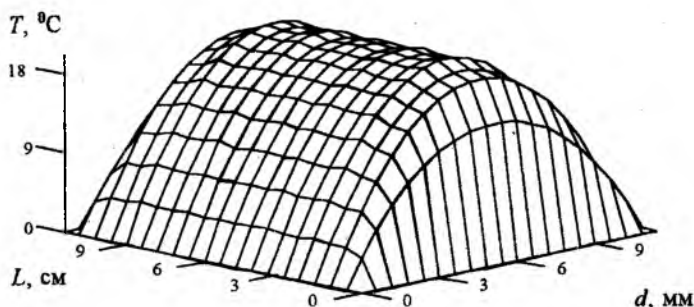


Рис. 3

Система уравнений (1), (2) примет вид

$$\frac{d^2 T_1}{dx^2} = -\frac{W_1}{k_1}; \quad \frac{d^2 T_2}{dx^2} = 0; \quad (13)$$

$$k_1 \frac{dT_1}{dx} \Big|_{x=0} = \alpha T_1 \Big|_{x=0}; \quad k_2 \frac{dT_2}{dx} \Big|_{x=\delta} = -\alpha T_2 \Big|_{x=\delta}; \quad (14)$$

$$T_1 \Big|_{x=\delta_1} = T_2 \Big|_{x=\delta_1}; \quad k_1 \frac{dT_1}{dx} \Big|_{x=\delta_1} = k_2 \frac{dT_2}{dx} \Big|_{x=\delta_1} \quad (15)$$

Решив получившуюся систему уравнений, будем иметь:

$$T_1(x) = T_{02} \left\{ C_0 \left[1 + Bi_2 + \frac{\alpha(\delta_1 - x)}{k_1} \right] - \operatorname{ch} \frac{2(\delta_1 - x)}{\Delta} + \cos \frac{2(\delta_1 - x)}{\Delta} \right\}; \quad (16)$$

$$T_2(x) = T_{02} \left[1 + \frac{\alpha(\delta - x)}{k_2} \right], \quad (17)$$

где

$$T_{02} = \frac{P}{4\pi k_1 \sigma_1 b^2 Z_0 \ln \frac{b}{a} \left(\operatorname{ch} \frac{2\delta_1}{\Delta} - \cos \frac{2\delta_1}{\Delta} \right)};$$

$$C_0 = \frac{2 \left(\operatorname{sh} \frac{2\delta_1}{\Delta} + \sin \frac{2\delta_1}{\Delta} \right) + Bi_s \left(\operatorname{ch} \frac{2\delta_1}{\Delta} - \cos \frac{2\delta_1}{\Delta} \right)}{Bi_s (2 + Bi_1 + Bi_2)};$$

$$Bi_1 = \frac{\alpha \delta_1}{k_1}; \quad Bi_2 = \frac{\alpha \delta_2}{k_2}; \quad Bi_s = \frac{\alpha \Delta}{k_1}.$$

Результаты расчетов температуры на внешней стороне слоя 2 по формулам (16) и (17) показаны на рис. 4. Исходные данные для расчетов взяты те же, что приведены выше.

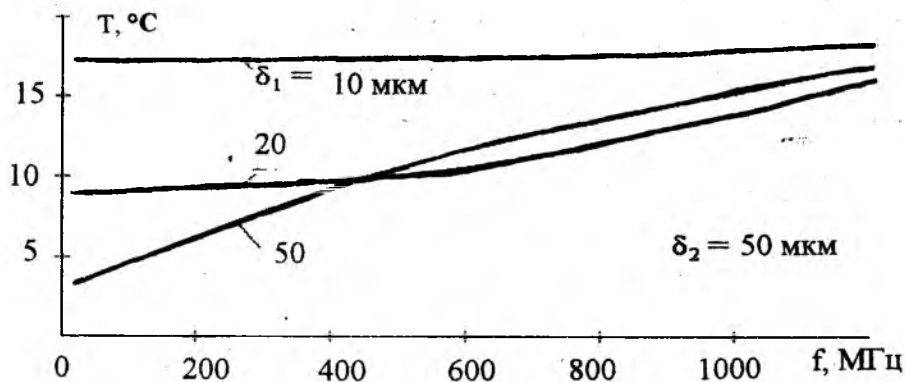


Рис. 4

Коэффициент теплообмена принят равным $70 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot ^\circ\text{С})$. Большое его значение позволяет смоделировать теплоотвод от стенки примерно такой же, как и в реальной ситуации с учетом конвекции. Критерием здесь служит одинаковая постоянная времени. В данной задаче для никелевой стенки толщиной 60 мкм она получается равной 1,43 с. Это незначительно отличается от значения 1,24 с в задаче, рассмотренной выше. Как видно из рис. 4, температура нагрева при толщине слоя 1 10 мкм имеет примерно то же значение, что и ранее, — около 20°С .

Характер частотной зависимости, как следует из графиков, обусловлен толщиной слоя 1. Если она превышает глубину поверхностного слоя, зависимость температуры от частоты очень сильная. Так, значения T на краях диапазона 50...1200 МГц для $\delta_1 = 20$ мкм различаются в 1,8 раза, а для толщины $\delta_1 = 50$ мкм — в 4, 5 раза. Но для $\delta_1 = 10$ мкм, что меньше глубины поверхностного слоя на средних частотах, кривая $T(f)$ идет почти горизонтально. Перепад ее значений на краях диапазона не превышает 7 %.

От толщины слоя 2 значения температуры почти не зависят. Это объясняется ее малым градиентом вследствие большой теплопроводности материала стенки.

Таким образом, подтверждается вывод [1; 2] о возможности построения измерительного преобразователя со слабой частотной зависимостью.

Список литературы: 1. Волков В.М., Бортник С.А. Затухание в коаксиальной двухслойной поглощающей стенке // Радиотехника. 1997. Вып. 104. С. 21 — 27. 2. Volkov V. M., Bortnik S. A. Attenuation in a coaxial two-layer absorbing wall // Telecommunications and Radio Eng. 1998. Vol. 52, N 3. P. 48 — 51. 3. Волков В.М., Бортник С.А. Температурное поле однослойной коаксиальной поглощающей стенки // Радиотехника. 1997. Вып. 104. С. 28 — 34. 4. Volkov V. M., Bortnik S. A. Temperature field of a one-dimensional coaxial absorbing wall // Telecommunications and Radio Eng. 1998. Vol. 52, N 3. P. 52 — 55. 5. Бортник С.А., Волков В. М. Поля и тепловые потери в тонкостенной коаксиальной линии // Радиотехника. 1998. Вып. 105. С. 47 — 51. 6. Bortnik S. A., Volkov V. M. Electromagnetic fields and heat losses in a thin-walled coaxial line // Telecommunications and Radio Eng. 1997. Vol. 51, N 5. P. 92 — 95. 7. Тепловое действие волны на поглощающую стенку / Н.И. Кравченко, В.М. Волков, В.Д. Кукуш и др. // Инженер.- физ. журн. 1972. Т. 22, № 1. С. 158 — 159.

Харьковский государственный технический
университет радиозлектроники

Поступила в редколлегию 26.03.99

ВЫБОР СПЕКТРАЛЬНЫХ ИНТЕРВАЛОВ ДЛЯ РАСПОЗНАВАНИЯ ВИДОВ РАСТЕНИЙ ПО ХАРАКТЕРИСТИКАМ ОТРАЖЕНИЯ ОПТИЧЕСКОГО ДИАПАЗОНА

Задача распознавания видов растений возникла при разработке устройства, реализующего новую технологию обработки пропашных культур в сельском хозяйстве. Согласно этой технологии зоны междурядий обрабатываются обычным путем, а в рядке каждое растение сначала относится к своему классу (полезное или мешающее), а затем соответствующим образом обрабатывается.

Образом растения, по которому производится разделение, может служить не только распределение яркости на двухмерном изображении, но и поведение его различных характеристик при воздействиях на него. Указанный подход, например, используется при классификации видов растительного покрова по самолетным и спутниковым снимкам. Принимается допущение о том, что информация о принадлежности объектов к тому или иному классу имеет радиометрические проявления, или сигнатуры. Пример сигнатуры — отражение как функция длины волны, принимаемое многодиапазонными датчиками. В этом случае каждая измеряемая величина, соответствующая спектральному коэффициенту яркости (СКЯ), является признаком. Тогда образ можно представить в виде некоторого вектора, состоящего из числовых характеристик.

Для разделения растений с помощью такого вектора может служить значение СКЯ в видимой и ближней инфракрасной частях спектра. Так, авторы работы [1] считают, что при дешифрировании типов земного покрова из космоса наиболее информативны спектральные полосы 440...460, 620...660 и 800...820 нм. В работе [2] для характеристики формы кривой СКЯ рекомендуют использовать отношения коэффициентов яркости K_{L760}/K_{L680} , K_{L680}/K_{L560} , K_{L560}/K_{L460} . По данным, приведенным в [3], специфическими полосами спектра при распознавании природных объектов являются 550...560, 660...680 и 800...820 нм. Зависимость коэффициента отражения от растения, как функция длины волны, в диапазоне 350...850 нм определяется пигментной системой листьев, толщиной, плотностью и анатомией листовой пластинки [4]. Эти характеристики индивидуальны для разных видов растений. В работах [4; 5] показано, что вклад

хлорофилла и каротиноидов в поглощение и отражение лучистой энергии наиболее ощутим в видимом диапазоне (350...750 нм). Роль каротиноидов существенна в диапазоне 350...550 нм, а при больших длинах волн основную роль играет хлорофилл. В диапазоне спектра выше 750 нм растение характеризуется высоким неизбирательным отражением и небольшим поглощением лучистой энергии. На длинах волн, больших 1200 нм, возрастает поглощение водой (до 98 % на 3 мкм), а отражение уменьшается. Поэтому, с биологической точки зрения, для распознавания наиболее целесообразно использование диапазона 300...800 нм.

Данные, приведенные в [6], показывают, что вариации коэффициента отражения для основных сельскохозяйственных культур находятся в диапазоне 4...12 % и зависят от условий произрастания и периода вегетации. Такая изменчивость оптических свойств растений приводит к разбросу параметров, входящих в набор признаков, и, как следствие, к неудовлетворительному разделению видов растений. Поэтому необходимо было экспериментально доказать возможность разделения одиночных растений на полезные и мешающие по СКЯ в указанном диапазоне и выделить в нем области, отражение в которых позволяет разделять растения наиболее качественно.

Для получения информации о поведении СКЯ проведен ряд экспериментов. В качестве объектов в них использовались: из наиболее важных в Украине пропашных культур — кукуруза, подсолнечник, сахарная свекла; из часто встречающихся сорняков — амарант, мышей, пырей, осот, лебеда, молочай, молочай ложный. Исследования заключались в получении методом дистанционного зондирования отражательных характеристик этих растений и извлечении из них информации, пригодной для их разделения. Для каждого вида растения проводилось 12 опытов, соответствующих разным образцам и различной их ориентации относительно объектива экспериментальной установки. Основным узел установки — монохроматор, входящий в фотозлектрический спектрофотометр “Спекол” и обеспечивающий излучение сигнала полосой 12 нм в диапазоне 310...850 нм с шагом 1 нм. Для каждого образца снималось 55 спектральных точек с шагом 10 нм.

Информация о СКЯ содержится не в абсолютных значениях коэффициента отражения $\rho(\lambda)$, а в его изменении относительно длины волны. Поэтому потребовалась предварительная обработка экспериментальных характеристик. Такая обработка заключается в нормировании:

$$K_L(\lambda) = \rho(\lambda) / \bar{\rho}^\lambda, \quad (1)$$

где $K_L(\lambda)$ — коэффициент яркости; $\bar{\rho}^\lambda$ — усредненный по длине волны коэффициент отражения. Так как в ходе каждого опыта оставались неиз-

менными все параметры (кроме длины волны), от которых зависит яркость объекта изучения, данный коэффициент яркости соответствует СКЯ с погрешностью до постоянного множителя.

На рис. 1 представлены усредненные характеристики $\bar{K}_L(\lambda)$. Для каждого вида полезных растений такая зависимость дана отдельно. А для сорняков показана характеристика, усредненная по всем опытам. Очевидно, что кривые СКЯ индивидуальны для разных видов. Особенно значительны различия в их поведении для сорных и полезных растений в таких областях: 510...650 нм и 740...850 нм — для подсолнечника, 400...600 нм и 740...850 нм — для кукурузы, 550...670 нм и 690...850 нм — для сахарной свеклы. Следовательно, существует принципиальная возможность разделять растения по признакам, получаемым в этих полосах.



Рис. 1

Для того чтобы выделить наиболее информативные признаки, использовался критерий Неймана — Пирсона из теории принятия решений. При этом под ложной тревогой понималось принятие решения о присутствии сорного растения в то время, когда перед объективом находится полезное, а под пропуском сигнала — пропуск сорного растения. Вероятности этих двух событий равны $P_{л.т}$ и $P_{п.с}$ соответственно. Согласно этому критерию изначально задается вероятность ложной тревоги, а затем минимизируется вероятность пропуска сигнала.

Оптические свойства растений можно считать взаимно независимыми и подчиняющимися нормальному закону [6]. Поэтому вероятность отклонения СКЯ в пределах одного класса распознаваемых растений описывается функцией Гаусса. Параметры этой функции, среднее значение и

среднеквадратическое отклонение для коэффициентов яркости растений одного класса на каждой длине волны легко вычисляются по имеющимся статистикам. Например, на рис. 2 сопоставлены плотности вероятностей для сорных растений и подсолнечника при $\bar{K}_{Lc}(\lambda) > \bar{K}_{Ln}(\lambda)$. Значение порога $K_{Lпор}(\lambda)$ для каждого из признаков в диапазоне легко находится (см. рис. 2) исходя из заданной, не зависящей от длины волны вероятности ложной тревоги:

$$K_{Lпор}(\lambda) = \Phi^{-1}(1 - 2P_{л.т})\sigma_n(\lambda) + \bar{K}_{Ln}(\lambda), \quad (2)$$

где $\Phi^{-1}(\bullet)$ — функция, обратная интегралу вероятности; $\sigma_n(\lambda)$ — среднеквадратическое отклонение коэффициента яркости для полезного растения; $\bar{K}_{Ln}(\lambda)$ — среднее значение коэффициента яркости для полезного вида.

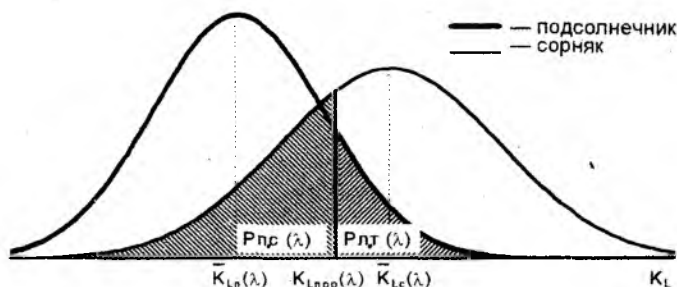


Рис. 2

Тогда вероятность пропуска сорного растения

$$P_{п.с}(\lambda) = \frac{1}{\sigma_c(\lambda)\sqrt{2\pi}} \int_{K_{Lпор}(\lambda)}^{\infty} e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{t}{\sigma_c(\lambda)}\right)^2} dt =$$

$$= \frac{1}{2} \left(1 - \Phi \left(\frac{|\bar{K}_{Lc}(\lambda) - \bar{K}_{Ln}(\lambda)| - \Phi^{-1}(1 - 2P_{л.т})\sigma_n(\lambda)}{\sigma_c(\lambda)} \right) \right), \quad (3)$$

где $\Phi(\bullet)$ — интеграл вероятности; $\sigma_c(\lambda)$ — среднеквадратическое отклонение

для сорного растения; $\bar{K}_{L_c}(\lambda)$ — среднее по классу значение для сорного растения; t — переменная интегрирования. Для случая $\bar{K}_{L_c}(\lambda) < \bar{K}_{L_n}(\lambda)$ формула (3) не изменится.

Расчет по формуле (3) на всех длинах волн при заданном уровне ложной тревоги $P_{л.т} = 0,9$ для каждого полезного растения отдельно дает зависимости (рис. 3), по которым можно легко найти минимум вероятности пропуска сигнала и соответствующую длину волны.



Рис. 3

Как видно из приведенных иллюстраций, минимальные вероятности пропуска сигнала имеют место при использовании признаков (коэффициентов яркости) на таких длинах волн: 850 нм — для кукурузы, 850 нм — для подсолнечника и 710 нм — для сахарной свеклы. В качестве альтернативных признаков можно предложить использование параметров отражения сигнала на 590, 610, 570 нм соответственно.

Для подтверждения расчетов было проведено распознавание 120 ранее полученных экспериментальных данных с использованием порогов, вычисленных по формуле (2). Значения порогов, расчетные и экспериментальные вероятности правильного распознавания для предложенных признаков приведены в таблице. Высокая степень корреляции между экспериментальными и расчетными значениями подтверждает гипотезу о нормальном распределении отклонений коэффициентов яркости от характеристики, средней для вида. Различия вызваны ограниченными размерами выборки, соответствующих полезным растениям.

Полезное растение	Решающее правило для полезного растения	Вероятность правильного распознавания			
		полезного растения		сорняка	
		расчетная	экспериментальная	расчетная	экспериментальная
Кукуруза	$K_{L590} > 0,789$	0,900	0,917	0,762	0,774
	$K_{L850} < 1,464$	0,900	0,917	0,786	0,738
Подсолнечник	$K_{L610} > 0,675$	0,900	0,917	0,611	0,631
	$K_{L850} < 1,564$	0,900	0,917	0,650	0,631
Сахарная свекла	$K_{L570} > 0,883$	0,900	1,000	0,555	0,571
	$K_{L710} > 1,106$	0,900	0,833	0,742	0,786

Таким образом, показано, что использование кривых СКЯ позволяет различать виды растений. Доказана возможность отделения полезных пропашных культур (кукуруза, подсолнечник, сахарная свекла) от наиболее распространенных сорняков с достаточно высокой вероятностью при использовании коэффициентов яркости на длине волны 850 нм для кукурузы, подсолнечника и 710 нм для сахарной свеклы. Качество распознавания можно улучшить, увеличив количество признаков. Однако из-за особенностей ряда статистических зависимостей и неравнозначности признаков такое увеличение не всегда может обеспечить ожидаемый выигрыш в качестве распознавания. Поэтому необходимы дополнительные исследования.

Список литературы: 1. Fu R.S., Landgrebe D.A., Philips F.L. Information processing of remotely sensed agricultural data // Proc. IEEE. 1969. Vol. 57, N 4. P. 639 — 653. 2. Толчельников Ю.С. Оптические свойства ландшафта. Л.: Наука, 1974. 212 с. 3. Кондратьев К.Я., Васильев О.Б., Миронова З.Ф. Методика кодирования оптических спектров отражения природных образований // Проблемы физики атмосферы. 1972. С6.10. С. 29 — 63. 4. Billings W.D., Morris R.J. Reflection of visible and infrared radiation from leaves of different ecological groups // Amer. J. Bot. 1951. Vol. 38, N 5. P. 548 — 556. 5. Gausman H.W., Allen W.A. Optical parameters of leaves of 30 plant species // Plant Physiol. 1973. N 52. P. 57 — 62. 6. Рачулик В.И., Ситникова М.В. Отражательные свойства и состояние растительного покрова. Л.: Гидрометеониздат, 1981. 286 с.

Запорожский государственный
технический университет

Поступила в редколлегию 12.01.99

В.А. АНТОНОВА, канд. техн. наук, В.Н. БОРЩЕВ, д-р техн. наук,
А.М. ЛИСТРАТЕНКО, Н.И. СЛИПЧЕНКО, канд. техн. наук

К ВОПРОСУ О НОВЫХ КОНСТРУКТИВНО-ТЕХНОЛОГИЧЕСКИХ РЕШЕНИЯХ ПРИ СОЗДАНИИ ВЫСОКОЭФФЕКТИВНЫХ КРЕМНИЕВЫХ ФОТОПРИЕМНИКОВ БОЛЬШОЙ ПЛОЩАДИ

Ключевым элементом в приборах регистрации излучений является детектор излучений, чувствительность и избирательность которого определяют характеристики прибора в целом. В настоящее время твердотельные кристаллические детекторы — практически единственный тип датчиков, обеспечивающий как обнаружение ионизирующих излучений, так и установление типа и спектра излучения. Наиболее распространенными и высокоэффективными являются комбинированные детекторы на основе системы сцинтиллятор — фотоприемник. Они широко применяются для регистрации рентгеновского и различных видов ионизирующих излучений: в космических исследованиях, в медицинских и промышленных томографах, рентгентелевизионных интроскопах для таможенного досмотра, в системах оптической связи, в дозиметрии и спектрометрии ионизирующих излучений [1 — 7].

В качестве фотоприемников наиболее часто используются фотодиоды (ФД) [3; 5; 7]. К основным параметрам, обуславливающим перспективы развития устройств на основе ФД, относятся квантовый выход, быстродействие и область спектральной чувствительности. Детекторы сцинтиллятор — фотодиод имеют малые габаритные размеры и массу, не требуют высоковольтного питания, устойчивы к старению, обладают повышенной надежностью и стабильностью, характеризуются линейностью люксамперных характеристик в широком динамическом диапазоне интенсивности излучения (8...10 порядков), работоспособны в энергетическом диапазоне 0,01...10 МэВ, в том числе в сильных магнитных полях. При использовании современных оксидных и полупроводниковых сцинтилляторов они не нуждаются в дополнительной защите от воздействия окружающей среды. Для создания детектора сцинтиллятор — фотодиод с необходимыми габаритными размерами, максимальной чувствительностью, энергетическим разрешением, динамическим диапазоном и устойчивостью к внешним воздействиям зачастую приходится решать противоречивые задачи. Поэтому материал сцинтиллятора, тип ФД и общая конструкция детектора выбираются в соответствии с конкретным назначением. Однако существуют и проблемы, которые присущи собственно сцинтилляционному де-

тектированию. Их решение обеспечивает дальнейшее улучшение характеристик комбинированных детекторов.

Согласование спектров излучения сцинтиллятора и фоточувствительности диода обуславливает долю излучаемой сцинтиллятором энергии, которая преобразуется в генерируемые светочувствительной поверхностью ФД носители заряда, т. е. определяет эффективность преобразования детектора сцинтиллятор — фотодиод. Основной характеристикой при этом служит коэффициент использования излучения $K_{\text{и}}$ [4]. Он представляет собой отношение эффективного для данного приемника потока излучения $\Phi_{\text{эф}}$ к полному потоку излучений Φ :

$$K_{\text{и}} = \frac{\Phi_{\text{эф}}}{\Phi} = \frac{\int_0^{\infty} \Phi(\lambda) S(\lambda) d\lambda}{\int_0^{\infty} \Phi(\lambda) d\lambda}. \quad (1)$$

где λ — длина волны излучения; $\Phi(\lambda)$ — функция относительной спектральной плотности потока, создаваемого излучателем; $S(\lambda)$ — относительная спектральная чувствительность фотоприемника. Из выражения (1) следует, что максимального значения $K_{\text{и}}$ достигает лишь в том случае, когда во всем диапазоне излучения сцинтиллятора $S(\lambda) \equiv 1$, что выполнимо только для идеального фотоприемника.

Параметр $K_{\text{и}}$ связан с такими важнейшими характеристиками комбинированного детектора, как конверсионная эффективность η и разрешение детектора $\delta_{1/2}$.

Конверсионная эффективность η детектора представляет собой число носителей заряда, образованное в ФД, на единицу поглощенной в сцинтилляторе энергии частицы [5]:

$$\eta = Q/(eE), \quad (2)$$

где Q — заряд, образованный в ФД; e — заряд электрона; E — поглощенная энергия излучения.

Разрешение детектора сцинтиллятор — фотодиод определяется соотношением [6]

$$\delta_{1/2} = 2,36 \Delta E_{\text{ш}} / (E_0 \eta E), \quad (3)$$

где $\Delta E_{\text{ш}}$ — среднеквадратичное значение шумов ФД и усилительных устройств; E_0 — средняя энергия, идущая на образование пары носителей в полупроводнике.

Заряд, образованный в ФД, определяется чувствительностью последнего и потоком излучения из сцинтиллятора с учетом согласования их спектральных характеристик. При этом выражение (2) приобретает вид

$$\eta = K_{\text{и}} * S_{\text{max}} \tau_{\text{с}} \eta_{\text{сц}} / e, \quad (4)$$

где $S_{\max}$ — наибольшая спектральная чувствительность ФД; τ_c — эффективность светособирания; $\eta_{\text{сц}}$ — энергетический выход сцинтиллятора. Тогда разрешение системы

$$\delta_{1/2} = 2,36 \Delta E_{\text{ш}} e / (E_0 K_n * S_{\max} \tau_c \eta_{\text{сц}} E). \quad (5)$$

Следовательно, эффективность преобразования световой энергии в электрическую в системе сцинтиллятор — фотодиод существенно зависит также от уровня шумов и чувствительности фотоприемника.

Одна из проблем сцинтилляционного фотодетектирования заключается в выборе полупроводникового фотоприемника, используемого в системах сцинтиллятор — фотодиод. В настоящее время в комбинированных детекторах в качестве фотоприемников используются поверхностно-барьерные, кремниевые, арсенид-галлиевые ФД и диоды на основе соединений $A^{III}B^{VI}$ [5]. Каждая разновидность имеет свои преимущества и недостатки, однако кремниевые диффузионные ФД в силу отработанности технологии и относительно низкой стоимости распространены наиболее широко.

