

МИНИСТЕРСТВО ВЫСШЕГО И СРЕДНЕГО
СПЕЦИАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ УССР
ХАРЬКОВСКИЙ ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ
ИНСТИТУТ РАДИОЭЛЕКТРОНИКИ им. М. К. ЯНГЕЛЯ

621.396(06

P 15

РАДИОТЕХНИКА

Республиканский
межведомственный
научно-технический
сборник

Основан в 1965 г.

В Ы П У С К 83



ХАРЬКОВ
ИЗДАТЕЛЬСТВО ПРИ ХАРЬКОВСКОМ
ГОСУДАРСТВЕННОМ УНИВЕРСИТЕТЕ
ИЗДАТЕЛЬСКОГО ОБЪЕДИНЕНИЯ
«ВИЩА ШКОЛА»

1987

В сборнике приведены результаты теоретических и экспериментальных исследований электронных приборов СВЧ. Рассмотрены вопросы расчета и конструирования СВЧ-измерительных приборов, элементов и узлов СВЧ-аппаратуры. Изложены данные исследований в области формирования, синтеза и анализа радиосигналов.

Нормативные материалы приведены по состоянию на 1 января 1987 г.

Для преподавателей, научных работников, специалистов.

Редакционная коллегия: д-р техн. наук проф. А. И. Терещенко (отв. ред.), канд. техн. наук доц. В. Д. Кукуш (зам. отв. ред.), канд. техн. наук доц. Ж. Ф. Пащенко (отв. секр.), д-р техн. наук проф. Б. Л. Кашеев, д-р физ.-мат. наук доц. В. М. Кузьмичев, канд. техн. наук доц. Е. М. Кулешов, д-р техн. наук проф. А. С. Сердаков, д-р физ.-мат. наук проф. О. А. Третьяков, д-р техн. наук проф. В. А. Фролов, д-р физ.-мат. наук проф. Н. А. Хижняк, д-р техн. наук проф. А. Г. Шейн, акад. АН УССР В. П. Шестопалов, д-р техн. наук проф. Я. С. Шифрин

Ответственный за выпуск: д-р техн. наук проф. Я. С. Шифрин

Адрес редакционной коллегии: 310141, Харьков-141, просп. Ленина, 14, институт радиоэлектроники, тел. 40-94-84

Редакция научно-технической литературы
Зав. редакцией Л. А. Газрилова

Ю. М. ПЕНКИН, В. А. СЕМЕНИХИН, Л. П. ЯЦУК, канд. физ.-мат. наук

ИССЛЕДОВАНИЕ ВНУТРЕННИХ И ВНЕШНИХ ХАРАКТЕРИСТИК ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ ТИПА ИЗЛУЧАТЕЛЯ КЛЭВИНА

В антенной практике находят все более широкое применение вибраторно-щелевые излучатели, состоящие из щели и одного или нескольких рассеивающих вибраторов над ней, обеспечивающих заданные направленные свойства излучения всей системы. Одним из вариантов подобных устройств является комбинация волноводно-щелевого излучателя и двух вертикальных рассеивающих вибраторов, расположенных по обе стороны от его оси над бесконечной идеально проводящей плоскостью, совпадающей с плоскостью расположения щели. Для идентичных вибраторов высотой $3\lambda/8$, симметрично расположенных относительно оси щели на расстояниях $\pm 0,865\lambda$, такой излучатель известен как излучатель Клэвина [1] (λ — длина волны в свободном пространстве). Он характеризуется одинаковыми диаграммами направленности в H - и E -плоскостях, что позволяет при его использовании в антенных решетках существенно уменьшить взаимное влияние элементов решеток. Ранее исследованы направленные свойства излучателя Клэвина и взаимная связь по внешнему пространству между такими комбинированными излучателями [1]. Однако в литературе отсутствуют алгоритмы расчета, позволяющие учесть влияние рассеивающих вибраторов на энергетические параметры щели в волноводе.

Рассмотрим узкую продольную щель длиной L и шириной d , прорезанную в широкой стенке прямоугольного волновода и излучающую в ограниченное идеальной плоскостью полупространство. Над этой плоскостью расположены два тонких рассеивающих вибратора радиусом ρ и высотой $h_{1(2)}$, имеющих с ней электрический контакт. Свяжем с вибраторами и щелью систему координат (рис. 1, а). Бесконечный прямоугольный волновод возбуждается волной типа H_{10} , распространяющейся вдоль оси z . Учитываем, что стенки волновода не бесконечно тонкие, а имеют конечную толщину. Поэтому полость щели рассматриваем как прямоугольный резонатор, по краям которого, обращенным к внутренней области волновода S_1 и полупространству S_2 , распределены синусоидальные магнитные токи

$$J_{1(2)}^M = \frac{V_{1(2)}^P}{d} \sin \frac{\pi z}{L}. \quad (1)$$

Распределение электрического тока вдоль каждого вибратора аппроксимируем тригонометрической функцией

$$J_{1(2)}^z = V_{1(2)}^z \cos \frac{\pi y}{2h_{1(2)}}. \quad (2)$$

В соотношениях (1), (2) неизвестные комплексные амплитуды $V_{1(2)}^p$, $V_{1(2)}^z$ определяются из условий непрерывности тангенциальных составляющих магнитных полей на поверхностях S_1 , S_2 и равенства нулю тангенциальных составляющих электрических полей на образующих вибраторов. Аппроксимирующие функции (1), (2)

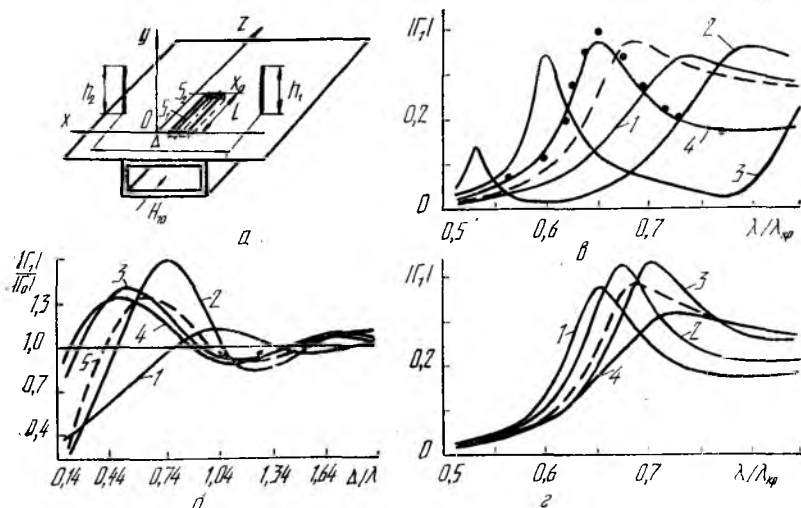


Рис. 1

обеспечивают правильное поведение магнитных и электрических токов на концах щели и вибраторов. Они оказываются оправданными, когда длина щели соизмерима с половиной длины волны λ , а высоты вибраторов не превосходят $\lambda/2$. Вариациями магнитного тока поперек щели и электрического по периферии вибраторов пренебрегаем ввиду узости щели ($d \ll L$) и тонкости вибраторов ($\rho \ll h$).

Интегродифференциальные уравнения, записанные на основании выполнения граничных условий для полей, путем процедуры Галеркина сводятся к системе четырех линейных алгебраических уравнений относительно неизвестных коэффициентов $V_{1(2)}^p$, $V_{1(2)}^z$:

$$\begin{aligned} V_1^z R_{11} + V_2^z R_{21} + V_2^p R_1^H &= 0; \quad V_1^z R_{12} + V_2^z R_{22} + V_2^p R_2^H = 0; \\ V_1^p Y_1^H + V_2^z Y_2^H + V_2^p (Y^e + Y_{22}^p) + V_1^p Y_{12}^p &= 0; \\ V_2^p Y_{21}^p + V_1^p (Y_{11}^p + Y^i) &= F. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь Y^e , Y^i — внешняя и внутренняя проводимости щели; F — внутренняя магнитодвижущая сила [2; 3]. Формулы для собственных Y_{11}^p , Y_{22}^p и взаимных Y_{12}^p , Y_{21}^p проводимостей щели в резонаторе приведены в работе [4]. Отметим, что $Y_{11}^p = Y_{22}^p$, $Y_{12}^p = Y_{21}^p$.

Матричные коэффициенты R_{11} , R_{22} можно определить как собственные, а R_{12} , R_{21} — как взаимные сопротивления вибраторов. Они находятся численным интегрированием в приближении «линеаризованного» ядра, используемого в решении задач для тонкопроволочных антенн.

Запишем в явном виде выражения для собственных и взаимных сопротивлений вибраторов:

$$R_{ii} = \frac{1}{4\pi i \omega \epsilon} \left\{ \left[k^2 - \left(\frac{\pi}{2h_i} \right)^2 \right] \int_0^{h_i} \cos \frac{\pi y}{2h_i} \int_0^{h_i} \cos \frac{\pi y'}{2h_i} \times \right. \\ \times \left(\frac{\exp \{ -ik \sqrt{\rho^2 + (y - y')^2} \}}{\sqrt{\rho^2 + (y - y')^2}} + \frac{\exp \{ -ik \sqrt{\rho^2 + (y + y')^2} \}}{\sqrt{\rho^2 + (y + y')^2}} \right) dy' dy + \\ \left. + \frac{\pi}{2h_i} \int_0^{h_i} \cos \frac{\pi y'}{2h_i} \left(\frac{\exp \{ -ik \sqrt{\rho^2 + (h_i - y')^2} \}}{\sqrt{\rho^2 + (h_i - y')^2}} + \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{\exp \{ -ik \sqrt{\rho^2 + (h_i + y')^2} \}}{\sqrt{\rho^2 + (h_i + y')^2}} \right) dy' \right\};$$

$$R_{12} = \frac{1}{4\pi i \omega \epsilon} \left\{ k^2 \int_0^{h_1} \cos \frac{\pi y}{2h_1} \int_0^{h_2} \cos \frac{\pi y'}{2h_2} \left(\frac{\exp \{ -ik r_{12} \}}{r_{12}} + \frac{\exp \{ -ik r_{12}^* \}}{r_{12}^*} \right) dy' dy - \right. \\ \left. - \pi^2 \int_0^{h_1} \sin \frac{\pi y}{2h_1} \int_0^{h_2} \sin \frac{\pi y'}{2h_2} \left(\frac{\exp \{ -ik r_{12} \}}{r_{12}} - \frac{\exp \{ -ik r_{12}^* \}}{r_{12}^*} \right) dy' dy \right\}. \quad (5)$$

Здесь

$$r_{12} = \sqrt{(x_1 - \rho - x_2)^2 + (y - y')^2 + (z_1 - z_2)^2};$$

$$r_{12}^* = \sqrt{(x_1 - \rho - x_2)^2 + (y + y')^2 + (z_1 - z_2)^2};$$

j принимает значения 1 или 2; $k = 2\pi/\lambda$; $\omega \epsilon = k/120\pi$; (x_1, z_1) , (x_2, z_2) — координаты точек пересечения осей вибраторов с плоскостью (x, z) . Если рассматриваются вибраторы с одинаковыми радиусами, то $R_{12} = R_{21}$. В случае идентичных вибраторов $R_{11} = R_{22}$.

Безразмерные коэффициенты взаимной связи магнитного тока на щели и электрических на вибраторах $R_{1(2)}^H$, $Y_{1(2)}^H$ подобны исследованным в работе [5, с. 286], где для этих коэффициентов приведены таблицы. В отличие от работы [5] при определении $R_{1(2)}^H$, $Y_{1(2)}^H$ интегрированием поперек щели не пренебрегаем. В случае идентичных вибраторов, симметрично расположенных относительно оси щели, $Y_1^H = -Y_2^H$, $R_1^H = -R_2^H$.

Если в системе (3) коэффициенты $V_{1(2)}^B$ из двух первых уравнений выразить через V_2^B в явном виде

$$V_1^B = V_2^B \frac{R_2^H R_{21} - R_1^H R_{22}}{R_{11} R_{22} - R_{12} R_{21}}; \quad V_2^B = V_2^B \frac{R_1^H R_{12} - R_2^H R_{11}}{R_{11} R_{22} - R_{12} R_{21}} \quad (6)$$

и подставить их значения в третье уравнение системы, можно получить систему уравнений

$$V_2^B (Y^e + Y_{22}^B + \Delta Y^e) + V_1^B Y_{12}^B = 0; \quad V_2^B Y_{21}^B + V_1^B (Y_{11}^B + Y^i) = F, \quad (7)$$

которая отличается от ранее описанной [4] только наличием добавки к внешней проводимости щели ΔY^e . Выражение для ΔY^e , обусловленной взаимодействием по внешнему пространству щели и рассеивающих вибраторов, имеет вид

$$\Delta Y^e = \frac{Y_1^H (R_2^H R_{21} - R_1^H R_{22}) + Y_2^H (R_1^H R_{12} - R_2^H R_{11})}{R_{11} R_{22} - R_{12} R_{21}}. \quad (8)$$

Для идентичных вибраторов, расположенных симметрично относительно оси щели, выражение (8) упрощается:

$$\Delta Y^e = - \frac{2Y_1^H R_1^H}{R_{11} - R_{12}}. \quad (9)$$

В общем случае значения Y_1^H , R_1^H не равны друг другу. При $\rho \ll \lambda$ для расстояний между осью вибратора и осью щели $\Delta/2$, соизмеримых с длиной волны и больших ее, можно считать, что $Y_1^H \approx R_1^H$.

Комплексные амплитуды V_1^B , V_2^B , полученные из решения системы (7), используются для нахождения энергетических параметров щели в волноводе: коэффициентов отражения Γ_1 , прохождения Γ_{12} и излучения $|S_\Sigma|$, которые определяются в соответствии с работой [2]. Рассчитанные значения V_2^B , $V_{1(2)}^B$ позволяют найти решение внешней задачи для указанного типа излучателей. Для удобства анализа направленных свойств излучения целесообразно ввести сферическую систему координат (рис. 2, а). Используя известное выражение для электрического поля в дальней зоне, запишем компоненты поля излучения комбинированного вибраторно-щелевого излучателя с произвольным расположением вертикальных вибраторов

$$E_\varphi = \frac{ik\psi(R)}{4\pi} \left[\sum_{j=1}^2 W_0 V_j^B \sin \varphi \exp \{ ik(y_j \sin \theta \sin \varphi + z_j \cos \theta) \} \times \right. \\ \left. \times \frac{\pi}{h_j} \frac{\cos(kh_j \sin \theta \cos \varphi)}{\left(\frac{\pi}{2h_j} \right)^2 - (k \sin \theta \cos \varphi)^2} + \frac{4\pi V_2^B \sin \theta \cos \left(k \frac{L}{2} \cos \theta \right) \sin \left(k \frac{d}{2} \sin \theta \sin \varphi \right)}{\left(\frac{\pi}{L} \right)^2 - (k \cos \theta)^2} \frac{\sin \left(k \frac{d}{2} \sin \theta \sin \varphi \right)}{\left(kL \frac{d}{2} \sin \theta \sin \varphi \right)} \right];$$

$$E_\theta = -\frac{ik\psi(R)}{4\pi} W_0 \cos \theta \cos \varphi \sum_{j=1}^2 V_j^B \frac{\pi}{2h_j} \times \\ \times \frac{\exp \{ik(y_j \sin \theta \sin \varphi + z_j \cos \theta)\} \cos(kh_j \sin \theta \cos \varphi)}{\left(\frac{\pi}{2h_j}\right)^2 - (k \sin \theta \cos \varphi)^2}.$$

Здесь $\psi(R)$ — функция сферической волны; W_0 — волновое сопротивление свободного пространства $W_0 = 120\pi$; (y_j, z_j) — координаты точек пересечения осей вибраторов с плоскостью (y, z) в новой системе координат.

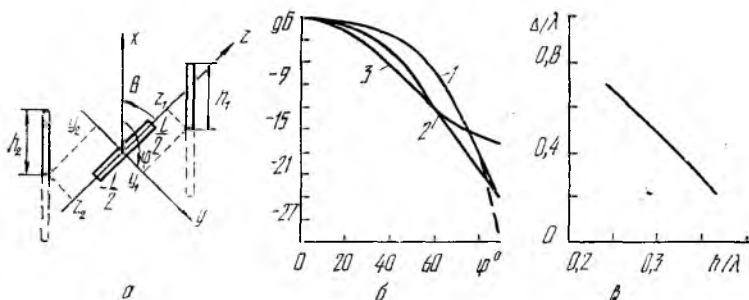


Рис. 2

На основании совместного решения внутренней и внешней задач проведены численные исследования в рабочем диапазоне частот волновода энергетических параметров и направленных свойств рассматриваемых вибраторно-щелевых излучателей. При расчетах предполагалось, что узкая продольная щель прорезана в широкой стенке толщиной 1 мм прямоугольного волновода стандартного сечения 23×10 мм, а радиусы вибраторов выбирались равными 0,17 мм.

На рис. 1, б представлены для фиксированного значения $\lambda = 32$ мм зависимости $|\Gamma_1|/|\Gamma_0|$ (Γ_0 — коэффициент отражения от щели в отсутствие вибраторов) от расстояния Δ между осями идентичных вибраторов, расположенных симметрично относительно оси щели на линии $z_0 = L/2$. Продольная щель длиной $L = 16$ мм и шириной $d = 1,5$ мм смещена от узкой стенки волновода на расстояние $x_0 = 2,5$ мм. Приведенные зависимости носят осциллирующий с затуханием характер. Например, при высоте вибраторов $h_{1(2)} = \lambda/2$ (кривая 4) абсолютные значения первых экстремумов достигают уровня 1,4; 1,06 при $\Delta \approx 0,48\lambda, 1,08\lambda$. Кривые, соответствующие разным высотам вибраторов, сдвинуты относительно друг друга. Максимальная амплитуда осцилляций наблюдается при высоте вибраторов $h_{1(2)} = \lambda/4$ (кривая 2). Кривая 1 соответствует высоте вибраторов $0,125\lambda$, кривая 3 — высоте $3\lambda/8$.

Для сравнения пунктирной кривой 5 нанесена зависимость для одиночного вибратора высотой $\lambda/4$. В этом случае под Δ следует понимать удвоенное расстояние от щели до вибратора. Два вибратора (кривая 2) сильнее, чем один, изменяют коэффициент отражения от щели. При этом характер зависимости $|\Gamma_1|/|\Gamma_0|$ от Δ сохраняется, хотя на близких расстояниях происходит взаимный сдвиг кривых 2, 5 в результате взаимодействия между вибраторами.

Из анализа полученных результатов следует, что наличие рассеивающих вибраторов заметно изменяет энергетические параметры щели в волноводе при условии $\Delta \leq 1,7\lambda$. Характер этого изменения существенно зависит от высоты вибраторов. При одних и тех же значениях Δ вибраторы в зависимости от их высоты могут как увеличить, так и уменьшить коэффициент отражения от щели (рис. 1, б).

Для выяснения причин этого явления рассмотрим диапазонные характеристики параметров вибраторно-щелевого излучателя. На рис. 1, в представлены зависимости $|\Gamma_1|$ от $\lambda/\lambda_{кр}$ для рассматриваемого излучателя при фиксированном $\Delta = 0,1203\lambda_{кр}$ и различных высотах $h_{1(2)}$, а на рис. 1, г — при фиксированном $h_{1(2)} = 12$ мм и разных Δ . Пунктирными кривыми (рис. 1, в, г) нанесена зависимость $|\Gamma_0|$ от $\lambda/\lambda_{кр}$. Кривые 1, 2, 3, 4 (рис. 1, в) соответствуют значениям, равным 4, 6, 8 и 12 мм, а на рис. 1, г — значениям Δ , равным $0,16\lambda_{кр}$, $0,207\lambda_{кр}$, $0,468\lambda_{кр}$ и $0,729\lambda_{кр}$.

Резонансные свойства щели сложным образом зависят от присутствия рассеивающих вибраторов: максимумы коэффициента отражения (и, как выяснилось, излучения) смещаются по частоте в одну или другую сторону в зависимости от высоты вибраторов (рис. 1, в) и расстояния Δ (рис. 1, г). Изменение высоты вибраторов гораздо сильнее влияет на резонансные свойства щели, чем изменение расстояния Δ . При некоторых высотах, например $h_{1(2)} = 6$ мм (кривая 2), в рабочем диапазоне волновода наблюдаются два максимума, наличие которых, по-видимому, можно объяснить воздействием активного и реактивного полей рассеивающих вибраторов на щель. Активное поле (поле переизлучения) подвозбуждает щель, реактивное — изменяет ее резонансные свойства. Когда реактивное поле вибраторов компенсирует реактивное поле щели (поле переизлучения вибраторов может быть невелико), наблюдается максимальное возбуждение щели изнутри волновода. В этом случае максимальное значение мощности, излучаемой щелью, сохраняется, как и в случае одиночной щели. С другой стороны, на резонансной частоте возбуждения вибраторов они более интенсивно воздействуют на щель вследствие роста амплитуд их полей переизлучения. Поэтому один из максимумов на кривой 2 (рис. 1, в) можно связать с полем переизлучения вибратора, другой — с действием его реактивного поля.

С уменьшением высоты вибраторов ($h_{1(2)} = 4$ мм, кривая 1) первый максимум, смещаясь в коротковолновую область, не попа-

дает в рабочий диапазон волновода. При увеличении высоты ($h_{1(2)} = 8$ мм, кривая 3) он смещается в сторону более длинных волн, а второй максимум начинает выходить за пределы длинноволновой части рабочего диапазона волновода. Дальнейшее увеличение высоты вибратора ($h_{1(2)} = 12$ мм, кривая 4) приводит к тому, что в диапазоне частот волновода наблюдается всего один максимум коэффициента отражения.

Значение реактивного поля вибраторов в области щели гораздо сильнее зависит от их высоты, чем от расстояния между вибраторами и щелью. В результате ее резонансные свойства меньше изменяются при изменении Δ , чем при изменении высоты вибраторов. Например, при изменении расстояния Δ от $0,12\lambda_{кр}$ до $0,47\lambda_{кр}$ (примерно в 4 раза) значение резонансной длины волны изменяется от $0,65\lambda_{кр}$ до $0,71\lambda_{кр}$ (рис. 1,2, кривые 1—3). Дальнейшее увеличение Δ до $0,8\lambda_{кр}$ (кривая 4) практически не меняет резонансную длину волны. Это объясняется тем, что с увеличением Δ реактивное поле уменьшается и соответственно не изменяет резонансных свойств щели. Изменение коэффициента отражения обусловлено преимущественно полем излучения вибраторов. Хорошее согласование расчетных и экспериментальных данных, полученных при $\Delta = 0,1203\lambda_{кр}$ и высоте вибраторов $h_{1(2)} = 12$ мм (рис. 1,3, кривая 4), подтверждает правильность решения внутренней задачи. Здесь ● — экспериментальные точки. Данная геометрия точно соответствует излучателю Клэвина [1] при $\lambda = 32$ мм.

Направленные свойства вибраторно-щелевого излучателя исследовались в H -плоскости ($\varphi = 0^\circ$, $0^\circ \leq \theta \leq 180^\circ$) и E -плоскости ($\theta = 90^\circ$, $-90^\circ \leq \varphi \leq 90^\circ$). В этом случае кросс-компонента E_θ отсутствует. Если $\theta = 90^\circ$, имеем $E_\theta = 0$, так как $\cos \theta$ обращается в нуль, а при $\varphi = 0^\circ$ получаем $E_\theta = 0$ вследствие равенства амплитуд токов, возбуждаемых вдоль вибраторов, и их противофазности, что обеспечивается симметричным расположением вибраторов относительно оси щели.

Из выражения (10) для E_φ следует, что диаграмма направленности (ДН) излучателя в плоскости $\varphi = 0^\circ$ совпадает с ДН одиночной щели в отсутствие вибраторов. Эта диаграмма (рис. 2,б, штриховая линия) как функция угла $\varphi = 90^\circ - \theta$ почти во всем секторе углов совпадает с ДН в плоскости E (рис. 2,б, кривая 1), характеризующей ДН излучателя Клэвина при значении λ , равном 32 мм. Сравнение полученных ДН с экспериментальными данными Клэвина из работы [1] показало, что наши расчетные данные и экспериментальные результаты Клэвина практически совпадают.

В результате анализа формы ДН вибраторно-щелевого излучателя в E -плоскости при изменении Δ для различных $h_{1(2)}$ оказалось, что однолепестковые ДН с достаточно низким уровнем излучения вдоль плоскости (не больше—16 дБ) можно получить и при других геометриях излучателя. Например, на рис. 2,б нанесены ДН для вибраторов высотой $h_{1(2)} = 10$ мм при $\Delta = 0,48\lambda$

(кривая 2) и для вибраторов высотой $h_{1(2)} = 8$ мм при $\Delta = 0,783\lambda$, когда $\lambda = 32$ мм, $L = \lambda/2$ (кривая 3). ДН показаны в пределах изменения угла $\varphi \in [0, 90^\circ]$, так как они являются симметричными относительно начала координат.

Зависимость между $h_{1(2)}$ и Δ , определяющими геометрию излучателей с подобными ДН на длине волны $\lambda = 32$ мм, представлена на рис. 2,з. Форма ДН практически сохраняется при изменении длины волны до 10 % и ширины щели в пределах $0,05L < d < 0,16L$. Данную зависимость можно использовать для моделирования вибраторно-щелевых излучателей типа Клэвина и при других значениях λ .

Список литературы: 1. *Clavin A., Huebner D. A., Kilburg F. J.* An improved element for use in array antennas // *IEEE Trans. Antennas Propagat.*— 1974.— AP-22.— P. 521—526. 2. *Фельд Я. Н., Бененсон Л. С.* Антенно-фидерные устройства.— М.: Б.и., 1959.— Т. 2.— 551 с. 3. *Лященко В. А., Яцук Л. П., Булгаков А. А.* Распределение поля в волноводно-щелевых излучателях // *Вестн. Харьк. ун-та.*— 1976.— № 138: Радиофизика и электроника.— Вып. 5.— С. 44—49. 4. *Яцук Л. П., Катрич В. А.* Учет конечной толщины стенки волновода при расчете параметров крестообразной щели // *Вестн. Харьк. ун-та.*— 1975.— № 130: Радиофизика и электроника.— Вып. 4.— С. 52—56. 5. *Антенны и устройства СВЧ. Расчет и проектирование антенных решеток и их излучающих элементов* / Под ред. Д. И. Воскресенского.— М.: Сов. радио, 1972.— 318 с.

Поступила в редколлегию 26.03.86

УДК 621.396

В. А. УСИН, канд. техн. наук, С. В. КИРИЛЛОВ, Н. А. ШВЕДОВА

АВТОМАТИЗИРОВАННЫЙ ИЗМЕРИТЕЛЬНЫЙ КОМПЛЕКС ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ДИАГРАММ НАПРАВЛЕННОСТИ АНТЕНН

Известные методы измерения диаграмм направленности (ДН) антенн в дальней зоне обладают рядом недостатков. Так, наземные методы, методы облета, радиоастрономические методы (особенно методы облета) являются неоперативными, сложными в организации и малоинформативными.

Свободны от перечисленных недостатков методы измерения параметров антенн в ближней зоне [1]. Они основаны на измерении амплитуды и фазы электромагнитного поля исследуемой антенны на некоторой замкнутой поверхности, охватывающей антенну, и последующем пересчете измеренного поля в дальнюю зону.

На практике ближнее поле антенн обычно измеряют на плоской, цилиндрической или сферической поверхности, что определяется условиями измерений, наличием механизмов перемещения СВЧ-зонда, видом аппаратуры измерения, обработки и др. В большинстве созданных измерительных комплексов ближнее поле определяют на плоской поверхности. Такие комплексы чаще всего стационарные, их подвижные варианты позволяют определять

характеристики небольших по геометрическим размерам антенн. Это связано со сложностью и громоздкостью устройства сканирования СВЧ-зонда. В результате подобные измерительные комплексы практически невозможно применять для определения ДН и оперативной оценки технического состояния крупногабаритных антенн в процессе эксплуатации.

При измерении параметров антенн, установленных на азимутальном поворотном устройстве (а именно такими являются антенны ряда радиотехнических систем, в частности РЛС управле-

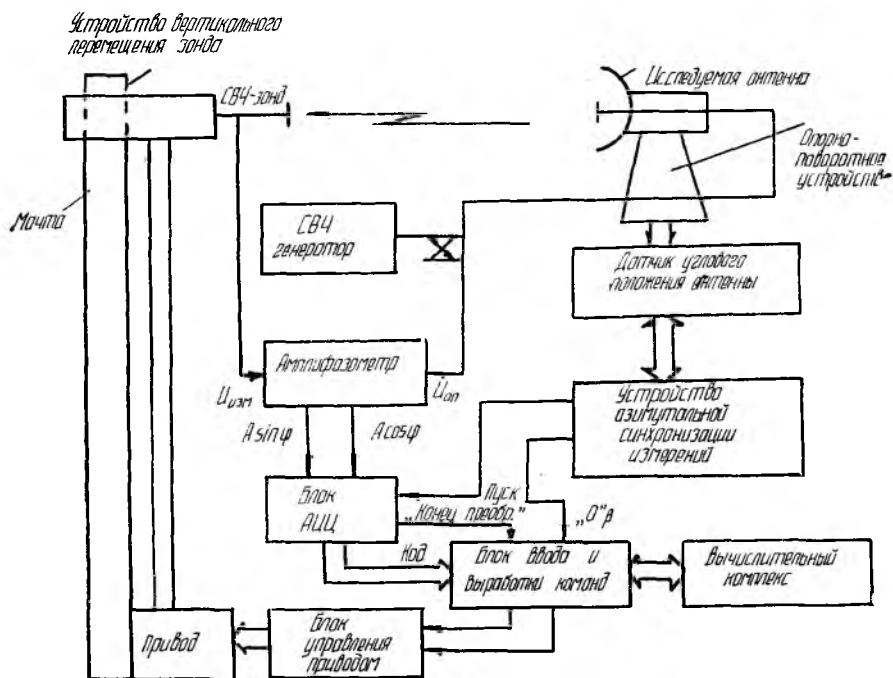


Рис. 1

ния воздушным движением, метеорологических радиолокаторов), наиболее естественно и удобно в качестве поверхности измерений выбрать цилиндрическую поверхность, когда ось цилиндра совпадает с осью азимутального вращения антенны. При этом можно использовать простое сканирующее устройство, обеспечивающее перемещение СВЧ-зонда лишь по одной координате — высоте.

Основным препятствием при практической реализации измерений на цилиндрической поверхности является относительная сложность алгоритмов пересчета ближнего поля в дальнюю зону. Если ограничить область восстановления ДН главным лепестком и ближайшими к нему боковыми лепестками, представляющими наибольший практический интерес, то обработку результатов измерений можно выполнить оперативно, используя микроЭВМ.

Для оперативного определения параметров антенн, установленных на азимутальных поворотных устройствах, разработан и построен подвижный автоматизированный измерительный комплекс, позволяющий определять основные характеристики антенн с электрическими размерами до 30λ . Комплекс, функциональная схема которого представлена на рис. 1, состоит из устройства вертикального перемещения СВЧ-зонда, разворачиваемого в непосредственной близости от антенной системы и аппаратной части, размещенной в кабине на шасси грузового автомобиля. Аппаратура комплекса включает в себя устройство азимутальной синхронизации измерений (УАСИ), устройство управления приводом вертикального сканера, амплифазометр, аналого-цифровые преобразователи, вычислительный комплекс и аппаратуру связи микроЭВМ с элементами измерительного комплекса. Измерение ближнего поля производится следующим образом.

Сигнал от СВЧ-генератора, входящего в состав амплифазометра, подается на вход исследуемой антенны. Принятый зондом сигнал поступает на вход амплифазометра, с выхода которого напряжения, пропорциональные амплифазным компонентам ближнего поля, поступают на входы аналого-цифровых преобразователей (АЦП). Преобразование измеренных значений поля выполняется в процессе азимутального вращения по сигналам, вырабатываемым УАСИ через каждые $100'$ поворота антенны. Цифровые коды измеренных значений поля заносятся в память микроЭВМ. По окончании одного «кольца» измерений, которое осуществляется за один полный оборот антенны, измерения прерываются и микроЭВМ подает команду на перемещение зонда. Шаг перемещения обычно составляет $\lambda/2$. По прекращении перемещения зонда процесс измерений повторяется. Командой для возобновления измерений служит сигнал «ноль азимута», вырабатываемый УАСИ. Требуемое число «колец» измерений задается оператором в процессе начального диалога с ЭВМ. Число «колец» выбирается исходя из условия обеспечения необходимой вертикальной зоны измерений и связано с требуемым сектором восстановления ДН по углу места. После измерений микроЭВМ переходит к обработке информации.

Составляющие электрического поля антенны в дальней зоне находят из выражений [1]

$$E_{\theta(\varphi)}(\theta, \varphi) = \sin \theta \sum_{n=-\infty}^{\infty} (j)^n \frac{a_{1(2)n}(h)}{H_n^{(2)}(\Lambda r_0)} e^{in\varphi}, \quad (1)$$

где $H_n^{(2)}(\Lambda, r_0)$ — функция Ханкеля второго рода порядка n ;

$$h = k \cos \theta, \quad \Lambda = \sqrt{k^2 - h^2} \quad \text{для } h \leq k;$$

$$\Lambda = -j\sqrt{h^2 - k^2} \quad \text{для } h > k, \quad k = \frac{2\pi}{\lambda};$$

$$a_{1n}(h) = \int_{-\pi}^{\pi} d\psi \int_{-\infty}^{\infty} E_z(z, \psi) e^{-jn\psi} e^{ihz} dz; \quad (2)$$

$$a_{2n}(h) = j \int_{-\pi}^{\pi} d\psi \int_{-\infty}^{\infty} E_{\psi}(z, \psi) e^{-jn\psi} e^{ihz} dz; \quad (3)$$

$E_{z(\psi)}(z, \psi)$ — измеренные компоненты ближнего поля антенны на цилиндрической поверхности радиуса r_0 . Выражения (1) записаны с точностью до постоянного множителя.

Пределы суммирования в (1) ограничены величинами $\pm (N_0/2) = (2\pi/\lambda) a$, где a — наименьший радиус цилиндра, полностью охватывающего антенну с учетом ее размещения относительно поверхности измерений [2].

Реализация алгоритма (1) в микроЭВМ встречает ряд трудностей, которые связаны с малым объемом ОЗУ современных микроЭВМ и необходимостью вычисления функций Ханкеля для произвольных и достаточно больших значений n , kr_0 .

В целях уменьшения размерности преобразуемых массивов ДН вычисляется по «прореженному» ряду [1]

$$E_{\theta, (\varphi)}(\theta, \varphi) = \sin \theta \sum_{p=-p_0}^{p_0} (j)^{n_p} \frac{a_{1(2)n_p}(h)}{H_{n_p}^{(2)}(\Lambda r_0)} e^{jn_p \varphi}, \quad (4)$$

где $p_0 = [N_0/2\Delta] + 1$; $[F]$ — целая часть числа F .

Коэффициенты $a_{1(2)n_p}$ вычисляются по соотношениям (2), (3), в которых в качестве входных данных используются значения функций

$$\omega_{z(\psi)}(z, \psi) = \sum_{t=0}^{\Delta-1} E_{z(\psi)}\left(z, \frac{\psi + 2\pi t}{\Delta}\right). \quad (5)$$

При использовании выражения (4) размерность преобразуемых массивов уменьшается в Δ раз, но сектор восстановления ДН также уменьшается в Δ раз и составляет $2\pi/\Delta$.

Алгоритм (1) представим в виде

$$E_{\theta(\varphi)}(\theta, \varphi) = \sin \theta \int_{-\pi}^{\pi} K_{\theta}(\varphi - \psi) E_{1(2)}^h(\psi) d\psi, \quad (6)$$

где

$$E_1^h(\psi) = \int_{-\infty}^{\infty} E_z(z, \psi) e^{ihz} dz; \quad (7)$$

$$E_2^h(\psi) = j \int_{-\infty}^{\infty} E_{\psi}(z, \psi) e^{ihz} dz; \quad (8)$$

$$K_{\theta}(\psi - \varphi) = K_{\theta}(\tau) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} (j)^n e^{jn\tau} / [H_n^{(2)}(\Lambda r_0)]. \quad (9)$$

Аналогичное представление возможно и для алгоритма (4).

Согласно выражению (6) ДН антенны рассматриваем как результат прохождения входного сигнала $E_{1(2)}^h(\varphi)$ через фильтр с импульсной характеристикой $K\theta(\tau)$. Импульсную характеристику фильтра $K\theta(\tau)$ для конкретных условий эксперимента можно вычислить заранее на производительных ЭВМ и записать в память микроЭВМ. При этом общее время вычисления ДН существенно уменьшается. Алгоритм (6) реализован в программном обеспечении комплекса при $\Delta = 12$. Выбор такого значения Δ позволил при сравнительно малом объеме памяти микроЭВМ (32 Кбайт) обеспечить обработку ближнего поля антенны, измеренного на цилиндрической поверхности в приемлемое (порядка 30 мин) время.

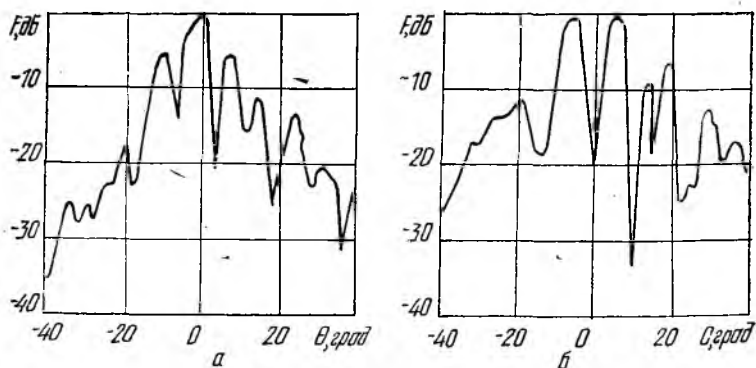


Рис. 2

Для оценки возможностей измерительного комплекса были проведены измерения ДН антенны, состоящей из двух одинаковых зеркал размером $14\lambda \times 7\lambda$. Зеркала антенны представляют собой симметричные вырезки из параболоидов вращения, размещены в вертикальной плоскости и могут быть запитаны синфазно и противофазно. В процессе эксперимента были измерены ДН отдельных секций антенны, ДН всей антенны в различных режимах работы на основной и кроссполяризационной компонентах. В целях проверки повторяемости результатов и оценки случайных погрешностей восстановления ДН измерения проводилось многократно. Разброс отдельных реализаций ДН от среднего значения не превышал 1 дБ на уровне -20 дБ. Графики реализаций ДН в вертикальной плоскости в свободном пространстве на основной поляризации представлены на рис. 2. Здесь показана нормированная диаграмма направленности исследуемой антенны при синфазной (рис. 2,а) и противофазной (рис. 2,б) запитке зеркал антенны. Результаты испытаний показали хорошее совпадение измеренных параметров ДН антенны с данными измерений, полученными другими методами.

Таким образом, описанную схему построения измерительной аппаратуры и предложенный алгоритм обработки результатов измерений можно использовать при создании аналогичных автоматизированных измерительных комплексов, предназначенных для оперативного определения характеристик антенн и объективного контроля их технического состояния в процессе эксплуатации.

Список литературы: 1. *Методы измерений параметров излучающих систем в ближней зоне* / Л. Д. Бахрах, С. Д. Кременецкий, А. П. Курочкин и др. — Л.: Наука, 1985. — 272 с. 2. *Усин В. А., Шведова Н. А.* О требуемой дискретности измерений ближнего поля антенн на цилиндрической поверхности // *Радиотехника*. — 1983. — Вып. 68. — С. 91—95.

Поступила в редколлегию 11.05.86

УДК 537.87

В. И. АЛЕШИН, Н. М. БОГОМОЛОВ, Н. П. ЖУК

РАССЕЯНИЕ СОБСТВЕННОЙ ВОЛНЫ НА МАЛОМ ШАРЕ В ПЛАНАРНОМ ВОЛНОВОДЕ

Внимание исследователей к задачам рассеяния электромагнитных волн (ЭМВ) на телах, окруженных слоистой средой, вызвано насущными запросами геофизики, неразрушающей диагностики, интегральной оптики. Чрезвычайно эффективным применительно к таким задачам оказывается аппарат объемных интегральных уравнений [1—4], позволяющий получить аналитическое представление искомых полей в нерегулярной слоистой среде на низких частотах. Применительно к однородным средам с объемными возмущениями он развит в основополагающих работах [1; 2].

На основе метода, предложенного ранее [3; 4], проанализированы закономерности низкочастотного рассеяния низших ТМ мод планарного диэлектрического волновода, лежащего на идеально проводящей подложке, на малом изотропном шаре в таком волноводе.

Рассмотрим вначале постановку задачи в общем виде. Пусть в плоскостной среде с диэлектрической проницаемостью $\epsilon(z)$ и магнитной проницаемостью $\mu(z)$, возможно, содержащую одну или две идеально проводящие плоскости $z = \text{const}$, погружено магнитодиэлектрическое включение, которое занимает область V_p и характеризуется материальными параметрами $\hat{\epsilon}_p(\vec{R})$, $\hat{\mu}_p(\vec{R})$. Предполагается, что среда является одноосной с оптической осью вдоль z :

$$\hat{\eta} = \eta_t \hat{I}_t + \eta_z \hat{I}_z, \quad \eta = \epsilon, \mu,$$

где $\hat{I}_t = \vec{x}_0 \vec{x}_0 + \vec{y}_0 \vec{y}_0$, $\hat{I}_z = \vec{z}_0 \vec{z}_0$; $\vec{x}_0$, $\vec{y}_0$, $\vec{z}_0$ — орты координатных осей;

$\widehat{\eta}_p$ — произвольная диада; $\widehat{\eta} = \widehat{\eta}(z)$, $\widehat{\eta}_p = \widehat{\eta}_p(\vec{R})$ — произвольные функции соответствующих аргументов; $\vec{R} = (\vec{r}, z)$, $\vec{r} = (x, y, 0)$. Электромагнитное поле $\vec{E}(\vec{R})$, $\vec{H}(\vec{R})$ в среде можно трактовать как сумму первичного поля $\vec{E}_0(\vec{R})$, $\vec{H}_0(\vec{R})$ (поле в среде в отсутствие включения) и рассеянного поля $\vec{E}_s(\vec{R})$, $\vec{H}_s(\vec{R})$, порожденного наведенными во включении источниками. Интегродифференциальные соотношения, соответствующие такой физической интерпретации рассеяния и связывающие внутреннее поле включения и первичное поле, имеют вид [3; 4]

$$\begin{aligned} \vec{E}(\vec{R}) = & \vec{E}_0(\vec{R}) + (k_0^2 \widehat{I} + \nabla \mu_t^{-1} (\nabla_t \varepsilon_z^{-1}(z) + \vec{z}_0 (\partial/\partial z) \varepsilon_t^{-1}(z))) \cdot \\ & \cdot \int_{V_p} d\vec{R}' \widehat{f}_e(\vec{R}, \vec{R}') \cdot \varepsilon(\vec{R}') \cdot \vec{E}(\vec{R}') + ik_0 \widehat{\varepsilon}^{-1}(z) \cdot \nabla \times \int_{V_p} d\vec{R}' \widehat{f}_m(\vec{R}, \vec{R}') \cdot \vec{\mu}(\vec{R}') \cdot \vec{H}(\vec{R}'); \end{aligned} \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \vec{H}(\vec{R}) = & \vec{H}_0(\vec{R}) + (k_0^2 \widehat{I} + \nabla \varepsilon_t^{-1} (\nabla_t \mu_z^{-1}(z) + \vec{z}_0 (\partial/\partial z) \mu_t^{-1}(z))) \cdot \\ & \cdot \int_{V_p} d\vec{R}' \widehat{f}_m(\vec{R}, \vec{R}') \cdot \vec{\mu}(\vec{R}') \cdot \vec{H}(\vec{R}') - ik_0 \widehat{\mu}^{-1}(z) \cdot \nabla \times \int_{V_p} d\vec{R}' \widehat{f}_e(\vec{R}, \vec{R}') \cdot \varepsilon(\vec{R}') \cdot \vec{E}(\vec{R}') d\vec{R}'. \end{aligned}$$

Здесь

$$\widehat{\eta}(\vec{R}) = \begin{cases} 0, & \vec{R} \notin V_p; \\ \widehat{\eta}_p(\vec{R}) - \widehat{\eta}(z), & \vec{R} \in V_p, \quad \eta = \varepsilon, \mu; \quad \widehat{I} = \widehat{I}_t + \widehat{I}_z; \end{cases}$$

$$\nabla_t = \vec{x}_0 (\partial/\partial x) + \vec{y}_0 (\partial/\partial y); \quad k_0 = \omega/c;$$

$\widehat{f}_{e, m}$ — функции Грина для векторных потенциалов электромагнитного поля [1].

Полагая далее, что размеры включения малы по сравнению с длиной волны поля в среде и в материале включения, и представляя искомые внутренние поля в виде разложений по малому параметру (отношение характерного размера тела к длине волны), приходим к цепочкам интегродифференциальных уравнений [4], обрыв которых на первых членах дает уравнения

$$\begin{aligned} \vec{E}^{(0)}(\vec{R}) = & \vec{E}_0^{(0)}(\vec{R}) + \nabla \int_{V_p} \nabla' \varphi_\varepsilon(\vec{R}, \vec{R}') \cdot \varepsilon(\vec{R}') \cdot \vec{E}^{(0)}(\vec{R}') d\vec{R}'; \\ \vec{H}^{(0)}(\vec{R}) = & \vec{H}_0^{(0)}(\vec{R}) + \nabla \int_{V_p} \nabla' \varphi_\mu(\vec{R}, \vec{R}') \cdot \vec{\mu}(\vec{R}') \cdot \vec{H}^{(0)}(\vec{R}') d\vec{R}', \end{aligned} \quad (2)$$

где $\varphi_\eta(\vec{R}, \vec{R}')$ ($\eta = \varepsilon, \mu$) — функции Грина краевых задач электростатики, удовлетворяющие уравнениям

$$\nabla \cdot \widehat{\eta}(z) \nabla \varphi_\eta(\vec{R}, \vec{R}') = \delta(\vec{R} - \vec{R}'),$$

граничным условиям в бесконечности

$$\varphi_\eta(\vec{R}, \vec{R}') \rightarrow 0, \quad |\vec{R} - \vec{R}'| \rightarrow +\infty$$

и на идеально проводящей плоскости $z = \text{const}$

$$\varphi_e = \partial \varphi_\mu / \partial z = 0.$$

Соотношения (2) позволяют решить задачу рассеяния ЭМВ на малых телах. Они полностью эквивалентны общим соотношениям (1) в ближней зоне рассеяния.

Интегральные слагаемые в правой части (1) представляют собой рассеянные поля. Соотношения (1) при $\vec{R} \in V_p$ образуют систему уравнений относительно внутреннего поля включения, а при $\vec{R} \notin V_p$ дают правило продолжения поля в область вне включения.

Предположение о постоянстве поля внутри включения, оправданное ввиду малого размера включения относительно длины волны поля, позволяет свести (2) к системе линейных алгебраических уравнений. Их решение, выраженное через диады деполяризации $\hat{P}_\eta(z_p)$, имеет вид

$$\vec{E}(\vec{R}) = [1 + (4\pi\varepsilon(z_p))^{-1} \cdot \hat{P}_e(z_p) \cdot \vec{e}]^{-1} \cdot \vec{E}_0(\vec{R}_p); \quad (3)$$

$$\vec{H}(\vec{R}) [1 + (4\pi\mu(z_p))^{-1} \cdot \hat{P}_\mu(z_p) \cdot \vec{\mu}]^{-1} \cdot \vec{H}_0(\vec{R}_p), \quad \vec{R} \in V_p;$$

$$\hat{P}_\eta(z_p) = -4\pi\eta(z_p) \cdot \nabla \int_{V_p} \nabla' \varphi_\eta(\vec{R}, \vec{R}') d\vec{R}' \Big|_{\vec{R} = \vec{R}_p}. \quad (4)$$

Здесь $\vec{R}_p$ — радиус-вектор центральной точки включения, $R_p = (r_p, z_p)$. Функции Грина φ_η , определяющие диады деполяризации, находятся методом изображений [5]. В частном случае двухслойной среды на идеально проводящей подложке $z = 0$, когда $\eta(z) = \begin{cases} \eta_2, & z > b \\ \eta_1, & 0 < z < b \end{cases}$ ($\eta_{1,2} = \text{const}$), получим при $0 < z, \xi < b$

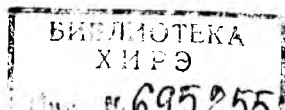
$$-4\pi\varepsilon_1\varphi_e(\vec{R}, \vec{R}') = \psi(\rho, z - \xi) + \sum_{n=1}^{\infty} (-p)^n [\psi(\rho, z - \xi + 2nb) + \psi(\rho, z - \xi - 2nb) - \psi(\rho, z + \xi + 2nb) - \psi(\rho, z + \xi - 2nb)], \quad (5)$$

при $z, \xi > b$

$$-4\pi\varepsilon_2\varphi_e(\vec{R}, \vec{R}') = \psi(\rho, z - \xi) - p\psi(\rho, z + \xi - 2b) -$$

$$- \frac{4\varepsilon_1\varepsilon_2}{(\varepsilon_1 + \varepsilon_2)^2} \sum_{n=0}^{\infty} (-p)^n \psi(\rho, z + \xi + 2nb),$$

где $\psi(\rho, z) = 1/\sqrt{\rho^2 + z^2}$, $\rho = |\vec{r} - \vec{r}'|$, $p = \frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}$, $p^0 = 1$. Функции $\varphi_\mu(\vec{R}, \vec{R}')$ имеют сходный вид и не приводятся. Последующие расчеты производятся применительно к упомянутой модели слоистой среды.