К сожалению, сцинтилляторы, применяемые в твердотельных детекторах, имеют не очень высокие коэффициенты K_n при использовании с кремниевыми ФД. Так, в случае использования сцинтиллятора на основе $ZnSe$ (Te) с $\lambda_{\text{max}} = 0,63$ мкм и типичного (серийного кремниевого) ФД обычно $K_n = 65\%$ [7], в то время как для сцинтиллятора на CsI (Tl) с $\lambda_{\text{max}} = 0,555$ мкм коэффициент $K_n \leq 30\%$. Следовательно, весьма актуален поиск решений, позволяющих улучшить спектральное согласование пар сцинтиллятор — фотодиод. С этой целью проводятся работы по улучшению геометрии сцинтилляторов и оптических характеристик среды, промежуточной между сцинтиллятором и ФД. Несколько улучшить соответствие спектральных характеристик позволяет также использование мелкозалегающих $p-n$ -переходов в кремниевых ФД и нанесение просветляющих покрытий на их фотоприемную поверхность. Это улучшение достигается путем повышения спектральной чувствительности кремниевых ФД в интервале длин волн $0,5 \dots 0,6$ мкм, в котором лежат максимумы спектрального излучения наиболее широко применяемых сцинтилляторов.

Как уже отмечалось выше, эффективность преобразования световой энергии в электрическую в системе сцинтиллятор — фотодиод существенно зависит от уровня шумов ФД. Поэтому, кроме улучшения спектрального согласования, актуально снижение собственных шумов ФД. Как известно [8], ФД относятся к фотоприемникам без внутреннего усиления, поэтому в системах сцинтиллятор — фотодиод наблюдается низкий уровень выходного сигнала ($10^{-15} \dots 10^{-12}$ Кл); пригодный для регистрации сигнал может быть получен лишь после значительного усиления ($10^3 \dots 10^4$). Соот-

ветственно возрастают требования к чувствительности и уровню шумов входных каскадов усилителя.

Для снижения уровня шумов необходимо уменьшать собственные емкости и силы темновых токов ФД, а во входных каскадах усилителей нужно использовать полевые транзисторы с высокой крутизной и малыми токами утечки [9; 10]. Выбрав оптимальное обратное смещение, можно получить требуемое сочетание емкости и сил токов утечки ФД для обеспечения низкого уровня шумов. Однако в основном выходная емкость и токи утечки $p - n$ -переходов определяются выбором параметров исходных кремниевых пластин, конструкцией и технологией изготовления ФД.

Наилучшие характеристики кремниевых ФД реализованы на так называемых $p - i - n$ -структурах. ФД с $p - i - n$ -структурой имеют высокую чувствительность (предельная расчетная чувствительность в отсутствие отражения для $\lambda = 500; 600; 900$ нм составляет 0,40; 0,48; 0,725 А/Вт), значительное быстродействие (0,1...1 нс) и малую барьерную емкость. На основе таких структур созданы кремниевые ФД большой площади ($S \geq 1$ см²) с самыми малыми значениями токов утечки и выходной емкости при рабочих напряжениях [1; 11].

Однако в существующих кремниевых $p - i - n$ -фотодиодах не достигнут компромисс между быстродействием и чувствительностью; для повышения данных показателей необходима оптимизация параметров структуры. В связи с этим по-прежнему актуальны поиск новых конструктивных решений и разработка нетрадиционных технологических маршрутов, позволяющих создавать еще более эффективные кремниевые ФД большой площади. Далее предложены некоторые решения, направленные на достижение этой цели.

В качестве аналога нами выбран кремниевый $p - i - n$ -фотодиод разработки японской фирмы "Хамамацу" ("Hamamatsu"), типа S 3590-08. На сегодняшний день он обладает наилучшими технико-экономическими характеристиками и наиболее широко применяется в детекторной технике. При рабочем напряжении 50 В этот диод имеет выходную емкость не более 40 пФ, силу темнового тока 2...5 нА при размерах фотоприемной площадки 10 × 10 мм. Спектральная чувствительность на длине волны $\lambda = 0,555$ мкм составляет около 0,3 А/Вт.

Цель описываемой работы — проведение топологического расчета кремниевое $p - i - n$ -фотодиода большой площади с размерами активной фоточувствительной поверхности 10 × 10 мм, обеспечивающего возможность использования новых конструктивно-технологических решений и создание отечественных ФД, по характеристикам не уступающих лучшим мировым образцам.

Известно, что максимальной чистоты объема кремния достигают при выращивании слитков методом плавающей зоны с многократно повто-

ряющимися циклами очистки [1; 12]. При этом получают слитки с временем жизни неосновных носителей заряда $\tau > 1$ мс. Однако кремний, произведенный методом зонной плавки и легированный традиционными способами, имеет существенный недостаток: возможен чрезмерный разброс радиального сопротивления, обусловленный неравномерностью проникновения легирующей примеси (максимальная амплитуда колебаний составляет ± 25 %). Поэтому целесообразно использовать кремний, полученный методом легирования за счет нейтронной ядерной реакции, поскольку он характеризуется колебаниями удельного сопротивления около ± 5 %.

Для обеспечения малой выходной емкости при больших размерах активной светочувствительной площади ФД необходимо применять высокоомные кремниевые пластины. Так как на поверхности высокоомных полупроводников возникают инверсионные слои, что особенно часто наблюдается на кремнии p -типа, для изготовления кремниевых ФД большой площади с высокой пороговой чувствительностью необходимо использовать высокоомный кремний n -типа с удельным сопротивлением $4 \dots 8$ кОм $\cdot$ см.

При определении чувствительности ФД $S(\lambda)$ нужно учитывать, что в реальных приборах существенную роль играют потери на отражение и рекомбинация носителей [13]:

$$S(\lambda) = (1 - R) T \gamma \eta_0 \lambda / 1,24, \quad (6)$$

где R — коэффициент отражения; T — коэффициент пропускания входного окна; γ — коэффициент собирания с учетом скорости поверхностной рекомбинации; η_0 — квантовый выход.

Коэффициент отражения R может быть уменьшен при использовании просветляющего покрытия толщиной $\lambda/4$. Для длины волны $\lambda = 0,555$ мкм просветляющий слой SiO_2 должен иметь толщину около 0,08 мкм. Коэффициент собирания γ с учетом скорости поверхностной рекомбинации при существующем уровне технологии для $\lambda = 0,555$ мкм может достигать значения $\gamma = 0,8$ [14]. В случае применения бескорпусного $p - i - n$ -фотодиода допустимо не учитывать потери на входном окне корпуса и считать коэффициент пропускания $T = 1$. Расчет по формуле (6) с использованием приведенных данных показывает, что при высоком качестве исходного кремния и коэффициенте собирания неосновных носителей заряда $\gamma \geq 0,8$ разрабатываемый ФД может на длине волны $\lambda = 0,555$ мкм обеспечивать фоточувствительность $S(\lambda) \approx 0,32$ А/Вт. При этом излучение проникает в кремний на глубину 0,9...1 мкм. Значит, глубина $p - n$ -перехода не должна превышать 1 мкм.

Одним из важнейших параметров ФД является его выходная емкость, для оценки которой используется выражение

$$C = A_{\pi} \left[\frac{\varepsilon \varepsilon_0 e N_d}{2(V_k + V)} \right]^{1/2} \quad (7)$$

Здесь A_{π} — площадь p — n -перехода; ε — диэлектрическая проницаемость кремния; ε_0 — электрическая постоянная, $\varepsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$ Ф/м; N_d — концентрация примеси в исходной кремниевой пластине; V_k — контактная разность потенциалов; V — напряжение смещения.

Для значительного уменьшения выходной емкости нами разработана сетчатая конструкция диффузионных слоев фотоприемной области, которая обеспечивает при рабочем смещении 30 В и суммарной площади фотоприемной поверхности диода (10×10) мм² выходную емкость ФД $C \approx 13$ пФ.

Для базового кремния n -типа с временем жизни неосновных носителей $\tau \leq 1000$ мкс целесообразно оценить теоретически возможные значения обратных темновых токов ФД при рабочем смещении V . Сила темнового тока складывается из диффузионной ($I_{\text{диф}}$), генерационной ($I_{\text{ген}}$) и поверхностной ($I_{\text{пов}}$) составляющих.

Диффузионная составляющая силы темнового тока описывается выражением [7]

$$I_{\text{диф}} = \frac{en_i^2 L_p}{N_d \tau_p} A_{\pi}, \quad (8)$$

где $n_i = 1,5 \cdot 10^{10}$ см⁻³ — собственная концентрация носителей в Si при $T = 300$ К; L_p , τ_p — диффузионная длина и время жизни неосновных носителей заряда; N_d — концентрация донорной примеси; A_{π} — площадь p — n -перехода. Приняв коэффициент диффузии дырок в кремнии $D_p = 12,5$ см²/с [7] и $\tau_p = 1000$ мкс, для диффузионной длины L_p получим $L_p = \sqrt{D_p \tau_p} = 1120$ мкм. Согласно (8) для пластин из монокристаллического кремния с удельным сопротивлением $\rho = 4000$ Ом·см ($N_d = 10^{12}$ см⁻³) и $A_{\pi} = 1,0$ см² составляющая $I_{\text{диф}} = 4$ нА.

Генерационную составляющую силы темнового тока определим из выражения [15]

$$I_{\text{ген}} = e \frac{p_{n0}}{\tau_p} W_i A_{\pi}. \quad (9)$$

Здесь p_{n0} — концентрация носителей заряда в условиях тепловой генерации, $p_{n0} = n_i^2/N_d = 10^8$ см⁻³; W_i — ширина, мкм, области пространственного заряда, $W_i = 18 \sqrt{\rho_v V}$ [16], где ρ_v — удельное сопротивление пластины, кОм·см; V — рабочее смещение, В. При $V = 30$ В имеем $W_i = 200$ мкм и согласно (9) $I_{\text{ген}} = 0,3$ нА.

$$I_{\text{пов}} = \frac{1}{2} e n_i s A_s, \quad (10)$$

где s — скорость поверхностной генерации, $s \approx 1$ см/с; A_s — эффективная площадь поверхностной генерации (площадь зоны объемного заряда). Подставив значения величин в выражение (10), получим $I_{\text{пов}} = 1$ нА. Следовательно, суммарная расчетная сила темнового тока разрабатываемого ФД при рабочем напряжении $V_p = 30$ В

$$I_{\text{т}} = I_{\text{диф}} + I_{\text{ген}} + I_{\text{пов}} = 4 \cdot 10^{-9} + 3 \cdot 10^{-10} + 1 \cdot 10^{-9} = 5,3 \cdot 10^{-9} \text{ А} = 5,3 \text{ нА}.$$

Таким образом, из проведенного расчета видно, что предлагаемая нами топология кремниевого $p-i-n$ -фотодиода обеспечивает оптимальные конструктивно-технологические решения, позволяющие более чем в три раза снизить выходную емкость и достигнуть таких же значений темнового тока и спектральной чувствительности, как у аналога при рабочем напряжении $V_p = 30$ В.

При разработке новых конструкторско-технологических решений необходимо: предусмотреть специальные меры при осуществлении технологических операций и технологического маршрута в целом; обеспечить соблюдение высокой вакуумной гигиены, чистоты реактивов, требований специальных процессов подготовки, очистки и отмычки поверхности кремниевых пластин, а также применение высокоэффективных гетеризирующих процессов. Кроме того, необходимы конструктивные решения, с помощью которых гарантируется защита активной поверхности ФД от утечек (охранные полевые и противоионизирующие стопорные кольца). Практическая реализация таких конструктивно-технологических решений позволит изготовить отечественные кремниевые фотодиоды для детекторов ионизирующих излучений на уровне мировых образцов.

Список литературы: 1. Кристаллы сцинтилляторов и детекторы ионизирующих излучений на их основе / Л.В. Атрошенко, С.Ф. Бурчас, Л.П. Гальчицкий и др. К.: Наук. думка, 1998. 310 с. 2. Ляпидевский В.К. Методы детектирования излучений. М.: Энергоатомиздат, 1987. 405 с. 3. Использование в дозиметрии детектора типа сцинтиллятор — фотодиод в счетном режиме / Е.А. Данилин, Л.А. Пивень, В.Д. Рыжиков, Е.М. Селегенов // ПТЭ. 1991. № 4. С. 67 — 69. 4. Павлов А.В. Опτικο-электронные и ионные приборы. М.: Энергия, 1974. 280 с. 5. Рыжиков В.Д., Стадник П.Е., Яковлев Ю.А. Перспективы развития системы сцинтиллятор — фотодиод // ПТЭ. 1984. № 5. С. 6 — 16. 6. Горн Л.С., Хазанов Б.И. Спектрометрия ионизирующих излучений на космических аппаратах. М.: Атомиздат, 1979. 260 с. 7. Комбинированные детекторы рентгеновского излучения на основе сцинтилляторов и кремниевых фотодиодов / А.Я. Глиберман, Н.И. Ковалев, С.Н. Игнатов и др. // ПТЭ. 1987. № 1. С. 197 — 199. 8. Столярова Е.Л., Дрыгин В.Н., Уйманов В.А. Детекторы сцинтиллятор — фотодиод // Прикладная ядер. спектрометрия. 1975. Вып. 5. С. 111 — 114. 9. Вифанова Л.В., Гурков Л.Н., Ованесов М.В. Эффективный приемник оптического излучения // Электрон. техника. Сер. 2, Полупроводниковые приборы. 1990. Вып. 4. С. 42 — 48. 10. Beck S.A., Carter A.A. Junction depth dependence of breakdown in silicon detector diodes // Nuclear Instrument and Methods. 1996. A

12. *Оптоэлектроника*. М.: Совет. радио, 1977. 232 с.
13. *Трищенко М.А., Фриммер А.И.* Фотоэлектрические полупроводниковые приборы с $p-n$ переходами // *Полупроводниковые приборы и их применение*. 1971. Вып. 25. С. 159 — 203.
14. *Серафин Б.* Преобразователи солнечной энергии. Вопросы физики твердого тела. М.: Энергоатомиздат, 1982. 275 с.
15. *Колтун М.М.* Солнечные элементы. М.: Наука, 1987. 275 с.
16. *Чилингаров А.Г.* Координатные полупроводниковые детекторы в физике элементарных частиц. Новосибирск, 1990. 228 с. (Препр. / Новосиб. гос. ун-т; 90 — 113).

*Харьковский государственный технический
университет радиозлектроники
Харьковский научно-исследовательский институт
технологии приборостроения*

Поступила в редколлегию 03.02.99

ВЫБОР АДАПТИВНОГО ПОРОГА ПРИНЯТИЯ РЕШЕНИЯ ПРИ МНОГООБЗОРНОЙ ОБРАБОТКЕ СИГНАЛОВ В ОБЗОРНЫХ РЛС

При принятии решения о наличии цели на фоне нестационарных мешающих отражений, как правило, возникают ситуации, когда гипотеза об отсутствии сигнала сложная, т.е. имеет место непараметрическая неопределенность относительно помехи. При этом одной из основных проблем становится стабилизация уровня вероятности ложных тревог. Если вероятность ложной тревоги нестабильна, то с ее ростом возможна перегрузка устройств вторичной обработки, что приводит к появлению ложных целей. Снижение вероятности ложных тревог сопровождается снижением вероятности правильного обнаружения и может привести к потере полезных целей. Вероятность ложной тревоги зависит от вида и параметров распределения помех, которые в рассматриваемом случае переменны. Такой ситуации соответствует помеховая обстановка при наличии сосредоточенных в пространстве дискретных мешающих отражений (ДМО) от неоднородностей атмосферы типа «ангел-эхо». Для этой группы помех характерны как временная нестационарность, исчисляемая обычно несколькими периодами обзоров, так и пространственная неоднородность, определяемая долями элемента разрешения обзорной РЛС.

В данной ситуации ищут правило или метод, при использовании которых вероятность ложной тревоги становится не зависящей ни от математического ожидания m , ни от дисперсии σ^2 распределения выборки помехи, т.е.

$$\int_{x_1} P_n(x/m, \sigma^2) dx = F_{\text{зад}}, \quad (1)$$

где x_1 — критическая область, соответствующая принятию решения о наличии полезного сигнала; $P_n(x/m, \sigma^2)$ — плотность распределения выборки помехи; $F_{\text{зад}}$ — заданный уровень вероятности ложной тревоги.

необходимо обеспечить оценки среднего значения и дисперсии межобзорных флуктуаций помехи и на их основе отслеживать порог принятия решения, удовлетворяющий (1).

Известны частные решения этой проблемы для наземных РЛС обзора пространства путем формирования усреднений карты мешающих отражений от земной поверхности в оперативном запоминающем устройстве. Информация о средних уровнях мешающих отражений для каждого элемента разрешения хранится в памяти, по мере поступления новых данных в последующих обзорах организуется коррекция карты мешающих отражений. Порог принятия решения устанавливается для каждого элемента обработки на основе среднего уровня мешающих отражений. Этот метод эффективен при подавлении отражений от земной поверхности, имеющих низкий коэффициент черезобзорных флуктуаций.

Наличие участков земной поверхности с высоким коэффициентом черезобзорных флуктуаций отражений и сильно флуктуирующих ДМО типа «ангел-эхо» вынуждает для достижения требуемой вероятности ложных тревог повышать порог принятия решения относительно среднего значения. Это приводит к снижению вероятности обнаружения малозаметных целей на фоне слабофлуктуирующих мешающих отражений.

Для повышения эффективности методов многообзорной обработки предлагается производить статистическую оценку среднего значения и дисперсии черезобзорных выборок сигналов от мешающих отражений и на их основе устанавливать адаптивный порог принятия решения для каждого элемента обработки. В качестве состоятельных, несмещенных оценок $\hat{m}$ и $\hat{\sigma}^2$ используем выборочное среднее и исправленную выборочную дисперсию:

$$\hat{m} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n V_i; \quad (2)$$

$$\hat{\sigma}^2 = \frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (V_i - \hat{m}), \quad (3)$$

где n — количество анализируемых обзоров; i — номер обзора; V_i — значения амплитуды отраженного сигнала в i -м обзоре.

Структура устройства многообзорной обработки, реализующего данное предложение, показана на рис. 1. Информация обрабатывается

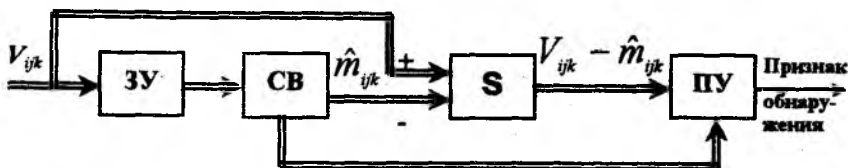


Рис. 1

в цифровом виде, для чего в качестве входного используется сигнал с выхода цифрового селектора движущихся целей (СДЦ) или сигнал амплитудного канала после аналого-цифрового преобразователя (АЦП). Запоминающее устройство (ЗУ) необходимо для хранения карт эхо-сигналов за n последовательных обзоров.

В спецвычислителе (СВ) на основе этих карт по алгоритмам реализации соотношений (2) и (3) рассчитываются оценки $\hat{m}_{ijk}$ и $\hat{\sigma}_{ijk}^2$ для каждого элемента обработки (i, j — номера элементов обработки по дальности и азимуту). Оценка среднего значения и входной сигнал подаются на сумматор. Сигнал разности $V_{ijk} - \hat{m}_{ijk}$ с выхода сумматора поступает на вход порогового устройства (ПУ). Уровень порога обнаружения в данном устройстве устанавливается для каждого элемента обработки на основе текущей оценки дисперсии межобзорных флуктуаций мешающих отражений $\hat{\sigma}_{ijk}^2$. Признак обнаружения для каждого элемента обработки появляется на выходе ПУ при выполнении неравенства

$$V_{ijk} - \hat{m}_{ijk} > C \hat{\sigma}_{ijk}^2, \quad (4)$$

где C — коэффициент, устанавливаемый исходя из требуемого уровня вероятности ложных тревог для различных вариантов обработки радиолокационной информации.

Реализация устройства в соответствии со структурной схемой, изображенной на рис. 1, в настоящее время затруднена, так как требуется ЗУ большого объема и быстродействующий СВ. Поэтому для упрощения реализации устройства предлагается формировать усредненную карту помех и

текущими соотношениями*

$$\hat{m}_{ijk} = \hat{m}_{i-1,jk} + K_1(V_{ijk} - \hat{m}_{i-1,jk}); \quad (5)$$

$$\hat{\sigma}_{ijk}^2 = \hat{\sigma}_{i-1,jk}^2 + K_2 [(V_{ijk} - \hat{m}_{i-1,jk})^2 - \hat{\sigma}_{i-1,jk}^2]; \quad (6)$$

Структурная схема устройства многообзорной обработки реализующего алгоритм представлена на рис. 2. Формирование усредненной карты помех в соответствии с выражением (5) реализуется с помощью сумматоров 1 и 4, умножителя 2 и верхней половины ЗУ 7. Для формирования карты дисперсий в соответствии с выражением (6) используются сумматоры 5 и 11, умножитель 8, нижняя часть ЗУ 7 и устройство 3 возведения в квадрат разности $V_{ijk} - \hat{m}_{ijk}$.

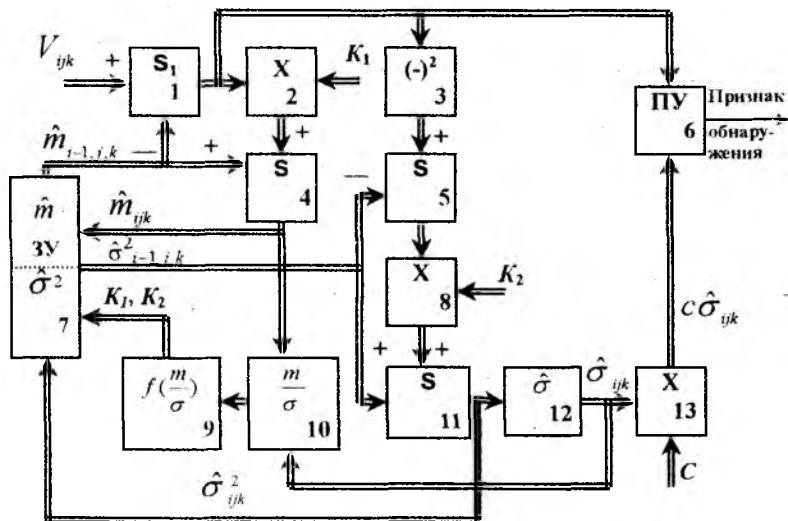


Рис. 2

* Левин Б.Р. Теоретические основы статистической радиотехники. М.: Радио и связь, 1989. 320 с.

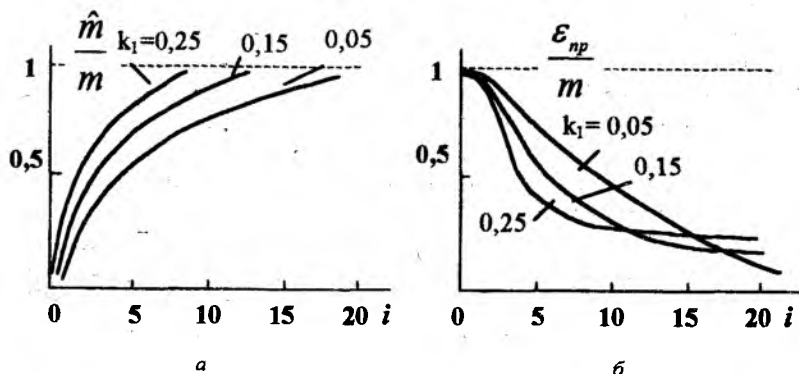


Рис. 3

Сигнал разности $V_{ijk} - \hat{m}_{ijk}$ с выхода сумматора 1 подается на пороговое устройство 6, где в качестве порога выступает величина, пропорциональная среднеквадратическому отклонению амплитуд для каждого элемента обработки $C\sigma_{ijk}$ (получена с помощью преобразователя 12 и умножителя 13).

Коэффициенты K_1 и K_2 устанавливаются с помощью делителя 9 и преобразователя 10, в пределах от 0,05 до 0,25, исходя из требуемых значений быстродействия и точности отслеживания отношения m/σ^2 . Эти коэффициенты определяют постоянные времени рекурсивных фильтров τ_p и предельные значения ошибок ϵ_{np} при оценке m и σ^2 , например

$$\tau_{p\hat{m}} \approx iT_{\text{обз}} = \frac{1}{K_1} T_{\text{обз}}.$$

Переходные характеристики формирования усредненной карты помех при различных значениях коэффициентов K_1 показаны на рис. 3, а. На рис. 3, б представлены зависимости предельных значений ошибок m от количества анализируемых обзоров i при различных значениях коэффициента K_1 . Требования к быстродействию и точности отслеживания m и σ^2 определяются частотами медленных флуктуаций мешающих отражений, которые, в свою очередь, зависят от условий распространения радиоволн, типа и режима работы РЛС. С повышением частоты

ты медленных флуктуаций необходимо увеличивать коэффициенты сглаживания K_1 и K_2 .

Для сравнительной оценки устройств многообзорной обработки с адаптивным и фиксированным порогами принятия решений проведен анализ результатов исследования черезобзорных флуктуаций отражений от земной поверхности. При этом для случая, когда среднеквадратическое отклонение значений черезобзорных выборок относительно среднего значения для разных элементов обработки лежит в пределах 0,8...24 дискрет, для обеспечения заданной вероятности ложных тревог необходимо установить порог принятия решения на уровне 2,4...72 (3σ) дискрет. Тогда для обеспечения заданной вероятности ложных тревог в устройстве с фиксированным порогом значение порога близко к максимальному уровню (около 60). Так как отражения от большей части участков подстилающей поверхности имеют небольшие дисперсии, использование адаптивного порога позволит установить для этих участков порог принятия решения на 8...13 дБ ниже по сравнению со случаем использования фиксированного порога.

Таким образом, применение в устройствах многообзорной обработки адаптивного порога принятия решения позволит повысить вероятность обнаружения и проводки малоразмерных целей на фоне нестационарных мешающих отражений.

*Харьковский государственный технический
университет радиозлектроники*

Поступила в редколлегию 29.01.99.