Таким образом, построение диад деполяризации сводится к вычислению вторых производных от ньютоновских потенциалов включения во внутренней и внешней области [1]. Для принятой нами модели включения — однородного шара — они вычисляются в явном виде. Компоненты диады деполяризации

$$\widehat{P}_\eta(z_p) = \widehat{I}_t \widehat{P}_{\eta t}(z_p) + \widehat{I}_z \widehat{P}_{\eta z}(z_p), \quad \eta = \varepsilon, \mu, \quad (6)$$

где

$$P_{\varepsilon t} = \frac{4\pi}{3} \begin{cases} 1 - \sigma_\varepsilon - v_\varepsilon, & 0 < z_p < b, \\ 1 - \eta_\varepsilon; & z_p > b; \end{cases} \quad P_{\varepsilon z} = \frac{4\pi}{3} \begin{cases} 1 + 2\sigma_\varepsilon - 2v_\varepsilon, & 0 < z_p < b, \\ 1 - 2\eta_\varepsilon; & z_p > b; \end{cases} \quad (7)$$

$$\sigma_\varepsilon = -2 \left(\frac{a}{2b} \right)^3 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-p)^n}{n};$$

$$v_\varepsilon = (a/2b)^3 \left\{ (b/z)^3 + \sum_{n=1}^{\infty} (-p)^n \left[\left| n + \frac{z}{b} \right|^{-3} + \left| n - \frac{z}{b} \right|^{-3} \right] \right\};$$

$$\eta_\varepsilon = (a/2b)^3 \left[\frac{4\varepsilon_1 \varepsilon_2}{(\varepsilon_1 + \varepsilon_2)^2} \sum_{n=1}^{\infty} (-p)^n \left[\left| n + \frac{z}{b} \right|^{-3} - p \left| 1 - \frac{z}{b} \right|^{-3} \right] \right].$$

Выражения для $P_{\mu t}$, $P_{\mu z}$ имеют сходный вид. Значения σ_η , v_ε , η_ε учитывают влияние многократных отражений от границ слоя на формирование внутреннего поля включения. Диады деполяризации в нашем случае являются одноосными — в отличие от ситуации, когда включение погружено в безграничную однородную среду [1].

Кроме того, элементы матрицы $\widehat{P}_\eta$ зависят от местоположения шара по толщине волновода.

Рассеянное поле в дальней зоне представляем в виде разложения по распространяющимся волнам ТЕ-, ТМ-поляризаций дискретной и непрерывной частей спектра:

$$\frac{\vec{E}_s(\vec{R})}{\vec{H}_s(\vec{R})} = \frac{k_0^2}{2\sqrt{2\pi|\vec{r}-\vec{r}_p|}} \sum_{\eta=\varepsilon, \mu} \sum_{\theta} e^{i\left(v+\frac{\pi}{4}\right)} \frac{1}{\sqrt{\theta}} q_\eta(\vec{\kappa}) \begin{pmatrix} \vec{E}_\eta(\vec{\kappa}, z); \\ \vec{H}_\eta(\vec{\kappa}, z). \end{pmatrix} \quad (8)$$

Оно справедливо при $\kappa|\vec{r}-\vec{r}_p| \gg 1$, $|\vec{r}-\vec{r}_p| \gg l_\perp$, $\kappa l_\perp^2/|\vec{r}-\vec{r}_p| \ll 1$ (9). Здесь $\vec{\kappa} = \kappa \vec{n}$; $\vec{n} = \frac{\vec{r}-\vec{r}_p}{|\vec{r}-\vec{r}_p|}$; $\kappa = k \cos \theta$; $k = k_0 \sqrt{\varepsilon_2 \mu_2}$;

$v \equiv \kappa|\vec{r}-\vec{r}_p|$; θ — спектральный параметр; $l_\perp$ — наибольший размер горизонтального сечения включения. Под внешним знаком суммы проводится суммирование по ТЕ-, ТМ-поляризациям собственных волн. Сумма $\sum_\theta$ понимается как обычная сумма по собственным

значениям θ_k дискретной части спектра и интеграл $\int_0^{\pi/2} d\theta$ — по непрерывной части спектра. Омические потери в окружающей среде отсутствуют, так что всюду в (8) собственное волновое число κ положительно.

Функции $\vec{E}_\eta(\vec{\kappa}, z)$, $\vec{H}_\eta(\vec{\kappa}, z)$ — пространственные гармоники поля, отвечающие ТМ-поляризации ($\eta = \varepsilon$) и ТЕ-поляризации, ($\eta = \mu$),

$$\begin{aligned}\vec{E}_\varepsilon(\vec{\kappa}, z) &= \frac{1}{k_0 \varepsilon_\varepsilon(z)} \vec{d}_\varepsilon(z, \vec{\kappa}) \frac{\Psi_\varepsilon(z, \theta)}{N_\varepsilon(\theta)}; \\ \vec{H}_\varepsilon(\vec{\kappa}, z) &= -\frac{\vec{z}_\varepsilon \times \vec{\kappa}}{\kappa} \frac{\Psi_\varepsilon(z, \theta)}{N_\varepsilon(\theta)}, \quad \vec{E}_\varepsilon \rightarrow \vec{H}_\mu, \quad \vec{H}_\varepsilon \rightarrow -\vec{E}_\mu, \quad \varepsilon \leftrightarrow \mu.\end{aligned}\quad (10)$$

Функции $\Psi_{\varepsilon, \mu}(z, \theta)$ — собственные функции дискретной и непрерывной частей спектра задачи

$$(D_\eta + k_\eta^2(z) - k^2 \cos^2 \theta) \Psi_\eta(z, \theta) = 0, \quad |\Psi_\eta(z, \theta)| < \infty, \quad (11)$$

$\Psi_\mu(z, \theta) = \partial \Psi_\varepsilon(z, \theta) / \partial z = 0$ на проводящей плоскости $z = \text{const}$, ортогональные в смысле

$$\int_0^{+\infty} \Psi_\eta(z, \theta) \Psi_\eta(z, \theta') dz / \eta_z(z) = N_\eta^2(\theta) \delta_{\theta\theta'},$$

$\delta_{\theta\theta'}$ — символ Кронеккера или Дирака.

Величина $q_\eta(\vec{\kappa})$ определяется формулой

$$\begin{aligned}q_\eta(\vec{\kappa}) &= \vec{E}_\eta^*(\vec{\kappa}, z_p) \cdot \vec{p}_\varepsilon + \vec{H}_\eta^*(\vec{\kappa}, z_p) \cdot \vec{p}_\mu, \\ \vec{p}_\varepsilon &= \int_{V_p} \vec{\varepsilon}(\vec{R}) \vec{E}(\vec{R}) d\vec{R}, \quad \vec{p}_\mu = \int_{V_p} \vec{\mu}(\vec{R}) \cdot \vec{H}(\vec{R}) d\vec{R}.\end{aligned}\quad (12)$$

При исследовании рассеивающих свойств включения в качестве главной характеристики удобно использовать полный поток мощности рассеянного поля $J_s(\vec{n})$ в данном направлении $\vec{n} = \frac{\vec{r} - \vec{r}_p}{|\vec{r} - \vec{r}_p|}$ через вертикальное сечение слоистой среды

$$\begin{aligned}J_s(\vec{n}) &= \int_0^{+\infty} dz \vec{P}_s(\vec{R}) \cdot \vec{n}, \\ \vec{P}_s(\vec{R}) &= \frac{c}{8\pi} \text{Re} \vec{E}_s(\vec{R}) \times \vec{H}_s^*(\vec{R}).\end{aligned}\quad (13)$$

для которого из (8) получается представление в виде «суммы» вкладов за счет рассеяния в распространяющуюся собственную волну с вол-

новым вектором $\vec{\kappa} = \vec{\kappa} n$ ТМ-поляризации ($\eta = \epsilon$) или ТЕ-поляризации ($\eta = \mu$):

$$J_s(\vec{n}) = |\vec{r} - \vec{r}_p|^{-1} \sum_{\eta=\epsilon, \mu} \sum_{\theta} J_{\eta}(\vec{\kappa}); \quad J_{\eta}(\vec{\kappa}) = k_0 c |k_0 q_{\eta}(\vec{\kappa}) / 8\pi|^2. \quad (14)$$

Методом стационарной фазы из (8) нетрудно получить выражение для плотности потока энергии рассеянного поля в дальней зоне ($kL \gg 1$) в окружающей волновод среде:

$$\vec{P}_s(\vec{R}) = \vec{l}_s P_s(\vec{n}, \theta); \quad (15)$$

$$P_s(\vec{n}, \theta) = \sum_{\eta=\epsilon, \mu} \frac{J_{\eta}(\vec{\kappa})}{\cos \theta} \Big|_{\vec{\kappa} = k\vec{n} \cos \theta}.$$

Здесь $\vec{l}_s$ — единичный вектор вдоль луча, идущего из точки $(\vec{r}_p, b)$ на верхней границе волновода в точку наблюдения $\vec{R} (z > b)$; θ — угол скольжения этого луча, $\theta = \arcsin((z - b)/L)$ ($0 \leq \theta \leq \pi/2$); $L = [(z - b)^2 + (\vec{r} - \vec{r}_p)^2]^{1/2}$. Величина $P_s(\vec{n}, \theta)$ выступает в качестве дополнительной характеристики рассеивающих свойств включения.

Если на включение из бесконечности набегают собственная волна дискретного спектра $\vec{E}(\vec{R}) = \vec{E}_{\eta}(\vec{\kappa}_0, z) e^{i\vec{\kappa}_0 \cdot \vec{r}}$ $\vec{H}(\vec{R}) = \vec{H}_{\eta}(\vec{\kappa}_0, z) e^{i\vec{\kappa}_0 \cdot \vec{r}}$ ТМ- или ТЕ-поляризации с полным потоком мощности

$$J_0 = \text{Re} \frac{c}{8\pi} \int_0^{\infty} \vec{E}_{\eta}(\vec{\kappa}, z) \cdot \vec{H}_{\eta}^*(\vec{\kappa}, z) \cdot \vec{n}_0 dz, \quad (16)$$

равным согласно (10) $\kappa_0 c / 8\pi k_0$, рассеивающие свойства включения удобно характеризовать дифференциальными сечениями рассеяния

$$\sigma_{\eta}(\vec{n}_0, \vec{n}) \equiv |\vec{r} - \vec{r}_p| \frac{J_s(\vec{n})}{J_0} \quad (17); \quad \sigma_{\eta}^r(\vec{n}_0, \vec{n}, \theta) \equiv L^2 P_s(\vec{n}, \theta) / J_0 \quad (18).$$

Первое из них — дифференциальное сечение рассеяния собственной волны дискретного спектра с волновым числом $\vec{\kappa}_0$ и поляризации η , которое равно отношению полных потоков мощности рассеянного поля в данном направлении $\vec{n}$ и падающей волны в направлении распространения $\vec{n}_0 = \vec{\kappa}_0 / \kappa_0$. Представляется оно в виде «суммы» вкладов за счет рассеяния в волну дискретного спектра $\sigma_{\eta\beta}(\vec{\kappa}_0, \vec{\kappa}_k)$ и распространяющуюся волну излучения $\sigma_{\eta\beta}(\vec{\kappa}_0, \theta, \varphi)$ с углом скольжения θ :

$$\sigma_{\eta}(\vec{n}_0, \vec{n}) = \sum_{\beta=\epsilon, \mu} \left[\sum_{\theta_k} \sigma_{\eta\beta}(\vec{\kappa}_0, \vec{\kappa}_k) + \int_0^{\pi/2} \sigma_{\eta\beta}(\vec{\kappa}_0, \theta, \varphi) \cos \theta d\theta \right]. \quad (19)$$

Второе — диаграмма рассеяния — характеризует рассеяние мощности в окружающее пространство.

Проинтегрировав (19) по всевозможным азимутальным направлениям рассеяния, получим аналогичное представление для полного

$$\text{сечения рассеяния } {}^t\sigma_{\eta}(\vec{\kappa}_0) = \int_0^{2\pi} d\varphi \sigma_{\eta}(\vec{n}_0, \vec{n});$$

$${}^t\sigma_{\eta}(\vec{\kappa}_0) = \sum_{\beta=\varepsilon, \mu} \sum_{\kappa_k} {}^t\sigma_{\eta\beta}(\vec{\kappa}_0, \kappa_k) + {}^t\sigma'_{\eta}(\vec{\kappa}_0), \quad (20)$$

где ${}^t\sigma_{\eta\beta}(\vec{\kappa}_0, \kappa_k)$ — полное сечение рассеяния в волну дискретного спектра с волновым числом κ_k и поляризации β , ${}^t\sigma_{\eta\beta}(\vec{\kappa}_0, \kappa_k) = \int_0^{2\pi} d\varphi \sigma_{\eta\beta}(\vec{\kappa}_0, \vec{\kappa}_k)$; ${}^t\sigma'_{\eta}(\vec{\kappa}_0)$ — полное сечение рассеяния в волны излучения обеих поляризаций,

$${}^t\sigma'_{\eta}(\vec{\kappa}_0) = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\pi/2} \cos \theta d\theta [\sigma_{\eta\varepsilon}(\vec{\kappa}_0, \theta, \varphi) + \sigma_{\eta\mu}(\vec{\kappa}_0, \theta, \varphi)].$$

Исходя из физического содержания введенных параметров, интегральные рассеивающие свойства включения удобно характеризовать безразмерными величинами

$$\Sigma_{\eta}^t(\kappa_0) = \lg({}^t\sigma_{\eta}(\kappa_0)/b), \quad \Sigma_{\eta}'(\kappa_0) = \lg({}^t\sigma'_{\eta}(\kappa_0)/b);$$

$$d_{\eta\beta}(\kappa_0, \kappa_k) = \sigma_{\eta\beta}(\kappa_0, \kappa_k)/{}^t\sigma_{\eta}(\kappa_0), \quad d_{\eta}'(\kappa_0) = {}^t\sigma'_{\eta}(\kappa_0)/{}^t\sigma_{\eta}(\kappa_0). \quad (21)$$

Верхние из них характеризуют полное сечение рассеяния и сечение рассеяния в волны излучения, нормированные на толщину слоя b , а нижние дают долю полной мощности, рассеянной в выделенную волну дискретного спектра ($d_{\eta\beta}$) и излученной наружу из слоя (d_{η}').

Полученные общие результаты, относящиеся к двухслойной среде на проводящей подложке, проиллюстрированы рис. 1—3 применительно к рассеянию основного мода TM_1 планарного волновода интегральной оптики на малом изотропном и однородном сферическом включении. Численные расчеты выполнены на ЭВМ. В качестве характеристик рассеяния выбраны безразмерные полное сечение рассеяния Σ_t и сечение рассеяния в волны излучения Σ_r , удельные вклады $d_i = d_{ee}(\kappa_1, \kappa_1)$ мода того же типа, что и падающий, и волн излучения $d_r = d_e'(\kappa_1)$, а также диаграмма рассеяния $D(\theta, \varphi) = \sigma_e'(\vec{n}_0, \vec{n}, \theta)$. Диэлектрические проницаемости волновода ε_1 и окружающего пространства ε_2 составляют 2,25 и 1,0; магнитная проницаемость равна 1,0. Все величины с размерностью длины (радиус включения a , толщина волновода b , длина волны в свободном пространстве λ_0 , координата z_p центра включения) измеряются в одних и тех же единицах длины, которые конкретизированы лишь в отдельных случаях. Падающая волна рас-

пространяется вдоль оси абсцисс ($\vec{n}_0 = \vec{x}_0$). От последней отсчитывается азимутальный угол φ в направлении к точке наблюдения.

На рис. 1, 2 представлены зависимости характеристик рассеяния диэлектрического включения от частоты f для разных по тол-

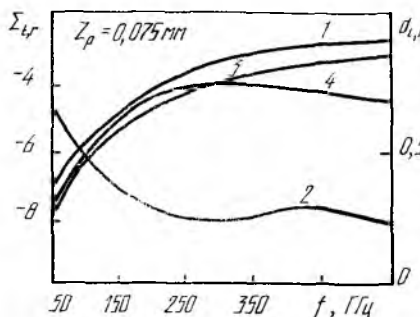


Рис. 1

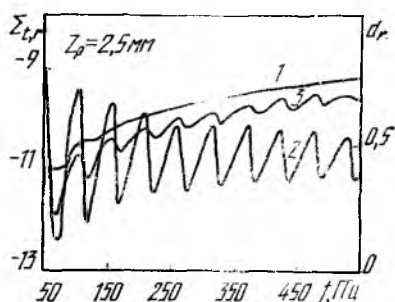


Рис. 2

щине диэлектрических слоев в случае, когда координата центра включения $z_p = b/2$ при $a = 0.05$ мм; $\epsilon_p = 1.0$, $b = 0.15$ мм (рис. 1), $b = 5$ мм (рис. 2). Здесь 1 — Σ_t ; 2 — d_r ; 3 — Σ_r ; 4 — d_r . Вследствие интерференционных явлений с изменением частоты удельный вклад волн излучения колеблется в значительных пределах.

Таким образом, правильно выбирая частоты, значительно увеличиваем рассеянную мощность, излучаемую из волновода, что может облегчить обнаружение включений. На рис. 3 представлены зависимости тех же характеристик рассеяния, что и на рис. 1, 2, от диэлектрической проницаемости включения ϵ_p ($a = 0.01$, $\lambda_0 = 1$, $b = 1.0$). Цифрами со штрихом и без штриха отмечены случаи $z_p = 0.5$, $z_p = 1.5$ соответственно. Если диэлектрическая проницаемость включения превосходит диэлектрическую проницаемость окружающей среды, сечения рассеяния

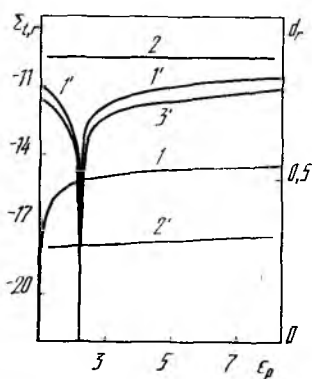


Рис. 3

включения с увеличением ϵ_p возрастают. При приближении ϵ_p снизу к значению диэлектрической проницаемости окружающей среды они уменьшаются, стремясь к нулю, так как рассеиватель по существу исчезает.

Анализ картины рассеяния показывает также, что сечения рассеяния монотонно возрастают с увеличением размеров рассеивателя. Сечения рассеяния включения вне волновода значительно меньше этих же величин для включения в волноводе, что связано

с экспоненциальным уменьшением возбуждающего поля по мере удаления от верхней границы волновода. При этом рассеяние происходит в основном в волны излучения.

Список литературы: 1. Хижняк Н. А. Применение интегральных уравнений электродинамики к решению дифракционных задач // Тр. радиотех. фак. Харьк. ун-та.— 1957.— 2.— С. 13—22. 2. Шифрин К. С. Рассеяние света в мутной среде.— М.; Л.: Б. и., 1951.— 288 с. 3. Богомолов Н. М., Жук Н. П., Третьяков О. А. Интегральные уравнения электродинамики для плоскостойких сред.— Х., 1983.— 42 с.— (Препринт / АН УССР. Ин-т радиоэлектроники; № 223). 4. Жук Н. П. Интегральные уравнения электродинамики для плоскостойких сред // Изв. вузов. Радиофизика.— 1985.— 28, № 6.— С. 753—762. 5. Тихонов А. Н., Самарский А. А. Уравнения математической физики.— М.: Наука, 1972.— 735 с.

Поступила в редколлегию 11.06.86

УДК 621.372

Ж. Ф. ПАЩЕНКО, канд. техн. наук, М. Б. КУЛИКОВА

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ВОЛНОВОДНЫХ ЩЕЛЕВЫХ МОСТОВ

Создание банков данных является одной из важнейших задач, которые приходится решать при разработке САПР приборов и устройств СВЧ. При этом особое внимание необходимо уделить математическому моделированию и разработке таких методов расчета, которые давали бы удовлетворительные для практики результаты. В данной работе для расчета волноводных E -, H -щелевых мостов предлагается использовать метод частичных областей [1; 2].

Рассмотрим два волновода, которые связаны между собой через N отверстий в общей стенке. Удовлетворяя условию непрерывности для касательных составляющих магнитного поля на границе каждого из отверстий, получаем систему интегральных уравнений

$$\begin{aligned} & [\vec{n}_{21} \vec{H}^I \{0, \vec{E}_{\tau_1}\}] + [\vec{n}_{12} \vec{H}^{II} \{0, \vec{E}_{\tau_1}\}] = \\ & = [\vec{H}^I \{ \vec{j}_{\text{ст}}^I, 0 \} \vec{n}_{21}] + [\vec{H}^{II} \{ \vec{j}_{\text{ст}}^{II}, 0 \} \vec{n}_{12}]; \\ & [\vec{n}_{21} \vec{H}^I \{0, \vec{E}_{\tau_2}\}] + [\vec{n}_{12} \vec{H}^{II} \{0, \vec{E}_{\tau_2}\}] = \\ & = [\vec{H}^I \{ \vec{j}_{\text{ст}}^I, 0 \} \vec{n}_{21}] + [\vec{H}^{II} \{ \vec{j}_{\text{ст}}^{II}, 0 \} \vec{n}_{12}]; \\ & \dots \dots \dots \\ & [\vec{n}_{21} \vec{H}^I \{0, \vec{E}_{\tau_N}\}] + [\vec{n}_{12} \vec{H}^{II} \{0, \vec{E}_{\tau_N}\}] = \\ & = [\vec{H}^I \{ \vec{j}_{\text{ст}}^I, 0 \} \vec{n}_{21}] + [\vec{H}^{II} \{ \vec{j}_{\text{ст}}^{II}, 0 \} \vec{n}_{12}], \end{aligned} \quad (1)$$

где $\vec{H}^I, \dots, \vec{H}^{II}$ — магнитные поля, возбуждаемые касательными электрическими полями $\vec{E}_{\tau_1}, \dots, \vec{E}_{\tau_N}$ на отверстиях связи между волноводами при условии, что сторонние источ-

Если волноводный щелевой H -мост имеет только одну щель связи, уравнение непрерывности (2) запишем так:

$$\sum_p e_p (G_{qp}^{II} + G_{qp}^{IS}) = h_{ст}. \quad (4)$$

Для рассматриваемого случая получили следующие значения частных проводимостей:

$$G_{qp}^{II} = \frac{\sqrt{p^2 - v_a^2}}{\sqrt{1 - v_a^2}} \delta_{qp},$$

$$G_{qp}^{IS} = \frac{8(m\pi)^2 B}{a^3 \sqrt{(m^2 - v_a^2)(1 - v_a^2)} LB} \times$$

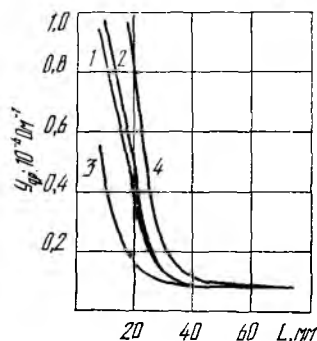
$$\times \left(1 - \frac{\sin 2L(d+1) - \sin 2dL}{2} \right) + \frac{(-1)^{pd} p\pi}{L((m^2 - v_a^2) + (p\pi/L)^2)} \times$$

$$\times \left(\exp\left(-\sqrt{m^2 - v_a^2} dL\right) - (-1)^p \exp\left(-\sqrt{m^2 - v_a^2} L(d+1)\right) \right) \times$$

$$\times \left\{ \frac{2p\pi \exp\left(\sqrt{m^2 - v_a^2} dL\right)}{L((m^2 - v_a^2) + (p\pi/L)^2)} \left[\frac{\cos^2 dL - \cos 2L(d+1)}{4} - (-1)^{pd} \right] + 1 \right\},$$

где $d = Z_1/L$; $v_a = 2a/\lambda = \sqrt{2}$.

Итак, частичные проводимости зависят от параметров рассматриваемой системы Z_1 , L , m , p . Здесь Z_1 — расстояние от входного торца волновода до отверстия связи; m — номер волны, распространяющейся в волноводе; p — номер волны, возбуждаемой на отверстии связи. На рисунке представлены зависимости суммарной проводимости $G_{qp} = G_{qp}^{II} + G_{qp}^{IS}$ от длины отверстия связи L . Кривые 1, 3 соответствуют изменению вещественной части проводимости, кривые 2, 4 — мнимой части при одно- и трехпараметрической аппроксимациях соответственно. Как видно из графика при длине щели L , изменяющейся в пределах от 30 до 80 мм, значения вещественной и мнимой частей при одно- и трехпараметрической аппроксимациях отличаются несущественно, что согласуется с результатами, полученными при решении аналогичных задач [1; 2]. Аналогичные результаты получили для волноводного щелевого E -моста.



Список литературы: 1. Машковцев Б. М., Цибизов К. Н., Емелин Б. Ф. Теория волноводов. — М.: Наука, 1966. — 351 с. 2. Коган Н. Л., Емелин Б. Ф., Цибизов К. Н. Сложные волноводные системы. — Л.: Судпром, 1963. — 372 с.

Поступила в редакцию 24.06.86

МОДИФИКАЦИЯ ВОЛНОВОДНОГО У-ЦИРКУЛЯТОРА
ТРЕХМИЛЛИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА

Известно, что электрические параметры развязывающих ферритовых приборов миллиметрового диапазона волн ограничены малой намагниченностью насыщения существующих ферритовых материалов [1]. Одним из путей повышения «активности» ферритового материала в данном диапазоне является использование явления магнитодинамического резонанса в ферритовом образце [2]. Хотя использование указанного явления и позволяет увеличить вентильное отношение развязывающих приборов, однако рабочая полоса частот их остается сравнительно узкой (1—2 %). Частичное введение ферритового цилиндра в одну из широких стенок волноводного сочленения [3] дает возможность несколько расширить рабочую полосу частот циркулятора, однако конструкция прибора существенно усложняется.

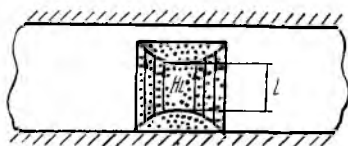


Рис. 1

Создание малошумящих приемников, радиометрических и передающих систем миллиметрового диапазона требует разработки развязывающих приборов, имеющих не только широкую рабочую полосу частот, но и малые электромагнитные потери, причем улучшение электрических параметров не должно приводить к существенному усложнению конструкции этих приборов.

Рассмотрим простую схему построения волноводного У-циркулятора, позволяющую существенно расширить рабочую полосу частот и уменьшить электромагнитные потери прибора. Улучшение электрических параметров достигается обеспечением более активного взаимодействия СВЧ-сигнала с областью ферритового образца, имеющей однородную поперечную намагниченность.

Одним из условий оптимальной работы У-циркулятора является реализация однородности внутреннего магнитного поля. Практически это условие не выполняется, так как ферритовый образец имеет, как правило, неэллипсоидальную форму и находится в однородном магнитном поле. На рис. 1 дано схематическое изображение постоянного магнитного поля внутри ферритового цилиндра, находящегося во внешнем однородном магнитном поле. Известно, что длина l участка ферритового цилиндра, имеющего однородную поперечную намагниченность, зависит от отношения длины L к радиусу r ферритового цилиндра [4]. При увеличении отношения L/r объем ферритового цилиндра с однородной поперечной намагниченностью возрастает, и тем самым повышается «активность» ферритового образца. С другой стороны, L , r определяют собственные резонансные частоты ферритового цилиндра [5]:

$$f = \frac{\left[\kappa_{mn} + \left(\frac{r l \pi}{L} \right)^2 \right]^{1/2}}{2\pi \epsilon^{1/2} r} c.$$

κ_{mn} — корень функции Бесселя или ее производной; m , n , l — индекс типа колебаний; r — радиус ферритового цилиндра; L — длина ферритового цилиндра; ϵ — диэлектрическая проницаемость феррита; c — скорость света.

При различных граничных условиях на торцах ферритового цилиндра (когда феррит контактирует с одной из широких стенок волноводного сочленения) рабочими типами колебаний в H -плоскостных циркуляторах являются несимметричные колебания $HE_{11\delta}$, где $\delta = 0,5; 1,5; 2,5 \dots$ Для Y -циркулятора длинные ферритовые цилиндры более перспективны. В связи с этим, по-видимому, целесообразно использовать колебания с наибольшим номером δ . Из выражения для определения резонансных частот следует, что при колебании $HE_{111,5}$ оптимальное δ должно быть более 3,06, а при колебании $HE_{112,5}$ — более 5,14. В противном случае в ферритовом цилиндре возбуждается симметричный тип колебаний EH_{010} , имеющий по сравнению с указанными колебаниями низкую резонансную частоту и являющийся для Y -циркулятора паразитным. Колебание $HE_{112,5}$ использовать нецелесообразно, так как высота ферритового цилиндра в этом случае может превосходить высоту волновода. Очевидно, что для стандартных сечений волноводов наиболее пригоден ферритовый цилиндр с отношением $L/r > 3,06$.

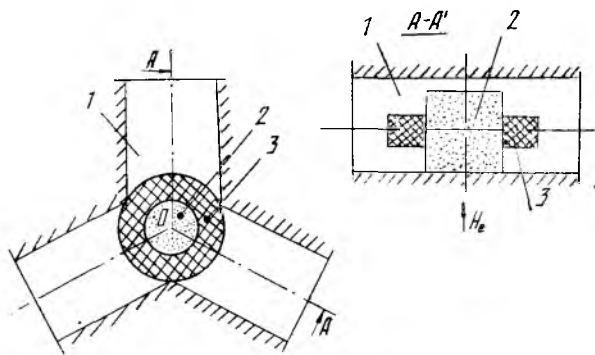


Рис. 2

Результаты расчета [4] показывают, что если $L/r \geq 3,06$, то длина участка ферритового цилиндра, имеющего однородную поперечную намагниченность, составляет более 0,3 длины цилиндра. Локализуя возбуждение ферритового цилиндра, на указанном участке можно повысить взаимодействие СВЧ-сигнала с ферритом и тем самым улучшить параметры циркулятора. Конструктивно Y -циркулятор (рис. 2) представляет собой H -плоскостное трехплечее 120-градусное сочленение волноводных линий передачи. В центре сочленения установлен поперечно намагниченный ферритовый цилиндр, на который соосно надето диэлектрическое кольцо, расположенное на одинаковом расстоянии от торцов феррита. Сечение волновода составляет $2,4 \times 1,2$ мм, марка феррита 1СЧ-4. Ориентировочно размеры ферритового цилиндра для заданного диапазона частот рассчитываются по формуле для определения собственных резонансных частот цилиндра, причем отношение его длины к радиусу выбирается из соотношения $L/r > 3,06$. Уточнение размеров производилось экспериментально. Для центральной частоты рабочего диапазона диаметр ферритового цилиндра составляет $d = 0,63^{+0,012}_{-0,012}$ мм, высота $h = 1,00^{+0,012}_{-0,012}$ мм. Толщина диэлектрического кольца выбирается в соответствии с указанными рекомендациями и составляет 0,33 мм. Внутренний диаметр кольца равен диаметру ферритового цилиндра, внешний — диаметру окружности, вписанной в волноводное сочленение. Включение диэлектрического кольца в средней части ферритового цилиндра (рис. 2) позволяет перераспределить поток мощности распространяющейся волны между областями с неоднородной и однородной поперечной намагниченностью ферритового цилиндра и тем самым повышает эффективность взаимодействия феррита с распространяющейся волной.

На рис. 3 представлены электрические параметры разработанных циркуляторов. Расширение полосы частот (пунктирная линия) при некотором увеличении прямых потерь достигнуто в результате увеличения на 0,15 мм толщины диэлектрического кольца. Циркулятор в полосе частот 1,5 % имеет прямые потери не более 0,15 дБ (уровень прямых потерь определялся путем измерения суммарных потерь четырех циркуляторов и вычисления среднего значения). Вентильное отношение составляет более 200 (максимальное вентильное отношение 250). Циркулятор в полосе частот 4 % имеет

вентильное отношение 66 $\left(\frac{20}{0,3}\right)$ дБ. Циркулятор с полосой частот 8 % имеет вентильное отношение, равное 15, причем в более узкой полосе частот 6 % вентильное отношение составляет 40. Уровень коэффициента стоячей волны (КСТ) для всех разработанных циркуляторов соответствует уровню развязки. Приведенные электрические параметры сохраняются в рабочем интервале температур $-50 \div +85^\circ\text{C}$. При температуре $+120^\circ\text{C}$ изменение центральной частоты циркулятора составляет 300 МГц, уровень прямых потерь практически не изменяется.

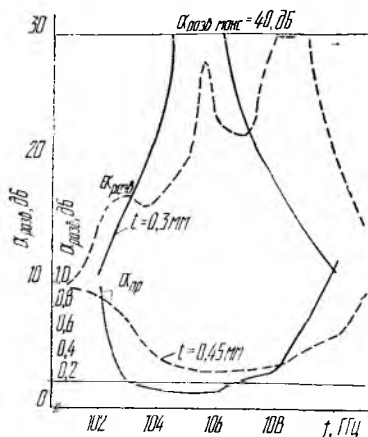


Рис. 3

Таким образом, предложенная схема построения волноводных Y-циркуляторов позволяет без существенного усложнения конструкции создавать широкополосные приборы с малым уровнем электромагнитных потерь. Кроме того, данная схема благодаря малым прямым потерям перспективна при создании многоплечных каскадируемых циркуляторов, а также даст возможность создавать циркуляторы с улучшенными электрическими параметрами в более коротковолновой части миллиметрового диапазона волн.

Список литературы: 1. Лакс Б., Баттон К. Сверхвысокочастотные ферриты и ферримагнетики.— М.: Мир, 1965.— 469 с. 2. Корнеев И. В. Вентиль-фланцы резонансного типа на основе поликристаллических гексаферритов. // Электрон. техника. Сер. 1. Электроника СВЧ.— 1982.— №4.— С. 59—60. 3. Okean H. C., Steffek L. J. Low-loss, 3-mm junction circulator // Microwave J.— 1974.— 17, N 4.— P. 58—62. 4. Joseph R. I., Schlömann E. Demagnetizing Field in Nonellipsoidal Bodies // J. of Applied Physics.— 1965.— 36, N 5.— P. 1579. 4. Кацеленбаум Б. З. Высокочастотная электродинамика.— М.: Наука, 1966.— 237 с.

Поступила в редколлегию 14.04.86

УДК 621.385

А. Г. ЛИТВИНОВ, П. В. НЕШМОНИН, В. К. ПИРОЖЕНКО, канд. техн. наук
К ЗАДАЧЕ СИНТЕЗА ГРЕБЕНЧАТОЙ ЗАМЕДЛЯЮЩЕЙ СИСТЕМЫ

Одной из наиболее распространенных в электронике СВЧ является гребенчатая замедляющая система. Анализ ее проводится, как правило, методом «сшивания полей» на границах частичных областей, который позволяет получать результаты с любой точностью. Последняя зависит от числа учитываемых членов ряда. Однако при таких расчетах необходимо сначала задавать геометрические размеры, затем производить расчет характеристик и сравнивать их с требуемой. Чтобы получить хорошее совпадение этих

характеристик, приходится неоднократно корректировать задаваемые размеры, каждый раз повторяя расчеты.

Для ускорения расчетов представляется целесообразным решить обратную задачу — задачу синтеза, т. е. по заданным характеристикам определить геометрию системы. Опишем способ определения геометрии гребенчатой замедляющей системы по заданной дисперсионной характеристике.

Исходным, как и в случае прямой задачи, является дисперсионное уравнение гребенчатой замедляющей системы, полученное методом сшивания полей на границах частичных областей. В целях упрощения отработки методики решено было ограничиться приближением одной волны, хотя рассмотренный способ не налагает никаких ограничений на вид дисперсионного уравнения.

Дисперсионное уравнение гребенчатой замедляющей системы в приближении одной волны имеет вид [1]

$$\frac{d}{l} (\gamma h) \operatorname{th} \left[\frac{\omega}{h} (\gamma h) \right] = \left(\frac{\sin \frac{\beta l}{2}}{-\frac{\beta l}{2}} \right)^2 k h \operatorname{tg} k h. \quad (1)$$

Здесь d — период системы; l — ширина резонатора; h — его высота; ω — высота пространства взаимодействия; k — волновое число; β — фазовая постоянная; $\gamma = \sqrt{h^2 - k^2}$. Данное уравнение получено для бесконечно широкой гребенки. Переход к системе конечной ширины p можно осуществить известным методом [1].

При решении прямой задачи геометрические размеры d , l , h , ω заданы. Уравнение (1) определяет связь только между переменными β и k (коэффициентом замедления и длиной волны). Решение уравнения (1) в этом случае затруднений не вызывает. В задаче синтеза исходной является зависимость β от k , но нужно найти четыре, а для ограниченной гребенки — пять параметров этого уравнения, при которых оно опишет требуемую характеристику.

Для реализации данной задачи предлагается выбрать на дисперсионной характеристике соответствующее число точек (для бесконечно широкой системы — четыре, для системы конечной ширины — пять) и для каждой точки из соотношения (1) получить уравнение с конкретными значениями β , k . В результате образуется полная система нелинейных уравнений относительно неизвестных геометрических размеров.

В случае гребенчатой системы, используя дисперсионную характеристику, можно сразу определить ее период, а также ширину. Действительно, коротковолновая граница полосы пропускания определяется набегом фазы на одном периоде системы $\varphi = \pi$. Но $\varphi = \beta d = \frac{2\pi}{\lambda} k_3 d$ (2), где λ — длина волны; k_3 — коэффициент замедления. Подставляя в (2) значения λ , k_3 , соответствующие $\varphi = \pi$, находим $d = (\lambda/2k_3)_\pi$ (3). Здесь индекс π означает, что данное отношение вычисляется для значений λ , k_3 , соответствующих коротковолновой отсечке. Для длинноволновой отсечки гребенки конечной ширины p [1] $p = (\lambda_n/2)_{0_n}$ (4), где n — число вариаций поля по ширине системы; индекс «0» означает, что λ соответствует точке характеристики при $k_3 = 0$.

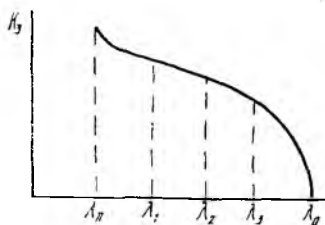
На практике представляет интерес случай $n = 1$. Тогда $p = (\lambda/2)_0$ (5).

В результате неопределенными остаются высота резонатора h , ширина l и высота пространства взаимодействия ω . Для их нахождения из (1) получаем систему трех уравнений

$$\frac{d}{l} \gamma_m \operatorname{th} (\omega \gamma_m) = \left(\frac{\sin \frac{\beta_m l}{2}}{\frac{\beta_m l}{2}} \right)^2 k_m \operatorname{tg} k_m h, \quad (6)$$

где $m = 1, 2, 3$, а значения γ_m, β_m, k_m определяются в трех точках дисперсионной характеристики для значений $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$ (рисунок). Система уравнений (6) справедлива во всех точках, если $k_3 > 1$. В противном случае соответствующие уравнения системы необходимо записать для быстрых волн.

Алгоритм нахождения геометрических размеров рассматриваемой замедляющей системы в общем виде выглядит следующим образом. Сначала проводится анализ системы: имеет ли она конечную ширину или же бесконечна. В первом случае определяется длинноволновая отсечка и по соотношению (5) находится ширина системы. Затем по дисперсионной характеристике определяются координаты λ_π и соответствующее значение k_3 для коротковолновой отсечки (рисунок). По этим данным, используя выражение (3), вычисляется период структуры. На следующем этапе вводятся в программу значения $\lambda_m, k_{3m}, m = 1, 2, 3$ для характерных точек дисперсионной зависимости (рисунок). Выбор значений целесообразно производить для



точек, определяющих границы и центральную длину волны рабочей полосы замедляющей системы. Эти данные служат исходными для вычисления волновых чисел k_m , фазовых постоянных β_m , а также поперечных собственных чисел γ_m . После определения значений k_m, β_m, γ_m во всех трех точках на основании (6) формируется система трех трансцендентных уравнений с тремя неизвестными — искомыми геометрическими размерами рассматриваемой замедляющей системы l, h, w .

Для решения системы нелинейных уравнений приемлем ряд итерационных методов, к числу которых относятся методы Ньютона, Стефенсона и другие [2], программы реализации которых входят в математическое обеспечение ЕС. Однако в результате решения тестовой задачи обнаружилось, что подпрограммы SNEN, SNES, реализующие соответственно методы Ньютона и Стефенсона, не дают однозначных результатов. Это объясняется по-видимому тем, что в систему уравнений (6) входят периодические функции и решение ее в связи с этим неоднозначно. Задать ограниченную область поиска корней системы уравнений в подпрограммах SNEN, SNES нельзя. В результате проведенного поиска программ решения систем нелинейных уравнений выбрана подпрограмма NSOIA [3], имеющая ограничения по определению области существования корней. Использование подпрограммы NSOIA дало положительные результаты, что и позволяет рекомендовать ее для решения данной задачи. По окончании решения системы уравнений (6) на печать выводятся значения λ, k в опорных точках, а также найденные геометрические размеры замедляющей системы d, p, l, h, w .

В качестве тестовой задачи было решено произвести расчет гребенчатой замедляющей системы, данные о которой представлены на рис. VII.8.6 [1]. Исходные данные для ввода в программу получены из приведенных дисперсионных характеристик. Конечными результатами расчета являются геометрические размеры тестовой структуры. Расчет, проведенный по описанной методике, позволил определить геометрические размеры тестовой замедляющей системы, совпадающие с приведенными в работе [1] с погрешностью не более 2 %. Расхождение результатов объясняется погрешностью определения исходных данных по приведенной дисперсионной характеристике, а также использованием дисперсионного уравнения, полученного в приближении одной волны.

Рассмотренная методика расчета геометрии замедляющих систем принципиально не накладывает никаких ограничений на вид дисперсионного уравнения, поэтому возможно повышение точности вычисления геометрических размеров при использовании более высоких приближений в дисперсион-

ном уравнении. Кроме того, предложенный способ определения геометрических размеров замедляющей системы по ее дисперсионной характеристике можно применять при расчете геометрии других типов замедляющих систем.

Список литературы: 1. Силин Р. А., Сазонов В. П. Замедляющие системы. — М.: Сов. радио, 1966. — 632 с. 2. Березин И. С., Жидков Н. П. Методы вычислений. — М.: Наука, 1966. — Т. 1. — 642 с. 3. Powell M. J. A FORTRAN subroutine for solving systems of nonlinear algebraic equation // Numerical methods for nonlinear algebraic equation. New York. — 1970. — P. 87—161.

Поступила в редколлегию 18.06.86

УДК 621.372

Ю. Е. ГОРДИЕНКО, д-р физ.-мат наук, Б. Г. БОРОДИН, канд. техн. наук,
Л. И. СВИДЕРСКАЯ

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ СВЧ-РЕЗОНАТОРОВ С НЕОДНОРОДНО ЛЕГИРОВАННЫМИ ПО ТОЛЩИНЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫМИ СЛОЯМИ

Изучение взаимодействия электромагнитного поля СВЧ-резонаторов с неоднородно легированными полупроводниковыми слоями представляет интерес в связи с разработкой СВЧ-методов их диагностики и созданием твердотельных СВЧ-приборов с отрицательным сопротивлением [1]. При этом важное значение имеет определение теоретических соотношений, описывающих изменение таких параметров СВЧ-резонатора, как резонансная частота и добротность, в зависимости от закона распределения примеси в слое. Не менее важным (но более сложным) является решение обратной задачи — установление закона распределения примеси по известным зависимостям указанных параметров резонатора от воздействия неоднородно легированного слоя на его электромагнитное поле.

Круг диагностических задач должен содержать также определение эффективных способов изменения воздействия для более точной идентификации закона распределения примеси. Дальнейший анализ ориентирован в основном на развитие СВЧ-методов и средств диагностики неоднородно легированных слоев.

Известные ограничения вольт-фарадного метода предопределяют, в первую очередь, интерес к исследованию СВЧ-методом диффузионных структур с глубиной неоднородного слоя более 10 мкм и эпитаксиальных структур $p-n$ -типа с переходными слоями, сравнимыми по толщине с эпитаксиальной пленкой.

В первом случае закон распределения примеси определяется однозначно граничными условиями при диффузии и для неограниченного источника имеет вид [2]

$$N(x, t) = N_0 \operatorname{erfc} \frac{x}{2\sqrt{Dt}}, \quad (1)$$

для ограниченного

$$N(x, t) = \frac{Q}{\sqrt{\pi Dt}} \exp\left(-\frac{x^2}{4Dt}\right). \quad (2)$$

где N — концентрация примеси; x — координата; t — время диффузии; D — коэффициент молекулярной диффузии; Q — количество примеси в ограниченном источнике единичной площади. Следовательно, прямая задача описания взаимодействия СВЧ-резонатора с диффузионными структурами должна решаться для известного закона распределения примеси, а значит, и удельной электропроводности по глубине слоя. Обратная задача также упрощается и сводится к определению характеристических параметров N_0 , Dt для каждого из законов (1), (2). При изучении взаимодействия с эпитаксиальными структурами p — n -типа обе задачи усложняются в связи с неопределенностью характера закона распределения примеси в переходном слое.

Для решения прямых задач с известным законом распределения электропроводности применим хорошо разработанный для задач о резонаторах с неоднородно ферритовым заполнением вариационный метод [3]. Время вычисления параметров резонатора в одной точке на ЭВМ типа ЕС-1050 составляет около 30 с, а о сложности подготовки и отладки программы можно судить по выражению для матричного элемента при экспоненциальном законе распределения электропроводности $\sigma(z) = \sigma_{исх} (1 + \frac{\Delta\sigma}{\sigma_{исх}} e^{-az})$:

$$\begin{aligned} \mathcal{E}_{nm} = \int_V \epsilon_0 \epsilon_1 E_n E_m dV = \frac{2}{l} \left\{ \frac{z_1}{2} + \frac{(z_0 - z_2)}{2} + \frac{1}{4\beta} (\sin 2\beta z_2 - \sin 2\beta z_1) + \right. \\ \left. + \epsilon_1 \left(\frac{z_2 - z_1}{2} - \frac{\sin 2\beta z_2 - \sin 2\beta z_1}{4\beta} \right) + i \epsilon_1 \operatorname{tg} \delta \left[\frac{z_2 - z_1}{2} - \frac{\sin 2\beta z_2 - \sin 2\beta z_1}{4\beta} + \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{\Delta\sigma}{\sigma_{исх}} \left[\frac{1 - e^{a(z_1 - z_2)}}{a} - \frac{e^{a(z_1 - z_2)}}{a^2 + 4\beta^2} (-a \cos 2\beta z_2 + 2\beta \sin 2\beta z_2) + \right. \right. \right. \\ \left. \left. \left. + \left(\frac{-a \cos 2\beta z_1 + 2\beta \sin 2\beta z_1}{a^2 + 4\beta^2} \right) \right] \right\}, \quad m = n, \end{aligned}$$

где $\operatorname{tg} \delta = \frac{\sigma_{исх}}{\omega \epsilon \epsilon_0}$; $\beta = \frac{\pi n}{z_0}$; $\sigma_{исх}$ — электропроводность образца до легирования; z_0 , z_1 , z_2 — координаты; l — длина резонатора; ϵ_1 — диэлектрическая проницаемость; ϵ_1 — относительная диэлектрическая проницаемость материала полупроводника. Если $m \neq n$, выражение для матричного элемента $\mathcal{E}_{nm}$ имеет более громоздкий вид.

Очевидная простота реализации задачи на ЭВМ обусловлена в данном случае возможностью выполнения интегрирования в аналитическом виде при определении матричных элементов. При произвольном законе распределения электропроводности такая

возможность отсутствует, что существенно увеличивает время счета и усложняет общий алгоритм решения.