*В.И. АНТЮФЕЕВ, канд. техн. наук, В.Н. БЫКОВ, канд. техн. наук,
А.М. ГРИЧАНЮК, В.А. КРАЮШКИН,
Ю.В. ОВСЯННИКОВ, М.Г. ШОКИН*

РАДИОМЕТРИЧЕСКИЙ ИЗМЕРИТЕЛЬНЫЙ КОМПЛЕКС МИЛЛИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА ВОЛН ДЛЯ ДИСТАНЦИОННОГО ЗОНДИРОВАНИЯ ЗЕМНОЙ И ВОДНОЙ ПОВЕРХНОСТИ

Навигация летательных аппаратов по наземным ориентирам предопределяет создание эталонных изображений (ЭИ) объектов (ориентиров) навигации. ЭИ представляют собой результат синтеза, в процессе которого осуществляется обработка информации, содержащейся в аэрофотоснимках навигационного поля, цифровых картах местности и наборах (каталогах) информативных признаков (ИП) объектов и окружающих фонов [1]. Под ИП понимаются количественные характеристики излучения и отражения объектов, а также значения и знаки взаимных контрастов указанных характеристик материалов, земных покровов и водной поверхности, полученные с помощью информационных датчиков различных диапазонов электромагнитных волн (видимого, инфракрасного, миллиметрового и др.), в разных погодных и климатических условиях, во все времена года, днем и ночью. Практическое значение для синтеза ЭИ имеют, в первую очередь, ИП, инвариантные к изменениям погодных условий и прочих случайных факторов. Сообщества ИП могут быть объединены в каталоги ИП по классам объектов, поверхностей, по типам информационных датчиков, диапазонам волн и т.д. Вследствие недостаточности и неоднозначности количественных характеристик излучения и отражения объектов и фонов, полученных расчетным путем с использованием традиционных моделей [2; 3], создание каталогов ИП осуществляется экспериментальным путем с помощью измерительного (в общем случае многоспектрального) комплекса на полигоне, представляющем собой набор тестовых покрытий и поверхностей.

Разработанный радиометрический измерительный комплекс миллиметрового диапазона волн (РМИК ММД) предназначен для измерения абсолютных радиоярких температур и радиоярких контрастов материалов и объектов на фоне земной и водной поверхности, а также для построения радиометрических изображений (РМИ) визируемой поверхности в ММД. В каталогах ИП, формируемых на основе результатов измере-

с помощью РМИК ММД, должна содержаться информация о наличии устойчивых ИП отдельных пар или групп материалов и земных покровов, а также должны быть отражены устойчивые закономерности изменчивости флуктуирующих ИП некоторых сообществ материалов в определенных погодно-климатических условиях.

Структурная схема РМИК ММД представлена на рис. 1. Здесь 1 — приемная антенна; 2 — опорно-поворотное устройство; 3 — радиометрический (РМ) приемник; 4 — аналого-цифровой преобразователь (АЦП); 5 — блок управления и синхронизации; 6 — персональная ЭВМ IBM PC-386.

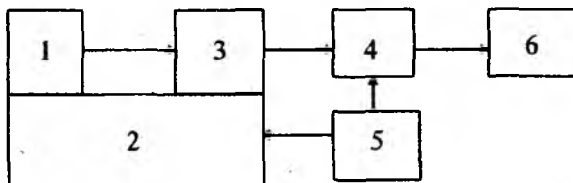


Рис. 1

Поворотная платформа, на которой размещены антенна и высокочастотная часть РМ-приемника, осуществляет обзор пространства в таких диапазонах углов: по азимуту — на 360° ; угла места — на 180° (от надир); время полного поворота в азимутальной плоскости — 10...120 с.

Технические характеристики РМ-приемника и приемной антенны: тип РМ — модуляционный; рабочая частота фиксированная, 35 ГГц (8-миллиметровый диапазон); нормированный флуктуационный порог чувствительности — менее 0,2 К/с; время анализа — 0,1; 0,3; 1 с; ширина луча диаграммы направленности антенны — 2° ; коэффициент направленного действия — 33 дБ; уровень боковых лепестков — 20 дБ; поляризация антенны линейная (вертикальная либо горизонтальная); антенна съюстирована с оптическим визиром, обеспечивающим ее визуальное наведение на исследуемый объект.

АЦП обеспечивает согласование РМ-приемника с ПЭВМ, преобразуя медленноменяющееся напряжение с аналогового выхода РМ в цифровую последовательность. АЦП является многоканальным и допускает проведение одновременных измерений и параллельной обработки сигналов 8 каналов (датчиков). Количество уровней дискретизации входного сигнала в каждом из каналов составляет 1024.

Блок управления и синхронизации задает режим работы опорно-поворотному устройству и обеспечивает синхронность поворота приемной антенны и формирования РМИ на экране ПЭВМ.

Измерительный комплекс может быть дополнен информационными датчиками: радиометрическим 3-миллиметрового диапазона, радиолокационным сантиметрового и ММД (8- и 3-миллиметрового), инфракрасным и оптическим. Для реализации пассивно-активного режима работы РМ-датчика необходимо дополнить РМ-приемник источником шумовой "подсветки" (8- и 3-миллиметрового диапазонов). Измерения можно проводить на двух поляризациях – вертикальной и горизонтальной.

Первый цикл измерений был выполнен в период с 17 по 21 января 1997 года. Он включал в себя калибровку в лабораторных условиях РМ-датчика по уровням радиояркости следующих объектов: окон комнаты, подсвеченных небом и имеющих низкую радиояркостную температуру; лампы дневного света, являющейся источником излучения с высокой радиояркостной температурой. В этот период была отработана методика регистрации результатов измерений в памяти ПЭВМ, вывода восьмицветного изображения на дисплей и черно-белого РМИ на печать.

С 26 февраля по июнь 1997 г. был проведен зимне-весенний цикл натурных экспериментов, в ходе которых были получены РМИ наземных объектов (автомашин на асфальте) из окна здания на пятом этаже. Измерения осуществлялись в сухую погоду, в момент выпадения и таяния снега, до, во время и после дождя. В ходе измерений регистрировались основные параметры и состояние атмосферы: температура воздуха, наличие облачности, интенсивность осадков, глубина выпавшего снега на объектах и подстилающей поверхности, наличие или отсутствие влаги на объектах и земной поверхности. В дальнейшем необходимо регистрировать такие характеристики атмосферы, как влажность и температуру земной поверхности, с помощью которых можно будет оценить значение и степень изменения диэлектрической проницаемости, непосредственно влияющей на перераспределение излучательной и отражательной способности объектов и фонов. Специально для данного этапа измерений разработано программное обеспечение, позволившее получить визуальное РМИ при выводе на дисплей и печать с 256 уровнями яркости в псевдоцветах и сохранить его в формате BitMap (BMP).

В процессе измерений производилась синхронная фотосъемка, дающая возможность визуализировать объектовый состав и состояние атмосферы (наличие или отсутствие осадков и др.).

Измерения проводились с высоты 15 м от земли в таких диапазонах углов: угла места — $7...45^\circ$ (от вертикали); по азимуту — $\pm 55^\circ$. На рис. 2, 3 приведены фото- и РМ-изображения одной и той же визируемой площадки.



Рис. 2

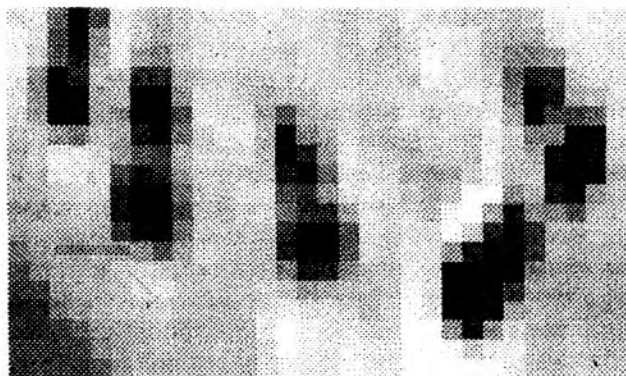


Рис. 3

Полученные результаты позволяют сделать следующие выводы. Объекты с металлическими поверхностями на фоне асфальта обладают устойчивым радиоярким контрастом, который сохраняется при выпадении снега дождя. Снег небольшой толщины (5...10 см), лежащий на крышах автомобилей, увеличивает излучательную способность объектов, делает их более "теплыми" и снижает контраст пары автомобиль — асфальт. У мокрого асфальт

после таяния снега или после дождя умеренной интенсивности (1...4 мм/ч) наблюдается увеличение коэффициента отражения, что приводит к уменьшению радиояркостной температуры, асфальт становится более "холодным" и контраст пары автомобиль — асфальт также уменьшается. Однако при этом необходимо учитывать интенсивность подсветки неба. Контраст изучаемой пары хотя и уменьшался вследствие выпадения осадков, но при указанной выше интенсивности осадков это уменьшение было незначительным, знак контраста не изменялся.

В летний период 1998 г. были проведены натурные эксперименты, целью которых являлась визуализация площадного наземного объекта с высоты 312 м. Площадной объект представлял собой сообщество искусственных сооружений различной конфигурации (зданий с битумными крышами, металлических трубопроводов, металлических конструкций, ферм и т.д.) на фоне грунта с травяным и асфальтовым покрытием, а также искусственных водоемов и реки. Измерения производились в ясную солнечную погоду, днем в таких диапазонах углов: по азимуту — в пределах 70° , угла места — $30...75^\circ$ (от вертикали). На рис. 4, 5 в качестве примера приведены фото- и РМ-изображения изучаемого площадного объекта.

В процессе РМ-съемки площадного объекта получены следующие результаты. Крупногабаритные искусственные сооружения с металлическим покрытием (металлические трубопроводы и фермы) на фоне земной поверхности и более "теплых" железобетонных зданий с битумными крышами обладают устойчивым отрицательным радиояркостным контрастом, что дает возможность сравнительно легко их идентифицировать в пределах площадного объекта. Сравнительно легко обнаруживаемыми являются также водоемы и река. Изменение динамического диапазона РМ-приемника, улучшение пространственной и температурной разрешающей способности позволяет обнаружить и менее контрастные элементы площадного объекта (крыши зданий, мелкие постройки и др.).

Результаты, полученные в период зимне-весеннего и летнего циклов измерений, позволяют сделать вывод о возможности селекции объектов по их РМ-изображению: по форме, наличию металла, бетона, пластмассовых соединений и т.д. Так, наибольшим по уровню и устойчивости контрастом по отношению к асфальтовому покрытию из обследованных автомобилей обладает фургон, имеющий наибольшие габаритные размеры. ВАЗ можно отличить от ЗАЗа, "Мерседес" — от ЗАЗа и ВАЗа. Фургон наиболее "холодный" со стороны капота и лобового стекла, а крыша (пластмассовая и рифленая) более "теплая". Тру-

бопровод, являющийся протяженным объектом, легко отличить от двух площадных (в плане съемки) объектов крупногабаритных металлических ферм, а также от водоемов и реки.



Рис. 4



Рис. 5

Таким образом, создание радиометрического измерительного комплекса, проведение лабораторных и натурных экспериментов завершают первый этап исследований по формированию банка данных о ИП изучаемых объектов и фонов. Полученные результаты показали, что с помощью РМИК ММД может быть выполнен весь цикл измерений характеристик излучения объектов и фонов в 8-миллиметровом диапазоне волн.

Список литературы: 1. Андреев Г.А., Потанов А.А. Активные системы ориентации по геофизическим полям // Зарубеж. радиоэлектроника. 1988. № 9. С. 62 — 85. 2. Moore R.K. Radar return from the ground // Bull. Eng. Lawrence. 1969. N 59. P. 87. 3. Орлов Р.А., Торганин Б.Д. Моделирование радиолокационных отражений от земной поверхности. Л.: Изд-во Ленингр. ун-та, 1978. 148 с.

Харьковский военный университет

Поступила в редколлегию 16.12.98

ОЦЕНКА ВЛИЯНИЯ КРАТНОСТИ ФАЗОВОЙ МОДУЛЯЦИИ НА КАЧЕСТВО ПРИЕМА-ПЕРЕДАЧИ ИНФОРМАЦИИ В ЦИФРОВЫХ СИСТЕМАХ СПУТНИКОВОЙ СВЯЗИ

Системы передачи сигналов в цифровой форме широко используются для передачи собственно цифровых сигналов (от ЭВМ, например) и аналоговых сигналов, преобразованных в цифровую форму. Преобразование аналоговых сигналов можно осуществлять непосредственно на самой земной станции (ЗС) спутниковой сети или в других пунктах сети связи [1–3].

Цифровые сигналы чаще всего передают с помощью фазовой модуляции (ФМ). Кратность ФМ непосредственно связана с одним из важнейших показателей системы спутниковой связи (ССС) — пропускной способностью. Поэтому исследование влияния кратности ФМ на качество приема-передачи информации в цифровых ССС является актуальной задачей.

Анализ воздействия помех на системы передачи сигналов в цифровой форме имеет принципиальные отличия от анализа для аналоговых систем. Во-первых, цифровые каналы характеризуются не шумами и искажениями передаваемых сигналов, а вероятностью ошибки при приеме посылки. Во-вторых, связь между вероятностью ошибки и помехами или шумом принципиально нелинейна. Поэтому в цифровых системах, в отличие от аналоговых, нельзя рассматривать воздействие помех отдельно от других помех и шумов и суммировать получившийся эффект (даже при малых помехах) [3].

Основная формула расчета вероятности ошибки $P_{\text{ош}}$ при приеме одного бинарного символа в точке региона с координатами (x, y) в условиях множественных помех имеет вид [4; 5]

$$P_{\text{ош}}(x, y) = E \left[\operatorname{erfc}(\rho(x, y) \sin(\pi/M) + \rho(x, y)Z(x, y)) \right],$$

где $E[\cdot]$ — символ безусловного математического ожидания; $\operatorname{erfc}(\alpha) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_{\alpha}^{\infty} \exp(-t^2) dt$ — дополнительная функция ошибок; ρ^2 — отношение сигнал-шум; M — число положений фаз при ФМ (кратность ФМ); Z — случайная величина, описывающая влияние помехи. Для помехи, связан-

ной с соседними спутниками, случайная величина Z выражается следующим образом (далее указания на координаты x , y опущены):

$$Z = \sum_{j=1}^K R_j \cos \varphi_j.$$

Здесь K — число источников помех; $R_j = \sqrt{I_j/S}$, где I_j — мощность j -го мешающего сигнала; S — мощность полезного сигнала. При этом значения каждой из величин φ_j случайны и равномерно распределены на интервале $(0; 2\pi)$.

Для анализа влияния кратности ФМ на качество приема-передачи информации в цифровых ССС разработаны алгоритмы и пакет программ расчета региональных карт вероятности ошибки при приеме-передаче информации в цифровых ССС.

Рассмотрим карты вероятности ошибки для ССС Украины с четырьмя спутниками на геостационарной орбите, использующей ФМ при передаче сигналов с $M=8$ (рис. 1) и $M=16$ (рис. 2). Основные параметры расчетов: коэффициент использования поверхности антенны ЗС — 0,5; отношение диаметра антенны ЗС к длине волны — 100; угловой размер сечения луча антенн спутников — 1; половина ширины основного лепестка луча антенн спутников по уровню -3дБ — 0,3. Остальные характеристики спутников ССС приведены в табл. 1.

Таблица 1

Зона обслуживания	Расположение на орбите, в.д.	Точка прицеливания луча антенны		Мощность бортового передатчика, Вт
		с.ш.	в.д.	
Западная	30,0°	50,0°	26,0°	350
Южная	31,5	45,7	32,6	230
Центральная	33,0	50,9	32,0	210
Восточная	34,5	48,5	37,2	230

Представленные рисунки показывают влияние кратности ФМ на вероятность ошибки приема-передачи информации $P_{\text{ош}}$ для ССС Украины. Видно, что с увеличением кратности ФМ с $M=8$ до $M=16$ происходит ухудшение помеховой обстановки. Это согласуется с результатами, изложенными в работе [4], а также с теорией и практикой приема-передачи сигналов.

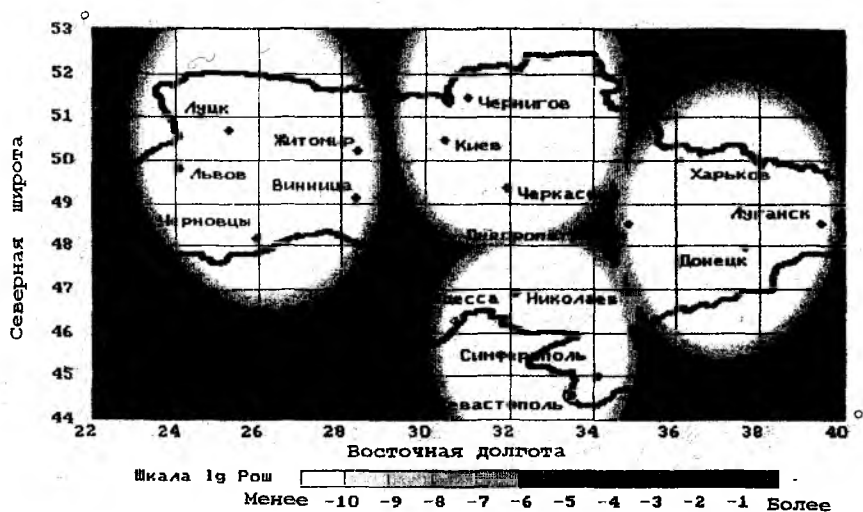


Рис. 1

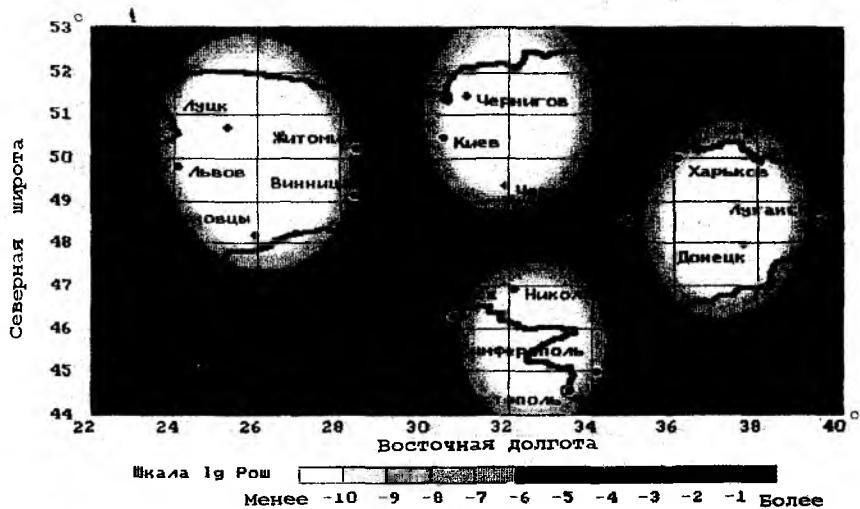


Рис. 2

В качестве критериев оценки влияния M на $P_{\text{ош}}$ можно использовать среднюю вероятность ошибки $P_{\text{ош.ср}}$ приема-передачи информации в регионе и долю площади обслуживаемого района, где обеспечивается неперевышение заданного уровня $P_{\text{ош}}$. Вероятность $P_{\text{ош.ср}}$ на территории Украины составила $10^{-8,96}$ для случая на рис. 1 и $10^{-6,63}$ для случая на рис. 2. В табл. 2 приведены полученные результаты.

Таблица 2

Кратность фазовой модуляции M	Доля территории Украины, %, где обеспечивается неперевышение заданного уровня $P_{\text{ош}}$						
	10^{-3}	10^{-4}	10^{-5}	10^{-6}	10^{-7}	10^{-8}	10^{-9}
8	95,28	93,27	90,61	87,32	84,09	81,36	78,81
16	75,30	68,29	62,46	57,38	52,82	48,70	44,89

Таким образом, на основе региональных карт вероятности ошибки при приеме-передаче информации в цифровых ССС и предложенных критериев можно достаточно точно оценить влияние кратности ФМ на качество приема-передачи информации в этих системах.

Список литературы: 1. Wu W.W., Miller E.F., Pritchard W.L. Mobile satellite communications // Proc. of the IEEE. 1994. Vol. 82, N 9. P. 1431–1448. 2. Сталкер Дж. Цифровая спутниковая связь: Пер. с англ. М.: Связь, 1979. 592 с. 3. Спутниковая связь и вещание: Справ. / Г.Б. Аскинази, В.Л. Быков, М.Н. Дычкова и др.; Под ред. Л.Я. Кантора. М.: Радио и связь, 1988. 344 с. 4. Мазманишвили А.С., Рафалович О.Я. Пример построения региональных фазовых карт вероятности ошибок для выбранной конфигурации сети спутниковой связи // Электрон. моделирование. 1997. Т. 19, № 5. С. 120–124. 5. Рафалович О.Я. Анализ цифровых систем спутниковой связи по критерию помехоустойчивости приема-передачи информации // Радиотехника. 1997. Вып. 104. С. 134 — 137.

Харьковский государственный
политехнический университет

Поступила в редколлегию 18.01.98

ПОГРЕШНОСТИ МЕТОДА ПАРАЛЛЕЛЬНОГО ОСРЕДНЕНИЯ ДЛЯ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ОДНОКРАТНЫХ ВРЕМЕННЫХ ИНТЕРВАЛОВ

Наиболее жесткие требования к преобразователям временных интервалов предъявляются при лазерной локации [1]. Это связано с широким диапазоном измеряемых величин, с необходимостью обеспечить малые абсолютную и относительную погрешности измерения.

При преобразовании однократных временных интервалов (ОВИ) в цифровой эквивалент, как и при любом преобразовании аналоговой величины в дискретную, возникают погрешности, обусловленные округлением значения преобразуемой величины до ближайшего целого значения образцовой величины.

В работе [2] описан цифровой хронометр, в котором используется метод параллельного усреднения (осреднения). В таком преобразователе происходит неявное квантование отрезков времени, являющихся погрешностями квантования и длительностями стартового и стопового импульсов, разностно-периодной мерой (РПМ). Последняя представляет собой разность периодов повторения основной частоты f_0 и дополнительной f_1 , т.е. $\Delta T = T_0 - T_1$. Импульсы, имеющие период повторения T_1 , образованы путем задержки на n параллельных линиях задержки стартовых (стоповых) импульсов.

При совпадении импульсов потоков f_0 и f_1 формируются пакеты совпадений в стартовых и стоповых каналах измерений. Огибающие таких пакетов являются импульсами, имеющими низкую частоту следования. Длительности стартового и стопового импульсов трансформируются в длительности соответствующих пакетов совпадений.

Уравнение преобразования для метода параллельного усреднения можно записать в виде

$$t_x = [(N_0 + N_1 / 2) + Nn / 2 - (N'_0 + N'_1 / 2)] \Delta T,$$

где N_0 — количество нулей, соответствующих несовпавшим стартовому импульсу и второму импульсу потока T_0 и (или) совпавшим импульсам с амплитудой, недостаточной для срабатывания элементов схемы, т.е. засчитанных как нули; N_1 — число единиц, соответствующих совпавшим стартовому импульсу и второму импульсу последовательности периода T_0 ; N — число целых периодов повторения T_0 , попавших в измеряемый интервал t_x . Величины N'_0 и N'_1 определены аналогично N_0 и N_1 для стоповых каналов.

Проанализируем погрешности, которые характерны для разработанного метода преобразования ОВИ и оказывают наибольшее влияние на результат.

Рассмотренный метод преобразования ОВИ обеспечивает повышение точности за счет уменьшения шага квантования до величины, являющейся РПМ. Снижаемая погрешность относится к методическим, так как она обусловлена дискретной формой представления результатов преобразования аналоговой величины. Аналоговый характер преобразуемого интервала времени t_x и конечное значение РПМ $\Delta T = T_0 - T_1$ приводят к возникновению временной неопределенности. Максимальное значение последней в реальном масштабе времени $\Delta T = f_p / f_0 f_1$, где f_p — разностная частота, при условии, что частоты следования импульсов, участвующих в процессе преобразования, абсолютно стабильны и зарегистрированы все импульсы пакета совпадений. РПМ для данного метода — это величина ΔT времени задержки стартового (стопового) импульса первой линии задержки.

Оценим влияние случайных электрических флуктуаций, действующих в узлах преобразователя, на точность описанного метода преобразования. Основными дестабилизирующими факторами являются термодинамические шумы и нестабильности частот следования f_0 и f_1 .

В качестве источников питания используются гальванические источники постоянного тока. Поэтому при оценке инструментальных погрешностей влияние пульсаций питающих напряжений исключено из рассмотрения.

Влияние теплового шума при разностно-периодном квантовании проявляется в изменении числа импульсов пакета совпадений, которые вызываются изменением амплитуды порога срабатывания схем совпадений. Ширина полосы временной неопределенности $\delta T_{ш}$ зависит от крутизны огибающей пакета совпадений и действующего значения теплового шума $U_{ш}$. Значение $U_{ш}$ определяется уравнением Найквиста.

Неопределенность пакета совпадений из-за теплового шума в виде количества импульсов

$$\delta N_{ш} = \frac{2\sqrt{k\theta\delta f r}}{K_n} \frac{f_1^2}{f_p} \quad (1)$$

Здесь k — постоянная Больцмана, $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К; θ — абсолютная температура; δf — полоса частот, к которой принадлежит напряжение, $\delta f \approx 1/\tau$, где τ — средняя длительность импульсов на выходе схем совпадения; r — входное сопротивление схемы совпадения; K_n — крутизна фронта импульса; f_1 — частота появления импульсов на выходах линий задержки; f_p — разностная

частота, $f_p = |f_0 - f_1|$, где f_0 — частота следования квантовых импульсов.

Изменение числа периодов частоты f_1 , обусловленное ее кратковременной нестабильностью,

$$\delta N_\alpha = \frac{\alpha 2 \tau f_0^2 f_1}{f_p^2}, \quad (2)$$

где α — кратковременная нестабильность частоты f_0 .