Обратная задача СВЧ-диагностики диффузионных структур по постановке не содержит трудностей, так как сводится к обратной задаче двухпараметрового контроля. В то же время обратная задача диагностики переходных слоев в структурах $p-n$ -типа не определена в теоретическом и экспериментальном отношениях. Прежде чем решать эти вопросы, целесообразно обосновать подходящий и менее сложный подход в решении соответствующей прямой задачи. Отметим, что экспериментальная техника диагностики неоднородно легированных слоев должна обеспечить вариацию воздействия образца на поле СВЧ-резонатора. Простейшим способом осуществления вариации является перемещение образца относительно пучности или узла электрической составляющей поля. Поэтому СВЧ-резонаторы на основе регулярных волноводов будут предпочтительнее в этом случае как измерительные преобразователи по сравнению с резонаторами с сосредоточенной емкостью. В частности, достаточно удобно применение цилиндрического резонатора с H_{012} -видом колебаний, образованного двумя соосными частями, в зазоре между которыми размещается исследуемый образец [4]. При этом вариация включения образца осуществляется перемещением одного из настроечных бесконтактных поршней с соответствующей настройкой резонатора на частоту СВЧ-генератора другим поршнем в противоположном торце. Такая конфигурация ИП с образцом изображена на рис. 1, а. При идеальном расположении плоскопараллельного образца в соответствии с изложенными ранее положениями [5] теоретический анализ такой системы возможен в одномодовом приближении с учетом комплексного характера постоянных распространения в регулярных частичных областях I, II, III. В работе [5] был развит основанный на одномодовом приближении подход, который ориентирован на возможность получения аналитических выражений для отдельных законов распределения электропроводности в тонких слоях.

Используя аналогичные исходные предпосылки и методику представления поля в условно выделенных бесконечно тонких однородных областях, можно получить более общие соотношения для численного анализа:

$$\begin{aligned} \operatorname{th} \gamma_1 z_1 &= -Y_{12} \frac{A_1 + \gamma_{21} \Delta z}{1 + A_2 \gamma_{21} \Delta z}; \\ A_1 &= Y_{23} \frac{A_2 + \gamma_{22} \Delta z}{1 + A_2 \gamma_{22} \Delta z}; \\ &\dots \dots \dots \\ A_{n-1} &= Y_{n1} \operatorname{th} \gamma_1 H. \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь γ_{2i} — коэффициент распространения в i -м слое, $\gamma_{2i} = \alpha_{2i} + i\beta_{2i}$;

$$\alpha_{2i} = \frac{2\pi}{\lambda_0} \sqrt{\frac{\epsilon_{2i}}{2} \left\{ \sqrt{\operatorname{tg}^2 \delta_{2i} + \left[1 - \frac{1}{\epsilon_{2i}} \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_{\text{кр}}} \right)^2 \right]^2} - \left[1 - \frac{1}{\epsilon_{2i}} \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_{\text{кр}}} \right)^2 \right] \right\}};$$

$$\beta_{2i} = \frac{2\pi}{\lambda_0} \sqrt{\frac{\epsilon_{2i}}{2} \left\{ \sqrt{\tan^2 \delta_{2i} + \left[1 - \frac{1}{\epsilon_{2i}} \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_{кр}} \right)^2 \right]^2} + \left[1 - \frac{1}{\epsilon_{2i}} \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_{кр}} \right)^2 \right] \right\}};$$

λ_0 — резонансная длина волны; $\lambda_{кр}$ — критическая длина волны резонатора; $Y_{i,i+1} = \gamma_i/\gamma_{i+1}$ для H -видов колебаний; $Y_{i,i+1} = \frac{\epsilon_i}{\epsilon_{i+1}} \cdot \frac{\gamma_{i+1}}{\gamma_i}$ для E -видов колебаний. Это представление имеет вид рекуррентных соотношений и позволяет исследовать изменение резонансной частоты и добротности резонатора практически при любом значении распределения электропроводности воздействующей структуры по толщине, в том числе заданной графически. Добротность резонатора Q можно связать с параметром α_1 , характеризующим незаполненную часть резонатора [5].

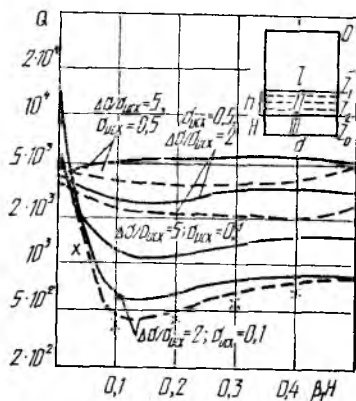


Рис. 1

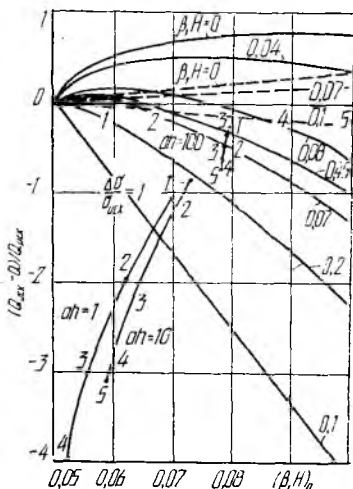


Рис. 2

На рис. 1, 2 представлены данные численного исследования зависимости добротности цилиндрического резонатора с H_{01n} -видом колебаний от параметров образца при экспоненциальном законе распределения электропроводности. Сплошными ($ah = 1$) и пунктирными ($ah = 10$) линиями обозначены результаты численных оценок по выражению (4), а знаковыми точками — оценок вариационным методом. В последнем случае использован базис из 50 H_{01n} -функций. Увеличение количества базисных функций от 20 до 50 улучшало точность результатов на 15 %, однако время вычисления одной точки на ЭВМ типа ЕС-1050 возрастало от 30 с до 2,5 мин. Ввиду наличия неоднородности электропроводности по координате z возможно предположение о необходимости учета E_{01n} собственных функций в усеченном базисе. Для проверки в точках $\beta_1 H = 0,1$ использован базис из 12 H_{01n} -функций и 8 E_{02n} -функций. Отклонения оценок не наблюдались. Эти данные, по

нашему мнению, свидетельствуют о допустимости численного исследования решений прямой задачи о взаимодействии неоднородно легированных по толщине полупроводниковых структур на параметры СВЧ-резонаторов с помощью соотношения (4). Сложность вычислений при этом подходе практически не зависит от закона распределения электропроводности. Между тем при вариационном методе только для экспоненциального и линейного законов вычисления не очень сложны.

Проанализируем возможность экспериментального определения характеристических параметров закона распределения электропроводности. Рассмотрим зависимости изменения добротности Q резонатора (рис. 2) по сравнению с однородной структурой ($Q_{исх}$) от степени включения образца в поле H_{012} -резонатора и параметров закона. Здесь сплошными и пунктирными линиями соответственно обозначены зависимости, полученные для $ah = 1$, $ah = 100$. Представленные данные свидетельствуют о том, что существует экспериментально регистрируемое изменение добротности в области значений $\Delta\sigma/\sigma_{исх} \geq 0,2$, $ah \leq 100$, вызванное указанной неоднородностью легирования. Кроме того, абсолютное значение изменения и его знак зависят от степени включения, определяемого в данном случае как фазовое расстояние образца от одного из торцов резонатора $\beta_1 H$. Для количественных оценок полезно учитывать зависимость добротности H_{012} -резонатора с однородным образцом от степени его включения, которую нетрудно получить при численном решении уравнения [5]

$$\operatorname{th} \gamma_1 z_1 = - \frac{\gamma_1}{\gamma_2} \frac{\operatorname{th} \gamma_2 h + \frac{\gamma_1}{\gamma_2} \operatorname{th} \gamma_1 H}{1 + \frac{\gamma_1}{\gamma_2} \operatorname{th} \gamma_2 h \operatorname{th} \gamma_1 H}. \quad (5)$$

Учитывая необходимость двухпараметрового контроля значений $\Delta\sigma/\sigma_{исх}$, ah в этом случае можно экспериментально определять изменение добротности, когда $\beta_1 H = 0,1$, и фазовое расстояние $(\beta_1 H)_0$, при котором это изменение равно нулю. На рис. 2 даны соответствующие номограммы, свидетельствующие о практической реализуемости предлагаемого подхода. Однако необходимость дважды измерять добротность резонатора для определения ее изменения существенно ограничивает точность контроля.

Заметим, что значение $(\beta_1 H)_0$ находится с погрешностью $\pm 7\%$, так как при этом равенство добротности определенному значению устанавливается по индикаторному прибору с высокой точностью. Поэтому для повышения точности двухпараметрового контроля целесообразно вместо $(Q_{исх} - Q)/Q_{исх}$ определять другую количественную характеристику результата воздействия образца, устанавливаемую, например, такой же простой измерительной процедурой, как $(\beta_1 H)_0$.

Рассмотрим зависимость сигнала фотопроводимости при СВЧ-смещении образца в H_{012} резонаторе от степени его включения и па-

раметров закона распределения электропроводности (рис. 3). Для однородного и неоднородного образца в предположении слабого поглощения ($\Delta\sigma_f(z) = \text{const}$) указанные зависимости устанавливались путем определения производной от действительных корней уравнений (4), (5) по электропроводности $\sigma_{\text{исх}}$. Анализ данных рис. 3 показывает, что степень включения образца, при которой сигналы фотопроводимости однородного и неоднородного образцов равны нулю, $(\beta_1 H)_1$ не совпадает с $(\beta_1 H)_0$ и зависит от ah , $\Delta\sigma/\sigma_{\text{исх}}$.

Следовательно, можно осуществить двухпараметровый контроль структур с экспоненциальным распределением электропроводности путем определения значений $(\beta_1 H)_0$, $(\beta_1 H)_1$. Соответствующие номограммы взаимосвязи измеряемых и кон-

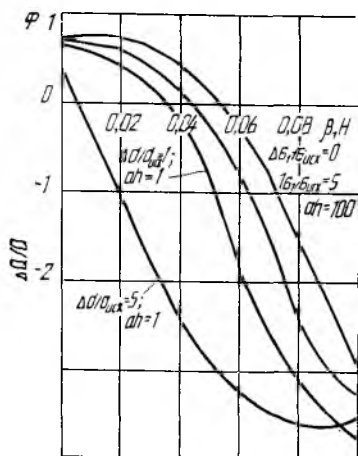


Рис. 3

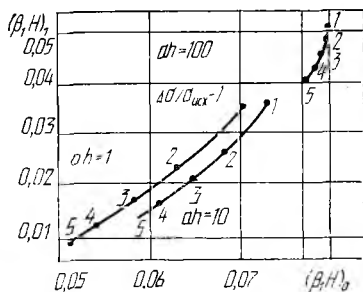


Рис. 4

тролируемых значений представлены на рис. 4. Аналогичные зависимости и номограммы можно рассчитать в сравнении с противоположным включением образцов (более высокопроводящей плоскостью к узлу электрического поля в резонаторе) вместо сравнения с однородным. Такой вариант организации измерений имеет несколько меньшую чувствительность, однако проще для практического осуществления. При произвольном законе распределения электропроводности особых трудностей в решении прямой задачи по алгоритму (4) не будет.

Значения изменения добротности и сигнала фотопроводимости для различной степени включения образца в поле резонатора $\beta_1 H$ хорошо разделяются при разных ah и $\Delta\sigma/\sigma_{\text{исх}}$, что обеспечивает экспериментальную основу установления закона распределения, т. е. экспериментальную зависимость одной из этих величин от $\beta_1 H$ можно использовать для установления функции $\sigma_2(z)$ по приведенному алгоритму (рис. 2, 3).

Алгоритм апробирован при исследовании диффузионной структуры с распределением электропроводности вида (2). Получено

удовлетворительное совпадение с результатами исследования этого образца вольт-фарадным методом при последовательном сошлифовывании.

Для решения обратной задачи нельзя дать общего алгоритма. Если хотя бы приближенно известен характер закона, можно воспользоваться предложенной в работах Тихонова [6] методикой, основанной на минимизации функционала вида

$$F[\lg \delta(z)] = \frac{1}{4\pi^2} \sum_{j=1}^N \left[\left(\frac{z_1}{Q} \right)_{j_{\text{экс}}} - \left(\frac{z_1}{Q} \right)_{\text{теор}} \right]^2.$$

Список литературы: 1. Гаврилин В. В., Григулис Ю. К., Пориньш В. М. Электромагнитные радиоволновые приборы для контроля слоев полупроводниковых и металлических структур.— Рига: Зинатне, 1982.— 162 с. 2. Локтаев Ю. М., Нисневич Я. Д. Диффузионные процессы в производстве силовых полупроводниковых приборов.— М.: Информэлектрон, 1980.— 47 с. 3. Никольский В. В. Вариационные методы для внутренних задач электродинамики.— М.: Наука, 1967.— 460 с. 4. Установка для безэлектродного измерения времени жизни носителей заряда в полупроводниках / Ю. Е. Гордиенко, Ю. А. Дудкин, Б. Г. Бородин, Д. А. Федотов / Приборы и техника эксперимента.— 1983.— № 2.— С. 204—207. 5. Гордиенко Ю. Е. Определение характеристик объемного резонатора со слоистым заполнением / Радиотехника.— 1982.— № 6.— С. 17—23. 6. Тихонов А. Н., Арсенин В. Я. Методы решения некорректных задач.— М.: Наука, 1974.— 223 с.

Поступила в редколлегию 20.05.86

УДК 621.373

А. И. БОРОДКИН, канд. физ.-мат. наук, *Б. М. БУЛГАКОВ*, канд. физ.-мат. наук, *Ю. Г. КОЧУРОВСКИЙ*, *В. Н. ПОДШИВАЛОВ*, канд. техн. наук, *А. В. РОДИОНОВ* канд. техн. наук, *В. В. СМОРОДИН*, канд. физ.-мат. наук, *Ю. Д. ЧИСТЮХИН*

ГЕНЕРАТОР ГАННА С РАСПРЕДЕЛЕННЫМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ

Генераторы Ганна и лавинно-пролетный полупроводниковый диод (ЛПД) представляют собой наиболее распространенные полупроводниковые источники колебаний СВЧ. В определенной мере эти приборы служат полупроводниковыми аналогами клистрона. Общим для них является сосредоточенный характер взаимодействия носителей заряда с СВЧ-полем резонатора, что существенно ограничивает объем пространства взаимодействия и генерируемую мощность.

Представляется интересным создание полупроводниковых аналогов электровакуумных СВЧ-приборов с распределенным взаимодействием. Для реализации такого взаимодействия необходимо замедлить электромагнитную волну в полупроводнике в 10^3 раз по сравнению со скоростью света, так как в твердотельной плазме из-за рассеяния носителей заряда фазовыми их скорость не превышает $(2-3) \cdot 10^7$ см/с. Однако в однородной твердотельной плазме волны, обладающие столь малыми фазовыми скоростями, неизвестны. Основным параметром, ограничивающим возможности понижения скорости плазменных и магнитоплазменных волн, является высокая частота соударений электронов [1]. Поэтому следует использовать внешние электродинамические структуры, обеспечивающие необходимые замедления СВЧ-волны.

По-видимому, идею о возможности создания полупроводникового аналога лампы бегущей волны (ЛБВ) впервые сформулировал Пирс в 1950 г. [2]. Теоретическому анализу этой задачи посвящена работа [3]. Результаты экспериментальной проверки возможности взаимодействия электронов проводимости с медленной волной в замедляющей системе, нанесенной на поверхность антимоноида индия и кремния, изложены ранее [4]. Однако наблюдавшиеся в опытах инкременты нарастания оказались существенно меньшими, чем это предсказывалось теорией.

Главными причинами слабого взаимодействия в системе являются: сильное спадание СВЧ-поля в поперечном направлении (влияние этого фактора усугубляется необходимостью введения изолирующего слоя между

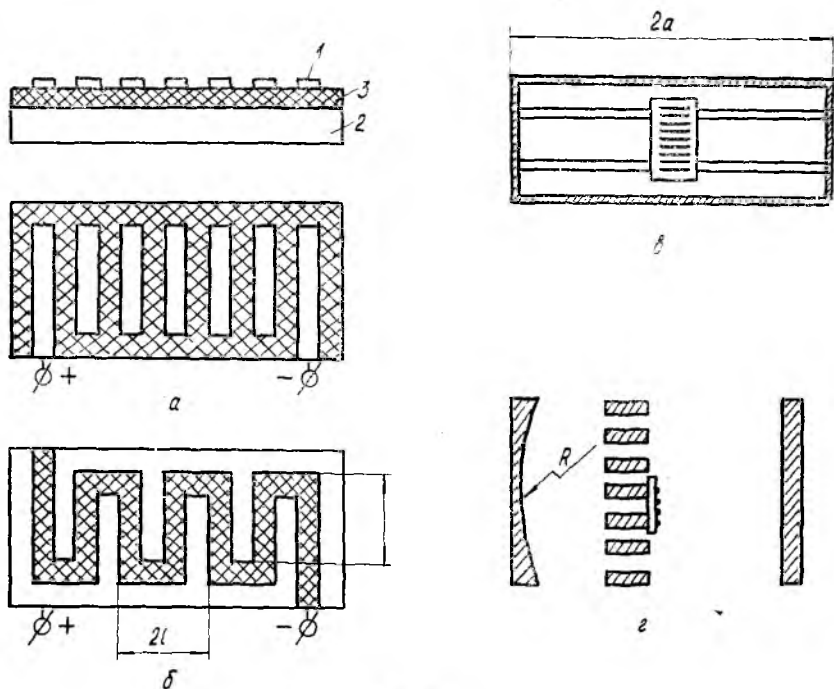


Рис. 1

замедляющей системой и проводящим слоем полупроводника); интенсивное затухание СВЧ-поля в продольном направлении, обусловленное потерями в поверхностном слое полупроводника, и в замедляющей системе. Этих недостатков в значительной мере лишен прибор (рис. 1), предложенный в работе [5].

В этом генераторе замедляющая система 1 наносится непосредственно на поверхность эпитаксиальной пленки арсенида галлия *n*-типа, выращенной на полуизолирующей подложке 2. Ламели замедляющей системы образуют омические контакты с поверхностью полупроводника. Поэтому, когда между соседними ламелями замедляющей системы, изолированными по постоянному току, прикладывается постоянное напряжение, превышающее пороговое, возбуждаются ганновские колебания, запитывающие замедляющую систему. В таком приборе в зависимости от периода замедляющей системы возможны асинхронный и синхронный режимы работы. В асинхронном режиме бегущая волна замедляющей системы не оказывает обратного

влияния на домены в диодах. При синхронизме волны с доменами появляется дополнительная положительная обратная связь, которая может повысить эффективность взаимодействия в системе.

Так как время прохождения доменов в парциальном диоде Ганна примерно равно периоду генерируемых колебаний, для обеспечения синхронизма с волной сдвиг фазы на периоде замедляющей системы должен соответствовать 2π . Это условие обеспечивается на одной из пространственных гармоник нулевого вида колебаний. Такой вид колебаний можно возбудить в замедляющей системе, помещенной в резонатор при дифракции его квазиплоской волны на ламелях замедляющей системы, аналогично тому, как это происходит в электровакуумных приборах типа ладертрон, оротрон, ГДИ. Длина волны генерируемых колебаний в этом случае определяется резонансной частотой колебательного контура.

Таким образом, рассматриваемый полупроводниковый генератор представляет собой N последовательно по СВЧ-полю включенных генераторов Ганна, связанных с внешним резонатором посредством быстрой, отрывающейся волны замедляющей системы. Важным достоинством описываемого генератора является отсутствие затухания волн вдоль замедляющей системы, поскольку групповая скорость в данном направлении равна нулю. С точки зрения подключения замедляющей системы к источнику питания возможны два варианта, соответствующие последовательному или параллельному включению диодов. В первом случае замедляющую систему можно выполнить в виде разомкнутой лестничной системы (рис. 1,а). Для параллельного включения системы можно использовать встречно-штыревую систему (рис. 1,б).

Преимуществом последней является низковольтность и большая надежность, так как выход из строя нескольких диодов не приведет к выходу из строя генератора. Кроме того, при параллельном подключении диодов менее жесткие требования предъявляются к однородности полупроводниковой пленки, в то время как в случае последовательного включения диодов, имеющих разброс по сопротивлению, часть диодов может вообще не работать.

Для реализации режима синхронного взаимодействия электронов дрейфа и медленной волны в замедляющей системе и связи с резонатором на быстрой, «отрывающейся волне» период системы должен определяться из соотношения $c/v_n = n\lambda/l$, где c , v_n — скорость света и n -й пространственной гармоники; l — период замедляющей системы.

В описываемых далее экспериментах использовались замедляющие системы с параметрами $s = 0,4$; $0,8$ мм; $l = 0,018$ мм. Встречно-штыревая система формировалась на эпитаксиальной пленке GaAs, выращенной на полуизолирующей подложке. Применялись два варианта пленок — с контактным слоем и без него. В обоих случаях ламели образовывали омические контакты с эпитаксиальной пленкой. Профиль замедляющей системы формировался методом фотолитографии.

Исследования выполнены в волноводном и открытом резонаторах (рис. 1,в, г). В волноводный резонатор трехсантиметрового диапазона параллельно широкой стенке волновода вводились два бруса высотой $h \ll \lambda/2$, на которых располагалась полупроводниковая пленка с замедляющей структурой. Брусья были изолированы по постоянному току от волновода, по ним подавалось напряжение смещения на структуру. Режим исследования импульсный, длительность импульса 2 мкс, частота повторения 500—1000 Гц.

Зависимость частоты и генерируемой мощности исследованных пленок от положения короткозамыкающего поршня показана на рис. 2,а. Там же представлена расчетная зависимость резонансной частоты волноводного контура от его длины L . Расчетные и экспериментальные кривые совпадают только в начале зоны генерации, в дальнейшем наклон экспериментальной зависимости меньше, чем расчетной. Это может быть обусловлено затягиванием генерируемого сигнала на частоте внутреннего резонанса в системе. Полученные мощности составляют 50 мВт в импульсе. Такой сравнительно

низкий уровень мощности обусловлен, по-видимому, неоптимальной геометрией системы, а также большим контактным сопротивлением.

Описываемые полупроводниковые структуры испытывались также в открытом резонаторе восьмимиллиметрового диапазона, между зеркалами которого находилась дифракционная решетка [4]. Полупроводниковая пленка располагалась на двух брусках решетки так, что штыри замедляющей структуры были перпендикулярны к электрическому полю волны в резонаторе. Наблюдались два режима работы, отличавшиеся напряжением питания и частотой генерируемых колебаний. Один из них возбуждался при напряжениях смещения $7 < u < 12$ В. Колебания с частотой 37 ГГц были слабо связаны с открытым резонатором и излучались из решетки даже в отсутствии зеркал. Во втором, более низковольтном режиме ($5 < u < 7$ В) частота колебаний контролировалась открытым резонатором и колебания срывались при внесении в резонатор рассеивающего тела. В этом режиме

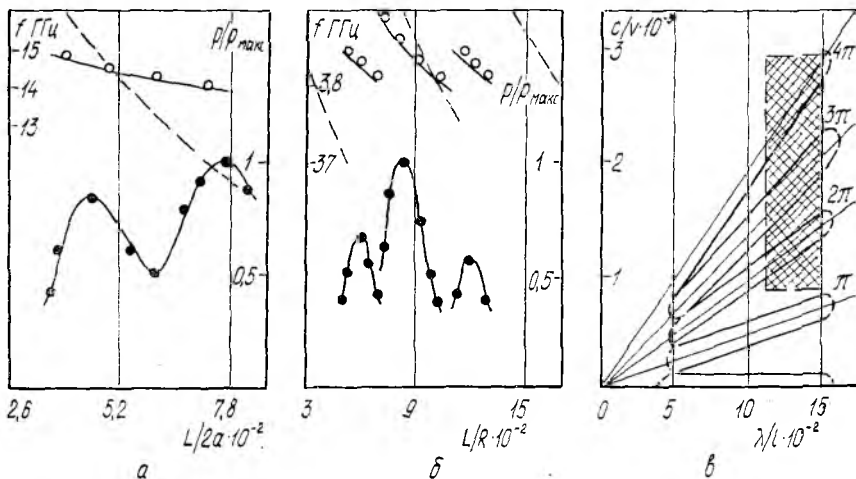


Рис. 2

генерировались колебания с частотой 38—39 ГГц и мощностью примерно 1 мВт. Зависимость частоты и мощности от расстояния между зеркалами дана на рис. 2,б.

Вопрос о реализации синхронизма между доменами Ганна и медленными волнами в замедляющей системе сложен. На рис. 2,а показана дисперсионная зависимость $\frac{c}{v_n} \left(\frac{\lambda}{e} \right)$ для первых четырех пространственных гармоник, полученная по формулам [5]

$$\frac{c}{v_n} = \frac{s}{l} \sqrt{\frac{\epsilon_0 + 1}{2}} + m \frac{l}{2},$$

где $m = \pm 1, \pm 2, \dots$, с учетом диэлектрической постоянной полупроводника ϵ_0 и того обстоятельства, что замедляющая система граничит со средой с $\epsilon = 1$.

Отсутствие информации о скорости доменов в системе затрудняет получение ответа на вопрос, находится ли наблюдаемое излучение в синхронизме с какой-либо из медленных волн в системе. Поэтому можно указать лишь область параметров (штриховка на рис. 2,в), где такой синхронизм может иметь место. По оси абсцисс она ограничена длинами волн, генерируе-

мыми в системе, по оси ординат — скоростями дрейфа, характерными для электрических полей, реализуемых в работающем диоде Ганна.

Проведенные эксперименты являются предварительными работами, направленными на отыскание путей реализации распределенного взаимодействия в полупроводниковых структурах. Можно надеяться, что дальнейшие исследования описанной системы и оптимизация ее параметров позволят создать мощные полупроводниковые СВЧ-генераторы.

Список литературы: 1. *Взаимодействие электронного пучка с поверхностными волнами в полупроводниковой плазме* / А. И. Бородин, В. М. Яковенко, Г. Я. Левин, Ю. В. Майстренко // Физика твердого тела. — 1970. — 12, № 5. — С. 1515—1520. 2. *Митсуо К., Шиого К. Перестраиваемый полупроводниковый генератор СВЧ* // Радиотехника СВЧ. — 1973. — № 4. — С. 1—20. 3. *Викулов И. В., Тагер А. С. Взаимодействие дрейфующих носителей тока с бегущим электрическим полем при наличии соударений* // Радиотехника и электроника. — 1969. — 14, № 11. — С. 1977—1986. 4. *Полупроводниковый генератор миллиметрового диапазона с квазиоптической резонаторной системой* / А. И. Бородин, Б. М. Булгаков, В. А. Матвеева и др. // Письма в журн. техн. физики. — 1979. — № 5. — С. 285—288. 5. *Тараненко З. И., Трохименко Я. К. Замедляющие системы.* — К.: Техніка, 1965. — 310 с.

Поступила в редколлегию 24.05.85

УДК 535.24

А. Б. КАТРИЧ, канд. физ.-мат. наук, В. В. КАМЫШАН, канд. физ.-мат. наук,
В. М. КУЗЬМИЧЕВ, д-р физ.-мат. наук, А. В. ХУДОШИН

ПРИМЕНЕНИЕ БОЛОМЕТРИЧЕСКИХ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ПУЧКОВ ИЗЛУЧЕНИЯ

Эффективность применения лазерных источников излучения в научных исследованиях и технологических процессах связана с надежным контролем за основными пространственно-энергетическими характеристиками пучка: его полной энергией или мощностью; положением энергетической оси в пространстве; поляризацией; распределением интенсивности по сечению и др. Существенными преимуществами по сравнению с известными устройствами для измерения перечисленных параметров обладают болометрические измерительные преобразователи решетчатого типа [1]. Основными являются высокая лучевая прочность и незначительное взаимодействие с излучением ввиду малого фактора эффективности поглощения металлических цилиндров и большого по сравнению с диаметром и длиной волны расстояния между ними. Чувствительность к состоянию поляризации определяется цилиндрической формой болометров [2]. Для измерения ряда интегральных пространственных характеристик в работе [3] предложен профильный измеритель, у которого регистрируется приращение сопротивления каждого болометрического элемента.

Известны методики определения основных пространственно-энергетических интегральных характеристик пучка по данным от одного профильного болометрического преобразователя в виде двух решеток параллельных, эквидистантно расположенных болометров. Однако вместо основной пространственной характеристики — диаграммы направленности — с его помощью можно найти только профильные распределения, т. е. наборы интегральных данных вида

$$U_k = C \int_{L_k} f(x, y) dl, \quad (1)$$

где интегрирование ведется вдоль оси болометра с номером k ; C — коэффициент, учитывающий чувствительность и диаметр болометров.

Совокупность сигналов U_k от одной решетки фактически представляет собой проекцию функции распределения (ФР) интенсивности излучения в направлении осей болометров. Но задача восстановления функций распределения различных физических величин по проекциям успешно решается методами машинной томографии [4]. Основной проблемой в данном случае является выбор оптимального метода в соответствии с ограничениями и условиями реальной задачи.

При непосредственном измерении ФР многоэлементным (мозаичным) измерительным преобразователем число каналов регистрации равно количеству элементов изображения N_0 . Для профильного измерителя необходимо $MN = M \times N$ каналов (M, N — число проекций и точек в проекции). Это дает преимущества за счет уменьшения информационных каналов только при $M < N_0/N$ — в случае сохранения одинакового с мозаичным приемником пространственного разрешения.

Анализ погрешности, выполненный в работе [5], в результате дискретизации позволяет для подавляющего большинства ФР использовать до 10 точек в проекции. Число решеток не должно превышать восьми. Это ограничение налагается конструктивным усложнением устройства и возрастанием мощности потерь P на поглощение и рассеяние на цилиндрах $P = 2MdP_0/\lambda$, где d — диаметр цилиндра; λ — шаг решетки. Реальная погрешность измерения сопротивления, эквивалентная зашумленности исходных данных, составляет 5—10 %. Представленные условия являются определяющими в случае отбора методик восстановления ФР по профильным распределениям.

При восстановлении по проекциям используются две группы методов — интегральных преобразований и алгебраического восстановления. Первая группа — основная в медицинских приложениях томографии. Однако качество реконструкции при числе проекций, меньшем 16, по данным работы [4] и по результатам численного эксперимента авторов неудовлетворительно даже для простейших функций. Алгебраические методы значительно эффективнее и устойчивее к шумам при малом числе проекций [6].

Основой всех алгебраических методов является дискретизация системы интегральных уравнений (1), приведение ее к системе линейных алгебраических уравнений с последующим ее решением:

$$U_k = \sum_{i=1}^{N_0} A_{ki} f_i, \quad k = \overline{1, MN}. \quad (2)$$

Наиболее простой способ дискретизации системы (1) — аппроксимация ФР в пределах элемента изображения полиномом нулевой степени. Тогда A_{ki} равны длинам болометров, проходящим через данный элемент, и матрица имеет размеры $MN \times N_0$. Кроме простоты реализации, интерполяция нулевого порядка имеет важное преимущество. Для четырех решеток, расположенных через 45° таким образом, что в центрах элизов пересекаются все четыре болометра, количество ненулевых элементов в матрице сокращается до $4N_0$. Их положение легко вычисляется. При $N_0 = 100$ это означает уменьшение требуемого объема оперативной памяти на порядок, а также соответствующее ускорение процесса обработки по сравнению со случаем произвольного размещения болометров и решеток.

Удовлетворительные результаты получены методом параметризации, когда неизвестная ФР представляется в виде разложения по системе известных функций. Разновидностью этого метода можно считать аппроксимацию локальным бикубическим сплайном, когда строится

$$S(x, y) = \sum_{p=0}^3 \sum_{q=0}^3 f_{pq} C_{pq}(x, y), \quad (3)$$

где f_{pq} — значения искомой функции в ближайших к элементу изображения 16 точках сетки; $C_{pq}(x, y)$ — известные бикубические полиномы. Подставляя зависимость (3) в исходную систему (1), после интегрирования и перегруппировки коэффициентов получаем систему вида (2). В связи с условием максимального сокращения числа измерительных каналов следует решать существенно недоопределенную систему (2). В этом случае помимо итерационного процесса можно применять только методы псевдообращения [7] с использованием метода наименьших квадратов из-за значительной зашумленности данных.

Сравнение результатов машинных экспериментов показало, что наиболее устойчивым, кроме итерационного, явился метод псевдообращения с разложением по сингулярным числам и дополнительным регуляризующим условием минимальности нормы получаемого решения. Он дает примерно одинаковую с другими погрешность в случае хорошо обусловленных матриц (число обусловленности до 10^3). В противном случае метод сингулярных разложений имеет несомненные преимущества, поскольку позволяет получать решения даже сильно недоопределенных систем (2) при $MN < 0,5N_0$.

С помощью разработанного пакета программ были исследованы зависимости погрешностей восстановления от взаимной ориентации системы болометров, сетки разбиения области восстановления, количества элизов, типа интерполяции ФР и др. Погрешности определяли так:

$$\delta_1 = \frac{\max |f_T - f_B|_i}{\max (f_T)_i}; \quad \delta_2 = \frac{\sum_{i=1}^{N_0} |f_T - f_B|_i}{\sum_{i=1}^{N_0} (f_T)_i}; \quad \delta_3 = \frac{[N_0 \sum_{i=1}^{N_0} (f_T - f_B)_i^2]^{0,5}}{\sum_{i=1}^{N_0} (f_T)_i}, \quad (4)$$

где f_T — точное значение ФР в i -й точке; f_B — восстановленное значение. Практически во всех ситуациях качественные отличия от точного значения наиболее объективно описывает линейная погрешность δ_2 . При $\delta_2 > 15\%$ большинство полученных распределений отличается от исходных, т. е. восстановление является неудовлетворительным. Достаточное соответствие исходных и полученных функций наблюдается для $\delta_2 < 10\%$. Результаты моделирования на ЭВМ продемонстрировали возможность надежного восстановления ФР по профильным распределениям при 4—6 проекциях ($N_0 = 64$ —400).

Болометрические элементы имеют постоянную времени, линейно увеличивающуюся с ростом диаметра. При $d = 10$ мкм временное разрешение не превышает нескольких миллисекунд, следовательно, для регистрации сигналов целесообразно применять схему с последовательным подключением болометров к одному аналого-цифровому преобразователю с циклом менее 100 мкс. Это существенно упрощает измерительный тракт и повышает точность и надежность благодаря использованию единого для всех датчиков канала преобразования. Данные предпосылки легли в основу разработанного устройства для автоматической регистрации информации профильного измерителя.

Конструктивно приемный элемент выполнен в виде четырех решеток болометров, расположенных друг за другом в параллельных плоскостях, перпендикулярных к направлению распространения излучения. Решетки развернуты на 45° и содержат: две — по 11 болометров; две диагональные — по 21. Общее число датчиков 64. Каждый болометр подключен к соответствующему каналу аналогового коммутатора, выход которого соединен с восьмиразрядным АЦП с временем преобразования 40 мкс. В состав устройства входят также арифметическое и оперативное запоминающее устройства (ОЗУ) на 512 байт, восьмиразрядный цифро-аналоговый преобразователь (ЦАП), преобразователь кода и схема управления.

Цикл измерений начинается с регистрации и записи в ОЗУ начальных сопротивлений болометров. После поступления сигнала запуска система переходит в рабочий режим, когда из поступающего от АЦП значения сопротивления болометра вычитается извлеченное из ОЗУ его начальное значение, а результат записывается в память. Объем ОЗУ позволяет записать восемь полных серий по 64 сигнала. По завершении записи система автоматически переходит в режим индикации, осуществляемой циклически или пошагово. В первом режиме в схеме управления формируются последовательно адреса ячеек ОЗУ, содержащих данную серию. Информация поступает в ЦАП, и профильное распределение в аналоговом виде контролируется на осциллографе либо самописце. В пошаговом режиме параллельный код из ячеек ОЗУ преобразуется в двоично-десятичный и отображается на трехразрядном индикаторе. Одновременно индицируется и номер канала. Система регистрации выполнена на микросхемах серий 176, 564, 572, 590, имеет габаритные размеры стандартного цифрового вольтметра, а также малую потребляемую мощность.

В процессе выполненных испытаний с помощью описанного профильного измерителя определены полная энергия и мощность, состояние поляризации, восстановлен вид функции распределения интенсивности и интегральные пространственно-энергетические характеристики излучения нескольких лазерных установок, в частности расходимость электроионизационного технологического лазера [8]. Возможность определения комплекса параметров в сочетании с высокой лучевой стойкостью болометров и малыми (менее 2 %) потерями энергии на приемном элементе делает профильный измеритель перспективным для использования в системах контроля параметров излучения лазерных технологических установок.

Список литературы: 1. Кузьмичев В. М., Латынин Ю. М., Приз И. А. Решетчатый измеритель энергии импульсов излучения ОКГ // Приборы и техника эксперим.— 1974.— № 2.— С. 194—197. 2. Катрич А. Б., Кузьмичев В. М. Измерение направления поляризации электромагнитного излучения // Импульс. фотометрия.— 1978.— Вып. 5.— С. 129—131. 3. Кузьмичев В. М., Катрич А. Б. К вопросу определения энергетического центра и диаметра пучка излучения ОКГ. // Квантовая электроника.— 1975.— 2, № 1.— С. 177—179. 4. Хермен Г. Восстановление изображений по проекции.— М.: Мир, 1983.— 356 с. 5. Катрич А. Б. Измерение характеристик излучения приемниками с дискретным расположением элементов // Тепловые приемники излучения.— Л., 1983.— С. 88—89. 6. Ценсор Я. Методы реконструкции изображений, основанные на разложении в конечные ряды // Тр. Ин-та инженеров по электротехнике и радиоэлектронике.— 1983.— 73, № 3.— С. 148—160. 7. Уилкинсон, Райнш. Справочник алгоритмов на языке Алгол.— М.: Машиностроение, 1976.— 389 с. 8. Расходимость излучения универсального технологического электроионизационного СО₂-лазера / Н. Г. Басов, В. А. Данилычев, А. Б. Катрич и др. // Применение лазеров в народном хозяйстве: Тез. докл., Звенигород, 12—16 мая 1984 г.— М., 1985.— С. 16—17.

Поступила в редколлегию 25.06.85

УДК 535.232

И. И. КЛЮЧНИК, Л. М. КУЦЕНКО

ТЕПЛОВОЙ РЕЖИМ ПИРОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ СВЧ

Целый ряд отличительных свойств пирозлектрических преобразователей, из которых можно назвать неселективность тепловых приемников, быстродействие и большой интервал рабочих темпе-

ратур, способствуют их использованию в широком диапазоне частот для устройств различного назначения. Менее других изучено применение пиропреобразователей в СВЧ-диапазоне, хотя техника СВЧ — одна из областей, где впервые практически была показана высокая эффективность пироэлектриков как преобразователей тепловых потоков излучения [1].

Исследование пироэлектрических преобразователей СВЧ включает в себя электродинамический, тепловой и электрический этапы, отражающие основные ступени преобразования. На первой ступени определяется часть проходящей по тракту мощности СВЧ, поглощенной пироэлектрическим чувствительным элементом. На второй — решение уравнения теплопроводности позволяет найти распределение температуры в чувствительном элементе при передаче ему посредством диссипации электромагнитной энергии импульсного СВЧ-излучения определенного количества тепла. На третьей ступени по средней температуре пироэлектрического чувствительного элемента находятся параметры отклика пиропреобразователя с учетом характера нагрузочной цепи.

Задачи первого этапа, за исключением простейших случаев, связаны с трудностями математического характера и, как правило, решаются экспериментально при согласовании элементов с линией передачи. Динамические и частотные свойства пиропреобразователей в основном определяются на тепловой и электрической ступенях преобразования. А поскольку последний этап является общим для различных типов пиропреобразователей и поэтому наиболее изученным, исследование их основных характеристик (динамического диапазона, функции преобразования, выходных сигналов) прежде всего связано с нахождением температурного режима, отражающего особенности многочисленных конкретных применений и исполнений. Многообразием краевых условий и видов модуляции различного рода тепловых потоков излучения можно объяснить большое количество работ по тепловой теории пиропреобразователей [1]. Однако преобразователи СВЧ, отличительной чертой которых является возможность объемного поглощения излучения всеми слоями чувствительного элемента, недостаточно изучены, хотя использование их в этом диапазоне перспективно [2].

Как правило, основа любого типа пиропреобразователя — трехслойный чувствительный элемент, представляющий собой пластину пироэлектрика с электродами на плоскостях, перпендикулярных к оси поляризации. Размещение такого элемента в волноводе образует волноводно-диэлектрическую структуру, анализ которой позволяет выделить два предельных варианта конструкций, характеризующихся поглощением мощности СВЧ непосредственно пироэлектрическим элементом либо одним из его электродов, являющимся частью внутренней стенки волновода. В первом случае (сверхтонкие электроды) с учетом изложенного в работе [3] плотность мощности, рассеиваемой СВЧ-полем в пироэлектрике, для основного

типа волны прямоугольного волновода можно представить в виде

$$P = 2\varepsilon_0 \varepsilon Z_0 \omega \operatorname{tg} \delta P \lambda_b / \lambda_0 ab, \quad (1)$$

где ε_0 — диэлектрическая постоянная; ε — диэлектрическая проницаемость материала пьезоэлектрика; Z_0 — волновое сопротивление свободного пространства; ω — круговая частота СВЧ-сигнала; $\operatorname{tg} \delta$ — тангенс угла потерь пьезоэлектрика; P — падающая мощность; λ_b , λ_0 — длина волны в волноводе и в свободном пространстве; a , b — размер широкой и узкой стенки поперечного сечения волновода.

Для второй конструкции, когда преобразователь расположен вне полости тракта и лишь один из его электродов является частью внутренней стенки волновода, например узкой, объемная плотность тепловых потерь в электроде в среднем за период колебаний СВЧ-поля при согласованной нагрузке находится как диссипативные потери, обусловленные конечной проводимостью материала электрода [4]

$$P_y = \frac{\alpha^2 P e^{-\alpha x} \lambda_0 \lambda_b}{\sigma ab Z_0 \lambda_{кр}^2} = P' \alpha^2 e^{-\alpha x}. \quad (2)$$

Здесь α — коэффициент затухания излучения в веществе, $\alpha = 2/\delta$; δ — глубина скин-слоя; x — нормаль к поверхности поглощающего электрода; σ — удельная проводимость материала электрода; $\lambda_{кр}$ — критическая длина волны волновода, $\lambda_{кр} = 2a$.

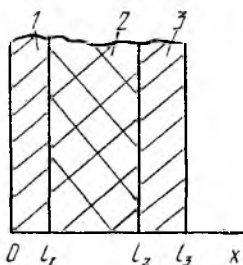


Рис. 1

Численная оценка мощности, поглощенной преобразователем, в каждом из случаев была проведена в соответствии с (1), (2) для используемых в устройствах СВЧ пьезоэлектриков и различных материалов электродов. Результаты этой оценки указывают на более высокую чувствительность преобразователей со сверхтонкими электродами, расположенных в полости волновода. Анализ теплового режима второй конструкции позволяет определить требования к геометрическим и теплофизическим параметрам каждого из слоев чувствительного элемента.

Указанные параметры можно найти из выражений для временного и пространственного распределений температуры, полученных при решении системы одномерных уравнений теплопроводности для трехслойного пьезоэлектрического элемента, толщина которого намного меньше остальных его геометрических размеров (рис. 1):

$$\frac{\partial \theta_i(x, t)}{\partial t} = \kappa_i \frac{\partial^2 \theta_i(x, t)}{\partial x^2} + \frac{F_i(x, t)}{c_i \rho_i}, \quad i = 1, 2, 3; \quad (3)$$

$0 < x < l_1$, $t > 0$ при $i = 1$; $l_1 < x < l_2$, $t > 0$ при $i = 2$; $l_2 < x < l_3$, $t > 0$ при $i = 3$. Решение осуществляется в предположении

однородных начальных условий, идеального теплового контакта между слоями и дополнительных граничных условий, отражающих наличие излучения на поверхности чувствительного элемента, находящегося в вакууме, что часто имеет место при эксплуатации волноводных трактов больших уровней мощности:

$$\theta_i(x, 0) = 0, \quad i = 1, 2, 3; \quad (4)$$

$$\theta_1(l_1, t) - \theta_2(l_1, t) = 0; \quad \theta_2(l_2, t) - \theta_3(l_2, t) = 0;$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \theta_1(x, t)}{\partial x} \Big|_{x=l_1} &= \frac{K_2}{K_1} \frac{\partial \theta_2(x, t)}{\partial x} \Big|_{x=l_1}; \quad K_1 \frac{\partial \theta_1(x, t)}{\partial x} \Big|_{x=0} = h_1 \theta_1(0, t); \\ \frac{\partial \theta_2(x, t)}{\partial x} \Big|_{x=l_2} &= \frac{K_3}{K_2} \frac{\partial \theta_3(x, t)}{\partial x} \Big|_{x=l_2}; \quad -K_3 \frac{\partial \theta_3(x, t)}{\partial x} \Big|_{x=l_3} = h_3 \theta_3(l_3, t). \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь $\theta_i(x, t)$ — прирост температуры в i -м слое чувствительного элемента $\theta_i(x, t) = T_i(x, t) - T_0$; T_0 — температура окружающей среды; i — индекс, указывающий на принадлежность параметра к соответствующему слою; κ_i — температуропроводность; K_i — теплопроводность; c_i — удельная теплоемкость; ρ_i — плотность; $h_i = 4\xi_i GT_0$; ξ_i — испускательная способность поверхностей элемента; G — постоянная Стефана-Больцмана; $F_i(x, t)$ — функция, характеризующая мощность внутренних источников тепла i -го слоя пироэлемента.

Учитывая, что в радиотехнических системах СВЧ наиболее широко применяется импульсная передача мощности с прямоугольной формой посылок

$$P = \begin{cases} P_0, & 0 \leq t \leq \tau_n; \\ 0, & \tau_n < t < T, \end{cases}$$

где τ_n , T — длительность и период следования импульсов излучения, для случая $T \gg \tau_n$ решение уравнения (3) при условиях (4), (5) можно найти с использованием преобразования Лапласа и теоремы смещения:

$$\theta_i(x, t) = \theta'_i(x, t) - \theta'_i(x, t - \tau_n), \quad i = 1, 2, 3.$$

Здесь

$$\theta'_i(x, t - \tau_n) = \begin{cases} 0, & 0 \leq t \leq \tau_n; \\ \theta'_i(x, t'), & t' = t - \tau_n > 0; \end{cases}$$

$\theta'_i(x, t)$ определены для каждого слоя через составляющие клеточной функции Грина, приведенные в работе [5]. Используя обозначения этой же работы, запишем выражение для распределения температуры во втором слое (пирообразце), представляющем наибольший интерес. При этом предполагаем, что поглощение мощности чувствительным элементом происходит лишь в результате рассеяния СВЧ-поля в его электроде, который является частью внутренней стенки волновода:

$$F_1(x, t) = P_y; \quad F_2(x, t) = F_3(x, t) = 0;$$

$$\begin{aligned} \theta_2'(x, t) &= \frac{2l_3^2 \alpha^2 P'}{K_1} \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{1 - e^{-\frac{a_n^2 x_1 t}{l_3^2}}}{(\alpha^2 l_3^2 + a_n^2) a_n B} \right) A \times \\ &\times \left\{ \beta_1 + \alpha l_3 \left[\left(a_n - \frac{\alpha \beta_1 l_3}{a_n} \right) \sin v_1 - (\beta_1 + \alpha l_3) \cos v_1 \right] e^{-a l_1} \right\}; \quad (6) \\ A &= \Omega_1 \cos a_n m_1 \frac{l_2 - x}{l_3} - m_3 \frac{K_3}{K_2} \Omega_2 \sin a_n m_1 \frac{l_2 - x}{l_3}; \\ B &= \omega_1 \sin v_1 + \frac{K_2}{K_1} m_1 \omega_2 \cos v_1 + \frac{l_1}{l_3} \left(\omega_1 \psi_2 - m_1 \frac{K_2}{K_1} \omega_2 \psi_1 \right) + \\ &+ m_1 \frac{l_2 - l_1}{l_3} \left(m_1 \frac{K_2}{K_1} \omega_1 \psi_2 - \omega_2 \psi_1 \right) - m_2 \frac{l_3 - l_2}{l_3} \left(m_3 \frac{K_3}{K_2} \Omega_1 \varphi_2 + \Omega_2 \varphi_1 \right) + \\ &+ m_2 \varphi_1 \cos v_3 - m_2 m_3 \frac{K_3}{K_2} \varphi_2 \sin v_3; \\ \psi_1 &= a_n \sin v_1 - \beta_1 \cos v_1; \quad \psi_2 = a_n \cos v_1 + \beta_1 \sin v_1; \\ \varphi_1 &= \psi_1 \cos v_2 + m_1 K_2 K_1^{-1} \psi_2 \sin v_2; \\ \varphi_2 &= \psi_1 \sin v_2 - m_1 K_2 K_1^{-1} \psi_2 \cos v_2; \\ \Omega_1 &= m_2 a_n \cos v_3 + \beta_3 \sin v_3; \quad \Omega_2 = m_2 a_n \sin v_3 - \beta_3 \cos v_3; \\ \omega_1 &= \Omega_1 \cos v_2 - m_3 K_3 K_2^{-1} \Omega_2 \sin v_3; \\ \omega_2 &= \Omega_1 \sin v_2 + m_3 K_3 K_2^{-1} \Omega_2 \cos v_3; \quad m_1 = \sqrt{\kappa_1 / \kappa_2}; \\ m_2 &= \sqrt{\kappa_1 / \kappa_3}; \quad m_3 = \sqrt{\kappa_2 / \kappa_3}; \quad v_1 = a_n l_1 l_3^{-1}; \\ v_2 &= a_n m_1 (l_2 - l_1) l_3^{-1}; \quad v_3 = a_n m_2 (l_3 - l_2) l_3^{-1}; \end{aligned}$$

$\beta_i = h_i l_3 K_i^{-1}$; a_n — корни трансцендентного уравнения $K_1 \psi_1 \omega_1 + m_1 K_2 \psi_2 \omega_2 = 0$ (7), первый корень которого находится по формуле

$$a_1 = \left[\left(\beta_1 + \frac{K_3}{K_1} \right) \left(\frac{l_1}{l_3} + m_1^2 \frac{K_2}{K_1} \frac{(l_2 - l_1)}{l_3} + m_2^2 \frac{K_3}{K_1} \frac{(l_3 - l_2)}{l_3} \right) \right]^{1/2},$$

остальные — решением уравнения (7) на ЭВМ.

Выражение (6), найденное посредством интегрирования соответствующей клеточной функции Грина, обеспечивает общность решения при различных механизмах поглощения излучения и уменьшении числа слоев. Это, в частности, дает возможность перейти от (6) к решению задачи теплопроводности для однослойного чувствительного элемента, отражающей случай объемного поглощения мощности СВЧ непосредственно в кристалле при размещении пироэлемента (со сверхтонкими электродами) в полости волновода.

Найденное для пироэлектрического чувствительного элемента распределение температуры (6) позволяет определить среднюю температуру пироэлемента, используя известную методику [6], установить соотношение для критерия линейности работы пиропреобразователя, а также записать выражение для выходного сигнала, нахождение которого связано с дифференцированием по времени

прироста средней температуры пиропластины. Так, например, временная зависимость относительного прироста средней температуры пироэлектрика

$$\theta_{ср 2}(t) = \frac{2l_3^2 \alpha^2 P'}{K_1} \frac{l_3}{m_1(l_2 - l_1)} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1 - e^{-\frac{a_n^2 x_1 t}{l_3^2}}}{(\alpha^2 l_3^2 + a_n^2) a_n^2 B} (\omega_2 - m_3 \Omega_2 K_3 / K_2). \quad (8)$$

На основные характеристики пиропреобразователя наиболее существенное влияние из геометрических параметров пироэлемента оказывает его толщина ввиду нелинейности их связи.

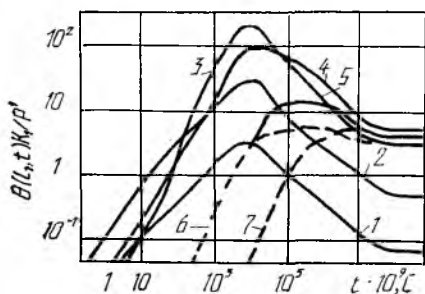


Рис. 2

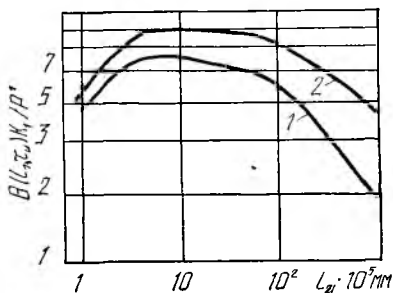


Рис. 3

На рис. 2 представлена временная зависимость относительного прироста температуры поверхности чувствительного элемента, находящейся в непосредственном контакте с поглощающим электродом ($x = l_1$), при изменении толщины этого электрода. Здесь 1 — $l_1 = 0,01$ мкм; 2 — $l_1 = 0,1$ мкм; 3 — $l_1 = 1$ мкм; 4 — $l_1 = 10$ мкм; 5 — $l_1 = 100$ мкм. Как следует из графика, под действием импульсной мощности СВЧ прирост температуры достигает максимального значения в момент окончания импульса при толщине электрода, сравнимой с глубиной скин-слоя ($l_1 = 1$ мкм). Частота СВЧ-колебаний — 10 ГГц, материал электрода — серебро. Увеличение l_1 приводит к возрастанию потерь на теплопроводность и к существенной задержке распространения тепла, что выражается в смещении максимумов кривых в сторону времен, превышающих длительность импульсов излучения, равную 10 мкс. Таким образом, на основе пироэлектрических преобразователей можно создать линию задержки и, в частности, осуществить разделение пиро- и пьезоэлектрической компонент выходного сигнала преобразователя. Снижение относительного прироста температуры при толщинах приемного электрода меньше скин-слоя происходит в связи с уменьшением поглощенной электродом СВЧ-мощности.

В этом случае увеличиваются также переотражение и переизлучение в области чувствительного элемента, что сказывается на электрической прочности и ухудшает согласование тракта. Перечисленными причинами обусловлено и снижение средней температуры пиропластины (пунктирные кривые на рис. 2: 6 — $l_1 = 1$ мкм; 7 — $l_1 = 100$ мкм), а в конечном счете — чувствительности преобразователя.

Влияние толщины второго l_{21} и третьего l_{32} слоев на относительный прирост температуры пирозлектрического элемента для того же сечения ($x = l_1$) отражено на рис. 3, 4. При этом второй слой представляет собой пластину титаната бария с параметрами $K_2 = 2,51$ Вт/(м · К), $\kappa_2 = 6,24 \cdot 10^{-7}$ м²/с, материал третьего слоя — медь.

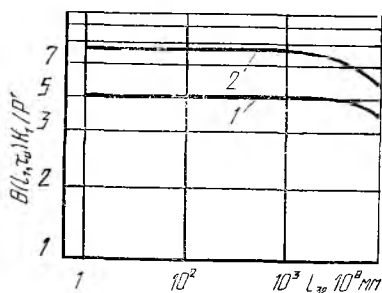


Рис. 4

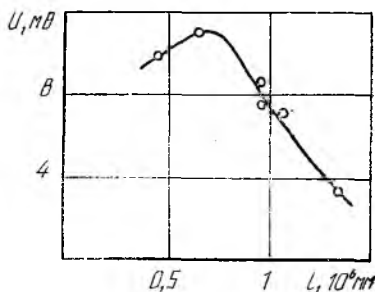


Рис. 5

Спад относительного прироста температуры (рис. 3) при уменьшении толщины пиропластины до десятков и единиц микрометров обусловлен возрастанием влияния теплоотдачи с поверхностей чувствительного элемента. Эти же значения толщины являются предельными для пирозлектриков вследствие технологических трудностей их достижения. Уменьшение чувствительности преобразователя с ростом толщины пироактивной пластины связано с возрастанием теплоемкости образца, что соответствует известным представлениям.

Численный анализ зависимости относительного прироста температуры поверхности пиробразца со стороны приемного электрода от $l_{32} = l_3 - l_2$ (рис. 4) указывает на то, что третий слой, который в случае идеального контакта между слоями может рассматриваться как теплоотводящее основание, начинает оказывать существенное влияние, когда основной вклад в теплоотдачу на тыльной поверхности пиропластины вносит не излучение, а теплопередача через материал прилегающего слоя.

На рис. 3, 4 отражено также изменение указанных зависимостей от частоты СВЧ-сигнала (кривая 1 — 3 ГГц; кривая 2 — 10 ГГц). Увеличение прироста температуры чувствительного элемента с повышением частоты обусловлено соответствующим умень-

шением глубины проникновения поля в металл электрода и увеличением мощности, рассеиваемой в нем.

Если принять во внимание пропорциональную связь прироста средней температуры чувствительного элемента с выходным напряжением пиропреобразователя, подтверждением полученных данных, в частности, могут служить результаты эксперимента, отражающие изменение пироэлектрического сигнала преобразователя с уменьшением толщины приемного электрода чувствительного элемента. График указанной зависимости (рис. 5) относится к образцу размером $4 \times 4 \times 0,2$ мм из танталата лития, помещенному в волновод сечением 23×10 мм при частоте источника сигнала 9390 МГц. Толщину медного электрода уменьшали путем травления, контролировали микроинтерферометром МИИ-4. Максимум пиронапряжения, как и температуры (рис. 2), соответствует толщине электрода, близкой к глубине скин-слоя на указанной частоте. Основная погрешность эксперимента обусловлена дискретностью травления толщины электрода.

Таким образом, аналитические выражения для температурного поля СВЧ-пироэлементов, полученные на основе представления о распределенности их параметров, обеспечивают в первом приближении возможность оптимизации геометрических, а также теплофизических параметров каждого из слоев. Найденные для тепловой ступени преобразования зависимости можно использовать при установлении соотношения для критерия линейности работы СВЧ-пиропреобразователя, исследовании его характеристик на этапе электрической ступени преобразования. Результаты численного анализа тепловых полей рекомендуется применять при проектировании устройств сверхвысокочастотного диапазона на базе пироэлектрических чувствительных элементов.

Список литературы: 1. Кременчуцкий Л. С., Ройцина О. В. Пироэлектрические приемники излучения.— К.: Наук. думка, 1979.— 382 с. 2. Ключник И. И., Новик В. К. Пироэлектрические преобразователи в устройствах СВЧ.— М., 1980.— 35 с.— Деп. в ЦНИИ «Электроника» 19.03.80, № РД-3046. 3. Хиппель А. Р. Диэлектрики и волны.— М.: Изд-во иностр. лит., 1960.— 438 с. 4. Кравченко Н. И., Кукуш В. Д. Исследование теплового действия основной волны на стенки прямоугольных волноводов // Радиотехника.— 1974.— Вып. 28.— С. 111—120. 5. Ключник И. И. Решение одномерной задачи теплопроводности для трехслойного пироэлектрического приемника СВЧ.— К., 1982.— 14 с.— Деп. в УкрНИИНТИ 30.11.82, № 3955 Ук-Д82. 6. Косоротов В. Ф., Кременчуцкий Л. С., Ройцина О. В. Исследование динамического диапазона пироэлектрического приемника излучения в импульсном режиме // Журн. прикл. спектроскопии.— 1975.— 22.— Вып. 4.— С. 733—739.

Поступила в редколлегию 30.10.85

**КОМПЛЕКСНЫЙ ПОДХОД К ИССЛЕДОВАНИЯМ КОРОТКИХ
ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИХ ЛИНИЙ СВЯЗИ**

Измерения параметров световодов можно производить на различных этапах создания волоконно-оптических линий связи (ВОЛС), из которых наиболее важные: производство волоконных световодов, изготовление оптического кабеля (стадия заводской приемки), проектирование ВОЛС, т. е. совокупности различных функциональных узлов и дискретных элементов, образующих линию связи [1]. К числу последних, кроме световодного кабеля, относятся различные элементы крепления, соединения концов кабеля между собой и с другими элементами, такими, как источники и приемники оптического излучения, разветвители, переключатели.

Большинство существующих методов измерений в основном используется на первых двух этапах [2]. Применение их при проектировании осложняется неоднозначностями получаемых результатов [3]. Причинами этого для многомодовых волоконных световодов являются различные характеристики распространения направляемых мод и межмодовая связь, приводящие к зависимости результатов измерений от способа и условий возбуждения, длины световода, внешних воздействий. В целях устранения влияния указанных явлений при проведении экспериментов обычно создают специальные условия возбуждения, чаще всего отличающиеся от реальных, либо не учитывают специфику коротких [4] отрезков многомодовых световодов и тем самым вносят ошибку в оценку исследуемых параметров. Эти подходы приводят к искажению действительных характеристик.

Возьмем в качестве примера такой параметр, как потери мощности передаваемого сигнала. В виде лабораторных установок и промышленных приборов существует большое число методов измерения потерь — как их суммарных значений, так и отдельных составляющих. Однако отмеченные неоднозначности результатов затрудняют измерения потерь в световодах и линии связи в целом. При сравнении результатов измерений в одном образце различными методами или на различных установках получаемые расхождения оказываются значительно больше, чем это следует из анализа ошибок измерений.

Рассмотренные особенности экспериментальных исследований ВОЛС приводят к тому, что попытки идентифицировать получаемые результаты измерений с реальными характеристиками линий связи дают существенные расхождения и ошибки [2]. В соответствии с этим возникают трудности, связанные с использованием серийно выпускаемых измерительных приборов, в которых не учи-

тывается специфика начальных участков или используются средства, ее ограничивающие. Поэтому при проведении измерений на этапе проектирования ВОЛС, особенно коротких, следует применять специальные методики и установки.

В случае использования протяженных линий большинство параметров, необходимых для проектирования, определяется на стадиях производства волоконных световодов, оптических кабелей, соединительных элементов передающих и приемных устройств. Это числовая апертура и коэффициент затухания световода, их дисперсионные свойства, предельные вносимые затухания в соединителях. Ширина и форма диаграммы направленности, модовый состав возбуждаемого в световоде сигнала не представляют интереса, поскольку влияние этих параметров незначительно и практически обнаружить его в ВОЛС большой длины очень сложно. При проектировании коротких ВОЛС следует учитывать влияние условий возбуждения и длины линии, которое сказывается на всех характеристиках ВОЛС, как оптических, так и передаточных. В связи с этим новое содержание приобретают оптические характеристики, в частности числовая апертура, характеристики передачи, касающиеся распространения света в световоде, в том числе, связанные с несущей (затухание амплитуды сигнала вдоль световода), и модуляционные характеристики. Влиянием условий возбуждения определяется важность получения информации о свойствах применяемых передающего и приемного элементов. Необходим контроль оптических и передаточных характеристик излучателей и приемников оптического сигнала. Следовательно, измерение этих характеристик обязательно при проектировании коротких ВОЛС.

Основные параметры, подлежащие измерению на стадии проектирования коротких ВОЛС, можно разделить на четыре группы: параметры источника оптического сигнала; параметры приемника; параметры направляющей системы (световода или кабеля) и параметры линии связи в целом.

К числу параметров источника нужно отнести поток излучения светодиода или лазера, ширину диаграммы излучения и направление ее максимума относительно оси корпуса, спектральный состав излучения. Измеряемыми параметрами приемника являются спектральная чувствительность, амплитудная характеристика и темновой ток. Параметры направляющей системы — суммарные и дополнительные потери, соответствующие заданной длине отрезка, характеристикам излучателя и условиям возбуждения. При исследовании линии связи в целом к перечисленным параметрам следует добавить затухание в соединительных элементах, включая соединители световода (кабеля) с передатчиком, приемником и друг с другом, а также дополнительное затухание вследствие возмущения, вносимого соединителем в распределение мощности по направляемым модам.

В случае изучения модулированных сигналов к последним двум группам присоединяются такие параметры, как дисперсия, иска-

жения формы импульсов, измерения которых должны проводиться уже на заключительном этапе.

Необходимо особо подчеркнуть: измерения перечисленных параметров должны быть взаимосвязанными и анализу следует подвергать весь комплекс полученных результатов. При изменении хотя бы одного из подлежащих контролю параметров нельзя говорить о сохранении справедливости полученных ранее результатов. Таким образом, необходим комплексный подход к контролю параметров коротких ВОЛС.

На основании изложенного предложена методика комплексных измерений параметров элементов и узлов волоконно-оптических линий связи малой длины в процессе их проектирования. В соответствии с этой методикой измерения осуществляются по этапам, указанным на рис. 1.

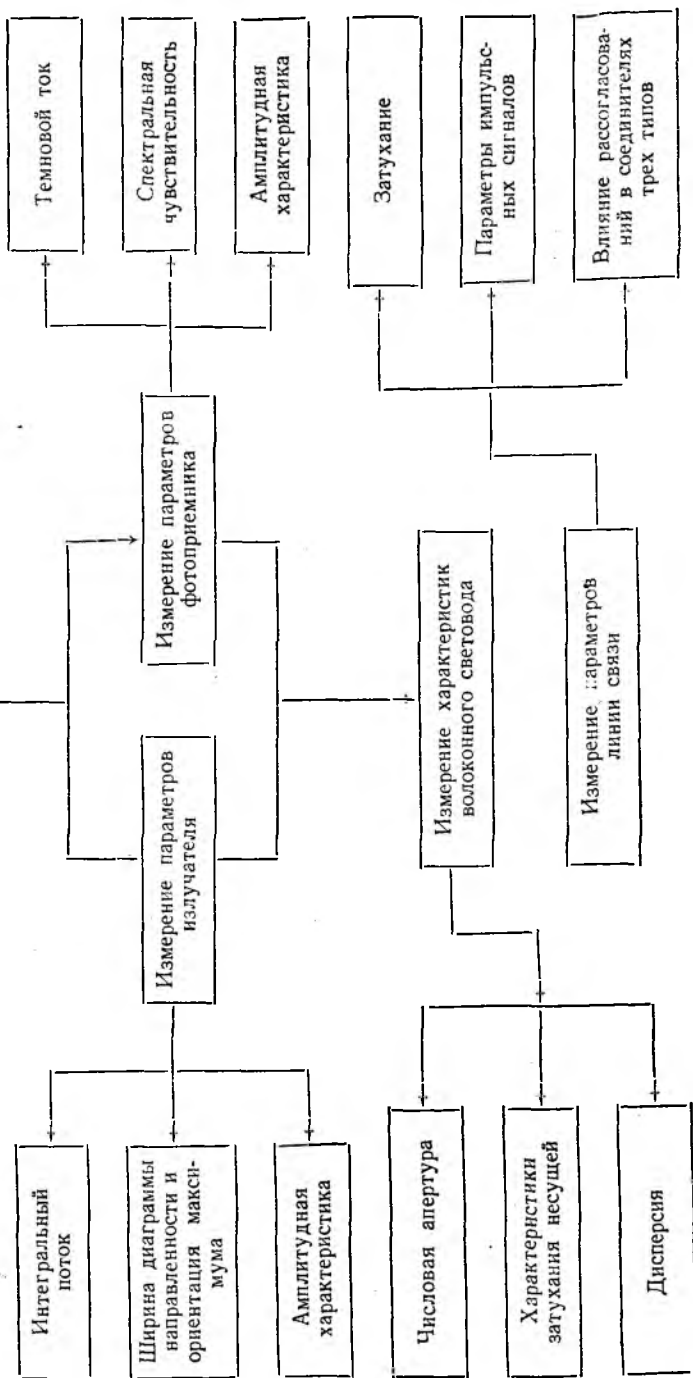
Особенностью методики является то, что она предусматривает последовательное проведение всех измерений с применением только тех элементов и узлов (излучателей, приемников, волоконных кабелей, соединителей), которые будут использованы в проектируемой линии связи. Данная особенность в сочетании с проведением комплексных измерений приведет к тому, что будет выполнено главное требование, предъявляемое на стадии проектирования, — максимальное приближение условий измерений к эксплуатационным условиям линии связи.

Комплексные измерения параметров достаточно широкого круга элементов и узлов представляют определенные трудности. Измерение большинства параметров требует применения специальных методов и средств, которые, как правило, сложно использовать в других исследованиях. Реализовать измерение всех указанных параметров в рамках одной установки практически невозможно. Результаты исследования коротких ВОЛС, в том числе и полученные авторами, определяют условие обязательного исследования параметров, характеризующих условия возбуждения и возбужденный в световоде сигнал. Поэтому для наиболее полного удовлетворения требованиям методики комплексных измерений разработали установку, которая обеспечивает измерение необходимых параметров излучателей, а также параметров волоконных световодов и кабелей, включая исследования модового состава.

Установка включает нестандартные узлы и приспособления, позволяющие осуществлять взаимную юстировку исследуемых элементов ВОЛС (излучателей, передатчиков, фотодиодов, приемников, световодов, кабелей) и составляющие в совокупности с ними макет ВОЛС, а также комплекс стандартной измерительной аппаратуры, обеспечивающей работу ВОЛС и измерение отдельных ее параметров.

Выполненные на рассмотренной установке исследования при помощи комплексной методики позволили получить ряд результатов, подтверждающих специфику коротких ВОЛС и позволяющих ее учесть в процессе их проектирования. В частности, провели

Выполнение общих требований к проведению измерений



серию экспериментов по измерению потерь в образцах многомодовых световодов (разной длины) со ступенчатым профилем показателя преломления при изменениях ширины возбуждающего пучка.

Исследования параметров серийных излучателей показали, что он имеет в пределах числовой апертуры световодов достаточно большие флюктуации ширины диаграмм направленности, например, для излучателя ИЛПН-301-1 они достигают 50 % и более. Поэтому в ходе эксперимента необходимо было обеспечить изменение ширины возбуждающего пучка в указанных пределах. Применение различных экземпляров излучателей в данном случае нецелесообразно ввиду внесения дополнительных ошибок измерений, связанных со случайными погрешностями юстировки, разбросом энергетических и других параметров излучателей. Исходя из этого в ходе

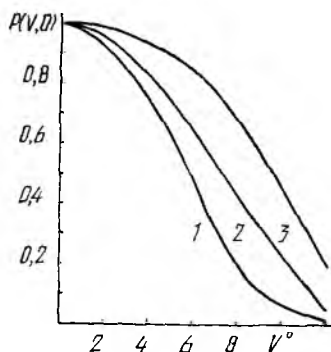


Рис. 2

измерений использовался только один экземпляр излучателя ИЛПН-301-1 при исследовании случая узконаправленного начального возбуждения или АЛ-123А при равномерном начальном возбуждении, а взаимное положение излучателя и входного торца световода в поперечной плоскости поддерживалось постоянным. Различные условия возбуждения создавались путем изменения осевого зазора между излучающей плоскостью и торцом световода. В зависимости от расстояния между элементами изменялся максимальный угол наклона лучей, падающих на торец, и соответ-

ственно этому — наибольший угол распространения возбуждаемых направляемых мод. Таким образом, достигалось изменение распределения мощности возбуждаемого сигнала по модам. На рис. 2 представлены характеристики начального распределения мощности, полученные методом дальнего поля при ширине зазора 10, 200, 700 мкм (кривые 3, 2, 1.). Длина световода в данном случае составляла 0,25 м. Из представленных характеристик следует, что такая методика позволяет получить необходимое 50 %-е изменение полуширины начального распределения возбуждаемого сигнала.

Измерения потерь проводились на рассмотренной установке методом обламывания. Результаты измерений потерь в образцах различной длины в зависимости от осевого зазора h в узле возбуждения представлены на рис. 3. По нижней шкале оси абсцисс отложены значения h , а соответствующие им значения апертуры возбуждаемых пучков, полученные из кривых распределения модовой мощности по половинному уровню и названные условной апертурой, — по верхней шкале. При этом шкала NA1 соответствует экспериментальным данным для излучателя ИЛПН-301-1, а шкала NA2 — излучателя АЛ-123А. По оси ординат отложены значения относительных потерь. Они представляют собой отношение потерь

при изменяющемся зазоре (текущие потери) к потерям при минимальном расстоянии между излучателем и торцом световода, когда условная апертура принимает наибольшее значение. Минимальный зазор был равен 10 мкм.

Анализ результатов показывает, что влияние характеристик возбуждающего пучка наибольшее в коротких отрезках. При длине

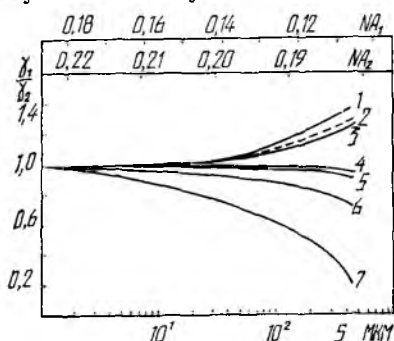


Рис. 3

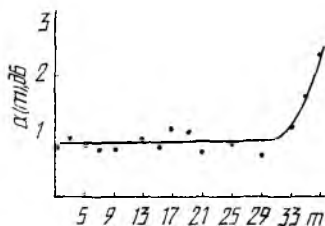


Рис. 4

5 м данные измерений различаются более чем на 60 % для флюктуаций полуширины. Наиболее вероятной причиной этого является дифференциальное модовое затухание, так как другие эффекты (связь мод, высвечивание оболочечных мод) на таких длинах проявляются очень слабо. На рис. 4 представлены результаты исследования дифференциальных модовых потерь для тех же световодов. Сравнение их с распределениями мощности (рис. 2) свидетельствует о том, что увеличение вклада высших типов мод, как это имеет место при уменьшении зазора, приведет к росту суммарных потерь.

Удлинение световода влечет за собой перераспределение мощности за счет мод и, как следствие, увеличение потерь для относительно маломодового начального распределения, что и подтверждается уменьшением влияния ширины зазора при длине световода 25 м (рис. 3, кривая 6).

Представляет интерес обратный эффект, получаемый для больших длин световодов, когда с ростом зазора для длин световода, больших некоторой длины L , потери увеличиваются. Причиной этого являются следующие особенности примененной методики измерений. Увеличение зазора, кроме уже рассмотренного сужения конуса, возбуждаемого сердцевиной пучка излучения, приводит к более интенсивной относительной засветке оболочки. Моды оболочки могут распространяться на значительные расстояния, десятки и сотни метров, участвуя в передаче информации. Поэтому на малых длинах их влияние не сказывается, хотя их затухание так же, как и связь мод, влияет на увеличение потерь для малых условных апертур. При длинах в несколько десятков метров и более затухание мод оболочки превышает другие потери, что и приводит к росту потерь для длин 60, 200, 700 м (рис. 3, кривые 1, 2, 3).

Из полученных результатов также следует, что указанные эффекты имеют различный характер и для излучателей разных типов. Чем более высокой направленностью обладает излучатель, тем значительнее проявляется влияние флюктуаций его диаграммы направленности и условий возбуждения, что следует из анализа кривых для излучателя АЛ-123А (рис. 3, кривые 4, 5). В данном случае эффект возрастания потерь с увеличением зазора не обнаружен ввиду практически неизменной относительной интенсивности возбуждения оболочки.

Таким образом, в результате экспериментальных исследований параметров элементов коротких ВОЛС выявлен различный характер изменения потерь при изменении условий возбуждения в зависимости от длины контролируемого световода и его качества. Установлено, что в коротких многомодовых световодах с уменьшением числа возбуждаемых направляемых мод наблюдается уменьшение потерь, в то время как при увеличении длины потери возрастают. Очевидно, что на практике при проектировании коротких ВОЛС, а также в процессе их испытаний возможно возникновение ошибок, связанных с флюктуациями диаграмм направленности источников излучения. Исключить их можно двумя путями. Первый — выбор типов излучателей, параметры которых соответствуют требованиям установившегося режима распределения модовой мощности, что не всегда может быть приемлемо. Второй — учет рассмотренных эффектов с помощью предложенных комплексных измерений параметров элементов, входящих в состав проектируемой ВОЛС.

Список литературы: 1. *Bouillie M.* Les techniques de mesures sur fibre optiques // *Londe electrique*. — 1981. — 61, N 8. — P. 54—61. 2. *Costa B., Corrado B.* Fibre characterisation. Optical fibre communication. — Torino: S. n., 1980. — Part 1. — 262 p. 3. *Dauglas L. e. a.* Interlaboratory measurement comparison to determine the attenuation and bandwidth of graded-index optical fibers // *Appl. Opt.* — 1981. — 20, N 14. — P. 2412—2419. 4. *Сухованов И. А., Терещенко А. И.* О потерях в коротких линиях связи на основе многослойных диэлектрических волноводов // *Радиотехника*. — 1985. — Вып. 73. — С. 100—103.

Поступила в редколлегию 14.04.86

УДК 621.391:621.394

М. А. ИВАНОВ, канд. техн. наук, И. И. СВАТОВСКИЙ, И. А. ЯКОВЛЕВ,
канд. физ.-мат. наук

ПРИЕМ НЕОРТОГОНАЛЬНЫХ СИГНАЛОВ С ФАЗОВО-ЧАСТОТНОЙ МОДУЛЯЦИЕЙ

Применение известных методов демодуляции фазово-частотно-манипулированных (ФЧМ) сигналов со сложными форматами [1] сопровождается существенными потерями неортогональности [2]. Поэтому представляется целесообразным исследовать возможности

снижения данных потерь при использовании ФЧМ-демодулятора с апостериорным устранением неопределенности по текущей частоте сигнала в квазикогерентном «фазовом» подканале приемника по результатам некогерентного частотного детектирования.

Точные аналитические соотношения для определения помехоустойчивости передачи неортогональных ЧМ-сигналов получены только для частного случая некогерентного приема двоичных последовательностей. Общее выражение для средней вероятности ошибки имеет вид [2; 3]

$$p_2 = Q \left\{ \sqrt{\frac{h^2}{2} (1 - \sqrt{1 - \rho^2})}, \sqrt{\frac{h^2}{2} (1 + \sqrt{1 - \rho^2})} \right\} - \frac{1}{2} \exp \left(-\frac{h^2}{2} \right) I_0 \left(\frac{\rho h^2}{2} \right). \quad (1)$$

Здесь $Q(\cdot, \cdot)$ — Q — функция; h^2 — отношение энергии элементарного информационного символа к спектральной плотности мощности шумов используемого канала связи (отношение сигнал-шум); ρ — коэффициент неортогональности,

$$\rho \equiv \rho(i, j) \cong \left| \frac{\sin \frac{\omega_i - \omega_j}{2} T}{\frac{\omega_i - \omega_j}{2} T} \right|, \quad \omega_i \cong \omega_j, \quad (2)$$

где T — длительность тактового интервала; $I_0(\cdot)$ — модифицированная функция Бесселя нулевого порядка. Из-за недостаточной детальности таблиц Q -функции расчеты величины p_2 проводились с использованием разложения в ряд [2]

$$p_2 = \exp \left(-\frac{h^2}{2} \right) \left[\frac{1}{2} I_0 \left(\rho \frac{h^2}{2} \right) + \sum_{\xi=1}^{\infty} \left(\frac{1 - \sqrt{1 - \rho^2}}{\rho} \right)^{\xi} I_{\xi} \left(\rho \frac{h^2}{2} \right) \right]. \quad (3)$$

Поскольку в справочниках отсутствуют значения модифицированных функций Бесселя при больших значениях аргумента θ , для $\theta \cong \frac{h^2}{2} \rho \gg 20$ применялись асимптотически точные соотношения

$$I_0(\theta) \cong \frac{\exp(\theta)}{\sqrt{2\pi\theta}} \left[1 + \frac{1^2}{1!8\theta} + \frac{1^2 \cdot 3^2}{2! (8\theta)^2} + \frac{1^2 \cdot 3^2 \cdot 5^2}{3! (8\theta)^3} + \dots \right]; \quad (4)$$

$$I_1(\theta) \cong \frac{\exp(\theta)}{\sqrt{2\pi\theta}} \left[1 - \frac{3}{1!8\theta} - \frac{3 \cdot 5}{2! (2\theta)^2} - \frac{3 \cdot 5 \cdot 7}{3! (8\theta)^3} - \dots \right]; \quad (5)$$

.....

$$I_{\xi+1}(\theta) = I_{\xi-1}(\theta) - \frac{2\xi}{\theta} I_{\xi}(\theta). \quad (6)$$

При малых значениях аргумента ($\theta < 20$) целесообразно использовать такое представление бесселевых функций:

$$I_{\xi}(\theta) = \sum_{v=0}^{\infty} \frac{(\theta/2)^{\xi+2v}}{v! (v+\xi)!}. \quad (7)$$

Отметим, что модифицированные $I_{\xi}(\theta)$ и обычные $J_{\xi}(\eta\theta)$ функции Бесселя ξ -го порядка однозначно связаны между собой общей формулой

$$I_{\xi}(\theta) = (-\eta)^{\xi} J_{\xi}(\eta\theta), \quad \forall \xi \in N_0 \stackrel{0}{=} 0 \cup N, \quad (8)$$

где η — мнимая единица, $\eta = \sqrt{-1}$; N_0, N — расширенное и обычное множества натуральных чисел. Члены сходящихся рядов (4), (5), (7) являются монотонно и достаточно быстро убывающими. Поэтому при вычислении модифицированных бесселевых функций $I_{\xi}(\theta)$, как правило, необходимо учитывать сравнительно небольшое количество слагаемых в указанных соотношениях. В частности, с помощью вычислительной техники границу усечения числовых рядов (4), (5), (7), а следовательно, и (3) можно определять автоматически, например по появлению так называемого машинного нуля. Анализ результатов проведенных расчетов показывает, что для вероятностей ошибки $p \approx 10^{-5}$ энергетические потери неортогональности сравнительно малы при значениях коэффициента $p < 0,3 \div 0,4$. С дальнейшим увеличением p они быстро возрастают.

Помехоустойчивость некогерентного приема для частотного подканала ФЧМ-демодулятора неортогональных сигналов с модуляционным форматом «kf — lφ» в гауссовых линиях цифровой связи целесообразно оценивать с использованием сравнительно простых аддитивных границ [3] сверху (неравенство Буля)

$$p\{A\} \leq \sum_{n=1}^k p\{A_n\} \stackrel{0}{=} p^* \quad (9)$$

и снизу (неравенство Бонферрони)

$$p\{A\} \geq \sum_{n=1}^k p\{A_n\} - \sum_{\substack{n \neq m \\ n, m}} p\{A_n \cap A_m\} \stackrel{0}{=} p^{\#}. \quad (10)$$

Здесь A — объединение произвольных и, возможно, пересекающихся событий A_n ($n \in [1, K]$), или $A = \bigcup_{n=1}^k A_n$, причем в общем случае $A_n \cap A_m \neq \emptyset$, $\forall n \neq m$; $n, m \in [1, k]$; K — количество разрешенных информационных значений частоты ФЧМ-сигнала с модуляционным форматом «kf — lφ», где $k, l \in N$, как правило, $k < l$ [1]. Оценки (9), (10) во многих важных случаях являются асимптотически точными [3], и их использование наиболее удобно

при наличии строгого соотношения (1) для произвольных двоичных сигналов [2]. Если ошибки передачи статистически независимы, вероятность объединения двух событий может быть заменена произведением вероятностей данных событий. Следовательно, выражение (10) запишем в виде

$$p(S_n, A) \geq \sum_{\substack{k=1 \\ k \neq n}}^k p(S_n, S_k) - \sum_k \sum_{\substack{z \\ k \neq n, z \neq m \\ k \neq z}} p(S_n, S_k) p(S_m, S_z), \quad (11)$$

где $p(S_n, A)$ — вероятность ошибки передачи символа с n -м значением частоты; $p(S_n, S_k)$ — вероятность вынесения ошибочного решения о приеме символа с k -м значением частоты при действительной передаче символа с n -м значением частоты; $k, n, m, z \in [1, k]$.

В таблице представлены результаты расчета верхних ($\times$) и нижних ($\#$) аддитивных оценок помехоустойчивости p некогерентного приема трех- (p_3), четырех- (p_4) и пятипозиционных (p_5) неортогональных ЧМ-сигналов с разрывом фазы и эквидистантным расположением «соседних» значений информационных частот. Предположим, что такие значения частот равновероятны. Кроме того, изменения разрывов фазы являются независимыми и имеют место только при тактовых переходах от символа к символу, а сами эти величины равномерно и равновероятно распределены по окружности в фазовой плоскости — в замкнутой области $[0, 2\pi]$. Данные рас-

h^2 , дБ		μ				
		0,6	1,0	1,2	1,8	2,0
13	p_2	$4,88 \cdot 10^{-2}$	$4,09 \cdot 10^{-3}$	$1,04 \cdot 10^{-3}$	$3,23 \cdot 10^{-5}$	$2,33 \cdot 10^{-5}$
	p_3	$1,73 \cdot 10^{-1}$	$1,62 \cdot 10^{-2}$	$4,24 \cdot 10^{-3}$	$1,92 \cdot 10^{-4}$	$1,39 \cdot 10^{-4}$
	p_4	$2,33 \cdot 10^{-1}$	$2,43 \cdot 10^{-2}$	$6,46 \cdot 10^{-3}$	$3,79 \cdot 10^{-4}$	$2,79 \cdot 10^{-4}$
	p_5	$2,74 \cdot 10^{-1}$	$3,23 \cdot 10^{-2}$	$8,73 \cdot 10^{-3}$	$6,23 \cdot 10^{-4}$	$4,65 \cdot 10^{-4}$
	p_6	$1,80 \cdot 10^{-2}$	$4,01 \cdot 10^{-4}$	$4,68 \cdot 10^{-5}$	$1,38 \cdot 10^{-7}$	$6,80 \cdot 10^{-8}$
15	p_2	$6,88 \cdot 10^{-2}$	$1,60 \cdot 10^{-3}$	$1,88 \cdot 10^{-4}$	$8,13 \cdot 10^{-7}$	$4,08 \cdot 10^{-7}$
	p_3	$9,97 \cdot 10^{-2}$	$2,40 \cdot 10^{-3}$	$2,82 \cdot 10^{-4}$	$1,59 \cdot 10^{-6}$	$8,15 \cdot 10^{-7}$
	p_4	$1,28 \cdot 10^{-1}$	$3,20 \cdot 10^{-3}$	$3,77 \cdot 10^{-4}$	$2,57 \cdot 10^{-6}$	$1,36 \cdot 10^{-6}$
	p_5	$4,04 \cdot 10^{-3}$	$1,13 \cdot 10^{-5}$	$3,86 \cdot 10^{-7}$		
	p_6	$1,60 \cdot 10^{-3}$	$4,52 \cdot 10^{-5}$	$1,54 \cdot 10^{-6}$		
17	p_2	$2,18 \cdot 10^{-2}$	$6,78 \cdot 10^{-5}$	$2,32 \cdot 10^{-6}$		
	p_3	$3,15 \cdot 10^{-2}$	$9,04 \cdot 10^{-5}$	$3,09 \cdot 10^{-6}$		
	p_4	$4,16 \cdot 10^{-4}$	$4,40 \cdot 10^{-8}$			
	p_5	$1,66 \cdot 10^{-3}$	$1,76 \cdot 10^{-7}$			
	p_6	$2,49 \cdot 10^{-3}$	$2,69 \cdot 10^{-7}$			
19	p_2	$3,32 \cdot 10^{-3}$	$3,52 \cdot 10^{-7}$			
	p_3	$1,26 \cdot 10^{-5}$				
	p_4	$5,05 \cdot 10^{-6}$				
	p_5	$7,56 \cdot 10^{-5}$				
	p_6	$1,01 \cdot 10^{-4}$				

Примечание. В незаполненных ячейках результат соответствует максимуму нулю.

четы выполнены с использованием формул (9), (11), которые для рассмотренных случаев запишем в виде

$$p_3 \leq p_3^* \stackrel{\circ}{=} 4p_2(\mu) + 2p_2(2\mu); \quad (12)$$

$$p_5 \geq p_3^* \stackrel{\circ}{=} p_3^* - [10p_2^2(\mu) + 12p_2(\mu)p_2(2\mu) + 2p_2^2(2\mu)]; \quad (13)$$

$$p_4 \leq p_4^* \stackrel{\circ}{=} 6p_2(\mu) + 4p_2(2\mu) + 2p_2(3\mu); \quad (14)$$

$$p_4 \geq p_4^* \stackrel{\circ}{=} p_4^* - [26p_2^2(\mu) + 12p_2^2(2\mu) + 2p_2^2(3\mu) + \\ + 36p_2^2(2\mu)p_2(\mu) + 20p_2(\mu)p_2(3\mu) + 12p_2(2\mu)p_2(3\mu)]; \quad (15)$$

$$p_5 \leq p_5^* \stackrel{\circ}{=} 8p_2(\mu) + 6p_2(2\mu) + 4p_2(3\mu) + 2p_2(4\mu); \quad (16)$$

$$p_5 \geq p_5^* \stackrel{\circ}{=} p_5^* - [50p_2^2(\mu) + 28p_2^2(2\mu) + 12p_2^2(3\mu) + 2p_2^2(4\mu) + \\ + 76p_2(\mu)p_2(2\mu) + 52p_2(\mu)p_2(3\mu) + 28p_2(\mu)p_2(4\mu) + \\ + 40p_2(2\mu)p_2(3\mu) + 2p_2(2\mu)p_2(4\mu) + 12p_2(3\mu)p_2(4\mu)], \quad (17)$$

где μ — значение индекса частотной модуляции, характеризующее отношение минимального разнеса Δf между соседними (ближайшими в евклидовой метрике) разрешенными значениями частот информационных ФЧМ-сигналов к тактовой частоте манипуляции $1/T$, т. е. $\mu = \Delta f T = \Delta \omega T / 2\pi$.

Таким образом, соотношение между значениями коэффициента неортогональности ρ и индекса частотной модуляции μ в соответствии с выражением (2) можно записать следующим образом:

$$\rho(i, j) = \left| \frac{\sin \pi g(i, j) \mu}{\pi g(i, j) \mu} \right|, \quad (18)$$

где $g(i, j) \stackrel{\circ}{=} |\omega_i - \omega_j| / 2\pi \Delta f$, причем обычно $g(i, j) \in N$ и, очевидно, $1 \leq g(i, j) \leq (k-1)$, $\forall i, j \in [1, k]$.

В таблицу заносились вероятности p^* , $p^{\#}$ (при совпадении или близости их значений — для достаточно больших отношений сигнал-шум) либо среднее арифметическое между указанными вероятностями (в случае существенного различия значений p^* , $p^{\#}$ — для сравнительно малых отношений сигнал-шум).

Анализ представленных в таблице результатов свидетельствует о быстром снижении помехоустойчивости частотного подканала известного ФЧМ-демодулятора [1] с увеличением числа K разрешенных значений частоты принимаемых информационных сигналов и особенно в уменьшении индекса μ частотной манипуляции, т. е. при нарушении условий ортогональности данных сигналов по частотной координате. Отсюда следует реальная возможность сократить указанные потери неортогональности за счет искусственной ортогонализации ФЧМ-сигналов в частотном подканале приемника путем возведения их в l_1 -ю степень ($l_1 > 1$) с последующим некогерентным частотным детектированием. При этом на приемной стороне обеспечиваются l_1 -кратное увеличение разнеса между соседними информационными значениями частот передаваемого ФЧМ-сигнала и эквивалентное возрастание индекса частотной

манипуляции. Кроме того, реализуется соответствующее уменьшение коэффициента неортогональности (см. формулу (18)) и, следовательно, адекватное снижение энергетических потерь помехоустойчивости (таблица) частотного подканала, а для описанного в работе [1] демодулятора — одновременно и фазового подканала.

Вместе с тем рассмотренное сокращение потерь неортогональности принципиально не может быть полным, поскольку возведение в l_1 -ю степень на практике неизбежно сопровождается снижением отношения сигнал-шум [2—4]. В частном случае реализации умножителей частоты на основе применения перемножителей сигналов имеет место уменьшение отношения сигнал-шум по мощности в l_1^2 раз [4]. Но и при рациональном построении умножителей частоты наблюдается снижение данного отношения не менее чем в l_1 раз. Однако указанное рациональное построение умножителей частоты неизбежно сопровождается сужением максимально возможной, т. е. неискажающей, полосы их пропускания до единиц и даже долей процентов от частоты несущей или центральной составляющей спектра входных сигналов, особенно при сравнительно больших коэффициентах преобразования частоты этих сигналов. Кроме того, рациональное построение умножителей частоты реально возможно лишь при достаточно малых значениях коэффициента умножения. В диапазонах ОВЧ, УВЧ, СВЧ, КВЧ он составляет обычно не более 2—4 [4]. Это обуславливает необходимость в повышении промежуточной частоты модифицированного приемника ФЧМ-сигналов до значения порядка 50—100 Δf_n , а также ограничивает область практической применимости предлагаемого метода искусственной ортогонализации данных сигналов в частотном подканале их модифицированного демодулятора значениями $l_1 \leq 2-4$. Здесь $\Delta f_n \approx 1/T$ — информационная полоса частот последних.

Для рационального построения умножителей частоты определим оптимальное значение l_1 , использование которого обеспечивает получение максимального энергетического выигрыша вследствие применения процедуры искусственной ортогонализации ФЧМ-сигналов на приемной стороне в частотном подканале модифицированного демодулятора. Критерий оптимальности математически можно представить так:

$$\begin{aligned} \Phi_{h\beta}(\mu, l_1, p_0) &\stackrel{\circ}{=} [h_{\beta}(l_1\mu, p_0) \sqrt{l_1}/h_{\beta}(\mu, p_0)] \equiv \\ &\equiv [h_{\beta}(\mu, p_0) \sqrt{l_1}/h_{\beta}(\mu, p_0)] = \min. \end{aligned} \quad (19)$$

Следовательно, оптимальное значение l_1 определяется из соотношения

$$\frac{d\Phi_{h\beta}(\mu, l_1, p_0)}{dl_1} = 0. \quad (20)$$

Здесь $h_{\beta}(\mu, p_0)$, $h_{\beta}(\mu l_1, p_0)$ — отношение сигнал-шум, необходимого для обеспечения вероятности ошибки p_0 в некогерентном частотном подканале ФЧМ-демодулятора при заданной кратности

$\beta \triangleq \log_2 K$ частотной манипуляции соответственно с реальным μ и эквивалентным $\mu_3 \triangleq I_1 \mu$ значениями индекса частотной манипуляции информационных сигналов.

Итак, оптимальное значение $I_{1\text{opt}}$ коэффициента I_1 , а также возможность получения и максимальный энергетический выигрыш в помехоустойчивости предлагаемого метода приема неортогональных ФЧМ-сигналов зависят от требуемой верности связи ρ_0 , используемой кратности β и исходного индекса частотной модуляции μ .

Анализ зависимости отношения сигнал-шум $h_\beta(\cdot)$ от индекса частотной модуляции μ (либо μ_3) заданной кратности β или, лучше, от коэффициента неортогональности ρ (см. таблицу и формулу (18), а также работу [21]) показывает, что целесообразно использовать аппроксимацию данной зависимости

$$h_\beta(\rho, \rho_0) = \begin{cases} a_1(\beta, \rho_0) \exp[b_1(\beta, \rho_0) \rho], & \forall \rho \in [0, \rho_\beta^*(\rho_0)]; \\ a_2(\beta, \rho_0) \exp[b_2(\beta, \rho_0) \rho], & \forall \rho \in [\rho_\beta^*(\rho_0), 1] \end{cases} \quad (21)$$

при выполнении условий «гладкой сшивки»

$$a_1(\beta, \rho_0) \exp[b_1(\beta, \rho_0) \rho_\beta^*(\rho_0)] = a_2(\beta, \rho_0) \exp[b_2(\beta, \rho_0) \rho_\beta^*(\rho_0)];$$

$$\begin{aligned} a_1(\beta, \rho_0) b_1(\beta, \rho_0) \exp[b_1(\beta, \rho_0) \rho_\beta^*(\rho_0)] = \\ = a_2(\beta, \rho_0) b_2(\beta, \rho_0) \exp[b_2(\beta, \rho_0) \rho_\beta^*(\rho_0)]. \end{aligned} \quad (22)$$

Здесь значения коэффициентов $a_{1,2}$, $b_{1,2}$ зависят от значений β , ρ_0 и могут быть найдены, например, с помощью метода наименьших квадратов

$$\sigma \triangleq \sum_{\tau} [h_\beta^\otimes(\rho_\tau, \rho_0) - h_\beta(\rho_\tau, \rho_0)]^2 \rightarrow \min, \quad (23)$$

что сводится к решению системы уравнений

$$\begin{aligned} \frac{\partial \sigma}{\partial a(\beta, \rho_0)} = 2 \sum_{\tau} \{h_\beta^\otimes(\rho_\tau, \rho_0) - a(\beta, \rho_0) \times \\ \times \exp[b(\beta, \rho_0) \rho_\tau]\} \exp[b(\beta, \rho_0) \rho_\tau] = 0; \end{aligned} \quad (24)$$

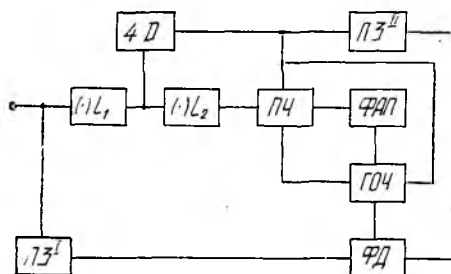
$$\begin{aligned} \frac{\partial \sigma}{\partial b(\beta, \rho_0)} = 2 \sum_{\tau} \{h_\beta^\otimes(\rho_\tau, \rho_0) - a(\beta, \rho_0) \exp[b(\beta, \rho_0) \rho_\tau]\} \times \\ \times a(\beta, \rho_0) \rho_\tau \exp[b(\beta, \rho_0) \rho_\tau] = 0. \end{aligned}$$

Надстрочный символ $\otimes$ означает истинное (например, измеренное или рассчитанное) значение отношения сигнал-шум $h_\beta(\cdot)$. Граница «гладкой сшивки» $\rho_\beta^*(\rho_0)$ также зависит от β , ρ_0 . Значение $\rho_\beta^*(\rho_0)$ в диапазоне вероятностей ошибки $\rho_0 = 10^{-6}$ — 10^{-1} для $\beta = 1$ находится в пределах 0,35—0,4 [21], а для $\beta = 2$ — в пределах 0,31—0,35 (таблица).