Количественную оценку полученных выражений для $\delta N_{\text{ш}}$ и δN_α проведем с учетом реально достижимых технических параметров сигналов для ИМС серии 500. Значение $r = 50$ Ом. Зададимся частотой следования импульсов $f_0 \approx f_1 = 10^5$ Гц, ее кратковременная нестабильность $\alpha = 10^{-7}$. Длительность импульсов $\tau_0 = \tau_1 = \tau = 5 \cdot 10^{-11}$ с. Если принять, что абсолютная температура $\theta = 300$ К, выражения (1) и (2) примут вид

$$\delta N_{\text{ш}} = \frac{4 \cdot 10^{-4}}{f_p}; \quad \delta N_\alpha = \frac{1}{f_p^2}.$$

Анализ полученных выражений показывает, что изменение числа импульсов, обусловленное тепловыми шумами и кратковременной нестабильностью частот, различным образом зависит от разностной частоты. Для соблюдения оптимальности преобразования применим принцип выравнивания частных погрешностей. Для этого найдем значение f_p , при котором $\delta N_{\text{ш}} = \delta N_\alpha$, т.е. $f_p = 2,5 \cdot 10^4$ Гц. При таком значении разностной частоты изменение числа пакета совпадений $\delta N_{\text{ш}} = \delta N_\alpha = 1,6 \cdot 10^{-8}$. Временное выражение этих флуктуаций составит $\delta T_\alpha = \delta T_{\text{ш}} = 1,01 \cdot 10^{-13}$ с.

При использовании калиброванных линий задержки на коаксиальном кабеле калибровка автономных линий задержки может быть выполнена с высокой степенью точности, соответствующей абсолютной погрешности 10^{-14} с для временных задержек наносекундного диапазона.

Снижение погрешности преобразования может быть достигнуто путем снижения разностной частоты, но при этом инструментальная погрешность возрастет.

Список литературы: 1. Беспалько В.А. Прецизионное измерение времени в лазерной дальнометрии // Измерение. Контроль. Автоматизация. 1991. № 2. С. 34 — 43. 2. А.с. 1693588 СССР, МКИ G 04 F 10/04. Цифровой хронометр / О.И. Кадацкая, А.И. Каменюка, Е.Л. Канарейкина (СССР) // Открытия. Изобретения. 1991. № 43. С. 17.

Харьковский государственный технический
университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 26.02.99

Л.В. ГОЛОВКИНА, канд. техн. наук, И.В. САЛАЙ,
П.И. ЧЕРЕДНИКОВ, канд. техн. наук

МЕТОД ПРЕДСТАВЛЕНИЯ ФУНКЦИЙ СВЯЗИ ПАРАМЕТРИЧЕСКИХ СИСТЕМ

В многоконтурных нелинейных параметрических индуктивных системах связь между контурами осуществляется через взаимную индуктивность контуров, когда создаваемый током контура накачки магнитный поток проходит через другие контуры, индуцируя напряжение.

Рассмотрим индуктивную параметрическую систему, содержащую n цепей на k сердечниках (рис. 1). Она описывается следующим образом:

$$\left\{ \begin{aligned} &sw_1 \frac{d}{dt} (B_1 + \sum_{k=2}^n B_k) + i_1 R_1 + \frac{1}{C_1} \int i_1 dt = U_0 \sin(\omega t + \varphi^0); \\ &\dots \\ &sw_j \frac{d}{dt} (B_{j-1} - B_j) + i_j R_j + \frac{1}{C_j} \int i_j dt = E_j \sin(\omega t + \psi_j), j = \overline{2, n}; \\ &i_1 w_1 + i_2 w_2 = l H_1; \\ &\dots \\ &i_1 w_1 - i_k w_k + i_{k+1} w_{k+1} = l H_k, k = \overline{2, n-1}; \\ &\dots \\ &i_1 w_1 - i_n w_n = l H_n. \end{aligned} \right. \quad (1)$$

Здесь s — площадь сечения; B_k , H_k — индукция и напряженность для k -го сердечника; l — длина средней магнитной линии сердечника. Параметры обмоток и сердечников идентичны. Остальные обозначения ясны из рис. 1.

Пусть нелинейная зависимость $H = f(B)$ аппроксимируется гиперболическим синусом

$$H = \alpha \operatorname{sh} \beta B. \quad (2)$$

Используя закон полной силы тока (1), выразим силы токов в контурах:

* Головкина Л.В., Чередников П.И. Функции связи в параметрических системах. Х., 1992. 29 с. Деп. в УкрНИИТИ 02.07.91, № 952.

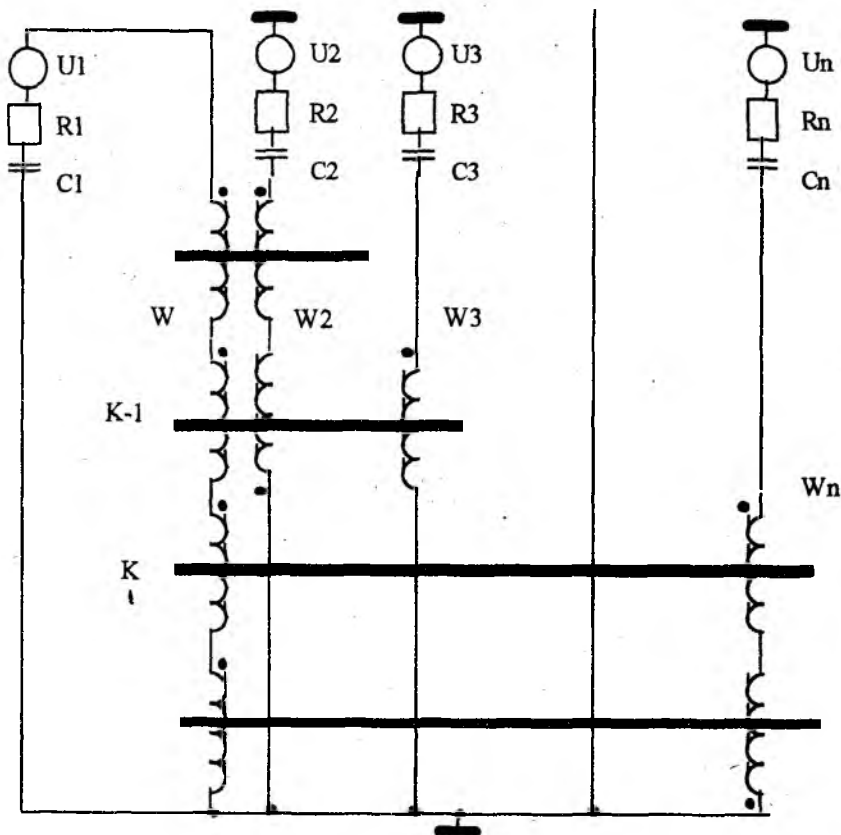


Рис. 1

$$\begin{cases} i_1 = \frac{l}{nw_k} \sum_{j=1}^n H_j; \\ \dots \\ i_k = \frac{l}{nw_k} \left\{ n \sum_{j=1}^{k-1} H_j - (k-1) \sum_{j=1}^n H_j \right\}, k = \overline{2, n}. \end{cases} \quad (3)$$

Проанализировав последнюю формулу системы (3), проведем перегруппировку слагаемых. Получим

$$i_k = \frac{l}{nw_k} \sum_{l=1}^{k-1} \sum_{m=k}^n (H_l - H_m), \quad k = \overline{2, n}.$$

Система (3) примет вид

$$\begin{cases} i_1 = \frac{l}{nw_1} \sum_{j=1}^n H_j; \\ i_k = \frac{l}{nw_k} \sum_{l=1}^{k-1} \sum_{m=k}^n (H_l - H_m), \quad k = \overline{2, n}. \end{cases} \quad (4)$$

В качестве примера перегруппировки слагаемых рассмотрим случай, когда $n=7$, $k=4$. Согласно (3)

$$\begin{aligned} i_4 &= \frac{l}{7w_4} \left\{ 7 \sum_{j=1}^{4-1} H_j - 3 \sum_{j=1}^7 H_j \right\} = \frac{l}{7w_4} (7H_1 + 7H_2 + 7H_3 - \\ &- 3H_1 - 3H_2 - 3H_3 - 3H_4 - 3H_5 - 3H_6 - 3H_7) = \\ &= \frac{l}{7w_4} \{ (H_1 - H_4) + (H_1 - H_5) + (H_1 - H_6) + (H_1 - H_7) + \\ &+ (H_2 - H_4) + (H_2 - H_5) + (H_2 - H_6) + (H_2 - H_7) + \\ &+ (H_3 - H_4) + (H_3 - H_5) + (H_3 - H_6) + (H_3 - H_7) \} = \\ &= \frac{l}{7w_4} \sum_{l=1}^3 \{ (H_l - H_4) + (H_l - H_5) + (H_l - H_6) + \\ &+ (H_l - H_7) \} = \frac{l}{7w_4} \sum_{l=1}^3 \sum_{m=4}^7 (H_l - H_m). \end{aligned} \quad (5)$$

С учетом (2) преобразуем (4):

$$\begin{cases} i_1 = \frac{\alpha l}{nw_1} \sum_{j=1}^n \operatorname{sh} \beta B_j; \\ i_k = \frac{\alpha l}{nw_k} \sum_{l=1}^{k-1} \sum_{m=k}^n (\operatorname{sh} \beta B_l - \operatorname{sh} \beta B_m). \end{cases}$$

Поскольку

$$\operatorname{sh} \beta B_l - \operatorname{sh} \beta B_m = 2 \operatorname{ch} \beta \frac{B_l + B_m}{2} \operatorname{sh} \beta \frac{B_l - B_m}{2},$$

введем обозначения

$$x_{lm} = \beta(B_l + B_m); y_{lm} = \beta(B_l - B_m).$$

Второе уравнение системы (5) запишем в виде

$$i_k = \frac{2\alpha l}{nw_k} \sum_{l=1}^{k-1} \sum_{m=k}^n \operatorname{ch} \frac{x_{kl}}{2} \operatorname{sh} \frac{y_{kl}}{2}. \quad (6)$$

Таким образом, получена формула, выражающая силы токов в резонансных контурах через функции связи $x_{lm}/2$, $y_{lm}/2$, которые, в свою очередь, являются аргументами гиперболических функций.

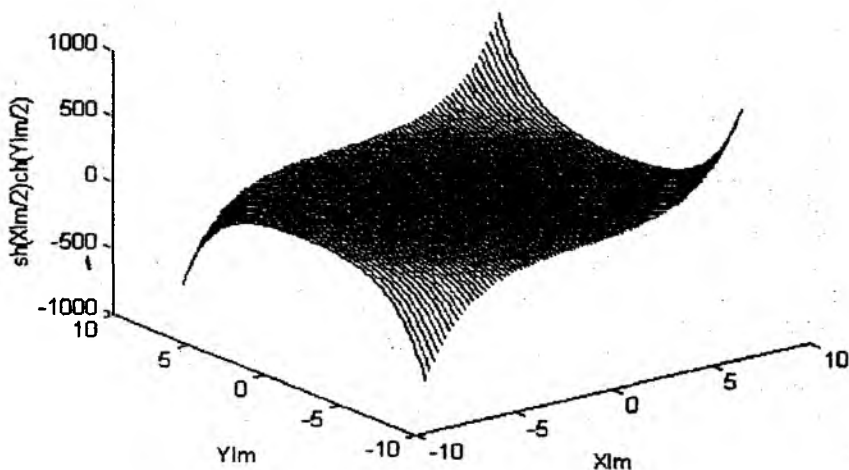


Рис. 2

Для проверки теоретических утверждений были проведены расчеты. Их результаты отражены на рис. 2.

Харьковский государственный технический
университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 13.04.98

МОДЕЛИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ РАДИОВОЛН В ДИАПАЗОНАХ ОВЧ И УВЧ, ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ ПРИ РЕШЕНИИ ЗАДАЧ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ СОВМЕСТИМОСТИ

Диапазоны очень высоких (ОВЧ) и ультравысоких (УВЧ) частот используются для передачи информации в системах подвижной связи, в локальных сетях, системами радио- и телевизионного вещания, а также в спутниковых системах связи при низких и средних орбитах искусственных спутников Земли.

Основными механизмами распространения радиоволн (РРВ) в рассматриваемых диапазонах являются: дифракция, рефракция, распространение в свободном пространстве и вдоль земной поверхности. Данные механизмы могут действовать совместно или в различных комбинациях, в зависимости от физико-географических условий. Имеется ряд рекомендаций Международного союза электросвязи (ITU), которые позволяют учитывать те или иные механизмы РРВ: ITU-R PN.525. Расчет ослабления в свободном пространстве; ITU-R PN.526. Распространение радиоволн с учетом дифракции. В некоторых случаях приходится рассматривать и *расширенный перечень механизмов РРВ, которые могут привести к возникновению помех*. Для этого используются: ITU-R PN.534. Метод расчета напряженности поля при распространении посредством спорадического слоя E; ITU-R PN.452. Процедура прогнозирования для определения радиопомех между станциями на поверхности Земли на частотах выше 0,7 МГц (где учитываются все механизмы распространения, в том числе сверхрефракция).

Кроме того, имеется ряд полуэмпирических и эмпирических моделей для прогнозирования РРВ в диапазонах ОВЧ и УВЧ [1 — 7]. В них учитывается вся совокупность перечисленных механизмов РРВ. Назрела необходимость в сравнении известных моделей РРВ с точки зрения использования их для анализа электромагнитной совместимости.

Широко применяемые на практике кривые, представленные в рекомендации ITU-R P.370-7 [1], получены на основе статистического анализа большого объема экспериментальных данных. Эти кривые, отражающие зависимость напряженности полей от расстояния, рекомендованы для использования различными службами при расстояниях 10...1000 км в диапазоне частот 30...1000 МГц для эффективных высот передающей антенны $H_{1,ef} = 37,5...1200$ м и высоты приемной $h_2 = 10$ м, при параметре пере-

сеченности местности $\Delta h = 50$ м (Δh — разница высот местности, превышаемых на 10 и 90 % длины участка в 10...50 км в направлении от передатчика к точкам приема).

На неровной местности в точках приема, удаленных на одинаковое расстояние от передающей станции, напряженность поля сигнала является случайной величиной. Она изменяется от точки к точке вследствие разного экранирующего действия рельефа а также во времени вследствие неустойчивого состояния тропосферы. По этой причине напряженность поля оценивают статистически — по процентам мест (точек) и времени приема (предполагается, что рельеф местности является регулярным).

Для аппроксимации кривых предварительно вычисляют расстояние, км: прямой видимости $R_0 = 4,1(\sqrt{H_{1\text{эф}}} + \sqrt{h_2})$ и эквивалентное расстояние, км: $R_e = R - R_0$. При $R \leq R_0$ (в зоне прямой видимости) медианное значение определяют в зависимости от расстояния [1]:

1) если $1,5 \leq R < 10$ км, то

$$E(50,50) = 108 - 30,5 \lg R + (8,5 + 16,5 \lg R) \lg(H_{1\text{эф}}/150);$$

2) если $10 \leq R \leq 155$ км, то сначала определяют поправку на высоту передающей антенны

$$K_3(H_{1\text{эф}}) = \chi \exp(H_{1\text{эф}}/4600) \lg(H_{1\text{эф}}/300),$$

а затем находят

$$E(50,50) = \begin{cases} 100 \exp[-Y(\lg R)^3] + K_3(H_{1\text{эф}}), & 10 \leq R \leq 84 \text{ км}; \\ 85 \exp[-0,0125(R-84)] + K_3(H_{1\text{эф}}) - \Psi, & 84 < R \leq 155 \text{ км}. \end{cases}$$

Здесь χ, Y, Ψ — коэффициенты, зависящие от частоты (таблица).

При $R > R_0$ медиану рассчитывают в зависимости от R_e : сначала в зоне дифракции, а затем в зоне дальнего тропосферного РРВ:

$$E(50,50) = \begin{cases} 35 \exp[-0,0125 R_e] - \Psi, & 0 < R \leq 125 \text{ км}; \\ \xi - \mu R_e, & 125 < R < 600 \text{ км}, \end{cases}$$

где ξ, μ — коэффициенты (таблица).

Частота, МГц	Y	Ψ	χ	ξ	μ
30...250	0,150	0	23	16	0,096
450...1000	0,165	7	27	12	0,108

Погрешность аппроксимации составляет 0,1...1 дБ на расстояниях 10...100 км.

В [2] изложен метод расчета медианных потерь, дБ, согласно которому

$$L = 85,8 + 40 \lg R + 20 \lg f - 20 \lg H_{1\text{эф}} h_2,$$

где f — частота сигнала, МГц.

Формула подтверждается результатами измерений в диапазоне 50...910 МГц на расстояниях 1,5...65 км для $H_{1\text{эф}} = 1,5...1500$ м; $h_2 = 1,5...300$ м; $\Delta h = 50$ м.

В [3] медианные потери распространения предполагается рассчитывать по формуле

$$L = 69 - 24 \lg H_{1\text{эф}} - 10 \lg h_2 + 20 \lg f + 54 \lg R.$$

Формула справедлива в диапазоне 30...1000 МГц при расстояниях 5...100 км, $H_{1\text{эф}} = 37,5...600$ м; $h_2 = 1...40$ м; $\Delta h = 50$ м.

В [4] приведена полуэмпирическая формула для потерь, дБ, справедливая в диапазоне 100...1000 МГц для типичной сельской или пригородной местности с $\Delta h = 15$ м:

$$L = 120 - 20 \lg H_{1\text{эф}} h_2 + 10 \lg f + 40 \lg R.$$

В [5] даны формулы, позволяющие в диапазоне 100...1500 МГц рассчитать потери в открытой пригородной или городской местности, с учетом интенсивности застройки при расстояниях 1...20 км для $H_{1\text{эф}} = 30...200$ м и $h_2 = 1...10$ м. В пригородной зоне небольшого города, для которой можно принять $\Delta h = 50$ м, потери, дБ, можно рассчитать по формулам

$$L = L_r - 2[\lg(f/28)]^2 - 5,4;$$

$$L_r = 69,55 + 26,16 \lg f - 13,82 \lg H_{1\text{эф}} - a(h_2) + (44,9 - 6,55 \lg H_{1\text{эф}}) \lg R;$$

$$a(h_2) = (1,1 \lg f - 0,7) h_2 - 1,56 \lg f + 0,8.$$

Эмпирическая модель [6] учитывает все механизмы распространения. Автор модели отмечает, что расчет может приводить к значительным ошибкам в следующих случаях: если существуют условия прямой видимости на большом расстоянии (антенна находится выше предметов окружающей местности); антенны размещены вблизи проводящих препятствий; местность является гористой.

На рис. 1, 2 представлены результаты сравнительной оценки описанных методов при следующих исходных данных: $f = 250$ МГц и $f = 900$ МГц соответственно; $H_{1\text{эф}} = 37,5$ м; $h_2 = 10$ м; $\Delta h = 50$ м; $R = 10...100$ км. Для приведения результатов к одинаковому параметру пересеченности местности при расчете по методу [4] взят поправочный коэффициент по Δh .

Проанализировав рис. 1, можно сделать вывод о том, что разброс параметров медианного значения напряженности поля растет с увеличением расстояния. Если сравнить все методы с методом [1] на основе ГТУ-R Р.370-7, то можно заметить, что наиболее близкое приближение к его результатам на расстоянии до 30 км дает метод [2]; на расстоянии 30...60 км — методы [3; 4]

(максимальный разброс параметров 4 дБ); при 60...100 км ~~наилучшим~~ приближением обладает метод [4] (максимальный разброс параметров 3 дБ). Остальные методы в большей степени отличаются от рекомендации ITU-R P.370-7. Наиболее завышенные показания дает метод [5] (максимальное расхождение на расстоянии 100 км составляет 16 дБ).

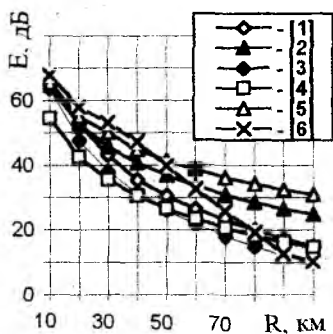


Рис. 1

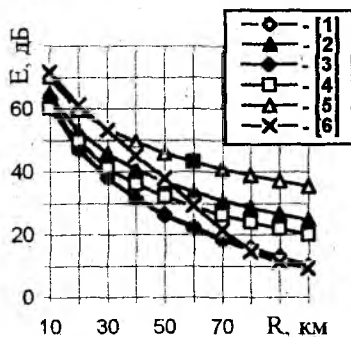


Рис. 2

Наибольшая погрешность соответствует методу [6].

На частотах 900 МГц (см. рис. 2) наибольшее совпадение с результатами [1] обеспечивает метод [3]: максимальный разброс на расстоянии 100 км составляет всего 0,5 дБ. Остальные методы дают завышенные параметры медианного значения напряженности поля.

РРВ для наземных сухопутных подвижных средств связи в диапазонах ОВЧ и УВЧ определяется в различной степени топологией местности, растительностью, степенью застройки местности, постоянными Земли, состоянием тропосферы. В рекомендации ITU-R P.529-2 [7] приведены кривые медианного значения напряженности поля для ОВЧ- и УВЧ-диапазонов при высоте антенны портативной станции $h_2 = 1,5$ м, высотах антенн базовой станции $H_{1\text{эф}}$ от 10 до 600 м и $\Delta h = 50$ м. Эти кривые справедливы для сельской местности. Для пригородной зоны и для города рекомендуется уменьшить медианное значение напряженности поля на 3 и 5 дБ соответственно. Кривые получены при пересчете зависимостей рекомендации ITU-R P.370-7 на высоту приемной антенны $h_2 = 1,5$ м при $\Delta h = 50$ м. Следует учитывать, что для базовой станции используется эффективная высота антенны, а для портативной станции высота антенны отсчитывается от поверхности Земли.

Кроме того, в рекомендации ITU-R P.529-2 для диапазона частот около 450 МГц и 900 МГц и высот антенн базовых станций 30...1000 м и мобильных станций 1,5 м для города имеются графические зависимости

медианного значения напряженности поля от расстояния, полученные эмпирическим путем для городов Японии. Зависимости могут быть аппроксимированы функцией Окамуры — Хата:

$$E = 65,55 - 6,16 \lg f + 13,82 \lg H_{1\text{эф}} + a(h_2) - (44,9 - 6,55 \lg H_{1\text{эф}}) \lg R^b,$$

где f — частота, МГц; $H_{1\text{эф}}$ — эффективная высота антенны базовой станции (30...200 м); h_2 — высота антенны мобильной станции (1...10 м);

$$a(h_2) = (1,1 \lg f - 0,7) h_2 - (1,56 \lg f - 0,8);$$

$$b = 1, R \leq 20 \text{ км}; b = 1, R \leq 20 \text{ км};$$

$$b = 1 + (0,14 + 1,87 \cdot 10^{-4} f + 1,07 \cdot 10^{-3} H_{1\text{эф}}) (\lg \frac{R}{20})^{0,8}, \quad 20 < R < 100 \text{ км}.$$

Как показала проверка, графики, приведенные в рекомендации для $f = 900$ МГц и $f = 450$ МГц (рис. 3, 4, кривые 1), не совпадают с результатами расчетов по формуле Окамуры — Хата (рис. 3, 4, кривые 2 для $f = 450$ МГц и $f = 900$ МГц соответственно). Очевидно, в рекомендации допущена опечатка и данные получены в результате пересчета зависимостей рекомендации ITU-R P.370-7 на высоту приемной антенны $h_2 = 1,5$ м с учетом поправки на расположение приемной антенны в городе. Проанализировав зависимость, отражающую дополнительное ослабление напряженности поля в городе, и поправочные коэффициенты, указанные в рекомендации ITU-R P.370-7, можно сделать вывод о том, что они справедливы для города с 10 % -й плотностью застройки. Кривые 2 на рис. 3, 4 проходят ниже кривых 1, а следовательно, формула Окамуры — Хата справедлива для города с большей плотностью застройки.

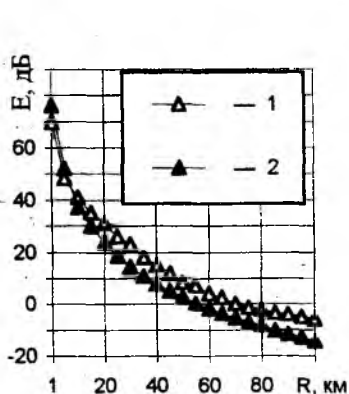


Рис. 3

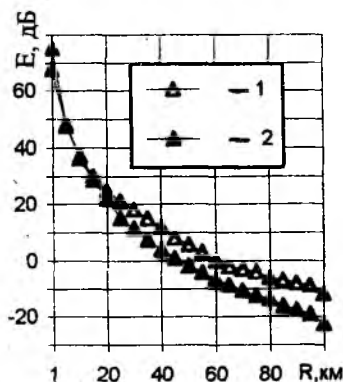


Рис. 4

Полученные результаты позволяют ориентироваться в моделях РРВ при решении задач электромагнитной совместимости.

Список литературы: 1. *Сети телевизионного и звукового ОВЧ ЧМ-вещания*: Справ. / Под. ред. М.Г. Локшина. М.: Радио и связь, 1988. 144 с. 2. *Egli J.J. Radio propagation above 40 Mc over irregular terrain* // Proc. of the IRE. 1957. Vol. 45, N 10. P. 5 — 8. 3. *Рубин Г.З.* Формулы для расчета напряженности поля в УКВ-диапазоне // Экспресс-информ. Центра науч.-техн. информ. «Информ-связь». Сер. Радиосвязь, радиовещание, телевидение. 1977. Вып. 3: Проектирование сооружений связи. С. 10 — 20. 4. *Grzybkowski M.J., Wojnar A.H.* Validation of the fourth-power law in radio propagation // 7 th Intern. Symp. on EMC. Wroclaw, 1984. P. 3 — 6. 5. *Hata M.* Empirical formula for propagation loss in land mobile radio service // IEEE Trans. 1980. Vol. VT-29, N 3. P. 317 — 325. 6. *Lustgarten M.N.* An empirical propagation model (EPM-73) // IEEE Trans. on EMC. 1997. Vol. 19, N 3. P. 301 — 309. 7. *ITU-R P.529.* Prediction methods for the terrestrial land mobile service in the VHF and UHF bands / Intern. Telecommunication Union (ITU). S.l., 1999.