Таким образом, очевидно, что применение предлагаемого метода приема неортогональных ФЧМ-сигналов путем их предварительной искусственной ортогонализации в частотном подканале демодулятора возможно и оправдано лишь в тех случаях, когда при исходном значении μ соответствующая ему величина $\rho > \rho_{\beta}^*(\rho_0)$, а для $\mu_2 = l_1 \mu$ величина $\rho_2 \leq \rho_{\beta}^*(\rho_0)$. Практическая целесообразность реального использования разработанного метода определяется отношением $\Phi_{\eta\beta}(\cdot)$. Для достаточно малых исходных индексов μ , следовательно, больших значений $\rho > \rho_{\beta}^*(\rho_0)$ оптимальными являются, как правило, такие значения l_1 , при которых $\mu_2 = l_1 \mu$, $\rho_2 \approx \rho_{\beta}^*(\rho_0)$. Дальнейшее увеличение коэффициента l_1 нецелесообразно вследствие того, что оно сопровождается снижением энергетического выигрыша применения предлагаемого метода демодуляции ФЧМ-сигналов. Действительно, уменьшение потерь неортогональности в области значений $\rho \in [0, \rho_{\beta}^*(\rho_0)]$ сравнительно мало, в то время как энергетические потери из-за искусственной ортогонализации принимаемых ФЧМ-сигналов в частотном подканале предлагаемого демодулятора, наоборот, нарастают достаточно быстро — до значений порядка $(l_1 \div l_1^2)$. Поэтому предлагаемый метод следует применять для демодуляции полосно-эффективных, т. е. относительно узкополосных ФЧМ-сигналов со сравнительно малыми исходными значениями индекса μ (при больших величинах $\rho > \rho_{\beta}^*(\rho_0)$) и (или) достаточно высокой кратности β частотной манипуляции данных сигналов. При этом их частичная (но недостаточная для обеспечения выполнения приближенного равенства $\rho_2 \approx \rho_{\beta}^*(\rho_0)$) ортогонализация возможна уже при использовании небольших значений коэффициента l_1 . Учитывая справедливость равенства $L = 2^{\alpha}$ ($\alpha \in N$) для упрощения аппаратной реализации разработанного ФЧМ-демодулятора значения коэффициента l_1 необходимо выбирать кратными двум. Кроме того, устройство ортогонализации принимаемых сигналов следует конструктивно выполнять в виде первого (входного) каскада схемы снятия фазовой манипуляции системы когерентного восстановления несущих.

На рисунке представлена функциональная схема возможного варианта построения модифицированного приемника, реализующего предложенный метод повышения эффективности демодуляции неортогональных ФЧМ-сигналов. Здесь ЛЗ — недисперсионные (в практике высокоскоростной передачи малодисперсионные) линии задержки, предназначенные для выравнивания временных задержек прохождения сигналов в фазовом и частотном подканалах приемника; $(\cdot)^l$ — устройство возведения в l -ю степень, причем $l_1 l_2 = L$, $\forall l_1$, т. е. $l_2 = L/l_1$; ЧД — некогерентный, оптимальный или подоптимальный частотный демодулятор; ПЧ — преобразователь частоты, применение которого позволяет обеспечить постоянство частоты синхросигнала на входе схемы фазовой автоподстройки

(ФАП); ГОЧ — генератор опорных частот, который подстраивается схемой ФАП и в соответствии с управлением текущим решением ЧД выдает опорные сигналы на ПЧ (для обеспечения постоянства значения частоты синхросигнала на входе схемы ФАП) с устранением при этом текущей неопределенности по мгновенной частоте ФЧМ-сигнала в фазовом подканале ФЧМ-приемника в соответствии с результатами некогерентного детектирования в частотном подканале данного приемника. При практической реализации ЧД в схеме модифицированного ФЧМ-демодулятора (рисунок) необходимо учитывать эффект частичной или полной ортогонализации принимаемых сигналов после прохождения их через устройств



возведения в l_1 -ю степень и, следовательно, увеличения евклидовых расстояний между информационными значениями частот

данных сигналов по сравнению со значениями указанных расстояний в канале передачи. Оценим реальный выигрыш практического использования разработанного метода для важного случая приема полосо-эффективного ФЧМ-сигнала с модуляционным форматом $4f - L\phi$, т. е. при

$\beta = 2$, в исходным значением $\mu = 0,6$. Предположим, что $L > K = 4$ и, кроме того, $L = 2^\alpha$, причем $\alpha \in N$. Тогда с использованием формулы (20) можно показать, что для вероятности ошибочного приема символов в частотном подканале ФЧМ-демодулятора $p_0 = 10^{-5}$ оптимальное значение l_{opt} коэффициента l_1 близко к двум. Поэтому с учетом требования простоты аппаратной реализации устройства целесообразно выбрать $l_1 = 2$ и, следовательно, $l_2 = L/l_1 = L/2$. Тогда на входе ЧД, т. е. на выходе устройства возведения в $l_1 = 2$ -ю степень, эффективное значение коэффициента частотной модуляции $\mu_2 = l_1 \mu = 2 \cdot 0,6 = 1,2$. Для вероятности ошибки передачи символов ФЧМ-сигнала порядка 10^{-5} энергетический выигрыш применения модифицированного приемника (рисунок) по сравнению со случаем использования известного ФЧМ-демодулятора [1] составляет около $(21,5 - 16,2) - 10 \lg l_1 = 5,3 - 3,0 = 2,3$ дБ (таблица). Для данного значения вероятности p_0 это близко к предсказываемому формулой (20) теоретическому максимуму энергетического выигрыша порядка 2,5 дБ, достигаемому при использовании строго оптимальной, но труднореализуемому практически значению коэффициента l_1 , составляющей $l_{\text{opt}} \approx 1,87$. Если $l_1 = 4$, то модифицированный приемник будет выигрывать по помехоустойчивости частотного подканала лишь $(21,5 - 14,6) - 10 \lg l_1 = 6,9 - 6,1 = 0,8$ дБ по сравнению с известным ФЧМ-демодулятором [1]. С дальнейшим увеличением коэффициента l_1 помехоустойчивость модифицированного ФЧМ-

демодулятора заметно ниже, чем у известного приемника, особенно если учесть практически неизбежное снижение эффективности реальных умножителей частоты с ростом l_1 [4]. Отсюда следует также появление существенных различий между оптимальными (для известной [1]) и модифицированной схем приемников) модуляционными форматами ФЧМ-сигналов с повышением удельных скоростей их передачи. В частности, рациональные значения кратности α фазовой манипуляции ФЧМ-сигналов при использовании модифицированного приемника (рисунок) с квазиоптимальной величиной коэффициента l_1 обычно меньше, чем в случае применения известного ФЧМ-демодулятора [1], а при неоптимальных значениях l_1 , наоборот, больше. Например, для $K = 4$ и $l_1 = 2$ рациональные значения α равны 4 и 5, а при $K = 4$ и $l_1 = 4$ указанные величины составляют соответственно 6 и 5.

Таким образом, применение описанного модифицированного метода приема неортогональных ФЧМ-сигналов обеспечивает существенно более высокую помехоустойчивость, чем в случае использования известного ФЧМ-демодулятора [1]. Кроме того, очевидно, что применение данного метода позволяет получить и соответствующий выигрыш в помехоустойчивости демодуляции полосно-эффективных (узкополосных) многопозиционных ЧМ-сигналов с малыми значениями индексов частотной манипуляции. Это, в свою очередь, обеспечивает возможность значительного расширения области практической применимости ЧМ- и ФЧМ-сигналов в сторону увеличения кратности цифровой модуляции частоты данных сигналов и, следовательно, в направлении повышения удельных скоростей (полосной эффективности) передачи дискретной информации с заданной помехоустойчивостью.

Список литературы: 1. Иванов М. А., Макаренко Б. И., Яковлев И. А. Фазово-частотная модуляция дискретных сигналов // Радиотехника. — 1985. — № 11. — С. 62—65. 2. Финк Л. М. Теория передачи дискретных сообщений. — М.: Сов. радио, 1970. — 728 с. 3. Коржик В. И., Финк Л. М., Шелкунов К. Н. Расчет помехоустойчивости систем передачи дискретных сообщений: Справочник / Под ред. Л. М. Финка. — М.: Радио и связь, 1981. — 232 с. 4. Бруевич А. Н. Умножители частоты. — М.: Сов. радио, 1970. — 248 с.

Поступила в редколлегию 03.06.86

УДК 621.391

А. Б. БЕЛОГОРЦЕВ, Д. М. ВАВРИВ, канд. физ.-мат. наук, Б. А. КАЛУГИН
**СТОХАСТИЧЕСКИЕ КОЛЕБАНИЯ В НЕЛИНЕЙНОМ ОСЦИЛЛЯТОРЕ
 ПРИ МНОГОКРАТНОМ ПРОХОЖДЕНИИ ЧЕРЕЗ РЕЗОНАНС**

Явление прохождения через резонанс возникает при изменении параметров внешнего сигнала или нелинейной колебательной системы вблизи значений, для которых имеет место резонансное воздей-

ствие внешнего источника на колебательную систему. Однократное прохождение через резонанс изучено достаточно хорошо [1]. В случае многократного прохождения в отличие от однократного возможен эффект стохастизации колебаний системы. Некоторые закономерности этого явления в недиссипативных системах рассмотрены [2]. Применительно к диссипативным колебательным системам такой способ возбуждения стохастических колебаний изучен теоретически и экспериментально пока недостаточно полно. Большой интерес представляет исследование данного явления на простых физических объектах. Для этого мы выбрали радиотехнический контур с нелинейным элементом. Отметим, что эти системы широко используются для экспериментальной проверки различных механизмов стохастизации колебаний. На их примере интенсивно изучается

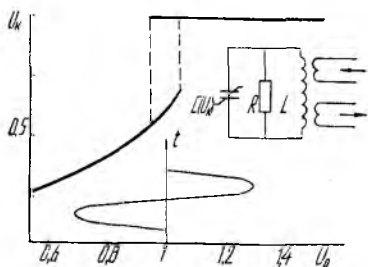


Рис. 1

переход к стохастичности через последовательность бифуркаций удвоения периода [3].

Рассмотрим результаты экспериментального исследования нелинейного контура, доказывающие возможность возбуждения в системе стохастических колебаний при многократном прохождении через резонанс в результате амплитудной модуляции внешнего гармонического сигнала. Контур представлял собой (рис. 1) параллельное

соединение сопротивления R , индуктивности L и нелинейной емкости C , в качестве которой использовался варикап Д901В, включенный последовательно с разделительной емкостью. Для предотвращения отпирания варикапа на него подавалось постоянное напряжение, изменением которого регулировались также собственная частота и степень нелинейности системы. Подача внешнего сигнала и регистрация колебаний в контуре осуществлялись через слабую индуктивную связь (коэффициент связи менее 0.01). Внешний сигнал изменялся во времени по закону $U_{\text{вн}} = U_0 (1 + m \cos \Omega t) \cos \omega_0 t$, где U_0 , ω_0 — амплитуда и несущая частота колебаний; m , Ω — коэффициент и частота модуляции. Результаты эксперимента, представленные далее, соответствуют частоте малых колебаний в контуре $f = 16,95$ МГц при его добротности $Q \approx 30$. Номиналы элементов контура составляли $R \approx 20$ кОм, $C \approx 20$ пФ, $L \approx 4,4$ мкГн.

В случае отсутствия амплитудной модуляции внешнего сигнала ($m = 0$) в достаточно широком диапазоне изменения амплитуды U_0 в контуре возбуждались периодические колебания без перехода к стохастичности через последовательность удвоений их периода. При этом зависимость амплитуды возбуждаемых колебаний U_k от амплитуды внешнего сигнала U_0 (рис. 1) имела типичный для неизохронных колебательных систем гистерезисный характер, если час-

Амплитуда внешнего сигнала находилась в области гистерезиса на амплитудно-частотной характеристике контура [4]. Проведенные исследования показали, что именно такой вид амплитудной характеристики при $m = 0$ является необходимым для стохастизации колебаний в случае введения амплитудной модуляции внешнего сигнала. На рис. 2 представлена последовательность изменений спектра выходных колебаний для значений $m = 0,11$ (позиция а), $0,31$ (б), $0,38$ (в); частота модуляции $\Omega \approx 20$ кГц. В условиях данного эксперимента стохастические колебания возбуждались начиная с $m \approx 0,30$. Процесс перехода от периодических к хаотическим колебаниям имел «жесткий» характер; предварительного обогащения спектра колебаний дискретными составляющими, характерного в случае перехода к хаосу через последовательность удвоений периода, не отмечалось. Изменение огибающей сигнала при $m = 0,30$ отражено на рис. 1 штриховой линией, откуда следует, что стохастические колебания возбуждаются, если амплитуда внешнего модулированного колебания многократно проходит через область амплитудного гистерезиса. Увеличение коэффициента модуляции до $m \approx 0,38$ приводит к срыву стохастических колебаний и переходу в режим возбуждения периодических многочастотных колебаний. Эксперименты показали также, что существует минимальное значение частоты модуляции $\Omega_{\min} \approx 7$ кГц, ниже которого стохастизация колебаний не наблюдалась. При изменении частоты модуляции от $\Omega_{\min}$ до 200 кГц отмечался устойчивый режим возбуждения стохастических колебаний со сплошным спектром, ширина которого слабо зависела от Ω и возрастала с увеличением ширины области гистерезиса по частоте на амплитудно-частотной характеристике контура. Проведенные эксперименты позволяют сформулировать основные условия, необходимые для возникновения стохастических колебаний в нелинейном контуре при воздействии на него амплитудно-модулированного сигнала.

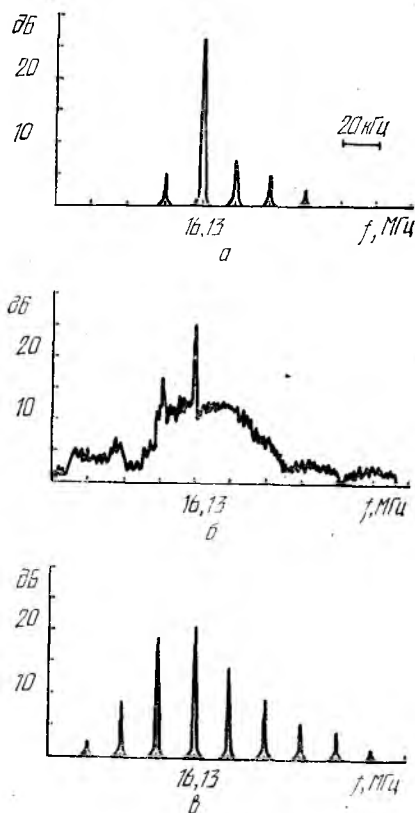


Рис. 2

1. Несущая частота ω_0 и амплитуда U_0 внешнего сигнала в случае $m = 0$ должны выбираться из условия обеспечения гистерезисной амплитудной характеристики контура.

2. При изменении амплитуды сигнала во времени ($m \neq 0$) должна перекрываться область гистерезиса на этой характеристике, но коэффициент модуляции m не должен превышать некоторого максимального значения.

3. Частота модуляции Ω должна превышать некоторое минимальное значение.

Эти закономерности прослеживались достаточно хорошо при исследовании разных контуров в различных диапазонах частот (от нескольких килогерц до десятков мегагерц).

Для объяснения основных закономерностей возбуждения стохастических колебаний, обнаруженных в эксперименте, рассмотрим следующую математическую модель этой системы. Известно, что заряд q нелинейной емкости, включенной в колебательный контур, изменяется во времени в соответствии с нелинейным дифференциальным уравнением типа неавтономного уравнения Дуффинга. Ограничиваясь кубическим членом в разложении зависимости $q(u)$, характеризующей нелинейные свойства емкости, по степеням напряжения u и проводя усреднение этого уравнения, приходим к укороченным уравнениям для амплитуды a и фазы v колебаний в контуре:

$$\frac{da}{dt} = -\alpha a + A(t) \sin v; \quad (1)$$

$$\frac{dv}{dt} = \Delta + \beta a^2 + \frac{A(t)}{a} \cos v, \quad (1a)$$

где α , β определяются диссипацией и нелинейностью системы; Δ — расстройка между частотой малых колебаний и несущей частотой внешнего сигнала; $A(t)$ — огибающая внешнего воздействия, $A(t) = A_0(1 + m \cos \Omega t)$. Связь этих величин с параметрами исходного нелинейного дифференциального уравнения хорошо известна [4]. Поскольку непосредственное аналитическое исследование системы (1) встречает определенные трудности, будем проводить ее анализ, моделируя внешнее воздействие последовательно-

стью δ -импульсов: $A(t) \rightarrow B(t) = B \sum_{n=-\infty}^{\infty} \delta(t - nT)$, $T = 2\pi/\Omega$. Такая

модель сохраняет основную особенность исходного процесса — многократное прохождение резонанса, изменяется лишь характер самого прохождения. Подобные модели широко используются при исследовании стохастического поведения динамических систем [2; 5], позволяя существенно упростить анализ исходной системы дифференциальных уравнений путем сведения ее к дискретному отображению.

Перейдем в системе (1) к переменным $u = a \cos v$, $v = a \sin v$ и произведем замену $A(t) \rightarrow B(t)$:

$$\frac{du}{dt} = -\alpha u - [\Delta + \beta(u^2 + v^2)] v; \quad (2)$$

$$\frac{dv}{dt} = -\alpha v + [\Delta + \beta(u^2 + v^2)] u + B \sum_{n=-\infty}^{\infty} \delta(t - nT). \quad (2a)$$

Решение этой системы уравнений при $B = 0$ имеет вид

$$u(t) = e^{-\alpha t} [u_0 \cos \psi(t) - v_0 \sin \psi(t)]; \quad (3)$$

$$v(t) = e^{-\alpha t} [u_0 \sin \psi(t) + v_0 \cos \psi(t)], \quad (3a)$$

где $\psi(t) = \Delta t + \beta(u_0^2 + v_0^2)(1 - e^{-2\alpha t})/2\alpha$; u_0 , v_0 — значения u , v в начальный момент времени $t = 0$.

Перейдем от системы дифференциальных уравнений (2) к дискретному отображению. Для этого проинтегрируем (2) по бесконечно малой окрестности времени в момент действия n -го δ -импульса

$$u(nT + 0) - u(nT - 0) = 0 \quad (4), \quad v(nT + 0) - v(nT - 0) = B. \quad (4a)$$

На промежутке между моментами действий n -го и $(n+1)$ -го δ -импульсов $B(t) = 0$. Тогда, используя (3), запишем

$$u((n+1)T - 0) = e^{-\alpha T} [u(nT + 0) \cos \psi(T) - v(nT + 0) \sin \psi(T)]; \quad (5)$$

$$v((n+1)T - 0) = e^{-\alpha T} [u(nT + 0) \sin \psi(T) + v(nT + 0) \cos \psi(T)]. \quad (5a)$$

Обозначая $u_n = u(nT - 0)$, $v_n = v(nT - 0)$ и учитывая (4), (5), получаем связь между значениями u_n , v_n , взятыми в моменты времени, непосредственно предшествующие действиям двух последовательных δ -импульсов:

$$u_{n+1} = e^{-\alpha T} [u_n \cos \psi_n - (v_n + B) \sin \psi_n]; \quad (6)$$

$$v_{n+1} = e^{-\alpha T} [u_n \sin \psi_n + (v_n + B) \cos \psi_n], \quad (6a)$$

где

$$\psi_n = T(\Delta + \beta[u_n^2 + (v_n + B)^2]), \quad \mu = \frac{1 - e^{-2\alpha T}}{2\alpha T}. \quad (7)$$

Полученное отображение (6) является точным следствием исходных дифференциальных уравнений (2), при его выводе никаких ограничений на параметры системы (2) не накладывалось.

Известно [5], что необходимым условием возникновения стохастического поведения величин u_n , v_n является наличие растяжения элемента фазового объема (δu_n , δv_n) в каком-либо направлении в окрестности неподвижной точки отображения (6). Для выяснения условий, приводящих к этому, запишем уравнения, определяющие

щие неподвижные точки u_* , v_* отображения (6), следующие из соотношений $u_{n+1} = u_n \equiv u_*$, $v_{n+1} = v_n \equiv v_*$

$$u_*^2 = v_*^2 = e^{-2\alpha T} [u_*^2 + (v_* + B)^2]; \quad (8)$$

$$\arctg \frac{v_*}{u_*} = \arctg \frac{v_* + B}{u_*} + \psi_*. \quad (8a)$$

Собственные значения матрицы $\|Q_{ij}\| = \left\| \frac{\partial w_{n+1}^i}{\partial w_n^j} \right\|$, $i, j = 1, 2$, где

$w_1^1 = u_n$, $w_n^2 = v_n$, в неподвижной точке имеют вид

$$\lambda_{\pm} = \operatorname{sgn}(\varphi) \exp(-\alpha T \pm \operatorname{Arch}|\varphi|).$$

Здесь

$$\varphi = \sqrt{1 + \xi^2} \cos(\Delta T + \xi + \arctg \xi); \quad \xi = \beta \mu T [u_*^2 + (v_* + B)^2];$$

$$\operatorname{sgn}(x) = \begin{cases} 1, & x \geq 0; \\ -1, & x < 0. \end{cases}$$

Для растяжения элемента фазового объема необходимо, чтобы модуль одного из собственных чисел $\lambda_{\pm}$ превышал единицу. Это возможно при $|\varphi| > \operatorname{ch} \alpha T$ (9).

Принимая условие (9) в качестве критерия стохастичности в рассматриваемой системе, можно объяснить основные закономерности, наблюдавшиеся в эксперименте. Для выполнения условия (9) необходимо выполнение неравенства $\sqrt{1 + \xi^2} > \operatorname{ch} \alpha T$ (10), что возможно лишь при достаточно больших ξ . Согласно (8) значение ξ равно нулю при $B = 0$ и растет с увеличением B . Это объясняет первое из полученных в эксперименте условий стохастичности, поскольку гистерезисный характер амплитудной характеристики возможен лишь при достаточно больших амплитудах внешнего сигнала. Из (10) также следует существование минимальной частоты модуляции внешнего воздействия. Действительно, с уменьшением Ω (с увеличением T) правая часть (10) растет экспоненциально, левая — линейно, следовательно, при достаточно малых Ω условие (10) заведомо не выполняется. Далее, в силу зависимости φ от $\cos(\Delta T + \xi + \arctg \xi)$ из (9) вытекает существование зон стохастичности, определяемых условием $\Delta T + \xi + \arctg \xi \approx m\pi$, $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$, чередующихся с зонами устойчивости, определяемых соотношением $\Delta T + \xi + \arctg \xi \approx \left(m + \frac{1}{2}\right)\pi$. Возможно, что в эксперименте при изменении коэффициента модуляции m от 0,30 до 0,38 наблюдалось прохождение одной такой зоны стохастичности. Наличие других зон, не отмечавшихся в эксперименте, связано, вероятно, с отмеченными особенностями используемой математической модели.

Таким образом, дискретное отображение (6) объясняет основные закономерности возникновения стохастических колебаний в не-

линейном колебательном контуре, выявленные в процессе экспериментальных исследований. Для количественного описания этих закономерностей требуется, по-видимому, более точно учесть закон изменения амплитуды, действующего на систему внешнего сигнала.

Список литературы: 1. Митропольский Ю. А. Нестационарные процессы в нелинейных колебательных системах.— К.: Б. и., 1955.— 284 с. 2. Чириков Б. В., Шепелянский Д. Л. Диффузия при многократном прохождении нелинейного резонанса.— Новосибирск, 1980.— 26 с.— (Препринт / АН СССР. Ин-т ядерной физики; 80—211). 3. Переход к хаосу в нелинейном осцилляторе при импульсном периодическом воздействии / Б. П. Безручко, С. П. Кузнецов, Е. П. Селезнев, Е. Е. Яворская // Лекции по электронике СВЧ и радиофизике.— Саратов, 1983.— Т. 2.— С. 36—44. 4. Основы теории колебаний / В. В. Мигулин, В. И. Медведев, Е. Р. Мустель, В. Н. Парыгин.— М.: Наука, 1978.— 392 с. 5. Заславский Г. М. Стохастичность динамических систем.— М.: Наука, 1984.— 272 с.

Поступила в редколлегию 22.01.86

УДК 621.396

В. Л. КОЛЯДИН

СИНТЕЗ РЕГУЛЯРИЗИРУЮЩИХ АЛГОРИТМОВ ДЛЯ РЕШЕНИЯ ОБРАТНЫХ ЗАДАЧ В ИЗМЕРИТЕЛЬНЫХ РАДИОСИСТЕМАХ

Значительная часть измерительных радиосистем (ИРС) предназначена для решения задач, которые можно классифицировать как обратные задачи математической физики. К указанным системам относятся различные радиоголографические комплексы, ориентированные на восстановление первичных полей физических объектов по результатам измерения их полей рассеяния [1], а также многоканальные радиометрические системы (радиотелескопы), применяемые в радиоастрономии [2]. В силу некорректности решаемых с их помощью задач широкое распространение получили алгоритмы обработки пространственно-временных сигналов, синтезированные в рамках концепции регуляризирующего оператора Тихонова [3]. Одной из основных трудностей при их практической реализации является выбор параметра регуляризации, существенно влияющий на конечный результат измерения. С другой стороны, согласно теории статистических решений, следует использовать наряду с процедурой получения решения методы определения степени его достоверности, что обычно упускается из вида при синтезе алгоритмов обработки информации в ИРС. Исследуем возможность синтеза процедур обработки радиосигналов в ИРС, позволяющих получить регуляризованное решение обратной задачи с установленным уровнем достоверности, что обеспечивается соответствующим методом выбора параметра регуляризации.

Рассматриваемая задача в общем виде формулируется как задача решения операторного уравнения

$$\mathcal{A}u_n + \vec{n} = \vec{f}; \quad u_n \in U_n; \quad \vec{n}, \vec{f} \in C_m, \quad (1)$$

где $\mathcal{A}: U_n \rightarrow C_m$ — линейный оператор ранга n ; U_n — пространство решений — n -мерное подпространство гильбертова пространства U ; C_m — пространство наблюдений (радиоданных) — m -мерное комплексное евклидово пространство; $\vec{f}$ — наблюдаемый вектор радиоданных; $\vec{n}$ — вектор аддитивной помехи с нулевым математическим ожиданием и корреляционной матрицей $R_{m \times m}$. Метод регуляризации Тихонова при решении уравнения (1) сводится к решению вариационной задачи [3]

$$\inf \{ \|u_n\|_U^2 + \alpha \|Au_n - \vec{f}\|_m^2 : u_n \in U_n \}, \quad (2)$$

где α — параметр регуляризации, $\|\cdot\|_m$ — евклидова норма в C_m ; $\|\cdot\|_U$ — гильбертова норма в U . Для численной реализации метода следует выбрать координатный базис $\{\Phi_i \in U_n; i = \overline{1, n}\}$ в подпространстве U_n . Тогда решение уравнения (1) запишем в виде $u_n = \sum_{i=1}^n a_i^* \Phi_i$ (3). Здесь $*$ — знак комплексного (для векторных величин — эрмитового) сопряжения. При этом каждому $u_n \in U_n$ взаимно однозначно соответствует вектор $\vec{a} = (a_1, \dots, a_n)$, конкретный вид которого определяется выбранным базисом, а операторному уравнению (1) соответствует система n линейных уравнений

$$\vec{A}\vec{a} + \vec{n} = \vec{f}; \quad \vec{a} \in C_n; \quad \vec{n}, \vec{f} \in C_m, \quad (4)$$

где A — матрица $(m \times n)$ вида $(\vec{\Phi}_1, \dots, \vec{\Phi}_n)$, $\vec{\Phi}_i \in C_m$, $\vec{\Phi}_i = \mathcal{A}\Phi_i$. Тогда

$$\|u_n\|_U^2 = (u_n, u_n)_U = \left(\sum_{i=1}^n a_i^* \Phi_i, \sum_{i=1}^n a_i \Phi_i \right)_U = \vec{a}^* Q \vec{a}.$$

Здесь Q — матрица $(n \times n)$ с элементами $g_{ij} = (\Phi_i, \Phi_j)_U$, $(\cdot, \cdot)_U$ — скалярное произведение в U . Следовательно, вариационная задача (2) эквивалентна задаче

$$\inf \{ \vec{a}^* Q \vec{a} + \alpha \|\vec{A}\vec{a} - \vec{f}\|_m^2 : \vec{a} \in C_n \}. \quad (5)$$

Регуляризирующему оператору $\mathcal{L}_\alpha: C_m \rightarrow U_n$ соответствует матрица $(n \times m)$, разрешающая вариационную задачу (5) $L_\alpha = (A^* A + \alpha Q)^{-1} A^*$ (6). При этом регуляризованная процедура решения уравнения (1) определяется выражениями

$$\widehat{\vec{a}} = L_\alpha \vec{f} \quad (7); \quad \widehat{u}_n = \sum_{i=1}^n \widehat{a}_i^* \Phi_i. \quad (8)$$

выбор координатного базиса в подпространстве U_n влияет лишь на вид выражения (4), (6), а не на конечный результат $\hat{U}_n$, поскольку процедура (7), (8) независимо от выбора базиса является представлением одного и того же оператора $\mathcal{L}_\alpha$.

В литературе нередко отождествляется использование для решения обратной задачи матрицы L_α вида $L_\alpha = (A^*A + \alpha I)^{-1}A^*$ с методом регуляризации Тихонова. Однако последнее справедливо лишь в том случае, если базис ортонормирован, что непосредственно следует из выражения (6). Для дальнейшего анализа конкретизируем вид пространства U и рассмотрим случай, когда U — гильбертово пространство функций, определенных в области Ω N -мерного пространства R_N . Элементами из U могут быть: пространственный энергетический спектр электромагнитного поля в задачах радиометрии, поле коэффициента рассеяния поверхности в задачах активной радиолокации, функция, описывающая пространственное распределение показателя преломления в задачах дистанционного зондирования среды. В первых двух случаях размерность N области Ω равна двум, в третьем случае — трем. Тогда искомое решение u_n обратной задачи и базис $\{\Phi_i, i = \overline{1, n}\}$ также являются функциями от $\vec{\theta} \in \Omega$:

$$\widehat{u_n}(\vec{\theta}) = \sum_{i=1}^n \widehat{a_i^*} \Phi_i(\vec{\theta}) = \widehat{a^*} \vec{\Phi}(\vec{\theta}),$$

где $\vec{\Phi}(\vec{\theta}) = (\Phi_1(\vec{\theta}), \dots, \Phi_n(\vec{\theta}))^T$. При этом процедура (7), (8) нахождения регуляризованного решения уравнения (1) по вектору радиоданных $\vec{f} \in C_m$ описывается выражением

$$\widehat{u_\alpha}(\vec{\theta}) = \widehat{a^*} \vec{\Phi}(\vec{\theta}) = \vec{f}^* L_\alpha^* \vec{\Phi}(\vec{\theta}). \quad (9)$$

Введем обозначение $\vec{B}_\alpha(\vec{\theta}) = L_\alpha^* \vec{\Phi}(\vec{\theta})$ (10). Выражение (9) с учетом (10) можно записать в виде

$\widehat{u_\alpha}(\vec{\theta}) = \vec{f}^* \vec{B}_\alpha(\vec{\theta})$ (11). Из (11) следует, что алгоритм решения линейной обратной задачи (1) по методу регуляризации Тихонова (как и любой другой линейный алгоритм) при фиксированном параметре α сводится к взвешенному суммированию априорно известных функций $\{B_{i\alpha}(\vec{\theta}), i = \overline{1, n}\}$ с весовыми коэффициентами, численно равными компонентам вектора радиоданных $\vec{f}$. Указанные функции полностью определяют структуру алгоритма и зависят лишь от оператора $\mathcal{A}$ и параметра регуляризации $\mathcal{L}$.

Следует отметить, что методы регуляризации позволяют определить только однопараметрическое семейство операторов α_α , в то время как выбор конкретного значения параметра α является самостоятельной задачей. Наиболее распространенным способом ее решения служит выбор параметра регуляризации по невязке [4].

Однако при этом не учитывается степень статистической достоверности получаемого решения $\hat{u}_\alpha(\vec{\theta})$, что снижает надежность результатов измерения. Цель дальнейшего рассмотрения — получение соотношений, позволяющих оценить уровень флуктуаций регуляризованного решения, и построение на их основе процедуры выбора параметра регуляризации, гарантирующей получение результатов с заданной степенью достоверности.

Определим дисперсию регуляризованного решения $\hat{u}_\alpha(\vec{\theta})$, соответствующую вкладу флуктуационной составляющей, которая присутствует в решении из-за влияния вектора помехи $\vec{n}$.

$$\sigma_\alpha^2(\vec{\theta}) = \langle \vec{n}^* \vec{B}_\alpha(\vec{\theta}) \vec{B}_\alpha^*(\vec{\theta}) \vec{n} \rangle = \text{tr} [R_{m \times m} D_\alpha(\vec{\theta})]. \quad (12)$$

Здесь $D_\alpha(\vec{\theta})$ — матричная функция аргумента $\vec{\theta}$, зависящая от параметра α , $D_\alpha(\vec{\theta}) = \vec{B}_\alpha(\vec{\theta}) \vec{B}_\alpha^*(\vec{\theta})$; $\langle \cdot \rangle$ — оператор усреднения по ансамблю реализаций; tr — след матрицы. Выражение (12) позволяет оценить дисперсию $\sigma_\alpha^2(\vec{\theta})$ решения $\hat{u}_\alpha(\vec{\theta})$ в каждой точке области Ω исходя из априорной информации о корреляционной матрице $R_{m \times m}$ вектора помехи $\vec{n}$. Регуляризованное решение обратной задачи (1) может считаться достоверным лишь в тех точках области Ω , в которых выполняется условие

$$|\hat{u}_\alpha(\vec{\theta})|^2 \geq k \sigma_\alpha^2(\vec{\theta}). \quad (13)$$

где k имеет значение порядка нескольких единиц. В противном случае величину $\hat{u}_\alpha(\vec{\theta})$ можно полностью отнести к флуктуационной составляющей.

Итак, выражения (11), (12) позволяют по наблюдаемому вектору радиоданных и априорно известной корреляционной матрице помехи определить регуляризованное решение рассматриваемой задачи, соответствующее методу регуляризации Тихонова, и дисперсию его флуктуационной составляющей. Уменьшение параметра α приводит к росту флуктуационной и уменьшению систематической погрешности. Предлагаемая далее процедура выбора указанного параметра обеспечивает компромисс между уровнями флуктуационной и систематической погрешностей при одновременном обеспечении условия (13) статистической достоверности решения. Эта процедура заключается в выборе минимального α из множества его значений, удовлетворяющих условию (13) в достаточно большой подобласти $\Omega' \subset \Omega$. При этом результатом измерения служит не только регуляризованное решение $\hat{u}_\alpha(\vec{\theta})$, но и его дисперсия $\sigma_\alpha^2(\vec{\theta})$ или среднеквадратичное отклонение $\sigma_\alpha(\vec{\theta})$, что полностью отвечает требованиям концепции доверительного интервала в современной теории статистических решений.

Проведенное рассмотрение позволяет сделать следующие выводы.

1. Любой регуляризирующий линейный алгоритм решения обратной задачи (1) можно представить в виде (11), то есть свести к взвешенному суммированию априорно известных функций с весовыми коэффициентами, численно равными компонентам вектора радиоданных. Это позволит существенно упростить аппаратную реализацию алгоритмов обработки сигналов в ИРС.

2. Алгоритм решения обратной задачи наряду с процедурой нахождения регуляризованного решения (11) должен включать процедуру оценивания дисперсии его флюктуационной составляющей (12).

3. Предлагаемая процедура выбора параметра регуляризации исходя из степени статистической достоверности решения отвечает требованиям теории статистических решений более полно, чем широко распространенный метод выбора указанного параметра по невязке. Получаемый при ее использовании результат измерения имеет заданный уровень достоверности.

Список литературы: 1. *Фалькович С. Е., Хомяков Э. Н.* Статистическая теория измерительных радиосистем.— М.: Радио и связь, 1981.— 286 с. 2. *Есепкина Н. Е., Парийский Ю. Н., Корольков Д. В.* Радиотелескопы и радиометры.— М.: Наука, 1973.— 340 с. 3. *Иванов В. К., Васин В. В., Танава В. П.* Теория линейных некорректных задач и ее приложения.— М.: Наука, 1973.— 195 с. 4. *Гласко В. Б.* Обратные задачи математической физики.— М.: Изд-во Моск. ун-та, 1984.— 103 с.

Поступила в редколлегию 26.12.85

УДК 621.396.621.391

А. А. ФИРСАКОВ, А. В. НЕСНОВ, С. А. ХРАМЧЕНКО

ПОСЛЕДЕТЕКТОРНАЯ ОБРАБОТКА ОДИНОЧНЫХ РАДИОЛОКАЦИОННЫХ СИГНАЛОВ

В большинстве импульсных радиолокационных станций обработка радиолокационных сигналов ограничивается выделением одиночных некогерентных сигналов на фоне шума и состоит в их оптимальной фильтрации с последующим детектированием [1]. Такая обработка одиночных сигналов является оптимальной при известной их форме, что имеет место в случае незначительного радиального размера ΔR объекта наблюдения по сравнению с радиальной протяженностью разрешаемого объема Δr [2], когда деформацией закона модуляции сигнала при отражении можно пренебречь. Однако указанное условие не всегда выполняется. В результате возникают потери при обработке по описанному алгоритму.

Таким образом, целесообразно учитывать деформацию закона модуляции радиолокационных сигналов при размерах объектов

наблюдения, соизмеримых с разрешаемой способностью РЛС по дальности. Необходимо рассмотреть модификацию алгоритма обработки, а также оценить соответствующие характеристики обнаружения.

При размерах объектов $\Delta R < \Delta r$ следует учитывать, что отраженный сигнал $m(t)$ представляет собой совокупность элементарных сигналов $m_n(t)$, имеющих закон модуляции $U(t)$ зондирующего сигнала и относящихся к различным распределенным по дальности блестящим точкам (рис. 1, а):

$$m(t) = \sum_n m_n(t - t_{rn}) = \sum_n \dot{E}_n U(t - t_{rn}) e^{i\Omega t}, \quad (1)$$

где E_n — комплексная амплитуда n -го элементарного сигнала, $\dot{E}_n = E_n e^{i\Omega t_{rn}}$; t_{rn} — время запаздывания n -го элементарного сигнала, Ω — частота сигнала.

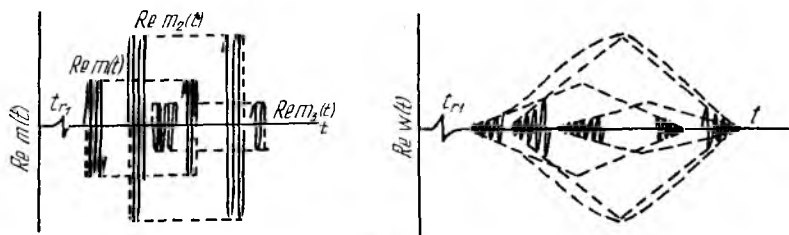


Рис. 1

Отклик оптимального фильтра [2] на такой сигнал запишем в виде

$$w(t) = \int_{-\infty}^{\infty} U_0(t - \tau) m(\tau) d\tau = k \sum_n \dot{E}_n C_0(t - t_{rn} - t_0) e^{i\Omega t}, \quad (2)$$

где $U_0(t)$ — импульсная характеристика оптимального фильтра, $U_0(t) = k\Phi U_0^*(t_0 - t) e^{-i\Omega t}$; $C_0(\tau)$ — корреляционная функция закона модуляции зондирующего сигнала; t_0 — время задержки в фильтре.

Отклик фильтра, таким образом, представляется совокупностью откликов на элементарные сигналы (рис. 1, б), и его форма, зависящая от комплексных амплитуд $\dot{E}_n$, отличается от функции $C_0(\tau)$. Вследствие статистической независимости указанных сигналов, относящихся к различным «блестящим точкам» [3], в широком диапазоне условий наблюдения целесообразна лишь некогерентная (последетекторная) обработка сигнала.

Последетекторная обработка (ПДО) сигнала состоит в его накоплении на интервале существования, превышающем разрешающую способность РЛС по времени запаздывания Δt_r , что реализуется фильтром ПДО (рис. 2, а), или сводится к суммированию его составляющих, отстоящих друг от друга по времени на вели-

чину удвоенного времени корреляции зондирующего сигнала $2\tau_0 = \int_{-\infty}^{\infty} C_0(\tau) d\tau = \Delta t_r$. Второй способ реализуется с помощью фильтра. В последнем случае решающая статистика z при обнаружении формируется с использованием двух независимых составляющих сигнала.

Рассмотрим вероятности обнаружения D одиночных сигналов при использовании ПДО, определяемые из соотношения

$$D = \int_L^{\infty} W_1(z) dz \quad (3)$$

где $W_1(z)$ — закон распределения решающей статистики z — отклика

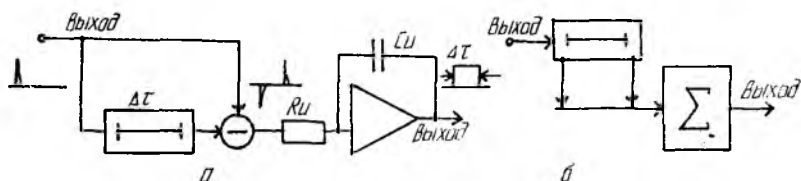


Рис. 2

фильтра ПДО при наличии сигнала; L — порог обнаружения, выбираемый из условия обеспечения заданной вероятности ложной тревоги

$$F = \int_{-\infty}^{\infty} W_0(z) dz \quad (3a)$$

Здесь $W_0(z)$ — закон распределения решающей статистики при отсутствии сигнала.

В случае гауссового шума с нормированной мощностью $\sigma_0^2 = 1$ закон распределения решающей статистики z — суммы квадратов модулей его двух независимых составляющих описывается χ^2 — распределением $W_0(z) = ze^{-z/2}$ и порог выбирается из условия

$$\int_L^{\infty} W_0(z) dz = e^{-L/2} (1 + L/2) = F.$$

При наличии сигнала закон распределения решающей статистики (суммы независимых его составляющих) определяется методом характеристических функций:

$$W(z) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \theta_1(v) \theta_2(v) e^{-iVz} dz, \quad (4)$$

где $\theta_{1(2)}(v)$ — характеристические функции распределения слагаемых.

В случае гауссового сигнала результаты квадратичного детектирования имеют экспоненциальное распределение, т. е.

$$\theta(v) = \frac{1}{1 + jv\mu}.$$

Здесь μ — параметр распределения, $\mu = 1 + \sigma_c^2/\sigma_0^2 = 1 + \gamma$. σ_0^2 — средняя мощность составляющей сигнала.

Используя (4), получаем плотность распределения вероятностей решающей статистики

$$W_1(z) = \frac{1}{\mu_1 - \mu_2} (e^{-z/\mu_1} - e^{-z/\mu_2}). \quad (5)$$

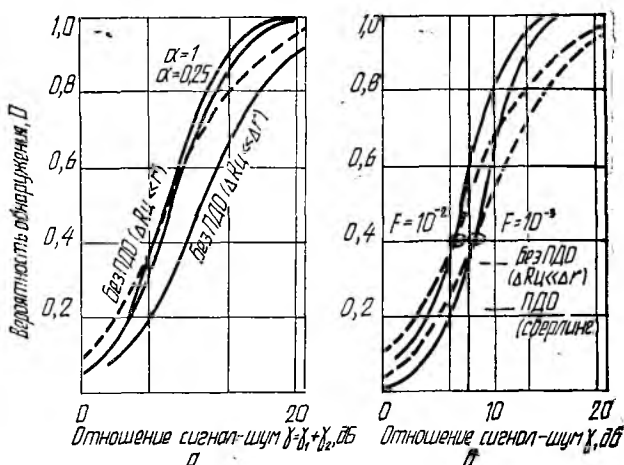


Рис. 3

Тогда согласно (3) получаем

$$D = \frac{1}{\mu_1 - \mu_2} (\mu_1 e^{-L/\mu_1} - \mu_2 e^{-L/\mu_2}). \quad (6)$$

В случае равенства $\mu_1 = \mu_2 = \mu$ выражение (5) преобразуется в x_2 распределение с четырьмя степенями свободы, а вероятность D :

$$D = e^{-L/\mu} (1 + L/\mu). \quad (7)$$

Соотношение (7) соответствует наиболее благоприятному случаю равновесности составляющих, т. е. $\alpha = \gamma_2/\gamma_1 = 1$, однако при $\alpha < 1$ характеристики изменяются незначительно (рис. 3,а). Использование ПДО позволяет не только избежать потерь (до 3 дБ) при обработке, но и получить некоторый выигрыш в характеристиках обнаружения по сравнению с обнаружением недеформированного сигнала (рис. 3,а).

Мощность сигналов, отраженных от системы с доминирующей

«блестящей точкой», в соответствии с моделью Сверлинга [4] описывается распределением вида

$$W(x) = \frac{x}{(\bar{x}/2)^2} e^{-\frac{x}{\bar{x}/2}},$$

что следует учитывать в рассматриваемом случае.

Используя распределение соответствующего сигнала на выходе квадратичного детектора, с учетом зашумленности [4] можно получить характеристическую функцию распределения каждого слагаемого

$$\theta(v) = \frac{1}{\lambda} \frac{1}{1 - jv\lambda} + \frac{\lambda - 1}{\lambda} \frac{1}{(1 - jv\lambda)^2}, \quad (8)$$

где λ — параметр распределения, $\lambda = 1 + \sigma_c^2 / 2\sigma_0^2$.

Подставив (8) в (4), найдем распределение решающей статистики

$$W_1(z) = \frac{1}{\lambda_1 \lambda_2 (\lambda_1 - \lambda_2)} \left\{ \lambda_2 (\lambda_1 - 1) e^{-z/\lambda_1} \left[\frac{\lambda_1 - 1}{\lambda_1} z - 2\lambda \frac{\lambda_2 - 1}{\lambda_1 - \lambda_2} \right] + \right. \\ \left. + \lambda_1 (\lambda_2 - 1) e^{-z/\lambda_2} \left[\frac{\lambda_2 - 1}{\lambda_2} z + 2\lambda_2 \frac{\lambda_1 - 1}{\lambda_1 - \lambda_2} \right] \right\}. \quad (9)$$

При неравновесных слагаемых

$$W_1(z) = \frac{z}{\lambda^2} e^{-z/\lambda} \left[1 + (\lambda - 1)z + \frac{(\lambda - 1)^2}{6} z^2 \right], \quad (10)$$

при равновесных слагаемых $\lambda_1 = \lambda_2 = \lambda$.

Подставив (10) в (3), получим

$$D = \frac{1}{\lambda^2} \left[\frac{\Gamma(2; L/\lambda)}{\Gamma(2)} + 2 \frac{\Gamma(3; L/\lambda)}{(\Gamma(3))} (\lambda - 1) + \frac{\Gamma(4; L/\lambda)}{\Gamma(4)} (\lambda - 1)^2 \right], \quad (11)$$

где $\frac{\Gamma(N, x)}{\Gamma(N)}$ — нормированная неполная гамма-функция.

Вследствие нечувствительности характеристик обнаружения к соотношению λ_1/λ_2 выражение (11) целесообразно использовать и при $\lambda_1 \neq \lambda_2$, считая $\lambda = \frac{\lambda_1 + \lambda_2}{2}$.

Характеристики обнаружения выходных сигналов ПДО с учетом эволюции статистики отражений при деформации закона модуляции (рис. 3, б) свидетельствуют о целесообразности работы с решающей способностью, соизмеримой с размерами объекта наблюдения, при использовании ПДО. Выигрыш при этом составляет 1—4 дБ в зависимости от требуемой вероятности обнаружения.

Представленные результаты можно использовать в РЛС, осуществляющих наблюдение протяженных объектов.

Список литературы: 1. Теоретические основы радиолокации / Под ред. Я. Д. Ширмана. — М.: Сов. радио, 1970. — 240 с. 2. Основы радиолокации и радиоэлектронная борьба. Ч. 1. Основы радиолокации / Под ред. А. Е. Охрименко. — М.: Всениздат, 1983. — 300 с. 3. Ван-Трис Г. Теория

УДК 621.391

А. С. СУЛТАНОВ, канд. техн. наук, В. И. АНТЮФЕЕВ, канд. техн. наук,
В. А. КУЛАКОВ, А. С. ВОРОНОВА, Ю. В. ОВСЯННИКОВ

ОПТИМАЛЬНАЯ СТРУКТУРА И ПОТЕНЦИАЛЬНАЯ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ МОДУЛЯЦИОННОГО РАДИОМЕТРА

Модуляционные радиометры находят широкое применение для приема шумовых СВЧ-излучений на фоне собственного шума приемника с флюктуирующим коэффициентом усиления [1; 2]. Известно несколько вариантов структуры модуляционного радиометра [1; 3]. Однако их теоретического обоснования с позиций статистической теории приема сигналов [4] не имеется.

Поставим задачу синтеза радиометра, оптимального по критерию максимума правдоподобия, и оценим его потенциальную чувствительность. Модуляционный радиометр представим состоящим из двух частей: синтезируемой и заданной, к которой относятся антенный вход, модулятор, усилитель высокой частоты (УВЧ) и генератор модулирующего напряжения [1; 2]. Сигнал на входе синтезируемой части можно записать в виде

$$\tilde{u}(t) = \sqrt{1 + g} [\sqrt{\mu(t)} \tilde{u}_c(t) + \tilde{u}_ш(t)], \quad t \in [0, T],$$

где $\mu(t)$ — модулирующая функция; $\tilde{u}_c(t)$, $\tilde{u}_ш(t)$ — напряжения полезного сигнала и шума соответственно; T — время последетекторного накопления (интегрирования); g — относительные флюктуации коэффициента усиления УВЧ по мощности.

В соответствии с общепринятыми предположениями [4] процессы $\tilde{u}_c(t)$, $\tilde{u}_ш(t)$ считаем статистически независимыми стационарными гауссовскими процессами типа ограниченного по полосе белого шума с параметрами $\langle \tilde{u}_c(t) \rangle = 0$, $\langle \tilde{u}_ш(t) \rangle = 0$, $\langle \tilde{u}_c^2(t) \rangle = k T_A \Delta f$, $\langle \tilde{u}_ш^2(t) \rangle = k T_w \Delta f$, где k — постоянная Больцмана; T_A — антенная температура; T_w — приведенная ко входу температура собственных шумов заданной части. На интервале $[0, T]$ параметры T_A , T_w считаем постоянными, а g — неизвестной случайной величиной.

После перехода к нормированным напряжениям получим

$$u(t) = \sqrt{1 + g} [\sqrt{\mu(t)} T_A u_c(t) + \sqrt{T_w} u_ш(t)]. \quad (1)$$

Здесь

$$u(t) = \tilde{u}(t) / \sqrt{k \Delta f}; \quad u_c(t) = \tilde{u}_c(t) / \sqrt{k T_A \Delta f}; \quad u_ш(t) = \tilde{u}_ш(t) / \sqrt{k T_w \Delta f}.$$

Требуется найти оценку максимального правдоподобия параметра T_A сигнала $\sqrt{\mu(t) T_A} u_c(t)$, наблюдаемого на фоне шума $\sqrt{T_w} u_w(t)$ при наличии неизвестного мешающего параметра g , определить точность измерения параметра T_A и построить оптимальную структуру радиометра.

Оценка предельной чувствительности. В соответствии с методом максимального правдоподобия [4] при неизвестном g параметры T_A и g должны оцениваться совместно. В результате разбиения интервала $[0, T]$ на $n = 2\Delta f T$ дискретов, взятых через интервал Котельникова $\Delta t = (2\Delta f)^{-1}$, многомерную совместную плотность вероятности n отсчетов сигнала $u(t)$ можно записать в виде

$$w_n(u_1, \dots, u_n) = \left[\left(2\pi^{n/2} \prod_{i=1}^n \sigma(t_i) \right)^{-1} \exp \left[-\frac{1}{2} \sum_{i=1}^n \frac{u^2(t_i)}{\sigma^2(t_i)} \right] \right],$$

где $\sigma^2(t) = (1+g)[\mu(t)T_A + T_w]$. Тогда логарифм функции правдоподобия параметров T_A, g

$$\Lambda(T_A, g) = -\frac{n}{2} \ln(2\pi) - \frac{n}{2} \ln(1+g) - \frac{1}{2} \sum_{i=1}^n \left\{ \ln[\mu(t_i)T_A + T_w] + \frac{u^2(t_i)}{(1+g)[\mu(t_i)T_A + T_w]} \right\}. \quad (2)$$

Для произвольной функции $\varphi(t)$, удовлетворяющей условиям теоремы Котельникова, справедливы соотношения

$$\sum_{i=1}^n \varphi(t_i) = \frac{1}{\Delta t} \sum_{i=1}^n \varphi(t_i) \Delta t = 2\Delta f \sum_{i=1}^n \int_{t_i}^{t_{i+1}} \varphi(t) dt = 2\Delta f \int_0^T \varphi(t) dt.$$

$$\text{Тогда } \Lambda(T_A, g) = -\Delta f T \ln[2\pi(1+g)] - \Delta f \int_0^T \left\{ \ln[\mu(t)T_A + T_w] + \frac{u^2(t)}{(1+g)[\mu(t)T_A + T_w]} \right\} dt.$$

Информационная матрица Фишера [4] имеет вид

$$F = \frac{\Delta f T}{T_w^2} \begin{bmatrix} \langle M^2 \rangle & \frac{T_w \langle M \rangle}{1+g} \\ \frac{T_w \langle M \rangle}{1+g} & \frac{T_w^2}{(1+g)^2} \end{bmatrix},$$

$$\text{где } M(t) = \frac{\mu(t)}{1+\alpha\mu(t)}; \langle M \rangle = \frac{1}{T} \int_0^T M(t) dt; \langle M^2 \rangle = \frac{1}{T} \int_0^T M^2(t) dt; \quad (3)$$

α — отношение сигнал-шум на входе радиометра, $\alpha = T_A/T_w$; T_A ,

g — оценки параметров T_A , g . После вычисления обратной матрицы найдем дисперсию параметра T_A :

$$\sigma_{T_A}^2 = \frac{T_{\text{ш}}^2}{\Delta f T (\langle M^2 \rangle - \langle M \rangle^2)}. \quad (4)$$

Подчиним модулирующую функцию $\mu(t)$ условию $0 \leq \mu(t) \leq 1$. Тогда из формулы (3) следует $0 \leq M(t) \leq (1 + \alpha)^{-1}$. Используя бесконечномерный вариант теоремы Куна—Таккера из теории выпуклого программирования [5], можно показать, что в классе интегрируемых с квадратом на интервале $[0, T]$ функций функционал (4) при ограничении $0 \leq M(t) \leq (1 + \alpha)^{-1}$ достигает минимума на цифровых функциях, множество значений которых равно $\{0, (1 + \alpha)^{-1}\}$. На практике применяются периодические модулирующие функции вида

$$\mu(t) = \begin{cases} 1, & i\tau \leq t < \tau (i + Q^{-1}); \\ 0, & \tau (i + Q^{-1}) \leq t \leq (i + 1)\tau, \end{cases} \quad i = \overline{0, N-1}, \quad N = T/\tau, \quad (5)$$

где τ , Q — период и скважность модулирующих импульсов соответственно. Для таких функций $\langle M \rangle = [Q(1 + \alpha)]^{-1}$, $\langle M^2 \rangle = Q^{-1}(1 + \alpha)^{-2}$, и выражение (4) преобразуется:

$$\sigma_{T_A}^2 = \frac{T_{\text{ш}}^2}{\Delta f T} \frac{Q^2}{Q-1} (1 + \alpha)^2.$$

Минимизируя функцию $\sigma_{T_A}^2$ по скважности Q при ограничении $Q \geq 1$, находим предельную чувствительность модуляционного радиометра

$$\sigma_{T_{A\text{мин}}} = \frac{2T_{\text{ш}}}{\sqrt{\Delta f T}} (1 + \alpha), \quad (6)$$

которая достигается для оптимальной скважности $Q_{\text{опт}} = 2$, соответствующей меандровой модулирующей функции. В случае $\alpha \ll 1$ формула (6) совпадает с известным выражением, определяющим чувствительность модуляционного радиометра [1; 2].

Синтез оптимальной структуры. Система уравнений максимального правдоподобия [4] имеет вид

$$\int_0^T \frac{\mu(t)}{\mu(t) T_A + T_{\text{ш}}} \left(1 - \frac{u^2(t)}{(1 + \hat{g}) [\mu(t) T_A + T_{\text{ш}}]} \right) dt = 0;$$

$$1 + \hat{g} - \frac{1}{T} \int_0^T \frac{u^2(t) dt}{\mu(t) T_A + T_{\text{ш}}} = 0 \quad (7)$$

и может быть разрешена в явном виде относительно параметров T_A , $\hat{g}$ в двух случаях: для модулирующих функций вида (5) при произвольном α и для произвольных модулирующих функций

при $\alpha \ll 1$.

В первом случае, учитывая, что

$$\frac{1}{T} \int_0^T \frac{u^2(t) dt}{\mu(t) T_A + T_{\text{ш}}} = \frac{1}{T} \sum_{i=0}^{N-1} \left[\frac{1}{T_A + T_{\text{ш}}} \int_{\tau}^{\tau(i+Q-1)} u^2(t) dt + \right. \\ \left. + \frac{1}{T_{\text{ш}}} \int_{\tau(i+Q-1)}^{(i+1)\tau} u^2(t) dt \right] = \frac{A}{T_A + T_{\text{ш}}} + \frac{B}{T_{\text{ш}}};$$

$$\frac{1}{T} \int_0^T \frac{\mu(t) u^2(t) dt}{[\mu(t) T_A + T_{\text{ш}}]^2} = \frac{1}{T (T_A + T_{\text{ш}})^2} \sum_{i=0}^{N-1} \int_{\tau}^{\tau(i+Q-1)} u^2(t) dt = \frac{A}{(T_A + T_{\text{ш}})^2},$$

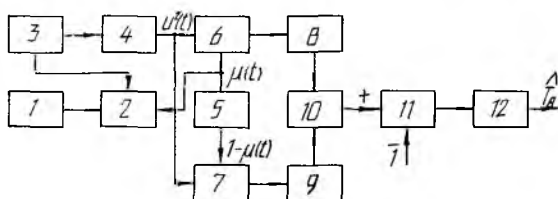


Рис. 1

где $A = \frac{1}{T} \int_0^T \mu(t) u^2(t) dt$, $B = \frac{1}{T} \int_0^T [1 - \mu(t)] u^2(t) dt$, система уравнений (7) принимает вид

$$\hat{T}_A = \frac{QA}{1 + \hat{g}} - T_{\text{ш}}; \quad 1 + \hat{g} = \frac{QB}{(Q-1) T_{\text{ш}}}, \quad (8)$$

а ее решение определяется выражением $\hat{T}_A = T_{\text{ш}} \left[(Q-1) \frac{A}{B} - 1 \right]$ (9). Таким образом, алгоритм обработки сигнала оптимальным приемником основан на определении отношения мощностей сигнального и опорного каналов. Для оптимальной скважности $Q_{\text{опт}} = 2$ уравнение (9) преобразуется к следующему: $\hat{T}_A = T_{\text{ш}} (A/B - 1)$, а соответствующая оптимальная структура радиометра представлена на рис. 1, где использованы обозначения: 1 — антенный вход; 2 — модулятор; 3 — УВЧ; 4 — квадратичный детектор; 5 — генератор опорных напряжений; 6, 7 — множители; 8, 9 — интеграторы; 10 — устройство деления; 11 — сумматор; 12 — усилитель с коэффициентом передачи $K = T_{\text{ш}}$. Подобная схема эвристически предложена в работе [3] и получила, следовательно, должное теоретическое обоснование как оптимальная в смысле максимума правдоподобия структура при произвольном отношении сигнал-шум на входе.

Рассмотрим случай $\alpha \ll 1$, имеющий важное значение во многих практических приложениях радиометрических приемников. Система уравнений (7) принимает вид

$$T_A = T_{\text{ш}} \frac{\langle \mu \rangle}{\langle \mu^2 \rangle} \left[\frac{A}{\langle \mu \rangle (1 + g)} - 1 \right]; \quad 1 + g = \left[A \left(1 - \frac{T_A}{T_{\text{ш}}} \right) + B \right] / T_{\text{ш}},$$

а ее решение определяется выражением $T_A = k_1 (k_2 A - B)$ (10),

где $k_1 = \frac{\langle \mu \rangle}{\langle \mu^2 \rangle - \langle \mu \rangle^2}$; $k_2 = \frac{1}{\langle \mu \rangle} - 1$; $\langle \mu \rangle = \frac{1}{T} \int_0^T \mu(t) dt$; $\langle \mu^2 \rangle = \frac{1}{T} \int_0^T \mu^2(t) dt$. Оптимальная структура радиометра, синтезированная

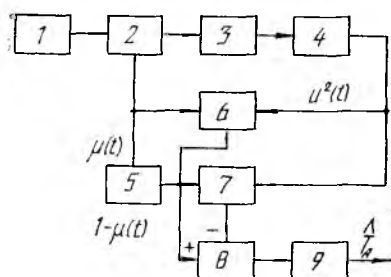


Рис. 2

в соответствии с соотношением (10), представлена на рис. 2, где 1 — антенный вход; 2 — модулятор; 3 — УВЧ; 4 — квадратичный детектор; 5 — генератор опорных напряжений; 6, 7 — перемножители; 8 — сумматор; 9 — интегратор. Формула (4) для чувствительности принимает вид $\sigma_{T_A} = T_{\text{ш}} \{\Delta f T (\langle \mu^2 \rangle - \langle \mu \rangle^2)\}^{-1/2}$ (11). В случае меандровых модулирующих функций имеем $\langle \mu \rangle = 1/2$, $\langle \mu^2 \rangle = 1/2$, $k_2 = 1$, $k_1 = 2$,

и полученная схема совпадает со структурой классического модуляционного радиометра [1; 2], которая, таким образом, является оптимальной при малых отношениях сигнал-шум на входе. Потенциальная чувствительность приемника в соответствии с выражением (11) $\sigma_{T_A} = 2T_{\text{ш}} (\Delta f T)^{-1/2}$, что совпадает с известным соотношением [1; 2]. Уравнение структуры $T_A = 2(A - B)$ получается из системы (8) при $T_A/T_{\text{ш}} \ll 1$, когда можно пренебречь воздействием флуктуаций коэффициента усиления на полезный сигнал по сравнению с их влиянием на собственный шум радиометра, а именно

$$T_A \approx T_A (1 + g) = 2A - T_{\text{ш}} (1 + g) = 2(A - B).$$

Таким образом, при произвольном отношении сигнал-шум на входе оптимальной в смысле максимума правдоподобия является структура радиометра с модулирующей меандровой функцией, реализующая алгоритм обработки сигнала, основанный на определении отношения выходных мощностей сигнального и опорного каналов.

При малых отношениях сигнал-шум эквивалентной по чувствительности является классическая структура модуляционного радиометра, реализующая разностный алгоритм обработки сигнала.

Список литературы: 1. Башаринов А. Е., Гурвич А. С., Егоров С. Т. Радионизлучение Земли как планеты.— М.: Наука, 1974.— 188 с. 2. Есепкина Н. А., Корольков Д. В., Парийский Ю. Н. Радиотелескопы и радиометры.— М.: Наука, 1973.— 416 с. 3. Ohm E. A., Snell W. W. A radiometer for a space communications receiver // Bell System Techn. J.— 1963.— 42, N 5.— P. 47—52. 4. Куликов Е. И., Трифонов А. П. Оценка параметров сигналов на фоне помех.— М.: Сов. радио, 1978.— 296 с. 5. Экланд И., Темам Р. Выпуклый анализ и вариационные проблемы.— М.: Мир, 1979.— 400 с.

Поступила в редколлегию 03.03.86

УДК 621.396.961.06

Г. А. АЛЕКСЕЕВ, канд. физ.-мат. наук, **С. И. ХОМЕНКО**

ОСОБЕННОСТИ СПЕКТРА ОТРАЖЕННОГО СИГНАЛА ПРИ ПРОПЕЛЛЕРНОЙ МОДУЛЯЦИИ Ч А С Т Ь 1. ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ

Вращение рассеивающего объекта вызывает амплитудно-фазовую модуляцию отраженного монохроматического радиосигнала. Особенности спектра определяются конфигурацией объекта, его расположением и законом движения относительно приемопередающей системы. В технических приложениях применительно к различным рассеивающим структурам установились понятия: пропеллерная модуляция, компрессорная, турбинная и др. [1]. Сколько-нибудь строгий теоретический анализ наблюдаемых эффектов практически отсутствует, что объясняется сложностью возникающих дифракционных задач. Для выявления основных закономерностей спектра обычно моделируют электродинамически сложные структуры элементами более простой формы — пластинами, дисками, цилиндрами, уголковыми отражателями [2—4]. Однако гармонический анализ рассеянного поля проведен только для модели вращающихся блестящих точек. В данной статье предпринята попытка описания спектра, обусловленного пропеллерной модуляцией, на основе модели, состоящей из набора вращающихся металлических пластин прямоугольной формы.

В рамках модели каждая лопасть пропеллера заменяется набором бесконечно тонких плоских металлических пластин, ориентированных определенным образом относительно друг друга. Геометрия модели двух осесимметричных лопастей, аппроксимируемых

четырьмя пластинами, продольные оси которых в момент времени $t = 0$ совмещены с координатной осью Oz , представлена на рис. 1. Угол разворота Φ_s каждой пластины относительно плоскости вращения xOz определяется характерным углом закрутки поверхности, образующей лопасть. На практике этот угол уменьшается с удалением участка образующей поверхности от оси вращения пропеллера и различается по знаку для осесимметричных лопастей. Соответственно на рис. 1 пластины группы а с размерами L^a , H^a имеют углы разворота Φ_s^a , $-\Phi_s^a$, пластины группы б с размерами L^b , H^b — углы разворота Φ_s^b , $-\Phi_s^b$. Угол $\Theta_s = \Omega t$ определяет положение продольной оси лопасти, вращающейся с угловой частотой Ω вокруг координатной оси Oy , в произвольный момент времени.

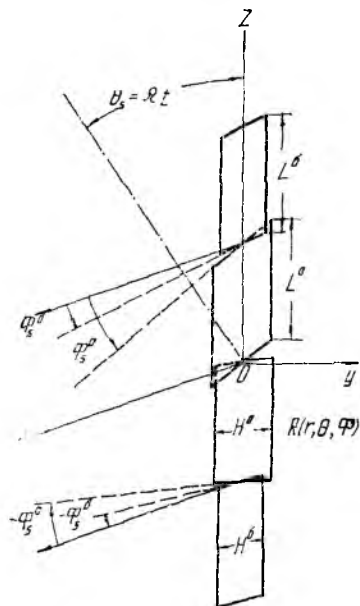


Рис. 1

Для упрощения рассмотрим однопозиционный (радиолокационный) случай, при котором передатчик и приемник совмещены в точке наблюдения $R(r, \Theta, \Phi)$ сферической системы координат. Учитывая аксиальную симметрию усредненных по времени характеристик рассеянного поля, достаточно исследовать их зависимость от азимута Φ при фиксированном угле $\Theta = \pi/2$ (угол места равен нулю). Как и в работе [3], предполагается, что на вращающуюся структуру падает плоская монохроматическая волна с горизонтальной поляризацией с вертикальной составляющей магнитного поля

$$H_z^0 = H_0 \exp [i\omega_0 t + ik(x \cos \Phi + y \sin \Phi)]. \quad (1)$$

Компоненты рассеянного электрического поля в дальней зоне определим квазистационарным приближением Кирхгофа. Для отдельной прямоугольной идеально отражающей пластины с размерами L , H , центр которой вынесен на расстояние L_0 от оси вращения, они имеют вид

$$E_\Phi = iE_0 \frac{LH}{\lambda r} \exp [i(\omega_0 t - kr + P_0 \sin \tau)] F(t); \quad E_r = E_\Theta = 0, \quad (2)$$

где $F(t) = f(t) [\cos \Phi_s \sin \Phi - \cos \tau \sin \Phi_s \cos \Phi]$;

$$f = \frac{\sin(P_x \cos \tau + P_y) \sin(P_z \sin \tau)}{P_x \cos \tau + P_y} \frac{1}{P_z \sin \tau}; \quad (3)$$

$$P_x = h \cos \Phi_s \cos \Phi; \quad P_y = h \sin \Phi_s \sin \Phi; \quad h = kH = \frac{2\pi H}{\lambda};$$

$$P_z = d \cos \Phi; \quad P_0 = 2d_0 \cos \Phi; \quad d = \frac{2\pi L}{\lambda}; \quad d_0 = \frac{2\pi L_0}{\lambda}; \quad \tau = \Omega t. \quad (4)$$

Модуль функции $F(t)$, как следует из (2), определяет амплитудную модуляцию поля пластины, вращающейся вокруг своего центра. Функция $P_0 \sin \tau$ описывает вращательное движение центра пластины и вызванную им фазовую модуляцию сигнала. Пропеллерная (амплитудно-фазовая) модуляция в рамках используемого приближения является результатом совместного воздействия двух независимых факторов движения.

Сигнал, вызванный полем (2) на выходе одноканального балансного фазового детектора, после когерентного гетеродинирования запишем так:

$$u(t) = \frac{LH}{\lambda r} F(t) \cos(P_0 \sin \tau), \quad (5)$$

где $u(t)$ — безразмерное напряжение, нормированное на амплитуду падающего поля и коэффициент передачи детектора. При такой обработке теряется часть информации о рассеянном поле, однако в значительной мере спектр последнего характеризуется спектром радиосигнала $u(t)$. Этот спектр может быть рассчитан аналитически.

Представляя $f(t)$ в интегральном виде

$$f = \int_0^1 \int_0^1 \cos[x(P_x \cos \tau + P_y)] \cos(zP_z \sin \tau) dx dz \quad (6)$$

и проводя разложение подинтегральных функций по периоду 2π , получаем

$$f \cos(P_0 \sin \tau) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{l=-\infty}^{\infty} c_{zm} c_{xl} \cos m\tau \cos l\tau = \sum_{n=-\infty}^{\infty} C_n \cos n\tau, \quad (7)$$

где

$$c_{zm} = \frac{1}{2} [1 + (-1)^m] \frac{1}{P_z} \sum_{k=0}^{\infty} \{J_{m+2k+1}(P_z + P_0) + J_{m+2k+1}(P_z - P_0) -$$

$$- [1 + (-1)^{m+2k+1}] J_{m+2k+1}(P_0)\}; \quad (8)$$

$$c_{xl} = \int_0^1 J_l(xP_x) \cos\left(xP_y + \frac{\pi l}{2}\right) dx; \quad (9)$$

$$C_n = \sum_{m=-\infty}^{\infty} c_{zm} c_{x(n-m)}. \quad (10)$$

В частном случае вращения пластины вокруг своего центра ($L_0 = 0$) соотношения (8) упрощаются и принимают вид

$$c_{2m} = \frac{1 + (-1)^m}{2} \int_0^1 J_m(zP_z) dz = \frac{1 + (-1)^m}{P_z} \sum_{k=0}^{\infty} J_{m+2k+1}(P_z). \quad (11)$$

Вычисление коэффициентов c_{xl} в явном виде требует дополнительных предположений. Ограничиваясь членами первого и второго порядков малости по параметру $P_y \ll 1$ (малые углы разворота пластины Φ_s), получаем приближенные соотношения

$$c_{xl} = \frac{2}{P_x} \cos \frac{\pi l}{2} \sum_{k=0}^{\infty} J_{l+2k+1}(P_x) - \frac{P_y}{P_x^2} \sin \frac{\pi l}{2} \left[P_x J_{l+1}(P_x) + 2l \sum_{k=0}^{\infty} \times \right. \\ \left. \times J_{l+2k+2}(P_x) \right] - \frac{P_y^2}{2P_x^3} \cos \frac{\pi l}{2} \left[P_x^2 J_{l+1}(P_x) - (l-1) P_x J_l(P_x) + \right. \\ \left. + 2(l^2 - 1) \sum_{k=0}^{\infty} J_{l+2k+1}(P_x) \right]. \quad (12)$$

Спектр сигнала (5) выражается через коэффициенты C_n следующим образом:

$$u = \frac{LH}{\lambda r} \sum_{n=-\infty}^{\infty} G_n \cos n\tau; \quad (13)$$

$$G_n = C_n \cos \Phi_s \sin \Phi - \frac{1}{2} (C_{n-1} + C_{n+1}) \sin \Phi_s \cos \Phi. \quad (14)$$

Спектральная плотность энергии, переносимой гармониками сигнала на частотах, соответствующих $n = 0; \pm 1; \pm 2; \dots$,

$$S_0 = \left(\frac{LH}{\lambda r} \right)^2 G_0^2; \quad S_n = 4 \left(\frac{LH}{\lambda r} \right)^2 G_n^2. \quad (15)$$

Полученные аналитические соотношения легко обобщить на случай рассеяния многолопастным пропеллером. Ограничимся рассмотрением пластинчатой модели, учитывая в дальнейшем при численных расчетах, что для пластин группы а: $L_0 = \frac{1}{2} L^a$, для пластин группы б: $L_0 = L^a + \frac{1}{2} L^b$. В случае N -лопастного осесимметричного пропеллера, каждая лопасть которого составлена из двух пластин, суммарный сигнал на выходе фазового детектора

$$u = \frac{1}{\lambda r} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{k=0}^{N-1} (L^a H^a G_n^a + L^b H^b G_n^b) \cos n \left(\tau + \frac{2\pi k}{N} \right), \quad (16)$$

где G_n^a , G_n^b — спектральные плотности парциальных полей, рассеянных отдельными пластинами групп а, б.

В силу соотношений

$$\sum_{k=0}^{N-1} \sin \frac{2\pi nk}{N} = 0; \quad \sum_{k=0}^{N-1} \cos \frac{2\pi nk}{N} = \begin{cases} N & \text{при } n = mN; \\ 0 & \text{при } n \neq mN \end{cases}$$

из (16) следует, что смещение спектральных линий определяется частотой вращения пропеллера, увеличенной в N раз. Для двухлопастного пропеллера с $L^a = L^b = L$, $H^a = H^b = H$ соотношение (16) упрощается

$$u = \frac{2LH}{\lambda r} \sum_{n=-\infty}^{\infty} (G_{2n}^a + G_{2n}^b) \cos 2n\tau. \quad (17)$$

Спектральная плотность энергии соответственно

$$S_{2n} = 16 \left(\frac{LH}{\lambda r} \right)^2 (G_{2n}^a + G_{2n}^b)^2, \quad n \neq 0. \quad (18)$$

С помощью полученных соотношений можно провести гармонический анализ радиосигналов на выходе одноканального фазового детектора когерентной радиолокационной станции для различных случаев рассеяния вращающимися пластинами, позволяющий выявить особенности пропеллерной модуляции. Основная трудность численного расчета при этом заключается в суммировании членов рядов (8), (11), (12). Например, для пластин с геометрическими размерами L , $H \leq 5\lambda$, $L_0 \leq 7,5\lambda$ вблизи направления $\Phi = \pi/2 \pm 0,2$ аргументы функций Бесселя достигают значений P_x , $P_z \approx 6$, $P_0 \approx 18$, что вызывает необходимость учитывать до 20 членов. Следовательно, практическая применимость соотношений ограничивается пластинами с небольшими размерами и углами разворота и азимутами вблизи нормального. Эти условия определяют слабую амплитудно-фазовую модуляцию, осуществляемую в пределах основного лепестка вращающейся амплитудно-фазовой диаграммы рассеяния.

Характерные ракурсные зависимости спектральной плотности S_n энергии, переносимой гармониками, и энергетические спектры сигнала от вращающейся пластины с размерами $H = 2\lambda$; $L = 5\lambda$, полученные в результате расчета, представлены на рис. 2, 3 в децибелах относительно спектральной плотности энергии нулевой гармоники, рассеянной неразвернутой пластиной в нормальном азимутальном направлении, $S_0^{\text{нр}} = (LH/\lambda r)^2$. Рис. 2, а, 3, а, г соответствуют неразвернутой пластине ($\Phi_s = 0$), рис. 2, б, 3, б, в, д, е — пластине с разворотом $\Phi_s = 0,2$ ($\approx 12^\circ$), рис. 3, а, б, в — пластине, вращающейся вокруг своего центра ($L_0 = 0$), рис. 3, г, д, е — пластине, вращающейся вокруг центра, расположенного на ребре ($L_0 = 2,5\lambda$). Поскольку ракурсные зависимости симметричны относительно нормального азимутального направления, последние два случая на рис. 2 совмещены ($L_0 = 0$ — левые квадранты рисунка,

$L_0 = 2,5\lambda$ — правые). Сплошные линии на рис. 2 определяют четные временные гармоники ($n = 0; 2; 6$), штриховые — нечетные ($n = 1; 5$). При нулевом развороте пластины нечетные гармоники в спектре сигнала отсутствуют при любых углах наблюдения, что объясняется осевой симметрией пластины (рис. 3, а) и неразличимостью направлений ее движения при используемой обработке отраженного радиосигнала. Трансформацию энергетических спектров при изменении ракурса отражают рис. 3, а, б, г, д ($\Phi = 84^\circ$), 3, в, е ($\Phi = 78^\circ$).

Как видно из рис. 2, в рамках принятой модели и используемых предположений пропеллерная модуляция сигнала в нормальном азимутальном направлении отсутствует. Максимумы усреднен-

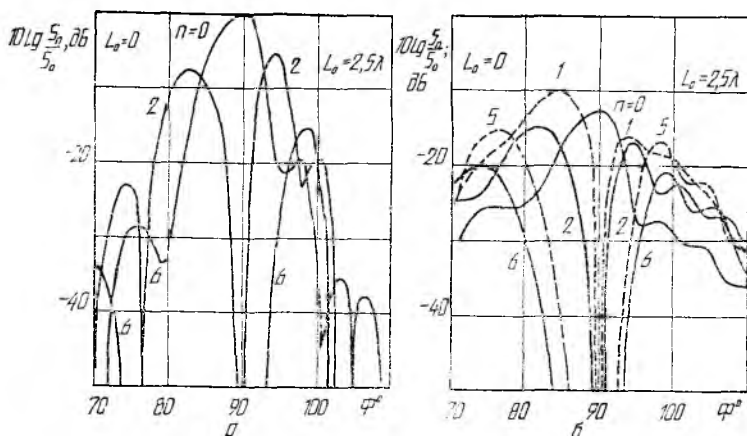


Рис. 2

ных диаграмм рассеяния смещаются относительно нормального азимута тем больше, чем выше номер гармоники. Разворот пластины и отход от нормального угла наблюдения приводят к перераспределению вклада низших и высших временных гармоник и обогащению спектра последними, причем ракурсная зависимость ширины спектра проявляется гораздо сильнее, чем зависимость от угла разворота. Вынос центра вращения пластины за ее пределы усиливает фазовую модуляцию сигнала, вызывая сужение лепестков, изрезанность амплитудно-фазовых диаграмм рассеяния и расширение спектров. Более четко при этом проявляется смещение максимума спектральной плотности в сторону высших временных гармоник (рис. 3, г), математически объясняемое свойствами функций Бесселя, расположение первого максимума которых при заданном аргументе существенно зависит от их порядка.

Например, для пластины бесконечно малых размеров (модель вращающейся блестящей точки) из (8), (14) следует

$$C_n = c_{zn} = \frac{1 + (-1)^n}{2} J_n(P_0); \quad G_n = C_n \sin \Phi, \quad (19)$$

т. е. при $L_0 = 2,5\lambda$, $\Phi = 84^\circ$ аргумент $P_0 \approx \pi$ и максимум спектральной плотности приходится на вторую гармонику [5]. Несоответствие положения максимума спектральной плотности на рис. 3, а указанной оценке объясняется протяженностью пластины.

Используя разработанную методику расчета коэффициентов G_n^a , G_n^b и соотношение (18), можно легко найти спектр поля, рассеянного пластинчатой моделью. На рис. 4, а, б такой спектр представлен для модели двухлопастного пропеллера, в которой $H^a = H^b = 2\lambda$; $L^a = L^b = 5\lambda$; $L_0^a = 2,5\lambda$; $L_0^b = 7,5\lambda$; $\Phi_s^a = \pm 0,2$; $\Phi_s^b = \pm 0,1$, в азимутальных направлениях $\Phi = 89^\circ$ (рис. 4, а), $\Phi =$

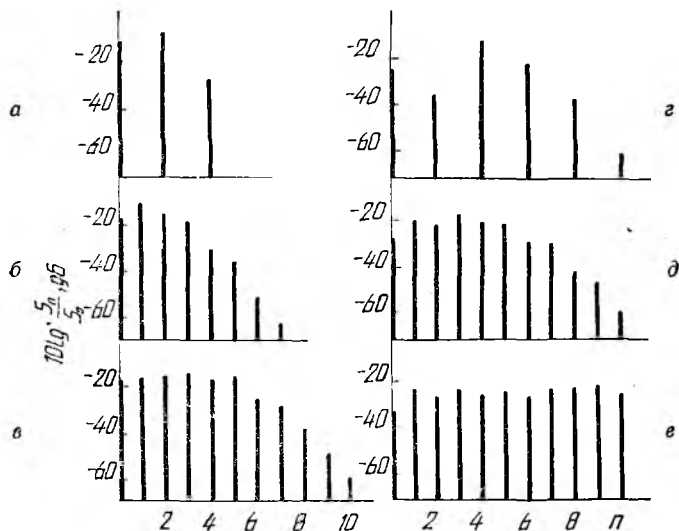


Рис. 3

$= 78^\circ$ (рис. 4, б). Для сравнения (рис. 4, в) представлен спектр неразвернутой пластины ($\Phi_s = 0$, $\Phi = 78^\circ$) с эквивалентными размерами ($H = 2\lambda$, $L = 20\lambda$), вращающейся вокруг своего центра ($L_0 = 0$). Из рис. 4 видно, что смещение приемопередающей системы от нормального азимутального направления, как и следовало ожидать, существенно влияет на вид спектра сигнала от пластинчатой модели, приводя к его расширению и обогащению высшими временными гармониками. Однако при рассмотренных небольших углах разворота отдельных пластин этот спектр в широкой области изменения углов наблюдения ($\Phi \approx 78^\circ \div 89^\circ$) практически неотличим от спектра эквивалентной неразвернутой пластины. Последнее объясняется тем, что при этих условиях на амплитудно-фазовую модуляцию более сильное влияние оказывает вынос центра вращения пластины (увеличение длины лопасти пропеллера), чем ее разворот. Отметим, что в соответствии с реальной конфигурацией

лопасти пластины, наиболее удаленные от центра вращения, в рамках пластинчатой модели должны быть слабозазернутыми. Проведенное сравнение определяет возможность оценки пропеллерной модуляции при небольших разворотах лопастей винта и ракурсах вблизи нормального на основе гораздо более простой модели эквивалентной неразвернутой пластины.

При больших углах разворота наиболее удаленного светящегося участка лопасти вблизи нормального азимутального направления спектр сигнала при пропеллерной модуляции может существенно отличаться по закону убывания

гармоник от спектра сигнала эквивалентной пластины. Однако анализ модуляции в случае длинных сильно развернутых лопастей требует значительного усложнения пластинчатой модели и вызывает трудности численного расчета.

Поскольку в реальных условиях угол наблюдения меняется в пределах нескольких градусов за счет случайных вибраций оси вращения, основным устойчивым информативным признаком, характеризующим пропеллерную модуляцию, остается относительное смещение спектральных составляющих сигнала, пропорциональное в рассмотренном примере удвоенной частоте вращения пропеллера.

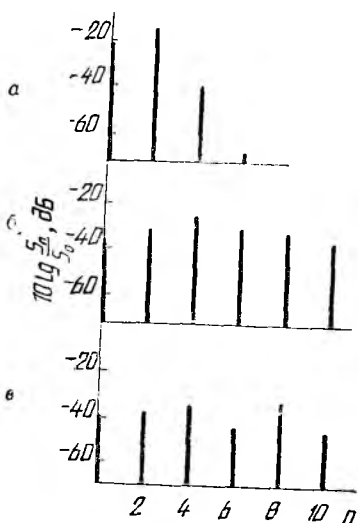


Рис. 4

Список литературы: 1. *Справочник по радиолокации*: В 4 т. / Под ред. М. Скольника; Пер. с англ.— М.: Сов. радио, 1976.— Т. 1.— 456 с. 2. *Штагер Е. А., Чаевский Е. В.* Рассеяние волн на телах сложной формы.— М.: Сов. радио, 1974.— 240 с. 3. *Lahaie I. J., Sengupta D. L.* Scattering of electromagnetic waves by a slowly rotating rectangular metal plate // *IEEE Trans.*— 1979.— AP-27.— N 1.— P. 40—46. 4. *Chuang C. W.* Backscatter of a large rotating conducting cylinder of arbitrary cross section // *IEEE Trans.*— 1979.— AP-27.— N 1.— P. 92—95. 5. *Справочник по специальным функциям с формулами, графиками и математическими таблицами* / Под ред. М. Абрамовица, И. Стиган; Пер. с англ.— М.: Наука, 1979.— 832 с.

Поступила в редколлегию 03.03.86

ОЦЕНКА ПАРАМЕТРОВ ПРОСТРАНСТВЕННО-НЕРАЗРЕШЕННОГО
ФЛЮКТУИРУЮЩЕГО СИГНАЛА

В задачах радиоастрономии, сейсморазведки, радиолокации и также при радиофизических исследованиях характерна ситуация, когда принимаемый сигнал содержит информацию о совокупности физических объектов, неразрешенных в пространстве.

Например, в исследованиях ионосферы методом некогерентного рассеяния (НР) сигнал, принимаемый антенной, может содержать компоненты от неоднородностей различного вида, которые являются источниками вторичного излучения радиоволн. В дальнейшем для сокращения записи такие неоднородности будем называть излучающими источниками. Их пространственное разрешение, с одной стороны, достигается формированием пространственной диаграммы направленности (ДН) системы датчиков, с другой — обработкой принимаемых сигналов по определенным алгоритмам. Системы, в которых осуществляется формирование ДН с одновременной обработкой сигнала, называют адаптивными антенными решетками (ААР) [1]. Работа их основана на использовании корреляционных связей между сигналами, принятыми отдельными элементами ААР. Алгоритм вычисления оптимального вектора весовых коэффициентов (ВВК) сводится к следующему [2]:

$$\vec{W}^{\text{opt}}(k) = \mu \vec{R}_{\text{пр}}^{-1}(k) \vec{T}_{\text{упр}}(k), \quad (1)$$

где μ — константа, определяющая начальный уровень тепловых шумов в решетке; $\vec{R}_{\text{пр}}$ — пространственная корреляционная матрица, $\vec{R}_{\text{пр}} = E \{ \vec{X}^*(k) \vec{X}^T(k) \}$; $\vec{X}(k)$ — вектор мгновенных отсчетов смеси сигнала и шумов на элементах решетки; $\vec{T}_{\text{упр}}(k)$ — вектор управления ДН ААР, определяющий начальное положение главного максимума.

В случае, когда компоненты суммарного сигнала представляют собой совокупность узкополосных случайных колебаний, распределение амплитуд которых подчиняется гауссовскому закону, матрица $\vec{R}_{\text{пр}}(k)$ является теплоцевой, а соотношение (1) представляет собой уравнение Винера—Хопфа для оптимального пространственно-временного фильтра. В случае, если ААР используется в системе связи (решетки Уидроу [3]), то в (1) вместо вектора $\vec{T}_{\text{упр}}(k)$ следует подставить вектор $\vec{D}(k)$ взаимно корреляционных коэффициентов между сигналами на выходе ААР и сигналом с заданного направления.

Оценку числа частично неразрешенных по пространственным координатам источников излучения при этом можно произвести по

минимуму информационного критерия Акаике [4]. Расчетная формула для определения числа сигналов по критерию Акаике для ААР согласно [4] имеет вид

$$A(n) = -2 \ln \left[\frac{\prod_{i=n+1}^N e_i}{\left[\frac{1}{N-n} \sum_{i=n+1}^N e_i \right]^{N-n}} \right]^M + 2n(2N-n), \quad (2)$$

где M — объем временной выборки, по которой вычисляется матрица $\vec{R}_{\text{пр}}(k)$; n — текущее значение аргумента критерия Акаике $A(n)$; N — ранг матрицы $\vec{R}_{\text{пр}}$; $e_1 > e_2 > \dots > e_i > \dots > e_N$ — собственные числа матрицы $\vec{R}_{\text{пр}}$.

Число сигналов вычисляем с помощью соотношения (2)

$$\hat{n}_c = \arg \min_{n \in N} A(n), \quad (3)$$

причем обе оценки можно получить независимо друг от друга.

Однако при решении задач гидроакустики, радиоастрономии и радиолокации из-за влияния турбулентной среды и других факторов нарушаются условия гауссовости сигналов, матрица $\vec{R}_{\text{пр}}(k)$ теряет свойство теплицевости, а оценки собственных чисел этой матрицы, полученные методом максимума правдоподобия, оказываются неоптимальными. Это приводит к тому, что осуществлять пространственно-временную обработку сигналов с помощью рассмотренного подхода оказывается невозможно.

Указанные трудности определяют необходимость синтеза адаптивных алгоритмов совместного оценивания числа и координат излучающих источников с использованием моделей среды. Для задач радио- и гидролокации наиболее вероятны марковские модели среды, что обусловлено характером физических процессов, происходящих в тропосфере и турбулентной водной среде.

Рассмотрим алгоритм обработки негауссовских сигналов в ААР, основанный на марковской аппроксимации моделей сигналов и среды (рис. 1).

Работа алгоритма осуществляется следующим образом. Сигналы, излученные объектом 1 и подверженные влиянию среды 2, воздействуют на элементы ААР 3. Выходной сигнал каждого элемента взвешивается с помощью ВВК 4, вычисляемого в соответствии с модифицированным корреляционным алгоритмом 5, после чего сигналы подвергаются дополнительному взвешиванию с помощью регулируемого ВВК (РВВК) 6, предназначенного для компенсации коллективных флуктуаций амплитуд исследуемых сигналов.

Взвешенные таким образом входные сигналы образуют случайный процесс, плотность вероятности распределения амплитуд кото-

локация, сейсморазведка и т. п.; $\tau_k^{rp} < \tau_k^f$ — специально организованные помехи.

Рассмотренный алгоритм (рис. 1) применим для первого класса задач. Важным этапом разработки такого алгоритма является синтез модели среды. Синтез марковской модели удобно выполнить, используя аппарат описания случайных процессов в виде стохастических дифференциальных уравнений (СДУ). Степень адекватности аппроксимации плотности вероятности распределения амплитуд негауссовского процесса оценим по критерию Кульбака

$$I_N(n) = \int_{R_n} P_N(\vec{X}) \ln \frac{P_N(\vec{X})}{\sum_{i=1}^N P_N(\vec{X})} d\vec{x}. \quad (4)$$

При синтезе оптимальных приемных систем в качестве порога $\hat{I}_N^*(n)$ принято значение $\hat{I}_N^*(n) \approx 10^{-2}$ [5].

Поэтому, если $\hat{I}_N(n) < \hat{I}_N^*(n)$, то выбранную модель $\sum_{i=1}^N \hat{P}_N(\vec{X})$ полагаем удовлетворительной аппроксимацией исходной плотности вероятности процесса.

Для одномерных гауссовских моделей, входящих в сумму знаменателя логарифма в соотношении (4), СДУ записывается в диффузионно-изотопной форме

$$\frac{dx(t)}{dt} = -\frac{x(t)}{\tau_k^i} + \sqrt{2} \sigma (\tau_k^i)^{-1/2} \xi(t). \quad (5)$$

Коэффициенты этого уравнения определяются из одномерного нормального распределения i -й плотности

$$P_i(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma^2}\right), \quad -\infty < x < \infty,$$

входящей в сумму.

Система из M дифференциальных уравнений, где M — число слагаемых в сумме (4), определит M -мерную модель вида

$$\begin{aligned} \dot{x}_1(t) &= a_1 x_1(t) + b_1 \xi(t); \\ &\vdots \\ \dot{x}_N(t) &= a_N x_N(t) + b_N \xi(t) \end{aligned} \quad (6)$$

или в векторно-матричном виде

$$\frac{d\vec{X}(t)}{dt} = \vec{A}\vec{X}(t) + \vec{B}\xi(t). \quad (7)$$

Здесь матрицы $\vec{A}$, $\vec{B}$ образованы по известным правилам из соответствующих коэффициентов системы уравнений (6).

Известно, что однородное решение уравнения (7) есть матричная экспонента [6], т. е. для

$$\frac{d\vec{X}(t)}{dt} = \vec{A}\vec{X}(t), \quad \vec{X}(0) = \vec{X}_1$$

решение имеет вид $\vec{X} = e^{\vec{A}t}\vec{X}_1$, где

$$e^{\vec{A}t} = \vec{I} + \vec{A}t + \dots + \frac{\vec{A}^n t^n}{n!} + \dots$$

Для уравнения (7) получим

$$e^{-\vec{A}t} \left(\frac{d\vec{X}(t)}{dt} - \vec{A}\vec{X}(t) \right) = \frac{d}{dt} (e^{-\vec{A}t}\vec{X}(t)) = e^{-\vec{A}t}\vec{B}\vec{\xi}(t),$$

следовательно,

$$e^{-\vec{A}t}\vec{X}(t) = \vec{X}_1 + \int_0^t e^{-\vec{A}s}\vec{B}\vec{\xi}(s) ds,$$

или окончательно

$$\vec{X}(t) = e^{\vec{A}t}\vec{X}_1 + \int_0^t e^{\vec{A}(t-s)}\vec{B}\vec{\xi}(s) ds, \quad (8)$$

где интеграл в правой части уравнения (8) следует понимать в смысле интеграла Ито.

Модели сигнала, описываемой соотношением (8), соответствует матрица модели $\vec{R}_{np}$. Спектр собственных значений ошибки между моделью и измерением

$$\vec{\varepsilon}(k) = \text{mod} \{ \text{eigen } \vec{R}_{np}(k) - \text{eigen } \vec{R}_{np}(k) \}. \quad (9)$$

Здесь

$$\vec{\varepsilon}(k) = [\varepsilon_1(k), \varepsilon_2(k), \dots, \varepsilon_N(k)]^T = [|e_1 - \hat{e}_1|; \dots; |e_N - \hat{e}_N|]^T.$$

Текущее значение среднего квадрата суммарной ошибки вычислим следующим образом:

$$\begin{aligned} \varepsilon^2 &= E \left\{ \sum_{i=1}^N \varepsilon_i^2(k) \right\} = E \{ \text{tr} [\vec{\varepsilon}(k) \vec{\varepsilon}^T(k)] \} = \\ &= \text{tr} E \{ \vec{\varepsilon}(k) \vec{\varepsilon}^T(k) \} = \text{tr } \vec{R}_\varepsilon(k). \end{aligned} \quad (10)$$

В качестве критерия оптимальности РВВК ААР примем значение среднего квадрата ошибки (10). При этом максимизация соотношения сигнал-шум на выходе ААР эквивалентна минимизации ошибки (10). Выполняя процедуру минимизации, получаем обобщенное на

случай флюктуирующих сигналов выражение для оценки числа сигналов по информационному критерию Акаике

$$n_e = \operatorname{argmin}_{n \in N} \left\{ -2 \ln \left[\frac{\prod_{i=n+1}^N (e_i + \operatorname{tr} \vec{R}_e)}{\left[\frac{1}{N-n} \sum_{i=n+1}^N (e_i + \operatorname{tr} \vec{R}_e) \right]^{N-n}} \right] + 2n(2N-n) \right\}. \quad (11)$$

Оптимальное значение РВВК определим из векторно-матричного уравнения

$$\vec{R}_e(k) \vec{W}_{\text{РВВК}}(k) = -\vec{T}_{\text{упр}}(k).$$

Тогда $\vec{W}_{\text{РВВК}}(k) = -\gamma \vec{R}_e^{-1}(k) \vec{T}_{\text{упр}}(k)$ (12).

Согласно определению (9) матрица $\vec{R}_e$ практически всегда невырождена и положительно определена. Следовательно, $\vec{R}_e^{-1}(k)$ существует. Теоретически возможен случай, когда $\det \vec{R}_e(k) = 0$, однако на практике из-за наличия в системе тепловых шумов такая ситуация невозможна.

Соответствие рассчитанной модели СДУ реальным процессам в алгоритме (рис. 1) определяется на основании теоремы Бэрри—Эссена

$$\sup_{y \in Y} \{ \operatorname{mod} \{ \mathcal{F}(\vec{y}) - \Phi(\vec{y}) \} \} \leq \Delta, \quad (13)$$

где $\mathcal{F}(\vec{y})$ — выборочное распределение вероятности амплитуд выходного сигнала $\vec{y}$ ААР, полученного после взвешивания входного сигнала с помощью ВВК (1) и РВВК (12); $\Phi(\vec{y})$ — стандартное нормальное распределение; $\Delta = 0,5416$. Если неравенство (13) не выполняется, то корректировка модели (8) осуществляется с помощью корректирующей матрицы $\vec{\beta}\vec{G}$, определяемой как

$$\begin{aligned} \vec{G} &\geq 0, \beta \geq \Delta; \\ \vec{G} &= 0, \beta < \Delta. \end{aligned} \quad (14)$$

При этом матричная экспонента в выражении (8) имеет вид $e^{\vec{A} + \beta \vec{G}}$. Разлагая функцию $e^{\vec{A} + \beta \vec{G}}$ в ряд по степеням β с учетом (14), имеем

$$e^{\vec{A} + \beta \vec{G}} = e^{\vec{A}} + \sum_{i=1}^{\infty} \beta^i Q_i(\vec{A}, \vec{G}), \quad (15)$$

где символом $Q_i(\vec{A}, \vec{G})$ обозначен i -й член ряда разложения.