*Харьковский государственный технический
университет радиозлектроники*

Поступила в редакцию 01.04.99

НЕЛИНЕЙНАЯ СТОХАСТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННОГО ПРОЦЕССА ОБРАБОТКИ СИГНАЛОВ СВЯЗИ

Для решения задач анализа и синтеза пространственно-временной обработки сигналов (ПВОС) необходимо задавать характеристики сигналов, помех и шума [1]. При этом часто приходится считаться с тем, что реальные системы обработки содержат нелинейные элементы (НЭ) того или иного вида. Иногда НЭ специально включают в систему для получения требуемых свойств [2]. Рассмотрим более подробно модели и вероятностные характеристики пространственно-временных сигналов при прохождении их через НЭ.

Общепризнанным является тот факт, что многие реальные процессы и поля можно с требуемой точностью аппроксимировать марковскими моделями [3]. Вопрос о принадлежности случайных процессов и полей к марковским однозначно связан с их представлением в форме стохастических дифференциальных уравнений, если последние записаны в форме уравнений состояния [1]

$$\frac{\partial \bar{x}(t, r)}{\partial t} = F(\bar{x}(t, r)) + G(\bar{x}(t, r)) \bar{\xi}(t, r), \quad (1)$$

где $\bar{x}(t, r)$ – вектор состояния, зависящий от времени и пространственной координаты r ; $F(\bar{x}(t, r))$, $G(\bar{x}(t, r))$ – в общем случае матричные функции, отображающие состояние и возбуждение поля; $\bar{\xi}(t, r)$ – порождающее векторное белое гауссовское поле с нулевым средним.

На практике часто можно перейти от исходного представления случайного поля (1) непосредственно к модели векторного случайного процесса. В предположении, что отсутствует пространственная динамика, а также при изотропности процесса распространения уравнение упрощается:

$$\frac{dx(t)}{dt} = F(\bar{x}(t), t) + G(\bar{x}(t), t) \bar{\xi}(t). \quad (2)$$

С помощью уравнений состояния (2) получаем N -мерный пространственно-временной случайный процесс.

НЭ в системе может быть несколько, и их характеристики разнообразны. Вместе с тем для простоты расчетов и исследований их можно заменить одним [2].

В ряде работ в качестве универсальной нелинейной модели используются определенные функции, так называемые усилители Нуссбаума [6].

Функция $f(x)$ из этого класса должна быть интегрируемой и обладать такими свойствами:

$$\sup_{x>0} \left(\frac{1}{x} \int_0^x xf(x) dx \right) = +\infty; \quad \inf_{x>0} \left(\frac{1}{x} \int_0^x xf(x) dx \right) = -\infty.$$

Примеры усилителей Нуссбаума: $x^2 \cos(x^2)$, $x^2 \cos(x)$, $\text{sgn}(\cos(x))$, $\text{erf}(x)$.

В приемных трактах систем ПВОС весовые коэффициенты $w(t)$, другие усилительные элементы имеют характеристику сглаженного ограничителя, описываемую функцией

$$y(x) = \text{erf}(x) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \int_0^x e^{-x^2/2} dx, \quad (3)$$

где x — входной сигнал с дисперсией σ^2 ; l — параметр, который указывает на особенности нелинейности функции и определяет угол наклона кривой α . При $l \rightarrow 0$ функция (3) переходит в выражение для идеального симметричного ограничителя:

$$l = 1/k = 1/\text{tg } \alpha,$$

где k — коэффициент усиления элемента.

На рис. 1 показано семейство характеристик симметричного ограничителя при $l = 0,5 \dots 5$.

Предположив, что случайный входной сигнал является стационарным с нулевым математическим ожиданием, т.е. $m_x(t) = m_x = \text{const} = 0$, рассмотрим, как он будет искажаться при прохождении через НЭ (3).

При малом уровне сигнала, когда входное воздействие не выходит за пределы линейного участка, выходной сигнал $y(t) \approx kx(t)$.

Когда уровень входного воздействия выходит за линейный участок характеристики НЭ, уровень сигнала на выходе НЭ равен какому-то пороговому значению, которое соответствует зоне насыщения НЭ. В данном случае всем значениям входного сигнала $x > 1$ или $x < -1$ соответствует выходной сигнал $y = 1$ или $y = -1$.

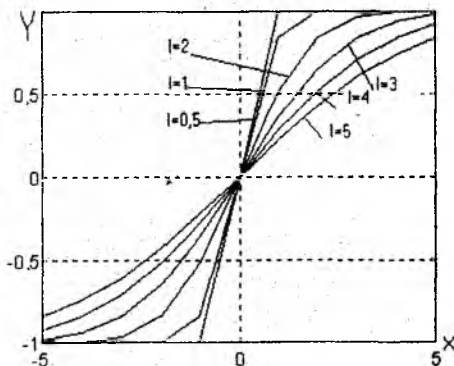


Рис. 1

Рассмотрим, каким образом проявляются изменения вероятностных характеристик сигнала (2) вследствие прохождения его через НЭ (3). Машинный эксперимент состоял в том, что на выходе формирующего фильтра (2) генерировался сигнал, гистограмма плотности распределения вероятности которого в интервале $[-2, +2]$ аппроксимировалась функцией Гаусса (кривая 1 на рис. 2) [4]. На выходе НЭ фиксировались соответственные значения, и были построены гистограммы. Среди множества гистограмм определены две наиболее характерные (кривые 2 и 3). Кривая 2 отвечает малым искажениям ($l = 1,5$), при этом гистограмма остается еще одномодальной. С уменьшением параметра ($l < 1,5$) начинает проявляться ее двухмодальный характер. Кривая 3 соответствует заметным искажениям ($l = 1$). Преобразование корреляционной функции стационарного центрированного гауссовского процесса $x(t)$

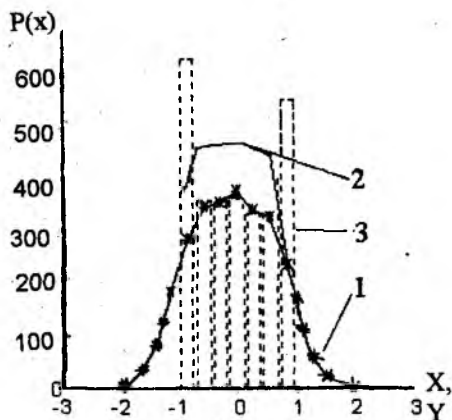


Рис. 2

с дисперсией σ^2 НЭ с характеристикой (3) осуществляется согласно [5]:

$$B(\tau) = \frac{2}{\pi} \arcsin \frac{R(\tau)}{1 + l^2}, \quad (4)$$

где $B(\tau)$ — корреляционная функция сигнала на выходе НЭ (кривые 2, 3 на рис. 3); $R(\tau)$ — корреляционная функция на входе НЭ (кривая 1).

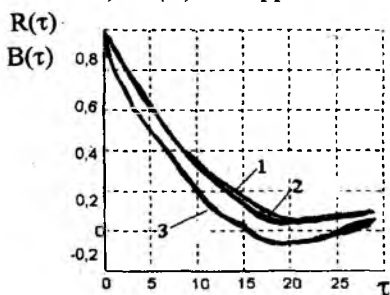


Рис. 3

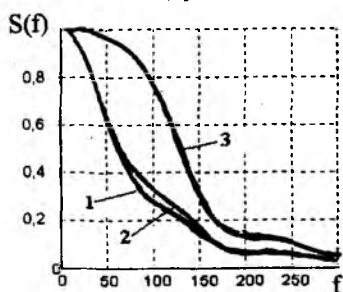


Рис. 4

Кривая 2 (см. рис. 3) соответствует одномодальной плотности распределения вероятности при $l = 1,5$, кривая 3 — двумодальной плотности распределения вероятности при $l = 1$. Видно, что при больших искажениях сигнала корреляционная функция претерпевает заметные изменения. Одновременно с этим изменяется спектральный состав выходного случайного сигнала (кривая 3 на рис. 4) по сравнению со спектром входного сигнала (кривая 1 на рис. 4). Полоса пропускания на выходе НЭ увеличивается. При небольших искажениях (кривая 2) спектр на выходе НЭ практически совпадает со спектром входного сигнала.

Проведено исследование действия ограничителя на смесь сигнала и шума. Так, на НЭ (3) был подан сигнал на фоне белого шума с отношением сигнал-шум на входе НЭ

$$P_{\text{вх}} / P_{\text{ш.вх}} = h_{\text{вх}}^2, \quad \text{при}$$

этом отношении сигнал-шум на выходе НЭ $P_{\text{с.вых}} / P_{\text{ш.вых}} = h_{\text{вых}}^2$. На рис. 5 показаны зависимости $h_{\text{вых}}^2 / h_{\text{вх}}^2$ от параметра l . В ходе машинного эксперимента были зафиксированы два наиболее выраженных случая. При $h_{\text{вх}}^2 = 20$ дБ (кривая 1) $h_{\text{вых}}^2 / h_{\text{вх}}^2$ изменяется не в пользу сигнала. Так, если $l = 1$, то отношение $h_{\text{вых}}^2 / h_{\text{вх}}^2 \rightarrow 1$; если $l < 1$, то значение $h_{\text{вых}}^2 / h_{\text{вх}}^2$ заметно падает. При $h_{\text{вх}}^2 = 0$ (кривая 2) проявляется некоторое улучшение показателя $h_{\text{вых}}^2 / h_{\text{вх}}^2$, что объясняется свойством ограничителя подавлять более сильный сигнал.

Таким образом, модель НЭ, аппроксимирующего нелинейность в приемных трактах, в виде усилителя Нуссбаума является универсальной и пригодна для решения многих задач. Получены условия, при которых плотность распределения вероятности случайного процесса на выходе НЭ остается унимодальной при $l = 1,5$.

В условиях унимодальной плотности распределения вероятности корреляционная функция и спектральная плотность мощности выходного

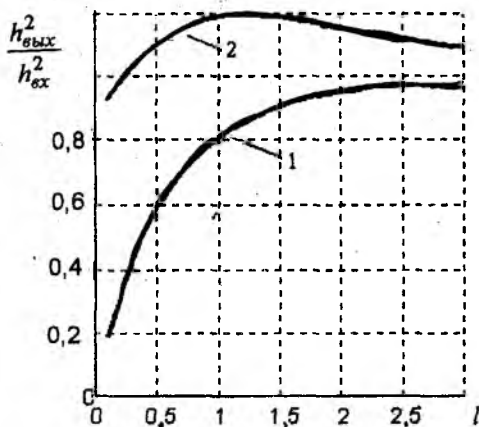


Рис. 5

процесса изменяются незначительно. Значительные изменения наблюдаются при двухмодальной плотности распределения вероятности $I < 1$.

Пространственно-временная модель в виде уравнений состояния и усилителя Нуссбаума в виде амплитудного ограничителя рекомендуется для использования при исследовании алгоритмов ПВОС.

Список литературы: 1. Родимов А.П., Поповский В.В. Статистическая теория поляризационно-временной обработки сигналов и помех. М.: Радио и связь, 1984. 272 с. 2. Теория автоматического управления: В 2 ч. / Под ред. А.А. Воронова. М.: Высш. шк., 1986. Ч. 2: Теория нелинейных и специальных систем автоматического управления. 504 с. 3. Тихонов В.И. Статистическая радиотехника. М.: Радио и связь, 1982. 623 с. 4. Гришин В.К., Животисцев Ф.А., Иванов В.А. Математическая обработка и интерпретация физического эксперимента. М.: Изд-во Моск. ун-та, 1988. 318 с. 5. Левин Б.Р. Теоретические основы статистической радиотехники: 3-е изд., перераб. и доп. М.: Радио и связь, 1989. 656 с. 6. Morse A.S. New directions in parameter adaptive control // Proc. of the 23rd IEEE conf. on decision and control, Las Vegas, 1984. New York, 1984. Vol. 3. P. 6.

Харьковский государственный технический
университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 01.04.99

АНАЛІЗ ТЕРИТОРІАЛЬНОГО ПЛАНУ СТІЛЬНИКОВОЇ МЕРЕЖІ ЗВ'ЯЗКУ МІСТА ХАРКОВА

Розвиток стільникових систем зв'язку на теренах України забезпечить реалізацію нових принципів установалення зв'язку, котрі можна визначити як установалення зв'язку де завгодно, з ким завгодно, коли завгодно. За основу мобільного стільникового зв'язку в Україні було обрано стандарт NMT-450i, розроблений групою скандинавських країн у 1982 році. Сьогодні базові станції (БС) цього стандарту уведені в дію майже в усіх великих містах та областях країни. Для будівництва стільникових мереж зв'язку (СМЗ) в Україні використовується переважно обладнання фірм "Ханс Дамм" ("Hans Dammm") та "Нокія" ("Nokia") із скандинавських країн. Перша з них є постачальником системи, яка функціонує в місті Харкові. Система має такі основні технічні характеристики:

Клас випромінювання	G3E
Діапазон частот передавання, МГц:	
від БС	463 ... 467,5
від АС	453 ... 457,5
Дуплексне рознесення частот, МГц	10
Ширина смуги пропускання каналу ΔF_k , кГц	25
Максимальна кількість дуплексних розмовних каналів	180
Кількість каналів:	
керування	2
на одну чарунку	9(17)
Вихідна потужність станції, Вт:	
БС	30(12)
АС, не більше	15
Коефіцієнт підсилення антени, дБ:	
БС	10
АС	5
Використання сусідніх каналів у сусідніх чарунках	Передбачене
Частотний параметр	9
Відношення сигнал-шум, дБ, не менше	15
Тривалість перемикання каналу на межі зон суміжних БС, мс	1200

Одна з особливостей СМЗ полягає в тому, що її проектування здійснюється постійно. Зростання абонентської ємності мережі вносить корективи в раніше складені частотний і територіальний плани мережі.

Далі пропонується підхід до складання територіального плану СМЗ, який базується на статистичній моделі поширення радіохвиль. Показується використання ймовірнісних законів розподілу потужностей сигналів і завад, а також параметрів цих законів для складання територіального плану СМЗ й аналізу плану діючої СМЗ на прикладі мережі рухомого стільникового зв'язку міста Харкова.

Аналіз територіального плану СМЗ, яка побудована без використання принципу повторювання частот

Радіус R зони БС визначає в цьому випадку процент точок місцезрештування абонентської станції (АС), в яких ймовірність перевищення корисним сигналом мінімально допустимого рівня сигналу на вході приймача АС дорівнює заданому значенню p_0 . Мінімально допустимий рівень сигналу зумовлюється в загальному випадку еквівалентним рівнем властивого шуму приймача АС, рівнем шуму антени і фідера АС, завад промислового походження, а також рівнем внутрішньосистемних завад. Останні складаються із завад від БС, які повторно використовують ту ж саму частоту, що й дана АС. Розглянемо питання визначення розміру зони БС за умови, що превалюючу дію на вході приймача АС справляє його властивий шум.

Припустимо, що зміни локального середнього значення потужності P сигналу, яке вимірюється в децибелах, на відстані R від БС розподілені за нормальним законом ймовірностей. Обґрунтованість нормальної моделі розподілу рівня сигналу, котрий вимірюється в логарифмічних одиницях, підтверджена результатами багатьох вимірювань, що проводились на лініях рухомого стільникового зв'язку [1].

Для розрахунків параметра нормального закону розподілу ймовірностей — медіанного значення потужності сигналу $\bar{P}_m$ в точці розташування приймача АС — дослідниками було запропоновано ряд емпіричних моделей. Використання деяких із них приписується відповідними рекомендаціями МККР. Визначимо величину $\bar{P}_m$ у відповідності із [2]:

$$\bar{P}_m = P_{\text{БС}} + G_{\text{БС}} - \eta_{\text{БС}} - 69 - 27,7 \lg f_0 + 14 \lg h_{\text{БС}} + (1,1 \lg f_0 - 0,7) h_{\text{АС}} - (45 - 6,5 \lg h_{\text{БС}}) \lg R. \quad (1)$$

Тут $P_{\text{БС}}$ — потужність передавача БС, дБ·Вт; $G_{\text{БС}}$ — коефіцієнт підсилення антени БС, дБ; $\eta_{\text{БС}}$ — втрати в антенно-фідерному тракті БС, дБ; f_0 — робоча частота системи, МГц; $h_{\text{БС}}, h_{\text{АС}}$ — висоти антен БС й АС, м.

Медіанне значення потужності $\bar{P}'_m$ сигналу на вході приймача АС, яке забезпечує $p_0 \cdot 100$ - відсоткову ймовірність перевищення порога потужності в часі та за місцездоташуванням АС, відповідно до припущення щодо закону розподілу випадкової величини P визначається із співвідношення

$$\bar{P}'_m = \bar{P}_m + G_{\text{АС}} - \eta_{\text{АС}} = t_{p_0} \sigma + h_{\text{доп}}^2 + P_{\text{ш.в}}, \quad (2)$$

де $G_{\text{АС}}$ — коефіцієнт підсилення антени АС, дБ; $\eta_{\text{АС}}$ — втрати в антенно-фідерному тракті АС, дБ; t_{p_0} — відсоткова точка нормального закону розподілу ймовірностей; σ — середнє квадратичне відхилення величини P , яке враховує флуктуації P за місцем і в часі, дБ; $h_{\text{доп}}^2$ — допустиме відношення сигнал-шум на вході приймача АС, дБ; $P_{\text{ш.в}}$ — еквівалентна потужність властивого шуму приймача АС, дБ·Вт.

Порогове значення потужності сигналу зумовлене, як зазначалося вище, рівнем властивого шуму приймача АС у смузі частот його тракту проміжної частоти.

Нижче наведено початкові дані для розрахунку радіуса R , який проводився за формулами (1) і (2). Було прийнято, що потужності всіх передавачів БС $P_{\text{БС}}$ однакові і дорівнюють найбільшій потужності передавача БС діючої мережі, яка становить 30 Вт. Інші дані теж однакові для всіх БС і АС відповідно, вони складають, дБ: $G_{\text{БС}} = 10$; $\eta_{\text{БС}} = 6$; $h_{\text{АС}} = 1,5$; $G_{\text{АС}} = 5$; $\eta_{\text{АС}} = 2$; $\sigma = 7$; $h_{\text{доп}}^2 = 15$. Крім того, прийнято $P_0 = 1\%$. Діючі висоти підвісу антен $h_{\text{БС}}$ вказано для всіх одинадцяти БС системи NMT-450і, які розміщено на території міста Харкова.

Результати розрахунку:

$h_{\text{БС}}, \text{м}$	30	35	45	50	51	58	60	60	85	100	120
$R, \text{км}$	7	7,7	8,9	9,5	9,6	10,4	10,6	10,6	13,2	14,7	16,7

На рис. 1 — 4 відбито залежності радіуса R зони БС від параметрів $P_{\text{БС}}$, p_0 , σ і $h_{\text{БС}}$. Значення σ , які змінюються від 6 до 8 дБ, є типовими для

середніх і великих міст, причому більшому значенню σ відповідають складніші умови поширення сигналу у великих містах [1].

Більш жорсткі вимоги до рівня p_0 призводять (рис. 1) до зменшення можливого R , особливо в діапазоні великих потужностей передавача БС.

Збільшення параметра σ від 6 до 8 дБ (рис. 2) веде до необхідності підвищення $P_{\text{БС}}$ у всіх випадках майже на 4,5 дБ · Вт, щоб зберегти ті ж самі розміри зони БС.

Рис. 3 вказує на те, що розмір зони БС більш чутливий до зміни діючої висоти підвісу антени БС, аніж до підвищення потужності передавача БС. Збільшення $h_{\text{БС}}$ учетверо, коли $P_{\text{БС}}$ становить 15 дБ · Вт, веде до зростання R від 7 до 17 км. Для порівняння відзначимо, що підвищення потужності передавача БС на 6 дБ зумовлює зростання R на 3,5 км для $h_{\text{БС}} = 120$ м і менше ніж на 2 км для $h_{\text{БС}} = 30$ м.

Із рис. 4 випливає, що для даного R існує значення потужності $P_{\text{БС}}$, перевищення якого не призведе до чутливих змін у величині p_0 . Натомість збільшення $P_{\text{БС}}$ може стати причиною погіршення електромагнітної обстановки всередині стільникової мережі.

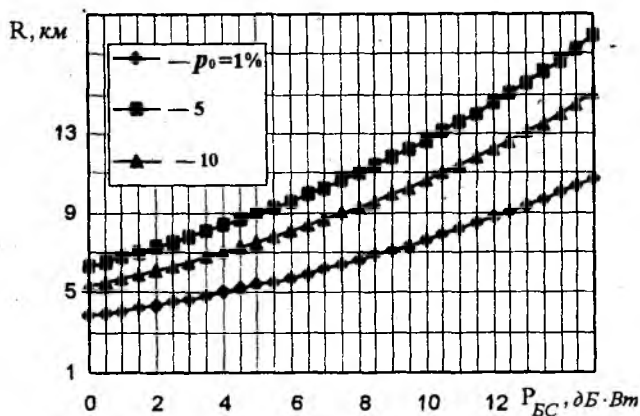


Рис. 1

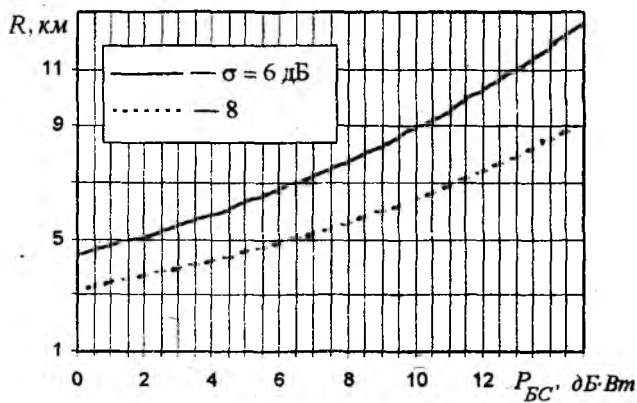


Рис. 2

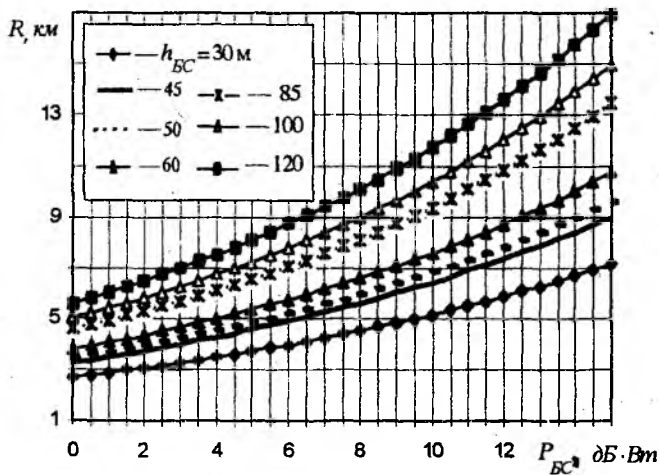


Рис. 3

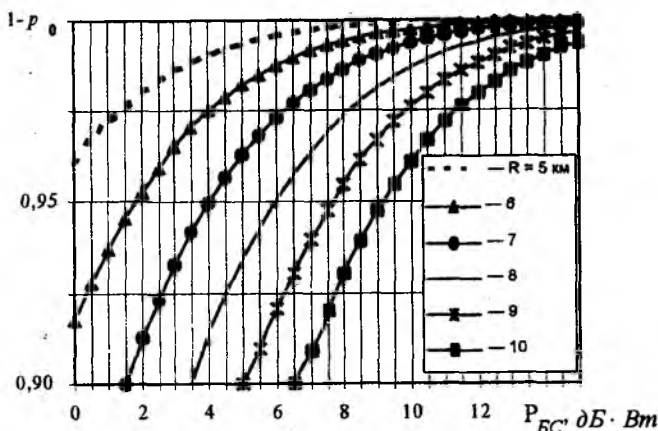


Рис. 4

Розміщення БС у моделі із повторним використанням частот

На рис. 5 показано площинну модель СМЗ міста Харкова з однаковими за розмірами зонами БС у формі шестикутників. На кожній БС використовуються трисекторні антени: цифрою в кожній чарунці позначений номер групи частотних каналів, яка в ній використовується. Моделі груп чарунок, що повторюються, для системи NMT-450i існують тільки для значень частотного параметра 9 або 12. Рис. 5 ілюструє варіант мережі із частотним параметром, що дорівнює 9. Відстань від АС до БС2 і БС3 — джерел завад за основним каналом приймання приймача АС — становить $\sqrt{13}R$. Інша впливаюча станція (БС4) розміщується на відстані $4R$ від приймача АС.

Припустимо, що сума середніх значень потужностей трьох завад (від БС2, БС3 і БС4), яка вимірюється в децибелах, розподілена за нормальним законом розподілу ймовірностей. Параметри нормального закону розподілу — дисперсію σ_{ξ}^2 і медіанне значення m результуючої завади — знайдемо, розглядаючи середнє значення і дисперсію суми трьох зазначених вище випадкових величин, де тепер величини вимірюються не в логарифмічних одиницях, а у ватах. Кожна із трьох останніх випадкових величин розподілена за логарифмічно нормальним законом розподілу ймовірностей із параметрами $\sigma_{\xi_i}^2$ і $\bar{P}_{\xi_{im}}$.

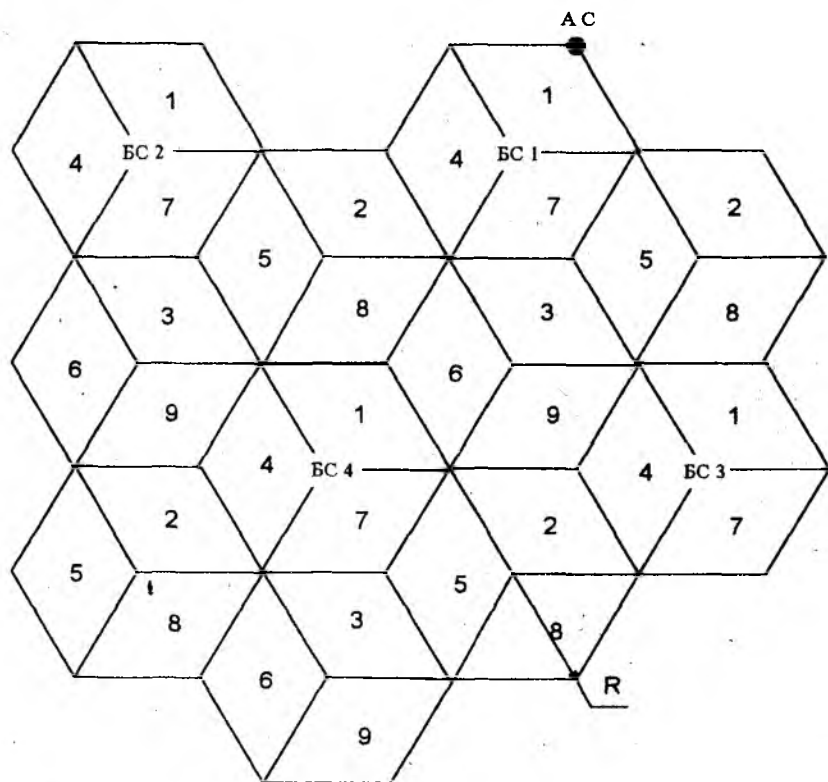


Рис. 5

В остаточному підсумку величини σ_{ξ}^2 і m пов'язані з величинами $\sigma_{\xi_i}^2$ і $\bar{P}_{\xi_{im}}$ таким чином:

$$\sigma_{\xi}^2 = 43,4 \lg \left(1 + \left(\exp \left(0,053 \sigma_{\xi}^2 - 1 \right) \frac{10^{0,2 \bar{P}_{\xi_{1m}}^{(4R)}} + 2 \cdot 10^{0,2 \bar{P}_{\xi_{1m}} (\sqrt{13} R)}}{\left(10^{0,1 \bar{P}_{\xi_{1m}}^{(4R)}} + 2 \cdot 10^{0,1 \bar{P}_{\xi_{1m}} (\sqrt{13} R)} \right)^2} \right) \right); \quad (3)$$

$$m = 10 \lg \left(\frac{\left(10^{0,2\bar{P}_{\xi_{1m}}(4R)} + 2 \cdot 10^{0,2\bar{P}_{\xi_{1m}}(\sqrt{13}R)} \right) \exp(0,026\sigma_{\xi}^2)}{\left(10^{0,1\bar{P}_{\xi_{1m}}(4R)} + 2 \cdot 10^{0,1\bar{P}_{\xi_{1m}}(\sqrt{13}R)} \right)^2} \right), \quad (4)$$

де $P_{\xi_{2m}}(\sqrt{13} \cdot R) = P_{\xi_{3m}}(\sqrt{13} \cdot R)$; $\sigma_{\xi_1}^2 = \sigma_{\xi_2}^2 = \sigma_{\xi_3}^2 = \sigma_{\xi}^2$;

R — сталий радіус зон усіх БС, правило визначення якого викладене вище.

Припущення щодо закону розподілу ймовірностей потужності результуючої завади дозволяє визначити ймовірність перевищення корисним сигналом мінімального допустимого рівня сигналу на вході приймача АС:

$$P'_0 = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{\xi}} \exp\left(-\frac{(um)^2}{2\sigma_{\xi}^2}\right) \left(0,5 - 0,5 \operatorname{erf}\left(\frac{h_{\text{доп}}^2 + \bar{P}_m(R)}{\sqrt{2}\sigma}\right)\right) du, \quad (5)$$

де $\operatorname{erf}(*)$ — функція помилок.

Мінімальний допустимий рівень сигналу зумовлений тепер рівнем завад від БС мережі, які працюють із спільними розмовними каналами.

Повертаючись до рис. 3, 4, необхідно відзначити, що зменшення, наприклад, потужності передавача або висоти підвісу антени БС4 зумовить зниження ймовірності перевищення порога потужності на вході приймача АС у часі та його місцерозташуванню на відстані R від точки встановлення антени БС4, коли порогове значення потужності визначається за умови превалюючої дії властивого шуму на вході приймача АС.

На рис. 6, 7 показано залежності рівня P'_0 від потужностей передавачів БС2, БС3 і БС4 і висот підвісу антен БС2, БС3 і БС4. Фіксованими величинами на рис. 6, 7 є: $P_{\text{БС1}} = 30$ Вт; $R = 5$ км; $\sigma = 7$ дБ. Висоти підвісу складають 60 та 120 м відповідно. Графічні залежності рис. 6, 7 дозволяють отримати необхідні значення висот підвісу антен БС, якщо відомі потужності передавачів цих станцій. Як впливає із рисунків, збільшення висоти підвісу антени БС1 у 2 рази дозволяє збільшити висоти підвісу антен БС2, БС3 і БС4 у всіх випадках майже на 80 відсотків. Передавач БС4 потужністю 4 дБ · Вт може забезпечити 99-відсоткову ймовірність перевищення порога потужності на вході приймача АС у часі та його місцерозташуванню в точках, які знаходяться на відстані 5 км від точки

встановлення антени БС4, коли висота встановлення цієї антени дорівнює 30 м і порогове значення потужності сигналу визначається рівнем власного шуму приймача АС.

На рис. 8, 9 відбито залежність рівня P'_0 від параметра σ_ξ . Тут $P_{\text{БС1}} = 30$ Вт; $P_{\text{БС2-4}} = 4$ дБ · Вт; $R = 5$ км. На рис. 8 $h_{\text{БС1}} = 120$ м; $h_{\text{БС2-4}} = 60$ м, а на рис. 9 $h_{\text{БС1-4}} = 60$ м. Середні значення потужностей корисного сигналу і завад у точках розташування АС розподілено за нормальним законом розподілу ймовірностей. Тому необхідне захисне відношення h_{03}^2 медіанного значення потужності корисного сигналу до медіанного значення потужності результуючої завади, яке буде перевищуватися триваліше, аніж, наприклад, за 99,865 відсотка часу й точок місцезрешування АС, становитиме: $h_{03}^2 \geq 3(\sigma + \sigma_\xi) + h_{\text{доп}}^2$. Для $\sigma_\xi = 12$ дБ, $\sigma = 6$ дБ і $h_{\text{доп}}^2 = 15$ дБ числове значення h_{03}^2 для АС, яка розміщується на межі зони БС, становить 69 дБ. Рис. 8, 9 вказують на те, що величина P'_0 чутлива до змін щільності розподілу ймовірностей середнього значення потужності результуючої завади, якщо мають місце великі відхилення цієї випадкової величини від її медіанного значення.

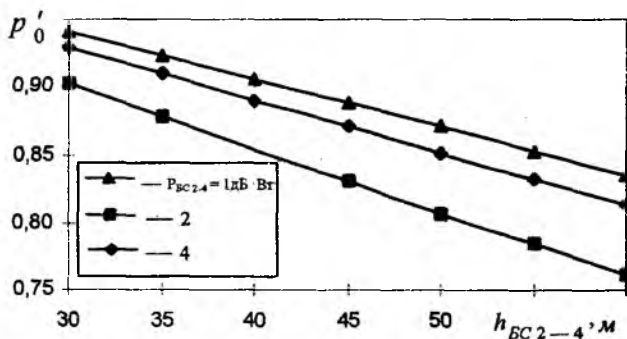


Рис. 6

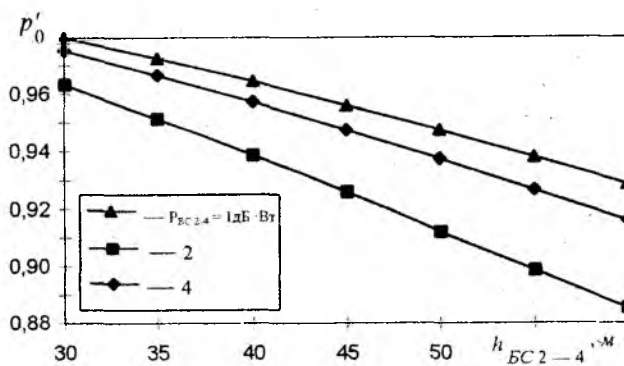


Рис. 7

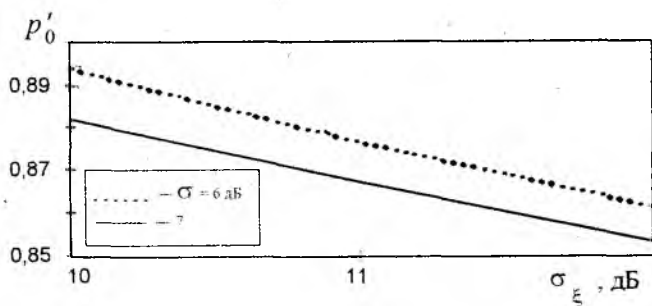


Рис. 8

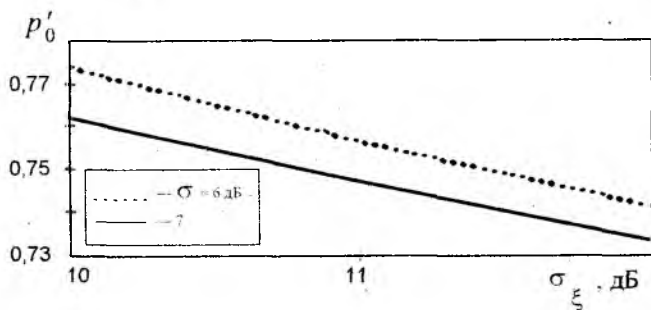


Рис. 9

Таким чином, висока якість обслуговування АС на межі зони БС (однієї чарунки) в умовах дії в каналах зв'язку між БС й АС замирань і накладень сигналів може бути забезпечена в кожному конкретному випадку правильним вибором потужностей передавачів і висот підвісу антен БС. При цьому в однакових за розмірами зонах БС контури зон будуть визначати різні ймовірності перевищення порогового значення потужності на вході приймача АС у часі і за його місцерозташуванням, якщо врахувати припущення щодо превалюючої дії властивого шуму на вході приймача АС. Результати, які наведено, можуть бути використані для аналізу територіального плану діючої СМЗ, а також для проектування розширення діючої мережі рухомого стільникового зв'язку.

Список літератури: 1. *Сети связи с подвижными объектами в диапазоне СВЧ*: Пер. с англ. / Под ред. У.К. Дрейкса. М.: Связь, 1979. 520 с. 2. *Hata M. Empirical formula for propagation loss in land mobile radioservices* // IEEE Trans. Vehicular Technology. 1980. Vol. 29, N 3. P. 317 — 325.

*Харківський державний технічний
університет радіоелектроніки*

Надійшла до редколегії 11.01.99

ПОЗДРАВЛЕНИЕ А.И. СТРЕЛКОВУ



27 августа 1999 г. исполняется 60 лет одному из ведущих специалистов в областях квантовой электроники, прикладной оптики, оптико-электронных средств и статистической обработки оптических сигналов, заслуженному изобретателю Украины, д-ру техн. наук проф. Александру Ивановичу СТРЕЛКОВУ.

Александр Иванович родился в 1939 г. в Хабаровске, в семье военнослужащего. После окончания с отличием в 1960 г. Харьковского военного авиационно-технического училища ВВС проходил службу на Дальнем Востоке. В 1968 г. окончил с отличием Военную инженерную радиотехническую академию ПВО им. Л.А. Говорова (ВИРТА).

С 1968 г. служил в ВИРТА. В 1975 г. защитил кандидатскую диссертацию и перешел на преподавательскую работу. С 1984 г. — доцент кафедры квантовой электроники. В 1989 г. защитил докторскую диссертацию. В 1990 г. Александру Ивановичу присвоено звание заслуженного изобретателя Украины, а в 1991 г. — ученое звание профессора.

Александр Иванович является автором более чем 300 научных публикаций, среди которых более 150 авторских свидетельств и патентов. Ведет активную преподавательскую деятельность, подготовил более 30 адъюнктов и аспирантов, более 120 дипломников. Кроме того, Александр Иванович, полковник в отставке, ведет активную научную и общественную деятельность. Работает в Военно-научном центре космических исследований при Харьковском военном университете (ХВУ) и профессором на кафедре генерирования и формирования сигналов Харьковского государственного технического университета радиоэлектроники. Является членом редколлегии Всеукраинского межведомственного научно-технического сборника «Радиотехника» и членом докторских специализированных Ученых советов ХВУ и ХТУРЭ.

Редколлегия журнала и коллеги от всей души поздравляют Александра Ивановича с юбилеем и желают доброго здоровья, дальнейших успехов в научной, преподавательской и общественной работе.

СОКРАЩЕНИЯ НАЗВАНИЙ В ПРИСТАТЕЙНЫХ СПИСКАХ ЛИТЕРАТУРЫ

ПТЭ — Приборы и техника эксперимента

УкрНИИИИТИ — Укр. науч.-исслед. ин-т науч.-техн.
информ. и техн.-эконом. исслед.

IEEE — Inst. of Electrical and Electronics Eng.

IRE — Inst. of Radio Eng.

СОДЕРЖАНИЕ

<i>Прийменко С.Д., Хижняк Н.А.</i> Резонансное возбуждение импедансного вибратора в круглом волноводе	3
<i>Кучер Д.Б.</i> Исследование распространения электромагнитной волны по поверхности сверхпроводящей пленки	11
<i>Карлов В.Д., Полярус О.В., Коваль О.А., Стахесс М.О.</i> Методика оцінювання напруженості електромагнітного поля, відбитого від аеродинамічної цілі у приводному хвильоводі	16
<i>Гоков А.М.</i> Генерация низкочастотных вистлеров в Е-области ионосферы инфразвуковыми волнами во время возмущений различной природы	24
<i>Ваврик Л.В., Серебрянников А.Э.</i> Рассеяние несинусоидальных волн на решетке из прямоугольных брусьев, расположенной в плоскопараллельном волноводе	28
<i>Петров В.А., Карташов В.М.</i> Нелинейные эффекты при распространении интенсивных акустических волн в задачах зондирования атмосферы	33
<i>Кучер Д.Б., Фык А.И.</i> Исследование формирования нормальных областей в тонкой сверхпроводящей пленке	38
<i>Фык А.И.</i> Время переключения сверхпроводящего защитного устройства в волноводном тракте	42
<i>Горобец Н.Н., Чекалин Г.М.</i> Синтез векторного сигнала	46
<i>Замятин В.И., Батулин О.В., Толокнеев Э.А., Перекабий А.В.</i> Сверхбыстрое сканирование лучом кольцевой антенной решетки	52
<i>Горбач В.И., Коломиец М.В.</i> Метеорная радиосвязь. Специфика, достоинства, области применения	58
<i>Горбач В.И., Коломиец М.В.</i> Максимизация пропускной способности системы метеорной радиосвязи	66
<i>Гриншпун Р.З.</i> Спектральный анализ амплитудно-временных характеристик сигналов, отраженных от ненасыщенных метеорных следов	70

<i>Бавыкина В.В., Трошин О.Л.</i> Численное исследование робастных процедур оценивания погрешностей метеорологического сличения шкал времени	75
<i>Гетманова Е.Е., Реука А.Г.</i> Фазовые траектории линейного одномерного осциллятора в переходных режимах колебаний под действием серии прямоугольных импульсов	83
<i>Гетманова Е.Е., Костарев Д.Б., Реука А.Г.</i> Бифуркационные изменения структуры прецессирующей эллиптической траектории частицы в кулоновском поле под действием малых возмущений	87
<i>Пащенко А.Г.</i> Энергетические состояния частиц и квазичастиц в многослойных несимметричных квантоворазмерных структурах	91
<i>Мазманишвили А.С., Рогожкин Е.В., Антонова В.А.</i> Об эффекте смещения оценок параметров ионосферной плазмы при обработке данных некогерентного рассеяния	97
<i>Нікітенко О.М.</i> Проектування резонансної системи магнетронів	103
<i>Панченко А.Ю.</i> Использование модуляционных принципов для повышения информационной способности СВЧ-датчиков	112
<i>Бортник С.А., Волков В.М.</i> Коэффициент преобразования коаксиального датчика проходящей мощности на основе двухслойной поглощающей стенки	116
<i>Пица Д.М., Морицава С.В.</i> Выбор спектральных интервалов для распознавания видов растений по характеристикам отражения оптического диапазона	125
<i>Антонова В.А., Борщев В.Н., Листратенко А.М., Слипченко Н.И.</i> К вопросу о новых конструктивно-технологических решениях при создании высокоэффективных кремниевых фотоприемников большой площади	131
<i>Жирнов В.В., Комисарук В.С., Сахновская Л.З.</i> Выбор адаптивного порога принятия решения при многообзорной обработке сигналов в обзорных РЛС.....	139
<i>Антюфеев В.И., Быков В.Н., Гричанюк А.М., Краюшкин В.А., Овсянников Ю.В., Шокин М.Г.</i> Радиометрический измерительный комплекс миллиметрового диапазона волн для дистанционного зондирования земной и водной поверхности	145

<i>Рафалович О.Я.</i> Оценка влияния кратности фазовой модуляции на качество приема-передачи информации в цифровых системах спутниковой связи	151
<i>Кадацкая О.И.</i> Погрешности метода параллельного усреднения для преобразования однократных временных интервалов	155
<i>Головкина Л.В., Салай И.В., Чередников П.И.</i> Метод представления функций связи параметрических систем	158
<i>Стороженко В.В.</i> Модели распространения радиоволн в диапазонах ОВЧ и УВЧ, используемые при решении задач электромагнитной совместимости	162
<i>Коляденко Ю.Ю.</i> Нелинейная стохастическая модель пространственно-временного процесса обработки сигналов связи	168
<i>Білоус Ю.В.</i> Аналіз територіального плану стільникової мережі зв'язку міста Харкова	173
<i>Поздравление А.И. Стрелкову</i>	184
Сокращения названий в пристатейных списках литературы	185

CONTENTS

<i>Priymenko S.D., Khizhnyak N.A.</i> Resonant excitation of the impedance antenna in the circular waveguide	3
<i>Kucher D.B.</i> Investigation of electromagnetic wave propagation over the superconducting film surface	11
<i>Karlov V.D., Polyarus O.V., Koval O.A., Stakheyev M.O.</i> Methods for estimating strength of electromagnetic field reflected from aerodynamic target in drive waveguide	16
<i>Gokov A.M.</i> Low-frequency whistlers generation in the ionospheric E-region by infrasound waves during various disturbances	24
<i>Vavriv L.V., Serebryannikov A.E.</i> Nonsinusoidal waves scattering the rectangular bars grating located in parallel-plate waveguide	28
<i>Petrov V.A., Kartashov V.M.</i> Non-linear effects when propagating intensive acoustic waves in the atmosphere sounding problems	33
<i>Kucher D.B., Fyk A.I.</i> Investigation of normal waves formation in thin superconducting film	38
<i>Fyk A.I.</i> Switching time of superconducting protection mechanism in a plumbing	42
<i>Gorobets N.N., Chekalin G.M.</i> Synthesis of vector signal	46
<i>Zamyatin V.I., Baturin O.V., Tolokneyev E.A., Perekaty A.V.</i> Superfast scanning by circular antenna array beam	52
<i>Gorbach V.I., Kolomietz M.V.</i> Meteor-burst communication. Specificity, merits, fields of application	58
<i>Gorbach V.I., Kolomietz M.V.</i> Maximization of the meteor-burst communication system channel capacity	66
<i>Grinshpun R.Z.</i> Spectral analysis amplitude-temporal characteristics of signals, reflected from unsaturated meteor traces	70
<i>Bavykina V.V., Troshchin O.L.</i> Numerical studies on robust procedures for estimating time scale meteor comparison errors	75
<i>Getmanova E.E., Reuka A.G.</i> Phase trajectories of the linear one-dimensional oscillator in the transient conditions of oscillations under the action of rectangular pulse series	83
<i>Getmanova E.E., Kostarev D.B., Reuka A.G.</i> Bifurcation variations of the precession elliptic trajectory structure of the particle in the coulomb field under the action of weak perturbations	87
<i>Pashchenko A.G.</i> Energy states of particles and quasi-particles in multi-layer non-symmetric quantum well structures	91

<i>Mazmanishvili A.S., Rogozhkin E.V., Antonova V.A.</i> On ionospheric plasma parameters estimated shift effect when processing incoherent scattering data	97
<i>Nikitenko O.M.</i> Designing of magnetron resonance structure	103
<i>Panchenko A.Yu.</i> Application of modulation principles to increase microwave sensors information capacity	112
<i>Bortnik S.A., Volkov V.M.</i> Coefficient of coaxial passing power sensor based on two-layer absorbing wall	116
<i>Piza D.M., Morshchavka S.V.</i> Selection of spectral intervals for plant types recognition by character optical reflectivity	125
<i>Antonova V.A., Borshev V.N., Listratenko A.M., Slipchenko N.I.</i> On the problem of new constructive and technological designs in creating high-effective large-area silicon optical receivers	131
<i>Zhirnov V.V., Komisaruk V.S., Sakhnovskaja L.Z.</i> Selection of decision-making adaptive threshold in multisurvey processing of signals in survey radar	139
<i>Antyufeyev V.I., Bykov V.N., Grichanyuk A.M., Krayushkin V.A., Ovsyannikov, Y.V., Shokin M.G.</i> Radiometric measuring Ka-band complex for earth and water surface remote sounding	145
<i>Rafalovich O.Ya.</i> Estimate of phase modulation ratio influence on information receiving/transmitting quality in digital satellite communication systems	151
<i>Kadatskaya O.I.</i> Errors of parallel averaging for unitary time intervals transform	155
<i>Golovkina L.V., Salay I.V., Cherednikov P.I.</i> Method of connected functions representation for parametric systems	158
<i>Storoghenko V.V.</i> Models of radio waves propagation in a VHF and UHF bands, used in electromagnetic compatibility problems solution	162
<i>Kolyadenko Yu. Yu.</i> Non-linear stochastic model of telecommunication signal spatial-time processing	168
<i>Bilous J.V.</i> Analysis of cellular network plan of the city of Kharkov	173
<i>Congratulation for A.I. Strelkov</i>	184
Abbreviations of periodicals titles in references	185

ЗБІРНИК НАУКОВИХ ПРАЦЬ

РАДІОТЕХНІКА

Випуск 109

Російською мовою

СБОРНИК НАУЧНЫХ ТРУДОВ

РАДИОТЕХНИКА

Выпуск 109

Редактор *Г.О. Романець*

Виконавець комп'ютерної верстки *Л.Д. Васильченко*

Підп. до друку з ориг.-макета 26.07.99. Формат 60х84/16.

Папір офсет. Друк офсет. Ум. друк. арк. 12,9. Ум. фарбо-відб. 12,25.

Обл.-вид. арк. 14,0. Тираж 100 пр. Зам. № 208 Ціна договір.

Харківський державний технічний університет радіоелектроніки (ХТУРЕ).

Україна, 310726 Харків, просп. Леніна, 14.

Оригінал-макет підготовлено і збірник надруковано у видавництві ХТУРЕ.

Україна, 310726 Харків, просп. Леніна, 14.

УДК 372.822:621.384.64

Резонансное возбуждение импедансного вибратора в круглом волноводе /
С.Д. Прийменко, Н.А. Хижняк // Радиотехника. Всеукр. межведомств. науч.-техн. сб. 1999. Вып. 109. С. 3 — 10.

Проанализирована зависимость резонансной частоты линейного импедансного вибратора в круглом волноводе от местоположения вибратора и его поверхностного импеданса. Представлены результаты для связанного вибратора, касающегося стенок волновода одним концом, и для несвязанного вибратора. Приведены дисперсионные уравнения, которые в асимптотическом приближении описывают резонансную частоту вибратора. Результаты расчетов резонансной частоты несвязанной антенны, возбуждаемой волной H_{11} в запердельном волноводе, сопоставлены с данными экспериментов.

Ил. 7. Библиогр.: 8 назв.

УДК 372.822:621.384.64

Резонансне збудження імпедансного вібратора в круглому хвильоводі /
С.Д. Прийменко, Н.А. Хижняк // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 1999. Вип. 109. С. 3 — 10.

Проаналізовано залежність резонансної частоти лінійного імпедансного вібратора в круглому хвильоводі від місця знаходження вібратора і його поверхневого імпедансу. Подано результати для зв'язаного вібратора, який торкається стінок хвильовода одним кінцем, та для незв'язаного вібратора. Наведено дисперсійні рівняння, що в асимптотичному наближенні описують резонансну частоту вібратора. Результати розрахунків резонансної частоти незв'язаної антени, збуджуваної хвилею H_{11} у закритичному хвильоводі, зіставлено з даними експериментів.

Іл. 7. Бібліогр.: 8 назв.

UDC 372.822:621.384.64

Resonant excitation of the impedance antenna in the circular waveguide /
S.D. Priymenko, N.A. Khizhnyak // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 1999. N 109. P. 3 — 10.

Dependence of the linear impedance antenna resonant frequency in the circular waveguide on the location of the antenna and its surface impedance is analyzed. The results for the coupled antenna touching the waveguide wall with one end and for the uncoupled antenna are presented. Variance equations describing the antenna resonant frequency in asymptotic approximation are given. Calculation results of the resonant frequency for the uncoupled antenna excited by H_{11} wave in the blow-cutoff waveguide are compared with the experimental data.