Подставляя (15) в (8), получаем выражение для переходного процесса, возникающего при коррекции модели

$$\vec{X}(t) = e^{\vec{A}t} \vec{X}_1 + \int_0^t e^{\vec{A}(t-S)} \vec{B} \vec{\xi}(S) dS + \vec{Z}(t) \vec{X}_1 + \\ + \int_0^t \vec{Z}(t-S) \vec{B} \vec{\xi}(S) dS.$$

Здесь

$$\vec{Z}(t) = \sum_{i=1}^{\infty} \beta^i Q_i(\vec{A}, \vec{G}).$$

Исследование рассмотренного алгоритма на ЭВМ подтвердило его эффективность при обработке флюктуирующих сигналов в ААР. Экспериментально построенная зависимость вероятности $P_{\text{чп}}$ правильного определения числа сигналов от соотношения сигнал-шум представлена на рис. 2. График получен при $N = 8$; $\tau_k^{\text{сп}} = 5$ с; $\tau_k^{\text{т}} = 1$ мкс.

Алгоритм обеспечивает высокую вероятность правильного определения числа целей $P_{\text{ч}}$ (рис. 2) при относительно больших соотношениях сигнал-шум (более 35—40 дБ). При более низких соотношениях сигнал-шум вероятность $P_{\text{ч}}$ несколько снижается, что обусловлено влиянием тепловых шумов на оценку модели и эффектами возникновения информационных ошибок в многоуровневой адаптивной структуре, а также из-за нелинейности применяемых процедур.

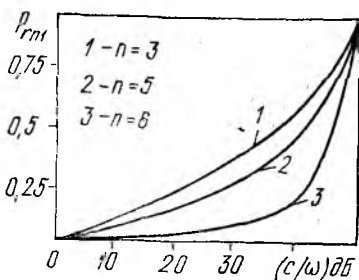


Рис. 2

Список литературы: 1. Гейбриэл У. Ф. Спектральный анализ и методы сверхразрешения с использованием адаптивных решеток // Тр. ин-та инж. по электротехнике и радиоэлектронике. — 1980 — 68. — № 6 — С. 19—32. 2. Applebaum S. P. Adaptive Arrays // IEEE Trans. on Antennas and Propag. — 1976. — 24, N 5. — 585—598. 3. Адаптивные антенные системы / Б. Уилроу, Р. Е. Мантей, Л. Гриффитс и др. // Тр. ин-та инж. по электротехнике и радиоэлектронике. — 1967. — 55, № 12. — С. 78—95. 4. Wax M., Kailath T. Determining the Number of Signals by Information Theoretic Criteria // Proc. ASSP Spectrum Estim. — 1983. — 2. — Р. 192—196. 5. Модели непрерывных каналов связи на основе стохастических дифференциальных уравнений / Д. Д. Кловский, В. Я. Конторович, С. М. Широков. — М.: Радио и связь, 1984. — 248 с. 6. Беллман Р. Введение в теорию матриц. — М.: Наука, 1969. — 368 с.

Поступила в редколлегию 03.03.86.

Ю. П. ФЕДОРЕНКО, канд. физ.-мат. наук, В. Н. ФЕДОРЕНКО,
И. В. КАДОЧНИКОВ

АНАЛИЗ НАЗЕМНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ ИОНОСФЕРНОЙ СОСТАВЛЯЮЩЕЙ ДОПЛЕРОВСКОГО СМЕЩЕНИЯ ЧАСТОТЫ СИГНАЛОВ ИСКУССТВЕННЫХ СПУТНИКОВ ЗЕМЛИ

В 1984 г. (с января по август) при средней солнечной активности проведен цикл среднеширотных наземных измерений ионосферной составляющей доплеровского смещения частоты радиоволны с частотой $f_0 \approx 150$ МГц, излучаемых искусственными спутниками Земли (ИСЗ) в высот 350—700 км. Анализ этих измерений для наглядности выполнен на основе упрощенных формул. На его основе предложен метод корректировки глобальных моделей электронной концентрации ионосферы, оценены параметры ее неоднородностей.

Напряженность поля радиоволны, излучаемой с ИСЗ и принимаемой в наземном измерительном пункте (НИП), описывается зависимостью $E(t) = A(t) e^{i\psi(t)}$, где $A(t)$, $\psi(t)$ — амплитуда и фаза радиоволны. Частота F принятой радиоволны определяется производной фазы ψ по времени t

$$F(t) = \frac{1}{2\pi} \frac{d\psi}{dt} = f_0 + f_d.$$

Здесь f_0 — частота излученной радиоволны;

$$f_d = -\frac{f_0}{c} \frac{d}{dt} \int_0^{R_B} n(S) dS; \quad (1)$$

c — скорость света в вакууме; n — коэффициент преломления ионосферной плазмы; R_B — местоположение ИСЗ; S — переменная интегрирования по пути распространения радиоволны (или луча) «ИСЗ-НИП». Отличие F от f_0 называется доплеровским смещением частоты f_d . Уже при $f_0 > 40$ МГц коэффициент n в уравнении (1) допускает разложение в ряд по степеням f_0 :

$$n \approx 1 - \frac{1}{2} \frac{f_{nl}^2}{f_0^2} \pm \frac{f_{nl}^2 f_d}{f_0^3} - \frac{f_{nl}^4}{8f_0^4},$$

а f_d при этом можно записать в следующем виде: $f_d = f_0 + f_1 + f_2 + f_3 + f_4$,

$$f_0 = -\frac{f_0}{c} V_{RB}; \quad f_1 = \frac{a_1}{f_0} \frac{d}{dt} \int_0^{R_3} N dR; \quad f_2 = \frac{a_2}{f_0^2} \frac{d}{dt} \int_0^{R_B} NH \cos \alpha dR;$$

$$f_3 = \frac{a_3}{f_0^3} \frac{d}{dt} \int_0^{R_B} N^2 dR + \frac{a_4}{f_0^3} \frac{d}{dt} \int_0^{R_B} NH^2 \cos^2 \alpha dR; \quad (2)$$

f_4 — слагаемое, пропорциональное f_6^3 , кроме зенитных углов ИСЗ $\gamma > 86^\circ$ при $N_m > 2,6 \cdot 10^6 \text{ см}^{-3}$, оно появляется в результате учета искривления (рефракции) траектории радиоволны [1];

$$a_1 = \frac{e^2}{2\pi m_e c}; \quad a_2 = \frac{\mp |e|^3}{2\pi^2 m_e^2 c};$$

$$a_3 = \frac{e^4}{8\pi^2 m_e^2 c}; \quad a_4 = \frac{e^4}{8\pi^2 m_e^2 c^3};$$

V_{RB} — радиальная составляющая скорости ИСЗ; R — переменная интегрирования по прямой «ИСЗ-НИП» (или по спрямленному лучу);

$f_{\text{пл}} = \frac{1}{2\pi} \left(\frac{4\pi e^2 N}{m_e} \right)^{1/2}$ — плазменная частота; $f_L = f_H \cos \alpha$; $f_H = \frac{|e| H}{2\pi m_e c}$ — гирочастота электронов; e , m_e — заряд и масса элект-

ронов; N — электронная концентрация ионосферы; N_m — ее максимальное значение, H — напряженность геомагнитного поля, α — угол между вектором напряженности геомагнитного поля и направлением распространения радиоволны, знаки $\pm$ соответствуют обыкновенной и необыкновенной поляризациям радиоволны.

Вакуумная составляющая f_0 доплеровского смещения f_d , как правило, более чем в сотни раз превышает другие слагаемые. Она не зависит от параметров ионосферы, определяется V_{RB} . Поэтому выделение f_0 позволяет вычислить V_{RB} , что необходимо для уточнения траекторных данных ИСЗ.

Оценка значений других составляющих f_d , выполненная для использованной в измерениях частоты $f_6 = 150 \text{ МГц}$ на основе результатов расчетов в [1], показала, что наиболее важными из них являются f_1 , f_4 . Их зависимость от зенитного угла ИСЗ γ представлена на рис. 1, а, б.

Максимальные значения f_2 , f_3 значительно меньше максимальных значений f_1 , f_4 и погрешности измерений $\Delta f \approx 0,1 \text{ Гц}$, поэтому ими можно пренебречь. Зависимости $f_1(\gamma)$, $f_4(\gamma)$ (рис. 1а, б) рассчитаны для параболически экспоненциальной сферически слоистой модели N с $N_m = 2 \cdot 10^6 \text{ см}^{-3}$ и круговой полярной орбиты с высоты $z_B = 1000 \text{ км}$ над поверхностью Земли.

Из рисунка следует, что для углов $\gamma \leq 80^\circ$ можно пренебречь рефракционной ионосферной составляющей доплеровского смещения частоты f_4 , поскольку она меньше погрешности измерений.

С помощью ЭВМ можно рассчитать ионосферные составляющие доплеровского смещения частоты для произвольной орбиты ИСЗ, местоположения НИПа, пространственного распределения N . Однако для наглядной физической интерпретации таких составляющих, направленной на разработку методики корректировки модели N и совершенствование методик определения параметров ионосферных возмущений, получим упрощенные формулы, описывающие эти составляющие.

Получение и анализ упрощенных формул. Основную ионосферную составляющую f_1 (см. уравнение (2)) преобразуем к сумме трех слагаемых [2]:

$$f_1 = \frac{a_1}{f_6} \left[N_B V_{R_B} + \int_0^{R_B} (\vec{V}_\tau \nabla_\tau N) dR + \int_0^{R_B} \frac{\partial N}{\partial t} dR \right], \quad (3)$$

где N_B — значение N в области расположения ИСЗ, $\vec{V}_\tau$, $\nabla_\tau N$ — скорость элемента спрямленного луча и составляющая градиента N в плоскости, ортогональной к спрямленному лучу, другие обо-

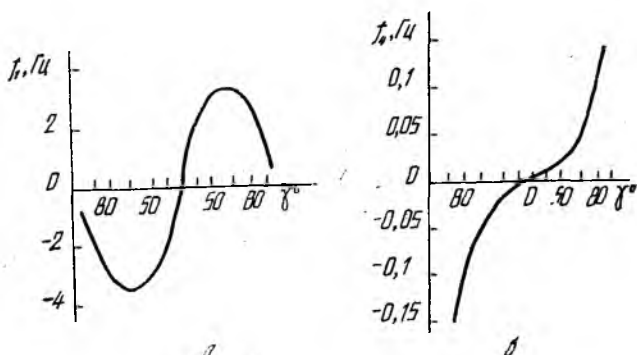


Рис. 1

значения введены ранее. Третьим слагаемым в уравнении (3), характеризующим нестационарностью N , в большинстве случаев можно пренебречь.

Первое слагаемое этого уравнения, определяемое значением N_B (поэтому его часто называют локальным слагаемым) и V_{R_B} , запишем для наглядности в случае круговой орбиты, когда НИП расположен в ее плоскости

$$f_{1 \text{ лок}}(\gamma) = \frac{a_1}{f_6} N_B \omega_B R_3 \sin \gamma. \quad (4)$$

Здесь ω_B — угловая скорость ИСЗ относительно центра Земли; R_3 — радиус Земли.

Для этих же условий и сферически-слоистого распределения электронной концентрации ионосферы второе (градиентное) слагаемое f_1 (см. уравнение (3)), определяемое градиентом $\nabla_\tau N$, с использованием [3] можно записать в виде:

$$f_{1 \text{ град}}(\gamma) = -\frac{a_1}{f_6} V_\gamma R_3 \sin \gamma J, \quad (5)$$

где

$$V_{\gamma} = \frac{\omega_B}{1 - \frac{\cos \gamma}{(\cos^2 \gamma + 2z_B/R_3)^{1/2}}};$$

$$J = N_B - \cos \gamma \int_0^{z_B} \frac{dN}{dz} \frac{dz}{(\cos^2 \gamma + 2z/R_3)^{1/2}}.$$

Используя уравнения (4), (5), нетрудно показать, что для $\cos^2 \gamma \gg 2z_B/R_3$ ($\gamma \sim 0 - 30^\circ$)

$$f_1(\gamma) \approx \frac{a_1 \omega_B R_3}{f_6} \left(N_B - \frac{1}{z_B} \int_0^{z_B} \frac{dN}{dz} z dz \right) \sin \gamma;$$

для $\cos^2 \gamma \ll 2z_B/R_3$ ($\gamma \sim 85 - 90^\circ$)

$$f_1(\gamma) \approx \frac{a_1 \omega_B R_3 \sqrt{R_3}}{f_6 2 \sqrt{2}} \int_0^{z_B} \frac{dN}{dz} \frac{dz}{\sqrt{z}} \sin 2\gamma.$$

Таким образом, для произвольного распределения $N(z)$ при радиовосходе, радиозаходе ИСЗ, его максимальном приближении к НИПу $f_1 = 0$: $f_1(\gamma = \pi/2) = f_1(\gamma = 0) = 0$.

Более детально угловую зависимость $f_1(\gamma)$ исследуем, применяя наиболее простую (параболическую) модель

$$N(z) = N_m \left[1 - \left(\frac{z - z_m}{z_m} \right)^2 \right],$$

для которой

$$f_1(\gamma) = \frac{a_1 \omega_B R_3 N_m}{f_6} \left\{ b(1 - t_2) \sin \gamma + \frac{2t_2}{b_1} \left[(t_1 - \cos \gamma) \left(1 + \frac{\cos^2 \gamma}{b_1} \right) + \frac{\cos^3 \gamma - t_1^3}{3b_1} \right] \sin 2\gamma \right\}, \quad (6)$$

где

$$t_1 = (\cos^2 \gamma + 2z_B/R_3)^{1/2}; \quad b_1 = 2z_m/R_3;$$

$$t_2 = \left(1 - \frac{\cos \gamma}{t_1} \right)^{-1}; \quad b = \frac{z_B}{z_m} \left(2 - \frac{z_B}{z_m} \right);$$

если $z_B \geq 2z_m$, то $b = 0$.

Ионосферная составляющая доплеровского смещения частоты в НИПе измеряется в течение времени t пролета ИСЗ, которое выражается через зенитный угол γ с помощью формулы

$$t = \frac{1}{\omega_B} \arcsin \left[\frac{\sin \gamma}{1 + z_B/R_3} (t_1 - \cos \gamma) \right]. \quad (7)$$

На рис. 2, а представлены зависимости $f_1(t)$, рассчитанные для $f_0 = 150$ МГц с помощью уравнений (6), (7). При этом использованы характерные для дневных условий $N_m = 2 \cdot 10^6$ см⁻³, $z_m = 300$ км (высота максимума ионизации) и различные значения z_B , указанные в километрах цифрами у кривых. Время t отсчитывается от момента наибольшего приближения ИСЗ к НИПу (траверза).

Из уравнения (6) следует, что амплитуда колебаний $f_1(\gamma)$ определяется N_m , поэтому суточные максимальные значения f_1 могут изменяться в интервале $f_{1 \text{ макс}} \sim 8 - 0,8$ Гц, а в минимуме солнечной активности $f_{1 \text{ макс}} \sim 5 - 0,5$ Гц.

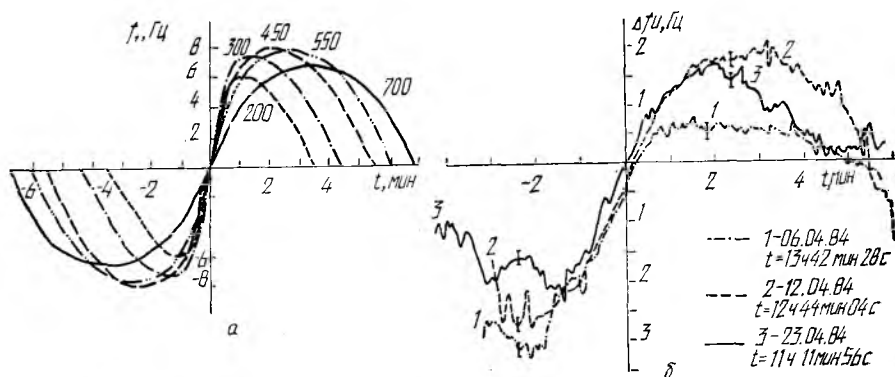


Рис. 2

При учете горизонтальных градиентов N ионосферная составляющая f_1 имеет дополнительное слагаемое $f_{1Г}$. В случае постоянного относительного градиента $\frac{\partial N}{\partial \varphi} \frac{1}{N} = \text{const}$

$$f_1(\gamma) = \frac{a_1 a_{\Gamma} \omega_B R_3}{f_0} \left[N(z_B) \varphi_B \sin \gamma + \right. \\ \left. + \frac{t_2}{R_3} \int_0^z N(z) \frac{R/R_3 \left(1 + \frac{R/R_3 \sin^2 \gamma}{(1 + z/R_3)^2 \cos \gamma} \right)}{(\cos^2 \gamma + 2z/R_3)^{1/2} \cos \varphi} dz, \right. \quad (8)$$

где φ — угол между элементом спрямленного луча и траверзом с вершиной в центре Земли

$$\cos \varphi \approx \frac{2(1 + z/R_3) - R^2/R_3^2}{2(1 + z/R_3)}; \quad R/R_3 \approx -\cos \gamma + (\cos^2 \gamma + 2z/R_3)^{1/2};$$

$\varphi_B = \varphi$ при $z = z_B$; $N(z_B)$ — значение N на высоте z_B , рассчитанное по сферически-слоистой модели N . При $\gamma = 0$

$$f_1(0) \approx \frac{a_1 a_{\Gamma} \omega_B t_2}{f_0 R_3} \int_0^{z_B} z N(z) dz \neq 0.$$

В случае $\gamma = \pi/2$

$$f_1\left(\frac{\pi}{2}\right) \approx \frac{a_1 a_{\Gamma} \omega_B R_3}{f_6} \left[N(z_B) \varphi_B + \frac{t_2}{R_3} \int_0^{z_B} N(z) \frac{(2z/R_3)^{1/2} dz}{(1+z/R_3)} \right] \neq 0.$$

Следовательно, при наличии горизонтальных градиентов N $f_1(\gamma) \neq 0$ для $\gamma = 0$ и $\gamma = \pi/2$.

Возмущения F -области ионосферы, порожденные движением терминатора, извержениями вулканов, другими естественными и искусственными источниками, приводят к квазигармонической модуляции регулярного горизонтального градиента N , обусловленного изменением зенитного угла Солнца относительно поверхности Земли, над которой пролетает ИСЗ. На регистрации $f_1(t)$ это проявится в виде квазигармонических колебаний, амплитуда которых $\delta f_1(t)$ определяется относительной амплитудой возмущения $\Delta N/N$, а горизонтальный размер L — периодом колебаний T , высотой возмущения z_m , скоростью ИСЗ V_B и R_B :

$$\delta f_1 \approx \frac{a_1 V_{\gamma}}{f_6} N_m \frac{\Delta N}{N} m \Delta z \frac{\cos \gamma R_m / R_3 \left(1 + \frac{R_m / R_3 \sin^2 \gamma}{(1 + z_m / R_3)^2 \cos \gamma} \right)}{(\cos^2 \gamma + 2 z_m / R_3)^{1/2} \cos \varphi_m} \cos m \varphi, \quad (9)$$

$$L = \frac{R_{\text{И}}}{R_B} V_B T, \quad m = \frac{2\pi (R_3 + z_m)}{L},$$

где Δz — толщина волнового возмущения, полагается, что $z_{\text{И}} = z_m$, $R_m/R_3 = R/R_3$; $\varphi_m = \varphi$, $R_{\text{И}} = R$ при $z = z_m$.

Методика корректировки моделей электронной концентрации ионосферы. Из уравнений (6) и (8) следует, что ионосферная составляющая доплеровского смещения частоты f_1 определяется параметрами ионосферы N_m , z_m и a_{Γ} .

Выполняя интегрирование по времени уравнения (2) от момента граверза, получим зависимость:

$$\Phi(\gamma) = \frac{a_1}{f_6} [N_L(N_m, z_m, a_{\Gamma}, \gamma) - N_0(N_m, z_m)], \quad (10)$$

$$\text{где } \Phi(\gamma) = \int_0^{t_{\text{макс}}} f_1(t) dt; \quad N_L = I_1 + a_{\Gamma} I_2;$$

$$I_1(\gamma) = \int_0^{z_B} N(z) \frac{(1+z/R_3) dz}{(\cos^2 \gamma + 2z/R_3)^{1/2}};$$

$$I_2(\gamma) = \int_0^{z_B} N(z) \frac{(1+z/R_3) \varphi dz}{(\cos^2 \gamma + 2z/R_3)^{1/2}};$$

$$N_0 = N_L \text{ при } \varphi = 0, \gamma = 0.$$

Для определения параметров модели $N(z, \varphi)$ необходимо решать относительно N_m, z_m, a_Γ три уравнения (10) для трех значений γ .

При корректировке модели $N(z, \varphi)$ экспериментальные значения f_1 необходимо предварительно сгладить скользящим усреднением по времени пролета ИСЗ с интервалом около 20 с. Это уменьшит погрешность определения параметров модели, обусловленную рассеянием радиоволн на неоднородностях N .

Анализ экспериментальных зависимостей. В эксперименте регистрировались зависимости $\Delta f_{\text{И}}(t) \approx f_1(t) + kf_4(t)$, где $k \approx 1,5$.

Пример дневных регистраций $\Delta f_{\text{И}}(t)$, полученных весной в невозмущенных условиях, представлен на рис. 2, б (1 — 06.04.84, $t_0 =$

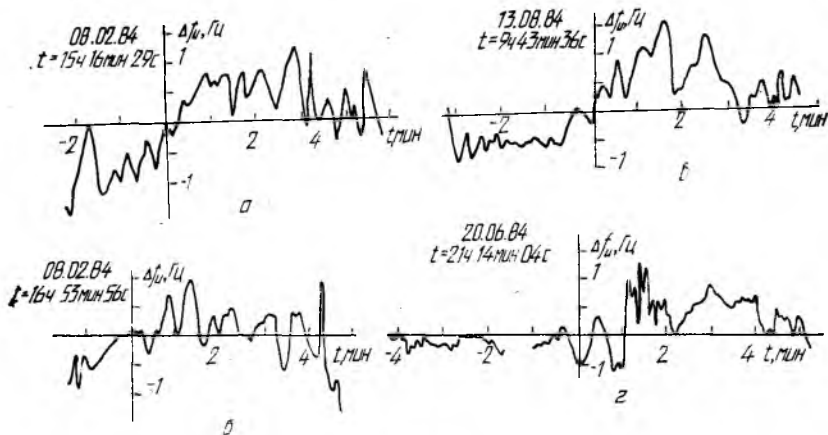


Рис. 3

$= 13$ ч 42 мин 28 с; 2 — 12.04.84, $t_0 = 12$ ч 44 мин 04 с; 3 — 23.04.84, $t_0 = 11$ ч 11 мин 56 с, t_0 — время траверза). Из-за наличия естественных горизонтальных градиентов N кривые несимметричны относительно оси t : при $t = 0$, как правило, $\Delta f_{\text{И}} \neq 0$.

Ночью наблюдаются глубокие флюктуации (мерцания) $\Delta f_{\text{И}}$, обусловленные рассеянием радиоволн на интенсивных естественных неоднородностях N , амплитуда $\Delta f_{\text{И}}(t)$ в несколько раз меньше дневных значений.

При радиовосходе и радиозаходе ИСЗ, когда $\gamma \approx \pi/2$, зависимость $\Delta f_{\text{И}}(t)$ описывается ионосферной составляющей $f_1(t)$ (см. уравнения (2), (6), рис. 1, а, 2). Поэтому для $f_0 \approx 150$ МГц при средней солнечной активности и при ее минимуме рефракционной составляющей f_4 (см. рис. 1, б), видимо, всегда можно пренебречь.

Примеры регистраций $\Delta f_{\text{И}}(t)$ в возмущенных условиях представлены на рис. 3, а, б, в, г (08.02.84 — $t_0 = 15$ ч 16 мин 29 с; 08.02.84 — $t_0 = 16$ ч 53 мин 56 с; 13.08.84 — $t_0 = 9$ ч 42 мин 36 с; 20.06.84 — $t_0 = 21$ ч 14 мин 04 с). Горизонтальный размер квазигармонических (волновых) ионосферных возмущений N изменялся

в интервале $L \sim 100-400$ км, а их интенсивность $\Delta N/N \sim 30-100\%$. Регистрации $\Delta f_i(t)$ на рис. 3, а, б получены при последовательных пролетах ИСЗ. Это свидетельствует о том, что ионосферные возмущения могут сохраняться в течение полутора часов.

Список литературы: 1. *Tucker A. J., Fannin B. M.* Analysis of ionospheric contribution to the Doppler-shift of SW signal from artificial Earth satellites // *J. Geophys. Res.*— 1968.— N 13.— P. 4325—4334. 2. *Мисюра В. А., Солодовников Г. К., Мизунов В. М.* Измерения электронной концентрации верхней ионосферы при помощи искусственных спутников Земли «Космос» // *Космические исследования.*— 1965.— 3.— Вып. 4.— С. 595—603. 3. *Кравцов Ю. А., Фейзулин З. И., Виноградов А. Г.* Прохождение радиоволн через атмосферу Земли.— М.: Сов. радио.— 1983.— 223 с.

Поступила в редколлегию 06.03.86

УДК 621.396

В. Г. МЕЛЬНИК, И. С. САВЧЕНКО, канд. техн. наук

НЕЛИНЕЙНАЯ ТЕОРИЯ КОЛЬЦЕВОГО АВТОГЕНЕРАТОРА ВТОРОГО ПОРЯДКА

Исследована работа кольцевого автогенератора (КА) второго порядка на начальном этапе запуска, когда можно пренебречь нелинейностями в системе [1]. Такое упрощение позволяет выявить ряд качественных особенностей, что важно при изучении сложных колебательных систем и дает возможность определить необходимые для практических применений соотношения, которые с большой степенью точности остаются верными и при более строгом анализе. Однако принятые упрощения исключают возможность изучения свойств КА, непосредственно связанных с нелинейной природой системы. Это прежде всего вопросы, обусловленные установлением стационарного режима колебаний, определением его характеристик и устойчивости.

Рассмотрим нелинейную модель КА второго порядка, учитывающую неидентичность параметров отдельных каскадов резонансных усилителей. В первом приближении определены значения стационарных амплитуд, разности фаз, частоты гармонических колебаний в стационарном режиме и исследована их устойчивость.

Составим для кольцевого автогенератора второго порядка систему нелинейных дифференциальных уравнений [1]. Для этого запишем уравнение Кирхгофа относительно переменных составляющих напряжений U_1 , U_2 на резонансных контурах (сеточными токами пренебрегаем)

$$\begin{aligned} \frac{d^2 U_1}{dt^2} + \frac{1}{R_1 C_1} \frac{dU_1}{dt} + \frac{1}{L_1 C_1} U_1 &= \frac{1}{C_1} \frac{d_i a_1}{dt}; \\ \frac{d^2 U_2}{dt^2} + \frac{1}{R_2 C_2} \frac{dU_2}{dt} + \frac{1}{L_2 C_2} U_2 &= \frac{1}{C_2} \frac{d_i a_2}{dt}. \end{aligned} \quad (1)$$

Разложим i_a в ряд Тейлора, задавшись характеристикой лампы «мягкого режима»

$$i_{a_1} = s_1 \frac{M_2}{L_2} U_2 - \frac{1}{3} s_1 \left(\frac{M_2}{L_2} U_2 \right)^3; \quad i_{a_2} = s_2 \frac{M_1}{L_1} U_2 - \frac{1}{3} s_2' \left(\frac{M_1}{L_1} U_1 \right)^3 \quad (2)$$

и, фиксируя рабочую точку на вольт-амперной характеристике в точке перегиба для упрощения анализа, реакцией анода пренебрегаем. После введения частоты ω в (1) и соответствующей перегруппировки получим [1]

$$\frac{d^2 U_1}{dt^2} + \omega^2 U_1 = (\omega^2 - \omega_1^2) U_1 + \beta_1 \frac{dU_2}{dt} - \delta_1 \frac{dU_1}{dt} - \gamma_1 U_2 \frac{dU_2}{dt};$$

$$\frac{d^2 U_2}{dt^2} + \omega^2 U_2 = (\omega^2 - \omega_2^2) U_2 + \beta_2 \frac{dU_1}{dt} - \delta_2 \frac{dU_2}{dt} - \gamma_2 U_1 \frac{dU_1}{dt}, \quad (3)$$

$$\text{где } \gamma_1 = \frac{S_1'}{C_1} \left(\frac{M_2}{L_2} \right)^3, \quad \gamma_2 = \frac{S_2}{C_2} \left(\frac{M_1}{L_1} \right)^3. \quad (4)$$

Учитывая, что связь между резонансными усилителями в кольце в общем случае сильная, ищем решение, гармонического в нулевом приближении с частотой ω , не совпадающей ни с одной из собственных частот ω_1, ω_2 . Если в рассматриваемой системе возможен почти гармонический процесс с частотой ω , то правые части уравнений (3) должны быть малы по сравнению с консервативными членами уравнений. Малость членов, сгруппированных в правых частях уравнений, может быть выражена в явном виде выделением малого безразмерного сомножителя μ .

Система (3) есть система нелинейных дифференциальных уравнений Ван-дер-Поля для кольцевого автогенератора второго порядка, гармонические решения для которой ищем в виде

$$U_1 = A \cos(\omega t + \varphi_1); \quad U_2 = B \cos(\omega t + \varphi_2). \quad (5)$$

Здесь $A, B, \varphi_1, \varphi_2$ — медленноменяющиеся функции времени.

Применяя к системе (3) метод медленноменяющихся амплитуд [2], найдем укороченные уравнения для амплитуд и фаз колебаний кольцевого автогенератора

$$\frac{dA}{dt} = \frac{1}{2} \left[-\delta_1 A + \left(\beta_1 - \frac{\gamma_1}{4} B^2 \right) B \cos(\varphi_2 - \varphi_1) \right];$$

$$\frac{dB}{dt} = \frac{1}{2} \left[-\delta_2 B + \left(\beta_2 - \frac{\gamma_2}{4} A^2 \right) A \cos(\varphi_2 - \varphi_1) \right]; \quad (6)$$

$$\frac{d\varphi_1}{dt} = -\frac{1}{2A} \left[\frac{\omega^2 - \omega_1^2}{\omega} A - \left(\beta_1 - \frac{\gamma_1}{4} B^2 \right) B \sin(\varphi_2 - \varphi_1) \right];$$

$$\frac{d\varphi_2}{dt} = -\frac{1}{2B} \left[\frac{\omega^2 - \omega_2^2}{\omega} B - \left(\beta_2 - \frac{\gamma_2}{4} A^2 \right) A \sin(\varphi_2 - \varphi_1) \right].$$

Имеем систему четырех нелинейных дифференциальных уравнений первого порядка с разделяющимися переменными, описывающую изменение во времени амплитуд A, B и фаз φ_1, φ_2 гармони-

ческого процесса в КА с нестационарными связями между переменными. Представим систему (6) в комплексной форме. Для этого умножим два последние равенства в (6) на мнимое число i и сложим первое равенство с третьим, а второе с четвертым. После несложных преобразований получим

$$\begin{aligned}\frac{dA}{dt} &= \frac{1}{2} \left[- \left(\delta_1 + i \frac{\omega^2 - \omega_1^2}{\omega} \right) A + \left(\beta_1 - \frac{\gamma_1}{4} B^2 \right) B \right]; \\ \frac{dB}{dt} &= \frac{1}{2} \left[- \left(\delta_2 + i \frac{\omega^2 - \omega_2^2}{\omega} \right) B + \left(\beta_2 - \frac{\gamma_2}{4} A^2 \right) A \right],\end{aligned}\quad (7)$$

где $A = A e^{i\varphi_1}$; $B = B e^{i\varphi_2}$; $A^2 = AA^*$; $B^2 = BB^*$.

Из системы (7) определим стационарные значения амплитуд $\bar{A}$, $\bar{B}$, параметр ω и стационарную разность фаз $\Delta\varphi = \bar{\varphi}_2 - \bar{\varphi}_1$. Для этого правые части уравнений полагаем равными нулю. Тогда

$$\varphi_1^0 + \bar{\varphi}_1 - \bar{\varphi}_2 = 0; \quad \varphi_2^0 + \bar{\varphi}_2 - \bar{\varphi}_1 = 0;$$

$$-|q_1| \bar{A} + \left(\beta_1 - \frac{\gamma_1}{4} \bar{B}^2 \right) \bar{B} = 0; \quad -|q_2| \bar{B} + \left(\beta_2 - \frac{\gamma_2}{4} \bar{A}^2 \right) \bar{A} = 0, \quad (8)$$

$$\text{где } \varphi_i^0 = \arctg \frac{\omega^2 - \omega_i^2}{\omega \delta_i}; \quad |q_i| = \left(\delta_i^2 + \frac{(\omega^2 - \omega_i^2)^2}{\omega^2} \right)^{1/2}, \quad i = 1, 2. \quad (9)$$

Из первых двух равенств находим $\Delta\bar{\varphi} = \varphi_1^0 = -\varphi_2^0$; $\varphi_1^0 + \varphi_2^0 = 0$ (10). Первое уравнение определяет набег фазы гармонического колебания частоты ω на резонансных контурах и совпадает с соответствующим выражением, полученным в линейном случае.

Из второго равенства находим значение частоты установившихся колебаний в КА с неидентичными параметрами колебательных систем

$$\omega^2 = \frac{\omega_1^2 \delta_2 + \omega_2^2 \delta_1}{\delta_1 + \delta_2} = p_2 \omega_1^2 + p_1 \omega_2^2. \quad (11)$$

Частота свободных колебаний ω в стационарном режиме совпала с частотой ω_0 нулевого приближения по параметру μ (в отсутствие затухания).

Рассмотрим вопрос о амплитудах стационарных колебаний КА. Для решения последних двух уравнений системы (8) введем малый параметр μ по формуле $\mu = \sqrt{\beta_1 \beta_2} - \sqrt{|g_1| |g_2|}$ (12), а также предположим, что мера нелинейности вольт-амперной характеристики γ_i имеет порядок малости μ (квазилинейный случай), и обозначим $\gamma_1 = \mu \gamma'_1$, $\gamma_2 = \mu \gamma'_2$ (13), где γ'_1 , γ'_2 — конечные величины.

Предположение (13) непосредственно вытекает из равенств (7), в которых первые производные медленных функций A , B и раз-

ность членов, содержащих первые степени A , B , — значения порядка μ .

Разрешив систему (8) относительно неизвестных A , B с учетом формул (12), (13) и располагая члены в полученных равенствах по степеням параметра μ , определим стационарные амплитуды

$$\begin{aligned} 0 &= A(a_0 + a_1 A^2 + \mu a_2 A^4 + \mu^2 a_3 \bar{A}^6 + \mu^3 a_4 \bar{A}^8); \\ 0 &= \bar{B}(b_0 + b_1 B^2 + \mu b_2 \bar{B}^4 + \mu^2 b_3 \bar{B}^6 + \mu^3 b_4 \bar{B}^8). \end{aligned} \quad (14)$$

Здесь

$$\begin{aligned} a_0 &= b_0 = \beta_1 \beta_2 - |q_1| |q_2| = \beta_1 \beta_2 - \delta_1 \delta_2 - p_1 p_2 \frac{(\omega_2^2 - \omega_1^2)^2}{\omega^2}; \\ a_1 &= -\frac{1}{4}(\beta_1 \gamma_2' + \kappa_1^2 \beta_2 \gamma_1); \quad b_1 = -\frac{1}{4}(\beta_2 \gamma_1 + \kappa_2^2 \beta_1 \gamma_2); \\ \kappa_1^2 &= \frac{\delta_1 \beta_2}{\delta_2 \beta_1}, \quad \kappa_2^2 = \frac{\delta_2 \beta_1}{\delta_1 \beta_2}, \quad \kappa_1 \kappa_2 = 1. \end{aligned} \quad (15)$$

Остальные коэффициенты не приводим из-за их громоздкости. Система полиномов (14) имеет две пары действительных положительных корней. Первая пара $A = 0$, $B = 0$ (16) соответствует статическому режиму, т. е. отсутствию колебаний в системе. Вторая пара корней, найденных с точностью до μ ,

$$\begin{aligned} \bar{A}^2 &= 4 \frac{\beta_1 \beta_2 - \delta_1 \delta_2 - p_1 p_2 \frac{(\omega_2^2 - \omega_1^2)^2}{\omega^2}}{\beta_1 \gamma_2 + \kappa_1^2 \beta_2 \gamma_1}; \\ B^2 &= 4 \frac{\beta_1 \beta_2 - \delta_1 \delta_2 - p_1 p_2 \frac{(\omega_2^2 - \omega_1^2)^2}{\omega^2}}{\beta_2 \gamma_1 + \kappa_2^2 \beta_1 \gamma_2} \end{aligned} \quad (17)$$

соответствует стационарному (установившемуся) динамическому режиму. Полученные выражения определяют амплитуды установившихся колебаний в ячейках автогенератора как функции параметров системы. Таким образом, в первом приближении найдены значения амплитуд гармонических колебаний на резонансных контурах КА в установившемся режиме.

Чтобы исследовать зависимость полученных выражений от расстройки параметров контуров, сделаем упрощение, основанное на экспериментальных данных.

Считаем разность между частотами ω , ω_1 , ω_2 малой, тогда расстройка контуров $\Delta\omega = \omega_2 - \omega_1 \ll \omega$. Это позволяет третий член в числителе правой части уравнения (17) приближенно представить в виде

$$\frac{(\omega_2^2 - \omega_1^2)^2}{\omega^2} \approx 4(\omega_2 - \omega_1)^2 = 4\Delta\omega^2.$$

Введя относительную расстройку контуров $\xi = \frac{\omega_2}{\omega_1}$, представим выражение (17) в виде

$$\bar{A}^2 = 4\omega_1^2 \frac{q^2 - 4p_1p_2(\xi - 1)^2}{\beta_1\gamma_2 + k_1^2\beta_2\gamma_1}; \quad \bar{B}^2 = 4\omega_1^2 \frac{q^2 - 4p_1p_2(\xi - 1)^2}{\beta_2\gamma_1 + k_2^2\beta_1\gamma_2}, \quad (18)$$

где $q^2 = \frac{\beta_1\beta_2 - \delta_1\delta_2}{\omega_1^2}$.

Графики зависимостей значений A^2, B^2 как функций расстройки при фиксированных значениях остальных параметров КА показаны на рис. 1.

Из (18) следует, что максимального значения A_m^2, B_m^2 стационарные амплитуды достигают при относительной расстройке $\xi = 1$, т. е. при одинаковых резонансных параметрах контуров

$$\bar{A}_m^2 = 4 \frac{\beta_1\beta_2 - \delta_1\delta_2}{\beta_1\gamma_2 - k_1^2\beta_2\gamma_1};$$

$$\bar{B}_m^2 = 4 \frac{\beta_1\beta_2 - \delta_1\delta_2}{\beta_2\gamma_1 + k_2^2\beta_1\gamma_2}. \quad (19)$$

«Перекус» значений стационарных амплитуд вызван неидентичностью остальных параметров резонансных усилителей КА и определяется соотношением между k_1, k_2 . Если $k_1 = k_2 = 1$ или $\delta_1\beta_2 = \delta_2\beta_1$, то $A^2 = B^2$ и графики стационарных амплитуд сливаются.

Приравнявая в выражениях (18) правые части к нулю и решая квадратное относительно ξ уравнение, находим значения ξ_n, ξ_b расстроек, в пределах которых существует гармонический режим колебаний

$$\xi_n - 1 = \frac{q}{2\sqrt{p_1p_2}}; \quad \xi_b = 1 + \frac{q}{2\sqrt{p_1p_2}}. \quad (20)$$

В выражениях (18) произведение $p_1p_2 = \frac{\delta_1\delta_2}{(\delta_1 + \delta_2)^2}$ (21) зависит от неидентичности расстройки контуров по затуханиям δ_1, δ_2 . Введем параметр «расстройки» по затуханию $\eta = \delta_2/\delta_1$ и рассмотрим зависимость стационарных амплитуд $\bar{A}, \bar{B}$ от параметра η . Изменим δ_1, δ_2 таким образом, чтобы в (18) оставалось постоянным произведение $\delta_1\delta_2 = \delta^2$, т. е. положим $\eta = \delta^2/\delta_1^2$. В этом случае (21) можно записать в виде

$$p_1p_2 = \frac{\eta}{(1+\eta)^2}; \quad A^2 = 4\omega_1^2 \frac{q^2 - 4 \frac{\eta(\xi - 1)^2}{(1+\eta)^2}}{\beta_1\gamma_2 + \frac{\beta_2^2}{\beta_1} \frac{\gamma_1}{\eta}};$$

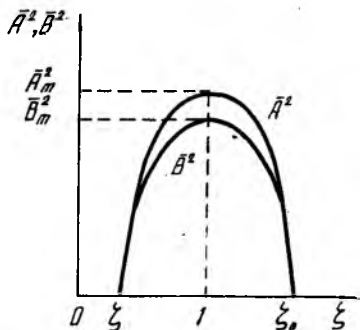


Рис. 1

$$\bar{B}^2 = 4\omega_1^2 \frac{q^2 - 4 \frac{\eta(\xi - 1)^2}{(1 + y)^2}}{\beta_2 \gamma_1 + \eta \frac{\beta_1^2}{\beta_2} \gamma_2}. \quad (22)$$

Графики зависимости $\bar{A}^2$, $\bar{B}^2$ от η представлены на рис. 2.

Ширина полосы расстройек, в которой существует стационарный режим колебаний,

$$\Delta\xi = \xi_{\text{в}} - \xi_{\text{н}} = \frac{\beta_1\beta_2 - \delta_1\delta_2}{V_{p_1p_2}} = \left(\frac{1}{V\eta} + V\eta \right) (\beta_1\beta_2 - \delta_1\delta_2). \quad (23)$$

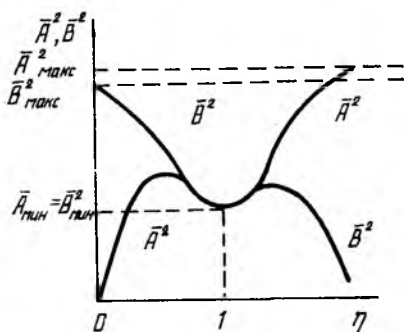


Рис. 2

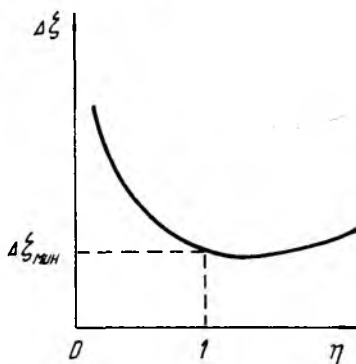


Рис. 3

Зависимость $\Delta\xi$ от η представлена на рис. 3. Согласно (23) в случае постоянства остальных параметров $\Delta\xi$ достигает минимума при $\eta = 1$, т. е. при равенстве затуханий контуров $\delta_1 = \delta_2$, и расширяется при рассогласовании контуров по затуханиям. Таким образом, увеличение «расстройки» ведет к расширению полосы устойчивой работы стационарного режима.

Рассмотрим бесконечно близкие к $\bar{A}$, $\bar{B}$ решения системы уравнений (7) $A = \bar{A} + \delta A$; $B = \bar{B} + \delta B$ (24).

Подставим (24) в уравнения установления колебаний (7). Разлагая правые части уравнения в ряд Тейлора по малым величинам δA , δB и ограничиваясь линейными членами ряда, получаем систему уравнений первого приближения

$$\frac{d\delta A}{dt} = -\frac{1}{2} q_1 \delta A + \frac{1}{2} \left(\beta_1 - \frac{3}{4} \gamma_1 \bar{B}^2 \right) \delta B = a_{11} \delta A + a_{12} \delta B; \quad (25)$$

$$\frac{d\delta B}{dt} = \frac{1}{2} \left(\beta_2 - \frac{3}{4} \gamma_2 \bar{A}^2 \right) \delta A - \frac{1}{2} q_2 \delta B = a_{21} \delta A + a_{22} \delta B.$$

Согласно общей теореме Ляпунова [3], если все собственные значения матрицы $\bar{A} = (a_{ij})$ системы уравнения (25) имеют отрица-

тельные действительные части, то стационарные состояния системы (7) асимптотически устойчивы.

Собственные значения λ_i находим из определителя следующего матричного уравнения: $\hat{A} - \lambda \hat{E} = 0$ (26). Здесь $\hat{E}$ — единичная матрица.

Раскрывая определитель уравнения (26), получаем относительно λ уравнение второй степени с комплексными коэффициентами $\lambda^2 - (a_{11} + a_{22})\lambda - (a_{12}a_{21} - a_{11}a_{22}) = 0$ (27), имеющие два комплексных корня λ_1, λ_2 , действительные части которых $\text{Re}\{\lambda_{1,2}\} = a \pm \pm \sqrt{\frac{1}{2}(b^2 + \sqrt{b^2 + c^2})}$ (28), где

$$a = -\frac{\delta_1 + \delta_2}{2}; \quad c = \frac{(\omega_2^2 - \omega_1^2)(\delta_2 - \delta_1)}{16\omega}; \quad (29)$$

$$b = \frac{4\left(\beta_1 - \frac{3}{4}\gamma_1 B^2\right)\left(\beta_2 - \frac{3}{4}\gamma_2 A^2\right) + (\delta_2 - \delta_1) - \frac{(\omega_2^2 - \omega_1^2)^2}{\omega^2}}{16}.$$

Из (29) следует, что неравенство $\text{Re}\{\lambda_2\} < 0$ всегда имеет место, а выполнение неравенства $\text{Re}\{\lambda_1\} < 0$ эквивалентно соотношению $a^2 - b > \frac{c^2}{4a^2}$ (30), раскрывая которое, приходим к следующим выражениям: $2\bar{A}^2 > 0, 2\bar{B}^2 > 0$, т. е. стационарный динамический режим обладает сильной устойчивостью, а стационарный статистический режим неустойчив согласно (30).

Список литературы: 1. Бондарь Б. Г., Мельник В. Г., Савченко И. С. К некоторым вопросам теории многофазных генераторов // Радиотехника. — 1977. — Вып. 43. — С. 7—14. 2. Боголюбов Н. Н., Митропольский Ю. А. Асимптотические методы в теории нелинейных колебаний. — М.: Наука, 1974. — 376 с. 3. Понтрягин Л. С. Обыкновенные дифференциальные уравнения. — М.: Наука, 1974. — 423 с.

Поступила в редколлегию 16.05.85

УДК 621.382

В. Т. ПЛАКСИЙ, канд. физ.-мат. наук, В. М. СВЕТИЧНЫЙ, канд. физ.-мат. наук, В. А. ШАЛАЕВ, канд. физ.-мат. наук, А. В. ДЯДЧЕНКО, канд. физ.-мат. наук

ОТРИЦАТЕЛЬНОЕ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ НА ВОЛЬТ-АМПЕРНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКЕ ИНДИКАТОРОВ СВЧ-ИЗЛУЧЕНИЯ НА ОСНОВЕ ТОЧЕЧНОГО КОНТАКТА МЕТАЛЛ — ПОЛУМЕТАЛЛ

В твердотельной электронике широко используются контактные явления в различных переходах (электронно-дырочном, металл — полуметалл).

Внимание исследователей привлекают полуметаллы, представителями которых являются висмут, сурьма и их сплавы. Эти материалы по своим электрофизическим свойствам занимают промежуточное положение между типичными полупроводниками и металлами. Интерес к этому классу твердых тел обусловлен несколькими причинами. Во-первых, полуметаллы обладают своеобразной структурой энергетических зон, что определяет интересные электрофизические свойства этих материалов: большую подвижность носителей заряда и их малую концентрацию, резкую анизотропию многих кинетических коэффициентов и ряд других. Во-вторых, слабое перекрытие валентной и свободной зон, характерное для полуметаллического состояния, позволяет управлять взаимным расположением зон многими воздействиями — магнитным полем, давлением, легированием различными примесями. Полуметаллы перспективны с точки зрения возможного их применения в различных приборах и устройствах. Уже сейчас полуметаллические сплавы висмут — сурьма находят широкое применение в термоэлектрических генераторах и холодильниках. Они удобны при изучении распространения электромагнитных волн в твердотельной плазме. Полуметаллы являются также перспективными материалами для низкотемпературной электроники.

Исследованию зонной структуры и электрофизических свойств полуметаллов, в особенности висмут — сурьма, посвящено большое количество работ советских и зарубежных авторов. Вместе с тем, явления, возникающие при протекании электрического тока через контакты металл — полуметалл, изучены недостаточно. Определенный интерес представляют процессы протекания тока через точечные контакты металл — полуметалл в связи с тем, что такие контакты можно использовать для детектирования СВЧ-сигналов и измерения малых уровней непрерывной и импульсной мощности [6].

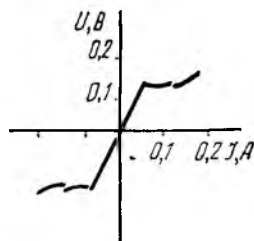
В частности, представляет интерес исследование пробойных явлений в таких контактах, поскольку эти явления определяют максимально допустимую мощность, подаваемую на детекторы, использующие такие контакты. Вопрос об определении максимально допустимой подаваемой СВЧ-мощности (вместе с минимально обнаруживаемой мощностью) определяет динамический диапазон приборов рассматриваемого типа.