7 fig. Ref.: 8 items.

Исследование распространения электромагнитной волны по поверхности сверхпроводящей пленки / Д.Б. Кучер // Радиотехника. Всеукр. межведомств. науч.-техн. сб. 1999. Вып. 109. С. 11 — 15.

Приведены результаты изучения количественных характеристик, позволяющих описать распространение плоской электромагнитной волны по поверхности пленки, выполненной из высокотемпературного сверхпроводника. В качестве таких характеристик использованы глубина проникновения магнитного поля и поверхностный импеданс.

Библіогр.: 4 назв.

Дослідження поширювання електромагнітної хвилі по поверхні надпровідної плівки / Д.Б. Кучер // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 1999. Вип. 109. С. 11 — 15.

Наведено результати вивчення кількісних характеристик, що дозволяють описати поширювання плоскої електромагнітної хвилі по поверхні плівки, виконаної з високотемпературного надпровідника. Як такі характеристики використано глибину проникання магнітного поля та поверхневий імпеданс.

Бібліогр.: 4 назви.

Investigation of electromagnetic wave propagation over the superconducting film surface / D. B. Kucher // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 1999. N 109. P. 11 — 15.

Results of studying quantitative characteristics allowing to describe the plane electromagnetic wave propagation over the surface of the film made of high-temperature superconductor are given. Penetration depth of the magnetic field and surface impedance are used as such characteristics.

Ref.: 4 items.

УДК 621.371

Методика оценки напряженности электромагнитного поля, отраженного от аэродинамической цели в приводном волноводе / В.Д. Карлов, А.В. Полярус, А.А. Коваль, Н.А. Стахеев // Радиотехника. Всеукр. межведомств. науч.-техн. сб. 1999. Вып. 109. С. 16 — 23. На укр. яз.

Предложена методика, позволяющая определять не только поле внутри тропосферного волновода, но и мощность сигнала, отраженного от цели, которая находится на малой высоте. Оперативная оценка напряженности поля возможна для любой точки на трассе локации.

Ил. 1. Библиогр.: 2 назв.

УДК 621.371

Методика оцінювання напруженості електромагнітного поля, відбитого від аеродинамічної цілі у приводному хвильоводі / В.Д. Карлов, О.В. Полярус, О.А. Коваль, М.О. Стахеев // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 1999. Вип. 109. С. 16 — 23. Укр. мовою.

Запропоновано методику, що дозволяє визначати не тільки поле всередині тропосферного хвильоводу, але й потужність сигналу, відбитого від цілі, яка знаходиться на малій висоті. Оперативне оцінювання напруженості поля можливе для будь-якої точки на трасі локації.

Іл. 1. Бібліогр.: 2 назви.

UDC 621.371

Methods for estimating strength of electromagnetic field reflected from aerodynamic target in drive waveguide / V.D. Karlov, O.V. Polyarus, O.A. Koval, M.O. Stakheyev // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 1999. N 109. P. 16 — 23. In. Ukr.

Methods, allowing to define not only the field in the troposphere waveguide but power of the signal reflected from the target at a small height, is offered. The exciting field operative estimate is possible for any point on the location route.

1 fig. Ref.: 2 items.

Генерация низкочастотных вистлеров в Е-области ионосферы инфразвуковыми волнами во время возмущений различной природы / А.М. Гоков // Радиотехника. Всеукр. межведомств. науч.-техн. сб. 1999. Вып. 109. С. 24 — 27.

Рассмотрен механизм трансформации инфразвуковых волн, генерируемых в атмосфере возмущениями различной природы, в низкочастотное электромагнитное излучение в Е-области ионосферы. Показана возможность генерации низкочастотных вистлеров. Предложено дисперсионное уравнение для таких волн и описана связь между частотами инфразвука и низкочастотных вистлеров.

Табл. 1. Библиогр.: 6 назв.

Генерація низькочастотних вистлерів в Е-шарі іоносфери інфразвуковими хвилями під час збурень різного походження / О.М. Гоков // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 1999. Вип. 109. С. 24 — 27.

Розглянуто механізм трансформації інфразвукових хвиль, що генеруються в атмосфері внаслідок збурень різного походження, в низькочастотне електромагнітне випромінювання в Е-шарі іоносфери. Доведено можливість генерації низькочастотних вистлерів. Запропоновано дисперсійне рівняння для таких хвиль і описано зв'язок між частотами інфразвуку та низькочастотних вистлерів.

Табл. 1. Бібліогр.: 6 назв.

Low-frequency whistlers generation in the ionospheric E-region by infrasound waves during various disturbances / A.M. Gokov // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 1999. N 109. P. 24 — 27.

Mechanisms of considered transforming the infrasound waves generated in the atmosphere by disturbances of various origin into low-frequency electromagnetic radiation in the ionospheric E-region are considered. Feasibility of generating low-frequency whistlers is demonstrated. Variance equations for such waves are offered; relation between frequencies of infrasound and low-frequency whistlers is described.

1 tab. Ref.: 6 items.

УДК 621.372

Рассеяние несинусоидальных волн на решетке из прямоугольных брусев, расположенной в плоскопараллельном волноводе / Л.В. Ваврив, А.Э. Серебрянников // Радиотехника. Всеукр. міжведомств. науч.-техн. сб. 1999. Вип. 109. С. 28 — 32.

Дано решение задачи о рассеянии плоской электромагнитной волны с произвольной зависимостью от времени на решетке из прямоугольных брусев, расположенной в плоскопараллельном волноводе. В рамках ТЕМ-приближения предложены аналитические выражения для переходных характеристик структуры, позволяющие рассчитать поля рассеяния или решить обратную задачу. Проанализировано влияние геометрии структуры на параметры полей рассеяния.

Лит. 2. Библиогр.: 6 назв.

УДК 621.372

Розсіяння несинусоїдальних хвиль на ґратах із прямокутних брусів, що розташовані в плоскопаралельному хвильоводі / Л.В. Ваврів, А.Е. Серебрянников // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 1999. Вип. 109. С. 28 — 32.

Подано розв'язання задачі про розсіяння плоскої електромагнітної хвилі з довільною залежністю від часу на ґратах з прямокутних брусів, що розташовані в плоскопаралельному хвильоводі. В межах ТЕМ-наближення запропоновано аналітичні вирази для перехідних характеристик структури, що дозволяють розрахувати поля розсіяння або розв'язати обернену задачу. Проаналізовано вплив геометрії структури на параметри полів розсіяння.

Лит. 2. Бібліогр.: 6 назв.

UDC 621.372

Nonsinusoidal waves scattering from the rectangular bars grating located in parallel-plate waveguide / L.V. Vavriv, A.E. Serebryannikov // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 1999. N 109. P. 28 — 32.

A problem of the plane electromagnetic wave with arbitrary dependence on the time scattering by the rectangular bars grating, located in the parallel-plate waveguide, is solved. In the framework of TEM-approximation, analytical expressions are obtained for transient responses of the structure, that enables to calculate the scattered fields or to resolve the inverse problem. The effect of the structure's geometry on the characteristics of the scattered fields is analyzed.

2 fig. Ref.: 6 items.

Нелинейные эффекты при распространении интенсивных акустических волн в задачах зондирования атмосферы / В.А. Петров, В.М. Карташов // Радиотехника. Всеукр. межведомств. науч.-техн. сб. 1999. Вып. 109. С. 33 — 37.

Проанализировано влияние нелинейных эффектов, сопутствующих распространению акустических волн конечной амплитуды в атмосфере, на эффективность зондирования. Предложены соотношения, позволяющие определять основные величины, которые характеризуют условия формирования пилообразных сферических волн. Результаты могут быть использованы при выборе энергетических параметров акустических передатчиков систем радиоакустического и акустического зондирования атмосферы.

Библиогр.: 3 назв.

Нелінійні ефекти при поширюванні інтенсивних акустичних хвиль у задачах зондування атмосфери / В.А. Петров, В.М. Карташов // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 1999. Вип. 109. С. 33 — 37.

Проаналізовано вплив нелінійних ефектів, супутніх поширюванню акустичних хвиль кінцевої амплітуди в атмосфері, на ефективність зондування. Запропоновано співвідношення, які дозволяють визначати основні величини, що характеризують умови формування пилоподібних сферичних хвиль. Результати можуть бути використані під час вибору енергетичних параметрів акустичних передавачів систем радіоакустичного та акустичного зондування атмосфери.

Бібліогр.: 3 назви.

Non-linear effects when propagating intensive acoustic waves in the atmosphere sounding problems / V.A. Petrov, V.M. Kartashov // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 1999. N 109. P. 33 — 37.

The influence of non-linear effects, accompanying the finite amplitude acoustic waves propagation in the atmosphere, on the sounding efficiency is analysed. The relations, allowing to define the main values characterising the conditions of generating saw-tooth spherical waves, are offered. The results can be used when choosing power parameters for acoustic transmitters of radio acoustic and acoustic atmosphere sounding systems.

Ref.: 3 items.

УДК 621.396.6

Исследование формирования нормальных областей в тонкой сверхпроводящей пленке / Д.Б. Кучер, А.И. Фык // Радиотехника. Всеукр. межведомств. науч.-техн. сб. 1999. Вып. 109. С. 38 — 41.

Рассмотрено влияние магнитного поля транспортного тока на сверхпроводящее состояние тонкой пленки. Приведены зависимости, характеризующие сверхпроводящее состояние.

Ил. 1. Библиогр.: 4 назв.

УДК 621.396.6

Дослідження формування нормальних областей у тонкій надпровідній плівці / Д.Б. Кучер, О.І. Фик // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 1999. Вип. 109. С. 38 — 41.

Розглянуто вплив магнітного поля транспортного струму на надпровідний стан тонкої плівки. Наведено залежності, що характеризують надпровідний стан.

Іл. 1. Бібліогр.: 4 назви.

UDC 621.396.6

Investigation of normal areas formation in thin superconducting film / D.B. Kucher, A.I. Fyk // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 1999. N 109. P. 38 — 41.

Transport current magnetic field influence on the superconducting state of a thin film is considered. Dependences characterizing the superconducting state are given.

1 fig. Ref.: 4 items.

УДК 621.396.6

Время переключения сверхпроводящего защитного устройства в волноводном тракте / А.И. Фык // Радиотехника. Всеукр. межведомств. науч. сб. 1999. Вып. 109. С. 42 — 45.

Рассмотрен способ расчета времени переключения защитного устройства на основе высокотемпературного сверхпроводника в волноводном тракте, предназначенного для защиты радиоэлектронной аппаратуры от мощных электромагнитных воздействий. Показаны преимущества такого устройства.

Библиогр.: 5 назв.

УДК 621.396.6

Час переключення надпровідного захисного пристрою у хвильоводному тракті / А. І. Фик // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 1999. Вип. 109. С. 42 — 45.

Розглянуто спосіб розрахунку часу переключення захисного пристрою на основі високотемпературного надпровідника у хвильоводному тракті, який призначено для захисту радіоелектронної апаратури від потужного електромагнітного впливу. Доведено переваги такого пристрою.

Бібліогр.: 5 назв.

UDC 621.396.6

Switching time of superconducting protection mechanism in a plumbing / A.I. Fyk // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 1999. N 109. P. 42 — 45.

The method for calculating switching time of the protection mechanism, intended for radio electronic equipment protection against powerful electromagnetic action, based on the high-temperature superconductor in the plumbing is considered. The advantages of such a device are shown.

Ref.: 5 items.

УДК 535.543.47+621.396.96

Синтез векторного сигнала / Н.Н. Горобец, Г.М. Чекалин // Радиотехника. Всеукр. міжведомств. науч.-техн. сб. 1999. Вип. 109. С. 46 — 51.

Теоретически обоснованы возможности формирования векторного микроволнового сигнала, произвольно неоднородного по мощности и по поляризации зеркальных спектральных составляющих. Приведены основные соотношения для амплитуд и фаз несущих колебаний.

Библиогр.: 2 назв.

УДК 535.543.47+621.396.96

Синтез векторного сигналу / М.М. Горобець, Г.М. Чекалін // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 1999. Вип. 109. С. 46 — 51.

Теоретично обґрунтовано можливості формування векторного мікрохвильового сигналу, який довільно неоднорідний за потужністю та за поляризацією дзеркальних спектральних складових. Наведено основні співвідношення для амплітуд та фаз несучих коливань.

Бібліогр.: 2 назви.

UDC 535.543.47+621.396.96

Synthesis of vector signal / N.N. Gorobets, G.M. Chekalin // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 1999. N 109. P. 46 — 51.

The possibility to form a vector microwave signal arbitrarily inhomogeneous in power and in polarization of mirror spectral components is theoretically justified. The main relations for amplitudes and phases of carrier oscillations are given.

Ref.: 2 items.

УДК 621.396.677.494

Сверхбыстрое сканирование лучом кольцевой антенной решетки / В.И. Замятин, О.В. Батурин, Э.А. Толокнеев, А.В. Перекатий // Радиотехника. Всеукр. межведомств. науч.-техн. сб. 1999. Вып. 109. С. 52 — 57.

Рассмотрена возможность сверхбыстрого сканирования в конформной антенне на примере кольцевой антенной решетки. Описано пространственно-временное распределение сигналов в элементах такой решетки и в дальней зоне антенны.

Ил. 4. Библиогр.: 4 назв.

УДК 621.396.677.494

Надшвидке сканування променем кільцевої антенної решітки / В.І. Замятин, О.В. Батурин, Е.О. Толокнеев, О.В. Перекатий // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 1999. Вип. 109. С. 52 — 57.

Розглянуто можливість надшвидкого сканування в конформній антені на прикладі кільцевої антенної решітки. Описано просторово-часовий розподіл сигналів в елементах такої решітки та в далекій зоні антени.

Ил. 4. Бібліогр.: 4 назви.

UDC 621.396.677.494

Superfast scanning by circular antenna array beam / V.I. Zamyatin, O.V. Baturin, E.A. Tolokneyev, A.V. Perekatyiy // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 1999. N 109. P. 52 — 57.

The possibility of superfast scanning in the conformal antenna is considered. The space-time distribution of signals in the elements of the circular antenna array and in the far-field zone is illustrated by the example of such an array.

4 fig. Ref.: 4 items.

УДК 621.391.827

Метеорная радиосвязь. Специфика, достоинства, области применения /

В.И. Горбач, М.В. Коломиец // Радиотехника. Всеукр. межведомств. науч.-техн. сб. 1999. Вып. 109. С. 58 — 65.

Изложены физические основы, достоинства и недостатки метеорной радиосвязи, указаны области эффективного применения систем метеорной радиосвязи. Приведена математическая модель передачи информации по метеорному радиоканалу. Предложен протокол передачи сообщений, позволяющий повысить пропускную способность. Даны общие рекомендации по выбору параметров систем метеорной радиосвязи.

Ил. 1. Библиогр.: 7 назв.

УДК 621.391.827

Метеорний радіозв'язок. Специфіка, достоїнства, галузі застосування /

В.І. Горбач, М.В. Коломієць // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 1999. Вип. 109. С. 58 — 65.

Викладено фізичні основи, достоїнства та недоліки метеорного радіозв'язку, указано галузі ефективного застосування систем метеорного радіозв'язку. Наведено математичну модель передавання інформації метеорним радіоканалом. Запропоновано протокол передавання повідомлень, що дозволяє підвищити пропускну здатність. Надано загальні рекомендації щодо вибору параметрів систем метеорного радіозв'язку.

Ил. 1. Бібліогр.: 7 назв.

UDC 621.391.827

Meteor-burst communication. Specificity, merits, fields of application /

V.I. Gorbach, M.V. Kolomietz // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 1999. N 109. P. 58 — 65.

Physical foundations, merits and shortages of meteor-burst communication, the fields of effective application of the meteor-burst communication systems is described. The mathematical model of message transmission by the meteor-burst channel is given. The message transmission protocol allowing to increase the channel capacity is offered. General recommendations for meteor-burst communication systems parameters choosing are given.

1 fig. Ref.: 7 items.

УДК 621.37/39:51-7

Максимизация пропускной способности системы метеорной радиосвязи /
В.И. Горбач, М.В. Коломиец // Радиотехника. Всеукр. межведомств. науч.-техн. сб.
1999. Вып. 109. С. 66 — 69.

Рассмотрено влияние параметров системы метеорной радиосвязи на ее пропускную способность. Предложен метод выбора значений параметров, при которых достигается максимальная пропускная способность для заданной достоверности. Для наиболее применимых в метеорной связи типа сигнала, помехоустойчивого кода, длительности бита, мощности излучения и частоты приведены графики пропускной способности.

Ил. 1. Библиогр.: 2 назв.

УДК 621.37/39:51-7

Максимізація пропускної здатності системи метеорного радіозв'язку /
В.І. Горбач, М.В. Коломійець // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 1999.
Вип. 109. С. 66 — 69.

Розглянуто вплив параметрів системи метеорного радіозв'язку на її пропускну здатність. Запропоновано метод вибору значень параметрів, за яких досягається максимальна пропускна здатність для заданої вірогідності. Для найбільш застосовуваних у метеорному зв'язку типу сигналу, завадостійкого коду, тривалості біта, потужності випромінювання та частоти наведено графіки пропускної здатності.

Іл. 1. Бібліогр.: 2 назви.

UDC 621.37/39:51-7

Maximization of the meteor-burst communication system channel capacity /
V.I. Gorbach, M.V. Kolomietz // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 1999. N
109. P. 66 — 69.

Influence of the meteor-burst communication system parameters on it's channel capacity is considered. The method of choosing the parameters values, such that the maximum channel capacity is attained for the given confidence, is offered. Channel capacity charts the most suitable for the meteor communication signal type, noise-resistant code, bit length, radiation power and frequency are presented.

1 fig. Ref.: 2 items.

Спектральный анализ амплитудно-временных характеристик сигналов, отраженных от ненасыщенных метеорных следов / Р.З. Гриншпун // Радиотехника. Всеукр. міжведомств. науч.-техн. зб. 1999. Вип. 109. С. 70 — 74.

Рассмотрены закономерности в отношениях между спектрами амплитудно-временных характеристик (ABX) сигналов, регистрируемых на метеорной РЛС и рассчитанных с использованием модели единого недробящегося метеорного тела. Сделан вывод о том, что набором признаков для распознавания может являться совокупность отношений между первыми коэффициентами спектров отраженного сигнала в случае дробления метеороида и ABX отраженного сигнала для недробящегося тела.

Ил. 4. Библиогр.: 7 назв.

Спектральний аналіз амплітудно-часових характеристик сигналів, відбитих від ненасичених метеорних слідів / Р.З. Гріншпун // Радиотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 1999. Вип. 109. С. 70 — 74.

Розглянуто закономірності у відношеннях між спектрами амплітудно-часових характеристик (АЧХ) сигналів, що реєструються на метеорній РЛС і розраховані з використанням моделі єдиного метеорного тіла, яке не дробиться. Зроблено висновок про те, що набором ознак для розпізнавання може бути сукупність відношень між першими коефіцієнтами спектрів відбитого сигналу в разі дроблення метеороїда і АЧХ відбитого сигналу для тіла, яке не дробиться.

Ил. 4. Бібліогр.: 7 назв.

Spectral analysis amplitude-temporal characteristics of signals, reflected from unsaturated meteor traces / R.Z. Grinshpun // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 1999. N 109. P. 70 — 74.

Regularities in relations between the amplitude-temporal characteristics (ATC) of the spectra of the signals being recorded by the meteor radar and calculated with the model of a single indivisible meteor body are considered. It was concluded that the set of features for recognition can be the totality of relations between the first spectrum factors of the reflected signal for the meteoroid crushing and ATC of the reflected signal for an indivisible meteor body.

4 fig. Ref.: 7 items.

Численное исследование робастных процедур оценивания погрешностей метеорологического сличения шкал времени / В.В. Бавыкина, О.Л. Трошин // Радиотехника. Всеукр. міжведомств. науч.-техн. сб. 1999. Вип. 109. С. 75 — 82.

Рассмотрены робастные методы обработки, эффективные в условиях неполноты априорной информации, когда массив результатов метеорологических сличений за сеанс нельзя считать однородной, равнозначной и нормально распределенной выборкой. Проанализированы случаи, когда моделями основного и засоряющего распределений погрешности сличения являлись симметричные законы. Приведены результаты для ряда оценок центра распределения: выборочного, усеченного, винзоризованного средних, середины размаха, квантильной оценки, медианы и М-оценок: Хубера, Хампеля, Андрюса и Тьюки. Сформулированы рекомендации по применению робастных процедур оценивания центра распределения в практике радиометеорологического сличения шкал времени.

Табл. 2. Ил. 1. Библиогр.: 5 назв.

Чисельне дослідження робастних процедур оцінювання похибок метеорологічного звіряння шкал часу / В.В. Бавикіна, О.Л. Трошин // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 1999. Вип. 109. С. 75 — 82.

Розглянуто робастні методи обробки, ефективні в умовах неповноти априорної інформації, коли масив результатів метеорологічних звірянь протягом сеансу не можна вважати однорідною, рівнозначною та нормально розподіленою вибіркою. Проаналізовано випадки, коли моделями основного та забруднюючого розподілів похибки звіряння були симетричні закони. Наведено результати для ряду оцінок центра розподілу: вибіркового, зрізаного, винзоризованого середніх, середини розмаху, квантильної оцінки, медіани та М-оцінок: Хубера, Хампеля, Андрюса й Тьюкі. Сформульовано рекомендації щодо використання робастних процедур оцінювання центра розподілу в практиці радіометеорологічного звіряння шкал часу.

Табл. 2. Іл. 1. Бібліогр.: 5 назв.

Numerical studies on robust procedures for estimating time scale meteor comparison errors / V.V. Bavykina, O.L. Troshchin // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 1999. N 109. P. 75 — 82.

Robust processing methods effective in the conditions of a priori information incompleteness, when the data base of meteor comparisons for a session cannot be taken for a homogeneous, uniformly precise and normally distributed sampling, are considered. The cases, when the models of the main and contaminating comparison errors distribution were symmetrical laws, are analyzed. The results for a number of the distribution center estimates, such as sampling, truncated, mean, midpoint of range, quantile estimate, median and M-estimates, are given. Recommendations for the robust procedures application to estimating the distribution center in the practice of radio meteor time scales comparison are stated.

2 tab. 1 fig. Ref.: 5 items.

УДК 681.3

Фазовые траектории линейного одномерного осциллятора в переходных режимах колебаний под действием серии прямоугольных импульсов / Е.Е. Гетманова, А.Г. Реука // Радиотехника. Всеукр. межведомств. науч.-техн. сб. 1999. Вып. 109. С. 83 — 86.

Описаны виды фазовых характеристик, возникающих при действии на систему серии периодических прямоугольных импульсов. На основании полученных характеристик сделаны выводы об устойчивости системы.

Ил. 4. Библиогр.: 2 назв.

УДК 681.3

Фазові траєкторії лінійного одновимірного осцилятора в перехідних режимах коливань під дією серії прямокутних імпульсів / О.Е. Гетманова, О.Г. Реука // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 1999. Вип. 109. С. 83 — 86.

Описано види фазових характеристик, які виникають внаслідок дії на систему серії періодичних прямокутних імпульсів. На основі отриманих характеристик зроблено висновки щодо стійкості системи.

Іл. 4. Бібліогр.: 2 назви.

UDC 681.3

Phase trajectories of the linear one-dimensional oscillator in the transient conditions of oscillations under the action of rectangular pulse series / E.E. Getmanova A.G. Reuka // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 1999. N 109. P. 83 — 86.

Types of phase characteristics arising under the action of periodic rectangular pulses series are described. Based on the obtained characteristics the system stability may be inferred.

4 fig. Ref.: 2 items.

Бифуркационные изменения структуры прецессирующей эллиптической траектории частицы в кулоновском поле под действием малых возмущений / Е.Е. Гетманова, Д.Б. Костарев, А.Г. Реука // Радиотехника. Всеукр. межведомств. науч.-техн. сб. 1999. Вып. 109. С. 87 — 90.

Показано, что при малом изменении возмущения кулоновского поля структура прецессирующей эллиптической траектории частицы может претерпевать резкие (бифуркационные) изменения. Результаты применимы, в частности, к описанию движения заряженных частиц в электронных приборах.

Ил. 2. Библиогр.: 2 назв.

Біфуркаційні зміни структури прецесуючої еліптичної траєкторії частинки в кулонівському полі під дією малих збурень / О.Є. Гетманова, Д.Б. Костарев, О.Г. Реука // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 1999. Вип. 109. С. 87 — 90.

Доведено, що внаслідок малої зміни збурення кулонівського поля структура прецесуючої еліптичної траєкторії частинки може зазнавати різких (біфуркаційних) змін. Результати можуть застосовуватися, зокрема, для опису руху заряджених частинок в електронних приладах.

Ил. 2. Бібліогр.: 2 назви.

Bifurcation variations of the precession elliptic trajectory structure of the particle in the coulomb field under the action of weak perturbations / E.E. Getmanova, D.B. Kostarev, A.G. Reuka // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 1999. N 109. P. 87 — 90.

It is proved that due to insignificant change in the coulomb field perturbation the structure of the particle precision ecliptic trajectory can undergo wide bifurcation variations. In particular, the results can be used for describing the charged particles movement in electronic devices.

2 fig. Ref.: 2 items.

Энергетические состояния частиц и квазичастиц в многослойных несимметричных квантоворазмерных структурах / А.Г. Пащенко // Радиотехника. Всеукр. межведомств. науч.-техн. сб. 1999. Вып. 109. С. 91 — 96.

Рассмотрены энергетические состояния частиц и квазичастиц в двухслойных несимметричных квантоворазмерных структурах (КРС), созданных на основе $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ и $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_y/\text{InP}_{1-y}$. Описана зависимость энергетических состояний от геометрических размеров и химического состава квантово-ограниченных слоев, а также от геометрических размеров и химического состава барьеров. Изложены особенности решения стационарного уравнения Шредингера с «невозмущенным» гамильтонианом для несимметричных КРС.

Ил. 1. Библиогр.: 7 назв.

Енергетичні стани частинок та квазічастинок у багатошарових несиметричних квантоворозмірних структурах / О.Г. Пащенко // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 1999. Вип. 109. С. 91 — 96.

Розглянуто енергетичні стани частинок та квазічастинок у двошарових несиметричних квантоворозмірних структурах (КРС), створених на основі $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ та $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_y/\text{InP}_{1-y}$. Описано залежність енергетичних станів від геометричних розмірів та хімічного складу квантово-обмежених шарів, а також від геометричних розмірів та хімічного складу бар'єрів. Викладено особливості розв'язання стационарного рівняння Шредингера з «незбуреним» гамильтоніаном для несиметричних КРС.

Іл. 1. Бібліогр.: 7 назв.

Energy states of particles and quasi-particles in multi-layer non-symmetric quantum well structures / A.G. Pashchenko // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 1999. N 109. P. 91 — 96.

The energy states of particles and quasi-particles in multi-layer non-symmetric quantum well structures (QWS) manufactured on the basis of the $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ and $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_y/\text{InP}_{1-y}$, are considered. Dependence of energy states on geometric dimensions and chemical content of the quantum well layer and on geometric dimensions and chemical content of the barrier layer are also described. The solution singularities of the stationary Schrodinger equation with nonperturbed Hamiltonian for non-symmetric QWS set forth.

1 fig. Ref.: 7 items.

Об эффекте смещения оценок параметров ионосферной плазмы при обработке данных некогерентного рассеяния / А.С. Мазманишвили, Е.В. Рогожкин, В.А. Антонова // Радиотехника. Всеукр. межведомств. науч.-техн. сб. 1999. Вып. 109. С. 97 — 102.

Приведены зависимости смещения температур ионов и электронов от дисперсии оценок измеренных автокорреляционных функций сигнала некогерентного рассеяния, найденные с помощью компьютерного эксперимента. Показано, что при использовании метода наименьших квадратов значение и знак смещения зависят от исходного отношения температур. Предложены пути коррекции результатов ионосферных измерений.

Ил. 6. Библиогр.: 3 назв.

Про ефект зміщення оцінок параметрів іоносферної плазми під час обробки даних некогерентного розсіяння / О.С. Мазманішвілі, Є.В. Рогожкін, В.А. Антонова // Радиотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 1999. Вип. 109. С. 97 — 102.

Наведено залежності зсуву температур іонів та електронів від дисперсії оцінок виміряних автокореляційних функцій сигналу некогерентного розсіяння, які знайдено за допомогою комп'ютерного експерименту. Доведено, що при використанні методу найменших квадратів значення та знак зсуву залежать від початкового відношення температур. Запропоновано шляхи корекції результатів іоносферних вимірювань.

Ил. 6. Бібліогр.: 3 назви.

On ionospheric plasma parameters estimates shift effect when processing incoherent scattering data / A.S. Mazmanishvili, E.V. Rogozhkin, V.A. Antonova // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 1999. N 109. P. 97 — 102.

Dependences of ion and electron temperature shift on dispersion of the measured autocorrelation functions estimates of the incoherent scattering signal found with a computer simulation are given. It is shown that when using the least squares method the value and sign of the shift depend on the initial temperatures ratio. Possible ways of ionosphere measurement results correction are offered.

6 fig. Ref.: 3 items.

Проектирование резонансной системы магнетронов / А.Н. Никитенко // Радиотехника. Всеукр. межведомств. науч.-техн. сб. 1999. Вып. 109. С. 103 — 111. На укр. яз.

Рассмотрен один из главных вопросов в области электроники и электродинамики СВЧ — проектирование резонансных систем приборов М-типа с наперед заданными характеристиками, включая установление предельно допустимых отклонений (полей допусков) на размеры замедляющей системы. Описано проектирование резонансной системы магнетронов с двойными связками и приведены дисперсионные характеристики таких приборов.

Табл. 1. Ил. 2. Библиогр.: 10 назв.

Проектування резонансної системи магнетронів / О.М. Нікітенко // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 1999. Вип. 109. С. 103 — 111. Укр. мовою.

Розглянуто одне з найголовніших питань у галузі електроніки та електродинаміки НВЧ — проектування резонансних систем приладів М-типу із заздалегідь визначеними характеристиками, включаючи встановлення гранично можливих відхилень (полів допусків) для розмірів сповільнюючої системи. Описано проектування резонансної системи магнетронів із подвійними в'язками та наведено дисперсійні характеристики таких приладів.

Табл. 1. Ил. 2. Бібліогр.: 10 назв.

Designing of magnetron resonance structure / O.M. Nikitenko // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 1999. N 109. P. 103 — 111. In Ukr.

One of the main problems in the field of microwave electronics and electrodynamics, i.e. designing of the resonant systems of M-type devices with preassigned characteristics including establishment of limiting permissible deviations (tolerance field) on the decelerating system dimensions, is considered. Designing of double rings magnetrons is described and dispersion characteristics of such devices are given.

1 tab. 2 fig. Ref.: 10 items.

Использование модуляционных принципов для повышения информационной способности СВЧ-датчиков / А.Ю. Панченко // Радиотехника. Всеукр. межведомств. науч.-техн. сб. 1999. Вып. 109. С. 112 — 115.

Представлена методология построения модуляционных измерительных приборов на основе СВЧ-датчиков. На примере датчиков пространственного распределения электрофизических характеристик объекта рассмотрены основные критерии для создания алгоритма повышения эффективности модуляционных методов.

Библиогр.: 3 назв.

Використання модуляційних принципів для підвищення інформаційної здатності НВЧ-датчиків / О.Ю. Панченко // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 1999. Вип. 109. С. 112 — 115.

Подано методологію побудови модуляційних вимірювальних приладів на основі НВЧ-датчиків. На прикладі датчиків просторового розподілу електрофізичних характеристик об'єкта розглянуто основні критерії для створення алгоритму підвищення ефективності модуляційних методів.

Бібліогр.: 3 назви.

Application of modulation principles to increase microwave sensors information capacity / A.Yu. Panchenko // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 1999. N 109. P. 112 — 115.

The methodology of designing the modulation measuring instrument based on microwave sensors is offered. The main criteria for constructing an algorithm of the modulation methods efficiency increase are considered, using an object electro-physical characteristics spatial distribution sensors as an example.

Ref.: 3 items.

Коэффициент преобразования коаксиального датчика проходящей мощности на основе двухслойной поглощающей стенки / С.А. Бортник, В.М. Волков // Радиотехника. Всеукр. міжведомств. науч.-техн. сб. 1999. Вип. 109. С. 116 — 124.

Рассмотрен коэффициент преобразования двухслойной поглощающей стенки, помещенной в коаксиальную линию. При расчете распределения температуры в поглощающей стенке впервые использован метод конечных интегральных преобразований, позволяющий решить задачу более просто, но с необходимой точностью. Показана перспективность создания коаксиальных измерительных преобразователей проходящей мощности высокого уровня на основе поглощающей стенки.

Ил. 4. Библиогр.: 7 назв.

Коефіцієнт перетворення коаксіального датчика прохідної потужності на основі двошарової поглинаючої стінки / С.О. Бортник, В.М. Волков // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 1999. Вип. 109. С. 116 — 124.

Розглянуто коефіцієнт перетворення двошарової поглинаючої стінки, розміщеної в коаксіальній лінії. Для розрахунку розподілу температури в поглинаючій стінці вперше використано метод скінченних інтегральних перетворень, який дозволяє розв'язати задачу швидше, але з необхідною точністю. Доведено перспективність створення коаксіальних вимірювальних перетворювачів прохідної потужності високого рівня на основі поглинаючої стінки.

Іл. 4. Бібліогр.: 7 назв.

Coefficient of coaxial passing power sensor based on two-layer absorbing wall / S.A. Bortnik, V.M. Volkov // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 1999. N 109. P. 116 — 124.

Coefficient of two-layer coaxial absorbing wall placed in the coaxial line is considered. The finite integral transform method, allowing to solve a problem more easily but with the required accuracy, was applied to calculations of temperature distribution in the absorbing wall for the first time. Creation of coaxial high-level passing power sensors based on the absorbing wall principle is shown to be perspective.

4 fig. Ref.: 7 items.

Выбор спектральных интервалов для распознавания видов растений по характеристикам отражения оптического диапазона / Д.М. Пиза, С.В. Морщавка // Радиотехника. Всеукр. міжведомств. науч.-техн. сб. 1999. Вип. 109. С. 125 — 130.

Показано, что использование спектрального коэффициента яркости видимого и ближнего инфракрасного диапазонов позволяет различать виды растений. Доказана возможность различения с высокой вероятностью некоторых пропашных культур и наиболее распространенных сорняков при использовании коэффициента яркости только на одной длине волны.

Табл. 1. Ил. 3. Библиогр.: 6 назв.

Вибір спектральних інтервалів для розпізнавання видів рослин за характеристиками відбиття оптичного діапазону / Д.М. Піза, С.В. Морщавка // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 1999. Вип. 109. С. 125 — 130.

Показано, що використання спектрального коефіцієнту яскравості видимого та ближнього інфрачервоного діапазонів дозволяє розрізняти види рослин. Доведена можливість розрізнення з високою ймовірністю деяких пропашних культур і найбільш поширених бур'янів при використанні коефіцієнту яскравості тільки на одній довжині хвилі.

Табл. 1. Іл. 3. Бібліогр.: 6 назв.

Selection of spectral intervals for plant types recognition by character optical reflectivity / D.M. Piza, S.V. Morshchavka // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 1999. N 109. P. 125 — 130.

It is shown that application of spectral brightness coefficient of visual and near infrared bands allows to distinguish the plants species. The possibility to distinguish some intertilled crops and the most widely-distributed weeds with a high probability using brightness coefficient on one wavelenght is proved.

1 tab. 3 fig. Ref.: 6 items.

К вопросу о новых конструктивно-технологических решениях при создании высокоэффективных кремниевых фотоприемников большой площади / В.А. Антонова, В.Н. Борщев, А.М. Листратенко, Н.И. Слипенченко // Радиотехника. Всеукр. межведомств. науч.-техн. сб. 1999. Вып. 109. С. 131 — 138.

Рассмотрены особенности комбинированных детекторов излучений сцинтиллятор — фотодиод. Проанализированы параметры $p-i-n$ фотодиодов. Предложены новые конструктивно-технологические решения: использование исходного n -кремния с удельным сопротивлением $\rho = 4 \text{ кОм}\cdot\text{см}$ и временем жизни $\tau_p \leq 1000 \text{ мкс}$, применение сетчатой конструкции фотоприемной области для уменьшения выходной емкости, проектирование охранных и противоионизирующих стопорных колец, разработка модифицированной технологии изготовления с применением процесса гетерирования.

Библиогр.: 16 назв.

До питання про нові конструкторсько-технологічні рішення при створенні високоефективних кремнієвих фотоприймачів великої площі / В.А. Антонова, В.М. Борщов, О.М. Лістратенко, М.І. Слипенченко // Радиотехника. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 1999. Вип. 109. С. 131 — 138.

Розглянуто особливості комбінованих детекторів випромінювань сцинтиллятор — фотодіод. Проаналізовано параметри $p-i-n$ фотодіодів. Запропоновано нові конструктивно-технологічні рішення: використання початкового n -кремнію з питомим опором $\rho = 4 \text{ кОм}\cdot\text{см}$ і часом життя $\tau_p \leq 1000 \text{ мкс}$, застосування сітчастої конструкції фотоприймальної області для зменшення вихідної ємності, проектування охоронних та протиіонізуючих стопорних кілець, розробка модифікованої технології виготовлення із застосуванням процесу гетерування.

Бібліогр.: 16 назв.

On the problem of new constructive and technological designs in creating high-effective large-area silicon optical receivers / V.A. Antonova, V.N. Borshev, A.M. Listratenko, N.I. Slipchenko // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 1999. N 109. P. 131 — 138.

Characteristic properties of combined radiation detectors of scintillator — photodiode are considered. The parameters of $p-i-n$ photodiodes are analyzed. New constructive-technological designs, namely: use of the initial n -silicon with the resistivity of $\rho = 4 \text{ k}\Omega \cdot \text{cm}$ and the time of life $\tau_p \leq 1000 \text{ }\mu\text{s}$, utilization of a grid design of the optoreceiving area to reduce the value of output capacitance, designing guard and countering retaining rings, development of a modified technology of manufacture with the use of process of gettering have been suggested.

Ref.: 16 items.

Выбор адаптивного порога принятия решения при многообзорной обработке сигналов в обзорных РЛС / В.В. Жирнов, В.С. Комисарук, Л.З. Сахновская // Радиотехника. Всеукр. межведомств. науч.-техн. сб. 1999. Вып. 109. С. 139 — 144.

Рассмотрены вопросы выбора адаптивного порога принятия решения в устройстве многообзорной обработки на основе статистической оценки среднего значения и дисперсии черезобзорных выборок сигналов от мешающих отражений. Предложена структурная схема многообзорной обработки с адаптивным порогом принятия решения. Дана предварительная сравнительная оценка эффективности устройств с адаптивным и фиксированным порогами.

Ил. 3. Библиогр. ссылка в подстроч. примеч.

Вибір адаптивного порогу приймання рішення під час багатооглядової обробки сигналів в оглядових РЛС / В.В. Жирнов, В.С. Комісарук, Л.З. Сахновська // Радиотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 1999. Вип. 109. С. 139 — 144.

Розглянуто питання вибору адаптивного порогу приймання рішень у пристрої багатооглядової обробки на основі статистичної оцінки середнього значення та дисперсії черезоглядових виборок сигналів від заважаючих відбиттів. Запропоновано структурну схему багатооглядової обробки з адаптивним порогом приймання рішення. Подано попереднє порівняльне оцінювання ефективності пристроїв з адаптивним і фіксованим порогами.

Ил. 3. Бібліогр. посилання в підрядк. прим.

Sélection of decisionmaking adaptive threshold in multisurvey processing of signals in survey radar / V.V. Zhimov, V.S. Komisaruk, L.Z. Sakhnovskaja // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 1999. N 109. P. 139 — 144.

The problems of decision-making adaptive threshold selection in the multisurvey processing device based on the statistical estimate of the mean value and dispersion of the over-survey samples of signals from interfering reflections are considered. The block diagram of multisurvey processing with the adaptive threshold of decision making is offered. The preliminary comparative estimate of efficiency of devices with adaptive and fixed threshold is given.

3 fig. Ref.: 1 item.

Радиометрический измерительный комплекс миллиметрового диапазона волн для дистанционного зондирования земной и водной поверхности / В.И. Антофеев, В.Н. Быков, А.М. Гричанюк и др. // Радиотехника. Всеукр. межведомств. науч.-техн. сб. 1999. Вып. 109. С. 145 — 150.

Представлены структурная схема и технические характеристики экспериментального радиометрического измерительного комплекса, работающего в 8-миллиметровом диапазоне волн. Обобщены результаты экспериментов, указаны наиболее устойчивые к изменениям погодных условий радиояркие контрасты. Приведены фотографии объектов визуирования и соответствующие им радиометрические изображения.

Ил. 5. Библиогр.: 3 назв.

Радіометричний вимірювальний комплекс міліметрового діапазону хвиль для дистанційного зондування земної та водної поверхні / В.І. Антофеев, В.М. Биков, О.М. Гричанюк та ін. // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 1999. Вип. 109. С. 145 — 150.

Подано структурну схему та технічні характеристики експериментального радіометричного вимірювального комплексу, який функціонує у 8-міліметровому діапазоні хвиль. Узагальнено результати експериментів, вказано найбільш стійкі до змін погодних умов радіояскравісні контрасти. Наведено фотографії об'єктів, що візувалися, та відповідні їм радіометричні зображення.

Ил. 5. Бібліогр.: 3 назви.

Radiometric measuring Ka-band complex for earth and water surface remote sounding / V.I. Antyufeyev, V.N. Bykov, A.M. Grichanyuk et al. // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 1999. N 109. P. 145 — 150.

The block diagram and characteristics of an experimental radiometric measuring Ka-band complex are given. The results of experiments are generalized, brightness contrasts the most stable to weather conditions variations are pointed out. The photos of the observed objects and received radiometric images, appropriate to them, are given.

5 fig. Ref.: 3 items.

Оценка влияния кратности фазовой модуляции на качество приема-передачи информации в цифровых системах спутниковой связи / О.Я. Рафалович // Радиотехника. Всеукр. межведомств. науч.-техн. сб. 1999. Вып. 109. С. 151 — 154.

Рассмотрена задача оценки влияния кратности фазовой модуляции на качество приема-передачи информации в цифровых системах спутниковой связи на примере системы связи для Украины. Предложены критерии оценки на основе региональных карт вероятности ошибки при приеме-передаче информации в цифровых системах спутниковой связи. Приведены численные результаты оценки.

Табл. 2. Ил. 2. Библиогр.: 5 назв.

Оцінювання впливу кратності фазової модуляції на якість прийому-передавання інформації в цифрових системах супутникового зв'язку / О.Я. Рафалович // Радиотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 1999. Вип. 109. С. 151 — 154.

Розглянуто задачу оцінювання впливу кратності фазової модуляції на якість прийому-передавання інформації в цифрових системах супутникового зв'язку на прикладі системи зв'язку для України. Запропоновано критерії оцінювання на основі регіональних карт імовірності помилки при прийомі-передаванні інформації в цифрових системах супутникового зв'язку. Наведено чисельні результати оцінювання.

Табл. 2. Іл. 2. Бібліогр.: 5 назв.

Estimate of phase modulation ratio influence on information receiving/transmitting quality in digital satellite communication systems / O.Ya. Rafalovich // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 1999. N 109. P. 151 — 154.

The problem of phase modulation ratio estimate influence on information receiving/transmitting quality in digital satellite communication systems for Ukrainian communication system is considered as an example. Estimate criteria based on the error probability regional maps for receiving/transmitting information in digital satellite communication systems are proposed. The estimate numerical results are presented.

2 tab. 2 fig. Ref.: 5 items.

УДК 621.7.058.68

Погрешности метода параллельного усреднения для преобразования однократных временных интервалов / О.И. Кадацкая // Радиотехника. Всеукр. межведомств. науч.-техн. сб. 1999. Вып. 109. С. 155 — 157.

Определены точностные возможности метода параллельного усреднения с использованием разностно-периодной меры. Произведена количественная оценка полученных выражений.

Библиогр.: 2 назв.

УДК 621.7.058.68

Похибки методу паралельного усереднення для перетворення однократних часових інтервалів / О. Й. Кадацька // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 1999. Вип. 109. С. 155 — 157.

Визначено точнісні можливості методу паралельного усереднення з використанням різницево-періодної міри. Проведено кількісне оцінювання отриманих виразів.

Бібліогр.: 2 назви.

UDC 621.7.058.68

Errors of parallel averaging for unitary time intervals transform / O.I. Kadatskaya // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 1999. N 109. P. 155 — 157.

Precision possibilities of parallel averaging method using difference-period measure are analyzed. The quantitative estimation of the received values is carried out.

Ref.: 2 items.

Метод представления функций связи параметрических систем / Л.В. Головкина, И.В. Салай, П.И. Чередников // Радиотехника. Всеукр. межведомств. науч.-техн. сб. 1999. Вып. 109. С. 158 — 161.

Предложен метод описания функций связи, которые характеризуют нелинейную связь контуров в многоконтурной параметрической индуктивной системе, содержащей n цепей на k сердечниках. Приведена формула для расчета сил токов в резонансных контурах.

Ил. 2. Библиогр. ссылка в подстроч. примеч.

Метод зображення функцій зв'язку параметричних систем / Л.В. Головкина, І.В. Салай, П.І. Чередніков // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 1999. Вип. 109. С. 158 — 161.

Запропоновано метод опису функцій зв'язку, які характеризують нелінійний зв'язок контурів у багатоконтурній параметричній індуктивній системі, що містить n кіл на k осердях. Наведено формулу для розрахунку сил струмів у резонансних контурах.

Ил. 2. Бібліогр. посилання в підрядк. прим.

Method of connected functions representation for parametric systems / L. V. Golovkina, I. V. Salay, P. I. Cherednikov // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 1999. N 109. P. 158 — 161.

The paper deals with the method of the connected functions representation characterizing non-linear connection of circuits for a many-circuit parametric inductive system containing n circuits and k kernels. The formula for calculating current intensity in the resonant circuit is given.

2 fig. Ref.: 1 item.

Модели распространения радиоволн в диапазонах ОВЧ и УВЧ, используемые при решении задач электромагнитной совместимости / В.В. Стороженко // Радиотехника. Всеукр. межведомств. науч.-техн. сб. 1999. Вып. 109. С. 162 — 167.

Дан сравнительный анализ эмпирических методов оценки потерь при распространении радиоволн в диапазонах ОВЧ и УВЧ для местностей с разным параметром пересеченности и для условий города применительно к радиовещательным и сухопутным подвижным средствам связи. Все рассмотренные методы базируются на логарифмически нормальном законе распределения.

Табл. 1. Ил. 4. Библиогр.: 7 назв.

Моделі поширювання радіохвиль у діапазонах ОВЧ та УВЧ, що використовуються під час розв'язання задач електромагнітної сумісності / В.В. Стороженко // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 1999. Вип. 109. С. 162 — 167.

Подано порівняльний аналіз емпіричних методів оцінювання втрат під час поширювання радіохвиль у діапазонах ОВЧ та УВЧ для місцевостей з різним параметром пересіченості та для умов міста стосовно до радіомовних і сухопутних рухомих засобів зв'язку. Всі розглянуті методи базуються на логарифмічно нормальному законі розподілу.

Табл. 1. Іл. 4. Бібліогр.: 7 назв.

Models of radio waves propagation in VHF and UHF bands, used in electromagnetic compatibility problems solution / V.V. Storoghenko // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 1999. N 109. P. 162 — 167.

Comparative analysis of empirical methods for estimating losses in radio waves propagation in VHF and UHF bands for areas with a rugged terrain various parameter and for urban conditions as applied to broadcast services and land mobile communication facilities is given. All methods considered here are based on log-normal distribution law.

1 tab. 4 fig. Ref.: 7 items.

Нелинейная стохастическая модель пространственно-временного процесса обработки сигналов связи / Ю.Ю. Коляденко // Радиотехника. Всеукр. межведомств. науч.-техн. сб. 1999. Вып. 109. С. 168 — 172.

Рассмотрено прохождение сигнала через нелинейный элемент. Используются марковские модели сигнала, наблюдаемого на фоне белого гауссовского шума, а нелинейность представлена в виде амплитудного ограничителя в приемно-усилительном тракте. Проанализированы вероятностные характеристики сигнала — плотность распределения вероятности, корреляционная функция и спектральная плотность мощности. Описано действие ограничителя при различных отношениях сигнал-шум.

Ил. 5. Библиогр.: 6 назв.

Нелінійна стохастична модель просторово-часового процесу обробки сигналів зв'язку / Ю.Ю. Коляденко // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 1999. Вип. 109. С. 168 — 172.

Розглянуто проходження сигналу через нелінійний елемент. Використано марківські моделі сигналу, який спостерігається на фоні білого гауссівського шуму, а нелінійність подано у вигляді амплітудного обмежувача в приймально-підсилювальному тракті. Проаналізовано ймовірнісні характеристики сигналу — щільність розподілу ймовірності, кореляційну функцію та спектральну щільність потужності. Описано дію обмежувача за різних відношень сигнал-шум.

Іл. 5. Бібліогр.: 6 назв.

Non-linear stochastic model of telecommunication signal spatial-time processing / Yu. Yu. Kolyadenko // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 1999. N 109. P. 168 — 172.

Signal passage through non-linear element is considered. Markov models of the signal observed on the background of white gaussian noise are used and the nonlinearity is presented as an amplitude limiter in the receiving-amplifying circuit. Probabilistic characteristics of the signals, e.g. probability distribution density, correlation function and spectral power density, are analyzed. The limiter operation under different signal / noise ratio is described.

5 fig. Ref.: 6 items.

Анализ территориального плана сотовой сети связи города Харькова / Ю.В. Білоус // Радиотехника. Всеукр. міжведомств. науч.-техн. сб. 1999. Вип. 109. С. 173 — 183. На укр. яз.

Предложен подход к составлению территориального плана сотовой сети связи, который базируется на статистической модели распространения радиоволн. Показано использование вероятностных законов распределения мощностей сигналов и помех, параметров этих законов для создания плана сотовой сети связи и анализа плана действующей сети на примере сети подвижной сотовой связи города Харькова.

Ил. 9. Библиогр.: 2 назв.

Аналіз територіального плану стільникової мережі зв'язку міста Харкова / Ю.В. Білоус // Радиотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 1999. Вип. 109. С. 173 — 183. Укр. мовою.

Запропоновано підхід до складання територіального плану стільникової мережі зв'язку, який базується на статистичній моделі поширювання радіохвиль. Показано використання ймовірнісних законів розподілу потужностей сигналів і завад, параметрів цих законів для створення плану стільникової мережі зв'язку й аналізу плану діючої мережі на прикладі мережі рухомого стільникового зв'язку міста Харкова.

Іл. 9. Бібліогр.: 2 назви.

Analysis of cellular network territorial plan of the city of Kharkov / J.V. Bilous // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 1999. N 109. P. 173 — 183. In Ukr.

The approach to drawing up the cellular network territorial plan based on statistical model of radio waves propagation is offered. Application of probabilistic laws of power distribution of signals and interference, parameters of these laws to form territorial cellular network and the analysis of the operating network plan illustrated by the example of the network of mobile cellular communication of the city of Kharkov.

9 fig. Ref.: 2 items.