Рассмотрим результаты исследования пробойных явлений в точечных контактах металл — полуметалл и определения динамического диапазона индикаторов СВЧ-излучения, использующих свойства таких контактов.

Ранее изложены результаты экспериментальных исследований вольт-амперных характеристик (ВАХ) точечных контактов висмут — висмут (Bi-Bi), точечных контактов металл — полуметалл BiSb с различным процентным содержанием Sb в Bi , сэндвич-структур $\text{Bi-Bi}_2\text{O}_3\text{-Bi}$ при комнатных и низких температурах

[1—4]. На ВАХ наблюдались участки отрицательного дифференциального сопротивления (ОДС), причем во всех случаях наблюдались S-образные ВАХ. Типичная ВАХ представлена на осциллограмме (рисунок).

Авторы указанных работ различным образом объясняют данные экспериментальных исследований. В [4] появление ОДС на ВАХ объясняется плавлением материала в приконтактной области вследствие ее разогрева протекающим через контакт $Bi-Vi$ током. Исследования ВАХ у полупроводниковых монокристаллических сплавов $Bi_{1-x}Sb_x$ ($x = 0,065-0,22$) при температуре 4,2 К в электрических полях до 30 В/см показали, что основной причиной возрастания проводимости образцов может быть межзонный пробой [2]. На совершенных по кристаллической структуре образцах в условиях межзонного пробоя наблюдались S-образные ВАХ. Однако однозначно условия возникновения на ВАХ участка с ОДС не установлены. Одной из причин возникновения S-образной ВАХ в условиях межзонного пробоя может быть уменьшение эффективности рассеяния с увеличением концентрации носителей заряда и при увеличении экранировки потенциалов рассеяния [2]. В работе [3] приведены результаты исследования пробоя точечных контактов металл —



полуметалл $Bi_{1-x}Sb_x$ ($x = 0; 0,1; 0,15$) при 300 К и 77 К. Показано, что качественно картина пробоя не зависит ни от материала контактной проволоочки (металла), ни от состава $BiSb$ (полуметалла). Изменение температуры до 77 К приводило к увеличению нелинейности ВАХ в предпробойной области и углублению участка ОДС. На ВАХ наблюдались два устойчивых и воспроизводимых участка ОДС, что указало на электрическую природу пробоя. Авторы работы [3] детально исследовали первый участок ОДС на ВАХ. Определяющей величиной при возникновении пробоя, как свидетельствуют результаты работы [3], является разность потенциалов, приложенная к контакту. Межзонный пробой в этом случае возможен при возбуждении носителей заряда и переходе их из одной энергетической зоны в другую. В работе [1] появление ОДС на ВАХ объясняется пробоем барьерного слоя и туннельными эффектами, но при этом должна была наблюдаться существенная зависимость пробойного напряжения от высоты потенциального барьера. Барьерный слой образуется и на контактах металл — полуметалл $BiSb$, однако существенной зависимости пробойного напряжения от работы выхода металла при одном и том же составе полуметалла $BiSb$ не обнаружено [3; 6]. На ВАХ контактов металл — полуметалл не наблюдаются характерные для контактов металл — полупроводник прямая и обратная ветви. ВАХ контактов металл — полуметалл до пробойной области остается практически всегда линейной. При 300 К концентрация свободных носи-

телей заряда в BiSb составляет 10^{18} см^{-3} , толщина барьерного слоя порядка 10^{-5} см , поэтому носители заряда могут туннелировать через барьер.

Так как барьерный слой в контактах металл — полуметалл BiSb не оказывает существенного влияния на процесс протекания тока, возможен другой тип электрического пробоя таких контактов, а именно пробой в результате ускорения носителей заряда на длине свободного пробега. На границе металл — полуметалл все напряжение, приложенное к контакту, падает на сопротивлении растекания объема полуметалла, и в при контактной области полуметалла создается сильное поле порядка $4 \cdot 10^2 \text{ В/см}$. В электрическом поле за время свободного пробега носители заряда получают дополнительную энергию, достаточную для возбуждения дополнительных носителей, что вызывает электрический пробой. Из решения уравнения Лапласа для контакта с полусферической геометрией следует, что, зная распределение поля $E(r) = U_0 r_k / r$ (1), где U_0 — приложенное напряжение; r_k — радиус контакта, и длину свободного пробега l носителей заряда в полуметалле, можно определить добавочную к средней тепловой энергию, получаемую носителем в поле $\mathcal{E}_{\text{доп}} = qU_0 l / (r_k + l)$ (2). Если $l > r_k$, то $E_{\text{доп}} = qU_0$ (3), практически вся разность потенциалов, приложенная к контакту, используется на ускорение носителей заряда в течение времени свободного пробега. Условие возникновения пробоя $\mathcal{E}_{\text{доп}} \geq \Delta \mathcal{E}$ (4). Здесь $\Delta \mathcal{E}$ — расстояние между подходящими для возбуждения дополнительных носителей заряда зонами. Следовательно, условие пробоя (минимальное напряжение пробоя) $U_{\text{проб}} = \Delta \mathcal{E} / q$ (5). Максимально допустимая мощность рассеивания кон-

тактом металл — полуметалл $P_{\text{макс}} = U_{\text{проб}}^2 / R = \left(\frac{\Delta \mathcal{E}}{q} \right)^2 / R$ (6), где

$R = \rho / 2\pi r_k$ — сопротивление контакта; ρ — удельное сопротивление приконтактной области полуметалла.

Определим динамический диапазон по мощности индикаторов СВЧ-излучения на основе точечного контакта металл — полуметалл BiSb. Динамический диапазон вычисляется как логарифм отношения максимальной мощности, которую способен рассеивать прибор, к максимально обнаруживаемой $L = 10 \lg (P_{\text{макс}} / P_{\text{мин}})$ (7). При определении $P_{\text{мин}}$ следует учесть результаты работы [5], в которой экспериментально показано, что основным типом шумов в приборах на основе контактов металл — полуметалл BiSb является тепловой шум активного сопротивления прибора $U_{\text{ш}}^2 = 4kT_0 R \Delta f$ (8). Здесь k — постоянная Больцмана; T_0 — температура; R — сопротивление прибора; Δf — полоса частот. Если напряжение шумов равно полезному сигналу, то минимальная мощность определяется из условия $(U_{\text{ш}}^2)^{1/2} = \beta_0 P_{\text{мин}} = \alpha P_{\text{мин}} / 4\pi \kappa_0 r_k$ (9), где $\beta_0 = \alpha / 4\pi \kappa_0 r_k$ — чувствительность прибора; α — дифференциальная термо-ЭДС BiSb; κ_0 — удельная теплопроводность BiSb. Таким образом,

$$P_{\min} = (\overline{u_{\text{ш}}^2})^{1/2} / \beta_0 \quad (10); \quad L = 10 \lg \left[\left(\frac{\Delta \varepsilon}{q} \right)^2 \frac{\alpha}{4\pi f \rho (kT_0 \rho \Delta x_0 / 2\pi r_k)^{1/2}} \right]. \quad (11)$$

Расчет L как функции параметров материала BiSb и радиуса контакта металл — полуметалл показывает, что при изменении r_k от $3 \cdot 10^{-6}$ м до $9 \cdot 10^{-6}$ м L изменяется от 56,8 до 58,8 дБ.

Из анализа результатов исследования ВАХ точечных контактов металл — полуметалл (сплавы висмут — сурьма) следует, что два устойчивых и воспроизводимых при комнатной температуре участка ОДС на ВАХ имеют природу электрического пробоя, по видимому, в результате ускорения носителей заряда на длине свободного пробега. Динамический диапазон по мощности определяется электрофизическими свойствами полуметалла висмут — сурьма и конструктивными особенностями индикатора СВЧ-излучения.

Список литературы: 1. Gayley R. L. Non-ohmic behavior in stationary bismuth contacts // J. Appl. Phys.— 1970.— 41, N 13.— Р. 5348—5350. 2. Межзонный пробой и пинч-эффект в сплавах висмут — сурьма / И. Б. Брандт, Е. А. Свистова, Е. А. Свистов, Г. Д. Яковлев // Журн. эксперим. и теорет. физики.— 1971.— 61, № 3.— С. 1078—1082. 3. Плаксий В. Т., Светличный В. М. Пробойные явления в точечных контактах металл — полуметалл // Лит. физ. сб.— 1974.— XIV, № 4.— С. 686—687. 4. Rahman A., Mahanta R. C. Negative resistance of Bi—Bi₂O₃—Bi sandwich structure // Indian J. Pure and Appl. Phys.— 1976.— 14, N 12.— Р. 144—147. 5. Высокочастотные шумы точечного контакта металл — полуметалл / В. Т. Плаксий, А. П. Захаров, В. М. Светличный, В. В. Старостенко // Изв. вузов. Радиоэлектроника.— 1972.— 15, № 5.— С. 657—658. 6. Плаксий В. Т., Светличный В. М. Электрофизические свойства.— Х.: Вища шк. Изд-во при Харьк. ун-те, 1980.— 96 с.

Поступила в редколлегию 14.05.85

УДК 621.396:021.369

Б. Г. ТЕРЯЕВ, канд. техн. наук

ПОМЕХОУСТОЙЧИВОСТЬ КВАЗИКОГЕРЕНТНЫХ ДЕМОДУЛЯТОРОВ СИГНАЛОВ ФМ-4 С УЧЕТОМ РАБОТЫ ИХ УСТРОЙСТВ СИНХРОНИЗАЦИИ И МЕЖСИМВОЛЬНЫХ ПОМЕХ В КАНАЛЕ

В работе [1] приведена методика исследования помехоустойчивости квазикогерентных демодуляторов сигналов ФМ-4 с учетом флуктуаций опорного колебания и тактовых импульсов на выходе устройств синхронизации — УФОК и УВТИ, а также межсимвольной помехи (МСП), вызванной частотно-ограниченным каналом передачи данных. Ранее приведены выражения для отношения сигнал-помеха на выходе УФОК и УВТИ некоторых типов, которые часто используются в высокоскоростных спутниковых и радиорелейных системах, использующих сигналы с фазовой манипуляцией [2]. По данным работ [1; 2] можно рассчитать безусловную вероятность сбоя символа на выходе демодуляторов с учетом работы их устройств синхронизации, а также МСП и аддитивного шума

в канале, т. е. определить реальную помехоустойчивость модема при наличии указанных причин ухудшения работы системы. Предположим, что в качестве УФОК работает схема с реманипуляцией (схема Стратоновича), а УВТИ — с перемножителем и линией задержки (ЛЗ). Рассмотрим четыре типа радиоканалов: с гауссовой и прямоугольной частотной характеристикой, с треугольной частотной характеристикой спектральной интенсивности импульсной характеристики канала, удовлетворяющей условию отсеченности Найквиста, и канал, обеспечивающий указанную частотную характеристику приподнятого косинуса, также удовлетворяющий условию отсеченности.

Считаем, что эквивалентная энергетическая полоса всех каналов одинакова и вследствие этого выражения отношения сигнал — помеха на выходе УФОК и УВТИ для всех каналов указанного типа также одинаковы [2].

Безусловная вероятность сбоя символа на выходе демодуляторов. Безусловная вероятность сбоя бинарного символа, определяющая помехоустойчивость демодулятора с учетом УФОК, УВТИ, МСП и аддитивного шума, записывается в виде [1]

$$P_{сб} = \int_{-\frac{1}{2}}^{+\frac{1}{2}} d\tau \int_{-\frac{\pi}{4}}^{+\frac{\pi}{4}} d\theta \langle P_{сб} \rangle W(\theta) W(\tau),$$

где $\langle P_{сб} \rangle$ — условная вероятность сбоя символа [1]; $W(\theta), W(\tau)$ — одномерные плотности вероятности флуктуаций фазы опорного колебания (ОК) и тактовых импульсов (ТИ) на выходе УФОК и УВТИ

$$W(\theta) = \frac{2}{\pi} \frac{\exp(D_{оп} \cos 4\theta)}{I_0(D_{оп})}; \quad W(\tau) = \frac{\exp(D_{ти} \cos 2\pi\tau)}{I_0(D_{ти})}, \quad (1)$$

причем

$$-\pi/4 \leq \theta \leq +\pi/4; \quad -\frac{1}{2} \leq \tau \leq +\frac{1}{2};$$

$$\int_{-\pi/4}^{+\pi/4} W(\theta) d\theta \equiv 1; \quad \int_{-\frac{1}{2}}^{+\frac{1}{2}} W(\tau) d\tau \equiv 1;$$

$$D_{оп} = 2 \frac{P_c(оп)}{P_n(оп)}; \quad D_{ти} = 2 \frac{P_c(ти)}{P_n(ти)};$$

$P_c(оп)/P_n(оп), P_c(ти)/P_n(ти)$ — отношение сигнал-помеха на выходе УФОК и УВТИ.

Выражения $P_c(оп)/P_n(оп), P_c(ти)/P_n(ти)$ определяются соотношениями (10), (13) работы [2].

Условная вероятность сбоя символа $\langle P_{сб} \rangle$ зависит от импульсной реакции канала $h(m, \tau)$, которая представляет собой нормиро-

ванную переходную функцию огибающей отклика канала на элементарный радиосигнал [1]. Для канала с гауссовой и прямоугольной частотной характеристикой функция $h(m, \tau)$ имеет вид

$$h_2(m, \tau) = \frac{1}{2} [\Phi(\sqrt{2\pi}m|\tau|) - \Phi(\sqrt{2\pi}m(|\tau| - 1))], \quad (2)$$

где $m = \Delta f T_0$; Δf — двухсторонняя частотная полоса пропускания

канала; $\Phi(x)$ — интеграл вероятности, $\Phi(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-t^2} dt$;

$$h_n(m, \tau) = \frac{1}{\pi} [\text{si}(\pi m|\tau|) - \text{si}(\pi m(|\tau| - 1))]; \quad (3)$$

$\text{si}x$ — интегральный синус, $\text{si}x = \int_0^x \frac{\sin t}{t} dt$.

Для двух других типов каналов

$$h_n(m, \tau) = \left(\frac{\sin \pi \tau}{\pi \tau} \right)^2 \quad (4); \quad h_{\cos}(m, \tau) = \frac{\sin 2\pi \tau}{2\pi \tau} \frac{1}{1 - 4\tau^2}. \quad (5)$$

Функции (3), (4) удовлетворяют условию отсеченности Найквиста, причем функция (4) в точках $\tau = \pm 1$ проходит через нуль с ну-

левой производной $\frac{\partial h_n(m\tau)}{\partial \tau} = 0$, $\tau = \pm 1$ (6). Этим обеспечивается малый уровень МСП при сдвигах ТИ в отличие от функции (5), которая не удовлетворяет условию (6).

Функции (4), (5) соответствуют значению параметра $m = 2$, поскольку условие Найквиста в частотной области (условие Джиббс—Смита) подразумевает жесткую связь между частотой среза и скоростью передачи информации [3]. Поэтому, если для функций (2), (3) имеется свобода изменения параметра m , то для функций (4), (5), удовлетворяющих условию Найквиста, такой возможности нет.

Используя выражения (1)—(5) и функции $W(\Theta)$, $W(\tau)$, рассчитали безусловные вероятности сбой символа, т. е. помехоустойчивость квазиогерентного демодулятора сигналов ФМ-4. Расчеты проводились на ЭВМ ЕС-1020 (рис. 1—4).

На рис. 1—3 изображены каналы с гауссовой, прямоугольной и треугольной частотными характеристиками, на рис. 4 — канал с частотной характеристикой типа приподнятый косинус. При выбранных устройствах синхронизации и сравнительно узкой полосе пропускания ФЭ ($n_{\text{оп}} = n_{\text{ти}} = 0,02$), а также при малом уровне МСП ($m = 1,5—2,0$) все демодуляторы обеспечивают достаточно высокую помехоустойчивость, близкую к потенциальной (рис. 1—4). Уменьшение полосы каналов с гауссовой и прямоугольной характеристиками, когда $m \ll 1$ вызывает резкое снижение

помехоустойчивости, связанное с возрастанием МСП и уменьшением отношения сигнал-помеха на выходе устройств синхронизации. Расширение полосы ФЭ УФОК и УВТИ, если $n_{оп} = n_{ти} = 0,1$, приводит к снижению помехоустойчивости, однако одновременное увеличение фазовых флюктуаций ОК и ТИ снижает помехоустойчивость модемов с каналами, удовлетворяющими условию Найквиста заметнее, чем с каналами, которые данному условию не удовлетворяют. Особенно это выражено для канала с треугольной частотной характеристикой. Такой результат можно объяснить

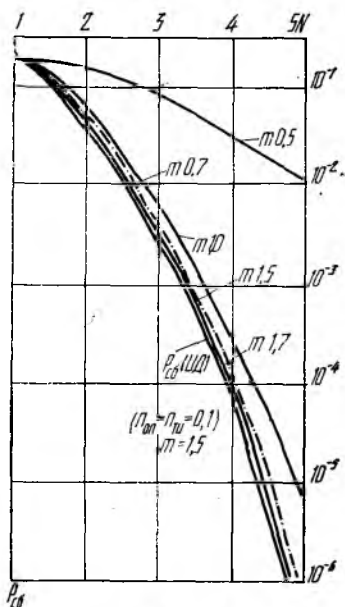


Рис. 1

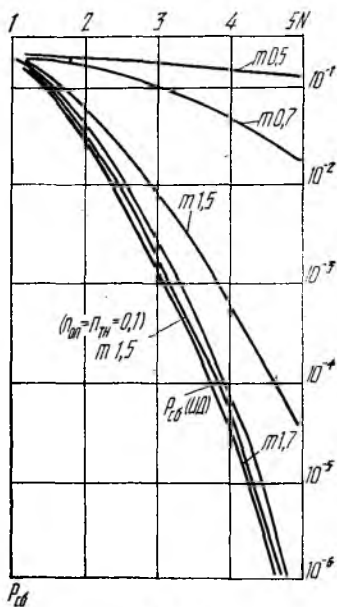


Рис. 2

следующим образом. Несмотря на то, что импульсная функция такого фильтра имеет лучшие свойства в отсчетных точках $\tau \pm 1$ (отсутствие МСП и выполнение условия 6), падение этой функции в окрестности главного максимума $\tau \sim 0$ оказывается больше, чем у функций (2), (3), не удовлетворяющих условию отсечности. В этом нетрудно убедиться, найдя значения функций (2), (3), (4) при $\tau \sim 0$. В результате в моменты стробирования уровень полезного сигнала на выходе фазовых детекторов демодулятора при $\tau \sim 0$ оказывается выше, если каналы не удовлетворяют условию отсечности, хотя уровень МСП от соседних импульсов при $\tau \sim 1$ на выходе таких каналов больше, чем в каналах, удовлетворяющих условию Найквиста. Интегральный эффект таких противоположных явлений приводит к более заметному при увеличении фазовых флюктуаций ОК и ТИ снижению помехоустойчивости модемов с ка-

налами, удовлетворяющими условию отсечности. В меньшей мере этот эффект заметен при фильтре типа приподнятый косинус (см. рис. 1 при $m = 1,7$ и рис. 4).

В канале с прямоугольной частотной характеристикой и сравнительно малым уровнем МСП ($m = 1,5-1,7$) заметен эффект улучшения помехоустойчивости в результате появления отрицательного отклика в точках $\tau = \pm 1$. Так, при передаче дибита 11, когда фаза вектора сигнала во втором тактовом интервале изменяется на 180° по сравнению с фазой сигнала в первом тактовом интервале, нали-

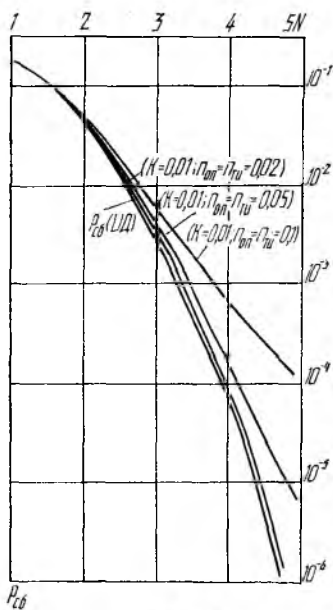


Рис. 3

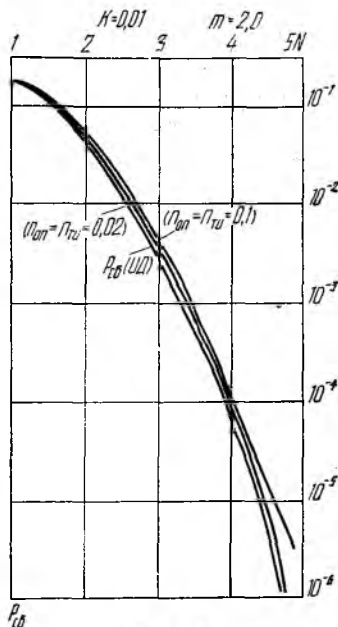


Рис. 4

чие отрицательного отклика от соседнего импульса приведет к увеличению уровня полезного сигнала на выходе фазовых детекторов демодулятора, что вызывает уменьшение вероятности ошибки (см. рис. 2).

Таким образом, одновременный учет работы устройств синхронизации и ограничения полосы канала показал, что применение фильтров, обеспечивающих условие отсечности не приводит к заметному улучшению качества работы демодуляторов, а расширение полосы ФЭ УФОК и УВТИ может вызвать обратный эффект — снижение реальной помехоустойчивости модема.

Полученные результаты представляют практический интерес и могут быть использованы при проектировании систем передачи дискретной информации, использующих сигналы с фазовой манипуляцией.

Список литературы: 1. Теряев Б. Г. Методика исследования помехоустойчивости квазикогерентных демодуляторов ФМ сигналов при учете работы их устройств синхронизации и межсимвольных искажений в линейных каналах // Радиотехника.— 1987.— Вып. 81.—С. 32—36. 2. Кисель В. А. Синтез гармонических корректоров для высокоскоростных систем связи.— М., Связь.— 1979.— 240 с.

Поступила в редколлегию 18.11. 85

УДК 621.391

А. С. МАЗМАНИШВИЛИ, канд. физ.-мат. наук, Л. Н. НАУМОВ

ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОМЕХОУСТОЙЧИВОСТИ КВАДРАТИЧНОГО ДЕТЕКТОРА С НАКОПЛЕНИЕМ, РЕГИСТРИРУЮЩЕГО СИГНАЛ НА ФОНЕ МАРКОВСКОГО ШУМА

При анализе многих линейных систем представляет интерес средняя мощность на их выходе

$$\eta = \frac{1}{T} \int_0^T d\tau [s(\tau) + x(\tau)]^2. \quad (1)$$

Она аддитивно состоит из сигнального процесса $s(\tau)$ на фоне шума $x(\tau)$ и является случайной величиной [1; 2].

Рассмотрим статистическую структуру величины η для случая произвольного энергетического соотношения между процессами $s(\tau)$, $x(\tau)$. В качестве шума примем однокомпонентный нормальный марковский процесс [3] с корреляционной функцией

$$K(\tau, \tau') = \langle x(\tau) x(\tau') \rangle = \sigma_x \exp(-\nu |\tau - \tau'|) \quad (2)$$

и переходной плотности распределения вероятностей

$$w(x, t; x_0, 0) = [2\pi\sigma_x(1 - e^{-2\nu t})]^{-1/2} \exp\left\{-\frac{1}{2\delta_x} - \frac{(x - x_0 e^{-\nu t})^2}{1 - e^{-2\nu t}}\right\}, \quad (3)$$

где ν , σ_x — декремент и интенсивность процесса $x(t)$. Если для всех t в интервале $(0, T)$ по вероятности $s^2(t) \gg x^2(t)$, то для плотности распределения вероятностей (ПРВ)

$$P(\eta) = (2\pi\Delta)^{-1/2} \exp[-(\eta - \langle \eta \rangle)^2 / 2\Delta]; \quad (4)$$

$$\langle \eta \rangle = \frac{1}{T} \int_0^T dt s^2(t); \quad (5)$$

$$\Delta = \frac{2\sigma_x}{T} \int_0^T \int_0^T dt_1 dt_2 s(t_1) s(t_2) \exp(-\nu |t_1 - t_2|). \quad (6)$$

В общем случае

$$P(\eta) = \left\langle \delta \left\{ \eta - \frac{1}{T} \int_0^T dt [s(t) + x(t)]^2 \right\} \right\rangle, \quad (7)$$

поэтому ПРВ можно записать в виде, для которого использовано Фурье-представление δ -функции,

$$P(\eta) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} d\lambda e^{i\lambda\eta} Q(i\lambda, T) \quad (8)$$

с помощью производящей функции (ПФ)

$$Q(\lambda, T) = \left\langle \exp \left\{ -\frac{\lambda}{T} \int_0^T dt [s(t) + x(t)]^2 \right\} \right\rangle. \quad (9)$$

Задача нахождения среднего вида (7), (9) обладает большей общностью в своей постановке, чем рассмотренная в работах [1; 4] для процесса (1), при этом на произвольную детерминированную функцию $s(t)$ не накладываются никакие ограничения, кроме квадратичной интегрируемости.

Перейдем к нахождению математического ожидания (9). Следуя методу поиска таких средних [5, с. 102] ищем ПФ в виде

$$Q(\lambda, T) = \int_{-\infty}^{\infty} dx_0 w(x_0) Q(\lambda, T; x_0); \quad (10)$$

$$Q(\lambda, T; x_0) = \int_{-\infty}^{\infty} dx \Psi(x, t; x_0, 0)|_{t=T}, \quad (11)$$

где равновесная ПРВ

$$w(x_0) = (2\pi\sigma_x)^{-1/2} \exp(-x_0^2/2\sigma_x). \quad (12)$$

Введенная Ψ -функция удовлетворяет следующему параболическому дифференциальному уравнению [5]

$$\frac{\partial}{\partial t} \Psi = v \frac{\partial}{\partial x} (x\Psi) + v\sigma_x \frac{\partial^2}{\partial x^2} \Psi - \frac{\lambda}{T} [s(t) + x(t)]^2 \Psi \quad (13)$$

с начальным условием $\Psi(x, 0; x_0, 0) = \delta(x - x_0)$. Найдя решение этого уравнения и дважды проинтегрировав его по x и x_0 с весом $w(x_0)$, получим ПФ $Q(\lambda, T)$.

Опуская промежуточные выкладки, приводим решение уравнения (13)

$$\Psi(x, t; x_0, 0) = [2\pi\sigma_x r^{-1} (e^{2rt} - 1)]^{-1/2} \exp \left\{ -\frac{\lambda}{t} \int_0^t d\tau s^2(\tau) + \right. \\ \left. + \frac{r-v}{2v\sigma_x} + (x^2 - x_0^2) + \frac{r+v}{2} t + \lambda a(t) + \frac{v\sigma_x}{2} \int_0^t d\tau a^2(\tau) - \right. \\ \left. - \frac{r}{2\sigma_x} \left[1 - e^{-2rt} \right]^{-1} \left[x - x_0 e^{-rt} + v\sigma_x \int_0^t d\tau a(\tau) e^{r(\tau-t)} \right]^2 \right\}, \quad (14)$$

$$\text{где } r = (v^2 + 2\lambda v\sigma_x)^{1/2}; \quad (15)$$

$$a(t) = -2 \frac{\lambda}{T} \int_0^t d\tau s(\tau) \exp(rt - r\tau). \quad (16)$$

Полученное выражение для Ψ -функции является математическим ожиданием величины $\exp(-\lambda\eta)$, отыскиваемым при условии, что $x(0) = x_0$ и $x(t) = x$. Интегрируя результат (14) по x , x_0 согласно (10), (11), получаем

$$Q(\lambda, T) = [4rve^{vT} (r_1^2 e^{rT} - r_2^2 e^{-rT})^{-1}]^{1/2} \times \\ \times Q_{ss}(\lambda, T) \exp \left\{ -\frac{\lambda}{T} \int_0^T d\tau s^2(\tau) \right\}; \quad (17)$$

$$Q_{ss}(\lambda, T) = \exp \left\{ \frac{2\lambda}{rT^2} v\sigma_x \int_0^T d\tau \int_\tau^T d\tau' s(\tau) s(\tau') \times \right. \\ \left. \times (r_1 e^{r\tau} + r_2 e^{-r\tau}) \frac{r_1 e^{r(T-\tau')} + r_2 e^{-r(T-\tau')}}{r_1^2 e^{rT} - r_2^2 e^{-rT}} \right\}, \quad (18)$$

где $r_1 = r + v$, $r_2 = r - v$.

Из этих выражений следует, что в отсутствие шума $Q(\lambda, T)$ имеет экспоненциальный вид, что отвечает ПРВ δ -образного типа. В отсутствие сигнала, когда $s(t) = 0$, в (17) остается лишь первый множитель, численные расчеты с использованием которого осуществлены в [4]. В общем случае произвольного сигнала $s(t)$ необходимо пользоваться выражением для ПФ $Q(\lambda, T)$ в целом.

Из всего многообразия возможных функций $s(t)$ рассмотрим случай, когда $s(t) = \text{const}$ и $s^2(t) = \sigma_s$. Тогда третий множитель в (17) равен $\exp(-\lambda\sigma_s)$, а второй

$$Q(\lambda, T) = \exp \{ 2v\sigma_x\sigma_s\lambda^2 T^{-2} r^{-3} (r_1^2 e^{rT} - r_2^2 e^{-rT})^{-1} \times \\ \times (4v^2 - 2vr_1 e^{rT} + 2vr_2 e^{-rT} + r_1^2 r T e^{rT} - r_2^2 r T e^{-rT}) \}. \quad (19)$$

На рис. 1 представлены результаты расчета ПРВ $P(\eta)$, выполненные согласно формулам (8), (17), (19). При осуществлении расчетов приняли, что $\langle \eta \rangle = 1, 0$; $v = 1, 0$; $T = 1, 0$. Такие значения параметров являются промежуточными между асимптотическими случаями $vT \ll 1$, $vT \gg 1$. Из рис. 1 видно, что уже десятипроцентная компонента шума $x(t)$ приводит к значительной ширине

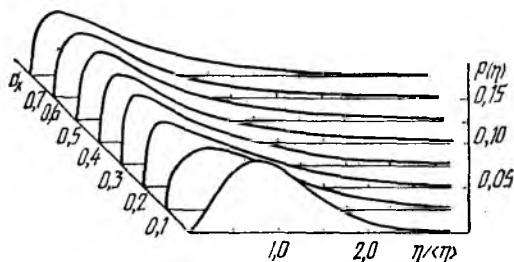


Рис. 1

распределения $P(\eta)$. Ясно, что при $\sigma_x \rightarrow 0$ ПРВ стремится к $\sigma(\eta - \sigma_s)$ с шириной, равной нулю. Влияние низкоинтенсивного шума на формирование ПРВ $P(\eta)$ иллюстрируется рис. 2, 3. Интенсивность шума составляет проценты и десятые доли процента от суммарной интенсивности.

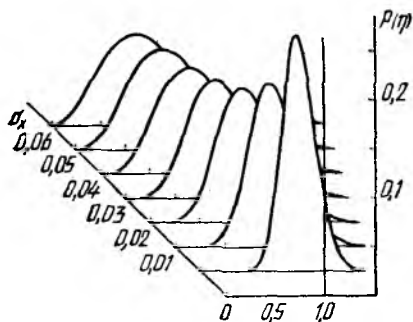


Рис. 2

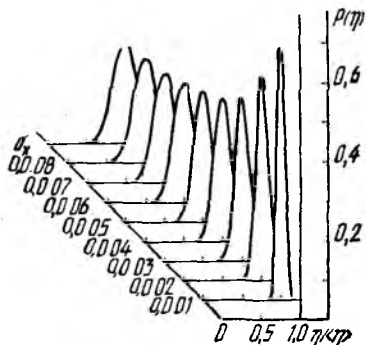


Рис. 3

Первые два момента η при произвольной функции $s(t)$

$$\langle \eta \rangle = \sigma_x + \frac{1}{T} \int_0^T d\tau s^2(\tau); \quad (20)$$

$$\begin{aligned} \langle \eta^2 \rangle = & \sigma_x^2 \frac{-1 + 2vT + v^2 T^2 + e^{-2vT}}{v^2 T^2} + \\ & + \left[\frac{1}{T} \int_0^T d\tau s^2(\tau) \right]^2 + \frac{4\sigma_x}{T^2} \int_0^T d\tau \int_{\tau}^T d\tau' s(\tau') e^{v(\tau-\tau')}. \end{aligned} \quad (21)$$

Тогда дисперсия ПРВ $P(\eta)$

$$\langle \eta^2 \rangle - \langle \eta \rangle^2 = \sigma_x^2 \frac{-1 + 2\nu T + e^{-2\nu T}}{\nu^2 T^2} + \frac{4\sigma_x}{T^2} \int_0^T d\tau \int_\tau^T d\tau' s(\tau) s(\tau') e^{\nu(\tau-\tau')}. \quad (22)$$

Дисперсия содержит линейное по σ_x слагаемое, поэтому в случае низкоинтенсивного шума она и определяет ширину распределения $P(\eta)$. Если $\sigma_x \ll \sigma_s$; $s(\tau) = \text{const} = \sigma_s^{1/2}$, то

$$\left(\frac{\langle \eta^2 \rangle - \langle \eta \rangle^2}{\langle \eta \rangle^2} \right)^{1/2} \approx \frac{4\sigma_x}{T} \left(\frac{-1 + \nu T + e^{-\nu T}}{\nu^2 T^2} \right)^{1/2}, \quad (23)$$

для $\nu T \gg 1$ ширина распределения стремится к $(8\sigma_x/\sigma_s)^{1/2}$. Асимптотика $P(\eta)$, приведенная в (4)—(6) имеет гауссов вид относительно своего аргумента.

Таким образом, рассмотрены характеристики помехоустойчивости наблюдаемых величин на выходе квадратичного детектора с накоплением. Прослежена зависимость помехоустойчивости от параметров ν и T , а также влияние на нее шумовой компоненты $x(t)$ в случае, когда ее интенсивность мала относительно интенсивности сигнала. В качестве сигнальной компоненты в полученном выражении для ПФ $Q(\lambda, T)$ может быть выбрана произвольная квадратичноинтегрируемая функция $s(t)$.

Список литературы: 1. Райс Л. Теория флуктуационных шумов // Теория передачи электрических сигналов при наличии помех.— М., 1969.— С. 88—238. 2. Левин Б. Р. Теоретические основы статистической радиотехники.— М.: Сов. радио, 1969.— 748 с. 3. Тихонов В. И., Миронов М. А. Марковские процессы.— М.: Сов. радио, 1977.— 488 с. 4. Слепян Д. Флуктуации мощности случайного сигнала // Определение параметров случайных сигналов. К., 1962.— С. 123—146. 5. Лэкс М. Флуктуации и когерентные явления.— М.: Мир, 1974.— 299 с.

Поступила в редколлегию 25.03.86

СОДЕРЖАНИЕ

Пенкин Ю. М., Семенухин В. А., Яцук Я. П. Исследование внутренних и внешних характеристик излучателей типа излучателя Клевина . . .	3
Усин В. А., Кириллов С. В., Шведова Н. А. Автоматизированный измерительный комплекс для определения диаграмм направленности антенн	10
Алешин В. И., Богомолов Н. М., Жук Н. П. Рассеяние собственной волны на малом шаре в планарном волноводе . . .	15
Пащенко Ж. Ф., Куликова М. Б. Математическая модель волноводных щелевых мостов	23
Кирсанов Ю. А., Шалаев В. С., Денисов Д. С., Макарова Н. Я. Модификация волноводного Y-циркулятора трехмиллиметрового диапазона	26
Литвинов А. Г., Неешмонин П. В., Пироженко В. К. К задаче синтеза гребенчатой заземляющей системы	28
Гордиенко Ю. Е., Бородин Б. Г., Сви́дeрская Л. И. Исследование взаимодействия СВЧ-резонаторов с неоднородно легированными по толщине полупроводниковыми слоями . . .	31
Бородин А. И., Булгаков Б. М., Кочуровский Ю. Г., Подшивалов В. Н., Родионов А. В., Смородин В. В., Чистухин Ю. Д. Генератор Ганна с распределенным взаимодействием	37
Катрич А. Б., Камышан В. В., Кузьмичев В. М., Худошин А. В. Применение болометрических преобразователей для измерения параметров пучков излучения	41
Ключник И. И., Куценко Л. М. Тепловой режим пироэлектрического преобразователя СВЧ	44
Сухоицанов И. А., Контарь А. А., Кублик А. В., Макаревич В. С. Комплексный подход к исследованиям коротких волоконно-оптических линий связи	52
Иванов М. А., Сватовский И. И., Яковлев И. А. Прием неортогональных сигналов с фазово-частотной модуляцией . . .	58
Белогорцев А. Б., Вавриш Д. М., Калугин Б. А. Стохастические колебания в нелинейном осцилляторе при многократном прохождении через резонанс	67
Колядин В. Л. Синтез регуляризирующих алгоритмов для решения обратных задач в измерительных радиосистемах	73
Фирсаков А. А., Неснов А. В., Храменко С. А. Последетекторная обработка одиночных радиолокационных сигналов . . .	77
Султанов А. С., Антюфеев В. И., Кулаков В. А., Воронова А. С., Овсянников Ю. В. Оптимальная структура и потенциальная чувствительность модуляционного радиометра	82
Алексеев Г. А., Хоменко С. И. Особенности спектра отраженного сигнала при пропеллерной модуляции. Часть 1. Теоретический анализ . . .	87
Пресняков И. Н., Сытник О. В. Оценка параметров пространственно-неразрешенного флюктуирующего сигнала	95
Федоренко Ю. П., Федоренко В. Н., Кадочников И. В. Анализ наземных измерений ионосферной составляющей доплеровского смещения частоты сигналов искусственных спутников Земли	102
Мельник В. Г., Савченко И. С. Нелинейная теория кольцевого автогенератора второго порядка	109
Плацкий В. Т., Светличный В. М., Шалаев В. А., Дядченко А. В. Отрицательное дифференциальное сопротивление на вольт-амперной характеристике индикаторов СВЧ-излучения на основе точечного контакта металл — полуметалл . . .	115

Теряев Б. Г. Помехоустойчивость квазикогерентных демодуляторов сигналов ФМ-4 с учетом работы их устройств синхронизации и межсимвольных помех в канале	119
Мазманишвили А. С., Наумов Л. Н. Характеристики помехоустойчивости квадратичного детектора с накоплением, регистрирующего сигнал на фоне марковского шума	124

СБОРНИК НАУЧНЫХ ТРУДОВ

РАДИОТЕХНИКА

Выпуск 83

Редактор *Н. А. Парфенова*
 Художественный редактор *Т. П. Короленко*
 Технический редактор *Л. Т. Ена*
 Корректор *Л. Н. Быкова*

Информ. бланк № 11644

Сдано в набор 22.12.86. Подп. в печать 03.04.87. БЦ 09748. Формат 60×90/16. Бумага типогр. №1 Лит. гарн. Выс. печать. Печ. л. 8,5. Кр.-отт. 8,75. Уч.-изд. л. 9,9. Тираж 1000 экз. Изд. № 1552. Зак. 6-533. Цена 1 р. 40 к.

Издательство при Харьковском государственном университете издательского объединения «Вища школа», 310003, Харьков-3, ул. Университетская, 16

Отпечатано с матриц книжной фабрики им. М. В. Фрунзе в Харьковской городской типографии № 16, 310003, Харьков-3, ул. Университетская, 16. Зак. 1180.

РЕФЕРАТЫ

УДК 621.396

Исследование внутренних и внешних характеристик излучателей типа излучателя Клёвина / Ю. М. Пенкин, В. А. Семеняхин, Я. П. Яцук // Радиотехника.— 1987.— Вып. 83.— С. 3—10.

Приведено совместное решение внутренней и внешней задач для излучателей типа излучателя Клёвина, когда узкая продольная щель прорезана в широкой стенке конечной толщины прямоугольного волновода. Проведено расчетное и экспериментальное исследование коэффициентов матрицы рассеяния вибраторно-щелевого излучателя в рабочем диапазоне частот волновода. Численно исследованы его направленные свойства излучения.

Ил. 2. Библиогр.: 5 назв.

УДК 621.396

Автоматизированный измерительный комплекс для определения диаграмм направленности антенн / В. А. Усин, С. В. Кириллов, Н. А. Шведова // Радиотехника.— 1987.— Вып. 83.— С. 10—15.

Описана структурная схема измерительного комплекса, предназначенного для оперативного определения диаграмм направленности (ДН) антенн по измерениям ближнего поля на цилиндрической поверхности, охватывающей исследуемую антенну. Рассмотрены особенности реализации алгоритмов обработки измерительной информации на микро-ЭВМ и приведены экспериментальные результаты.

Ил. 2. Библиогр.: 2 назв.

УДК 537.87

Рассеяние собственной волны на малом шаре в планарном волноводе / В. И. Алешин, Н. М. Богомолов, Н. П. Жук // Радиотехника.— 1987.— Вып. 83.— С. 15—23.

Методом объемных интегродифференциальных уравнений в низкочастотном приближении решена задача о рассеянии на малом диэлектрическом шаре собственной волны плоского диэлектрического волновода на металлической подложке.

Ил. 3. Библиогр.: 5 назв.

УДК 621.372

Математическая модель волноводных щелевых мостов / Ж. Ф. Пашенко, М. Б. Куликова // Радиотехника.— 1987 — Вып. 83.— С. 23—25.

Изложены принципы построения математической модели для расчета волноводных щелевых мостов. Получены уравнения непрерывности с учетом N отверстий связи в стенках волноводов. Произведен расчет проводимостей для волноводного щелевого H -моста.

Ил. 1. Библиогр.: 2 назв.

УДК 621.372

Модификация волноводного Y -циркулятора трехмиллиметрового диапазона / Ю. А. Кирсанов, В. С. Шалаев, Д. С. Денисов, Н. Я. Макарова // Радиотехника.— 1987.— Вып. 83.— С. 26—28.

Описана модификация волноводного Y -циркулятора, позволяющая существенно расширить рабочую полосу частот и снизить уровень электромагнитных потерь. Даны рекомендации по выбору оптимальных параметров настройки приборов.

Ил. 3. Библиогр.: 4 назв.

УДК 621.385

К задаче синтеза гребенчатой замедляющей системы / А. Г. Литвинов, П. В. Нешмонин, В. К. Пироженко // Радиотехника.— 1987.— Вып. 83.— С. 28—31.

Предложен метод расчета геометрии гребенчатой замедляющей системы по заданной дисперсионной характеристике. Рассмотрены особенности алгоритма и программы реализации описанного метода. Приведены результаты тестирования программы.

Ил. 1. Библиогр.: 3 назв.

УДК 621.372

Исследование взаимодействия СВЧ-резонаторов с неоднородно легированными по толщине полупроводниковыми слоями / Ю. Е. Гордиенко, Б. Г. Бородин, Л. И. Свидерская // Радиотехника.— 1987.— Вып. 83.— С. 31—37.

Рассмотрены вопросы исследования неоднородно легированных по глубине полупроводниковых структур на СВЧ с помощью H_{012} -цилиндрического резонатора. С использованием одномодового приближения и вариационного метода рассчитаны зависимости добротности резонатора и сигнала фотопроводимости на его выходе от уровня включения неоднородно легированного образца в поле резонатора и параметров профиля легирования. Построены градуировочные характеристики для двухпараметрового контроля диффузионных структур при известном законе распределения электропроводности по их глубине. Обоснованы методики измерения.

Ил. 4. Библиогр.: 6 назв.

УДК 621.373

Генератор Ганна с распределенным взаимодействием / А. И. Бородин, Б. М. Булгаков, Ю. Г. Кочуровский и др. // Радиотехника.— 1987.— Вып. 83.— С. 37—41.

Предложен новый полупроводниковый генератор, в котором большое количество генераторов Ганна связано с замедляющей системой. Брусья последней являются электродами диодов. Полупроводниковая пленка с нанесенной на ее поверхность замедляющей системой помещена в резонатор, частота которого определяет длину волны генерируемых колебаний. Отбор энергии из пространства взаимодействия осуществляется быстрой отрывающейся волной.

Ил. 2. Библиогр.: 5 назв.

УДК 535.24

Применение болометрических преобразователей для измерения параметров пучков излучения / А. Б. Катрич, В. В. Камышан, В. М. Кузьмичев, А. В. Худошин // Радиотехника.— 1987.— Вып. 83.— С. 41—44.

Изучена возможность восстановления функции распределения интенсивности излучения по данным профильных измерений. Показано, как практически применять микропроцессорную технику для создания автоматизированных измерителей на основе болометрических преобразователей.

Библиогр.: 8 назв.

УДК 535.232

Тепловой режим пироэлектрического
И. И. Ключник, Л. М. Куценко // Радиотехника.
Вып. 83.— С. 44—51.

Приведен тепловой расчет трехслойного пироэлектрического датчика как системы с распределенными параметрами при его облучении СВЧ-излучением СВЧ с огибающей прямоугольной формы. Получены зависимости прироста температуры чувствительного элемента, позволяющие минимизировать его характеристики по теплофизическим и геометрическим параметрам каждого слоя. Представлены данные численного анализа наглядности зависимостей и результаты эксперимента.

Ил. 5. Библиогр.: 6 назв.

УДК 621.393

Комплексный подход к исследованиям коротких волоконно-оптических линий связи / И. А. Сухоиванов, А. А. Контарь, А. В. Кублик, В. С. Макаревич // Радиотехника.— 1987.— Вып. 83.— С. 52—58.

Рассмотрены особенности экспериментального исследования волоконно-оптических линий связи (ВОЛС) на основе коротких многомодовых световодов. Выполнен анализ источников ошибок, возникающих при проектировании ВОЛС. Предложена методика комплексных измерений, основанная на учете параметров всех элементов, применяемых в данной конкретной линии связи. Путем экспериментальных исследований на созданном стенде для комплексного исследования показано, что ошибка при измерении потерь в световодах длиной до 20 м может достигать 60 %.

Ил. 4. Библиогр.: 4 назв.

УДК 621.391:621.394

Прием неортогональных сигналов с фазово-частотной модуляцией
М. А. Иванов, И. И. Сватовский, И. А. Яковлев // Радиотехника.— 1987.— Вып. 83.— С. 58—67.

Оценены энергетические потери помехоустойчивости при использовании известных методов демодуляции неортогональных дискретных сигналов с комбинированной фазово-частотной модуляцией (ФЧМ). Предложен метод повышения эффективности приема неортогональных ФЧМ-сигналов, основанный на частичной (или полной) ортогонализации последних в некогерентном частотном подканале демодулятора. Определены оптимальные характеристики модифицированного приемника ФЧМ-сигналов с апостериорным устранением неопределенности мгновенного значения частоты данных сигналов в фазовом подканале демодулятора по результатам частотного детектирования.

Табл. 1. Ил. 1. Библиогр.: 4 назв.

УДК 621.391

Стохастические колебания в нелинейном осцилляторе при многократном прохождении через резонанс / А. Б. Белогорцев, Д. М. Ваврив, Б. А. Калугин // Радиотехника.— 1987.— Вып. 83.— С. 67—73.

Экспериментально доказана возможность возбуждения стохастических колебаний в нелинейном контуре при воздействии на него амплитудно-модулированного сигнала. Построена математическая модель, описывающая особенности перехода к хаосу, наблюдавшиеся в эксперименте.

Ил. 2. Библиогр.: 5 назв.

УДК 621.396

Синтез регуляризирующих алгоритмов для решения обратных задач в измерительных радиосистемах / В. Л. Колыдин // Радиотехника.— 1987.— Вып. 83.— С. 73—77.

Предложена методика синтеза регуляризирующих алгоритмов для обработки сигналов в радиолокационных и многопозиционных радиометрических системах. Получены выражения для дисперсии флюктуационной составляющей регуляризованного решения, и на их основе построена процедура выбора параметра регуляризации, обеспечивающая в отличие от известной заданный уровень статистической достоверности решения.

Найдена аналитическая форма представления алгоритмов обработки, позволяющая существенно упростить их аппаратную реализацию.

Библиогр.: 4 назв.

УДК 621.396:621.391

Последетекторная обработка одиночных радиолокационных сигналов / А. А. Фирсов, А. В. Неснов, С. А. Храмченко // Радиотехника.— 1987.— Вып. 83.— С. 77—81.

Рассмотрен механизм деформации закона модуляции радиолокационных сигналов при визировании протяженных объектов. Описана последетекторная обработка (ПДО) таких сигналов. Разработана методика оценки качества обнаружения с использованием ПДО. Представлены характеристики обнаружения с учетом эволюции статистики сигналов.

Ил. 3. Библиогр.: 4 назв.

УДК 621.391

Оптимальная структура и потенциальная чувствительность модуляционного радиометра / А. С. Султанов, В. И. Антюфеев, В. А. Кулаков и др. // Радиотехника.— 1987.— Вып. 83.— С. 82—87.

Методами теории оценок параметров сигналов проведен синтез оптимальной в смысле максимума правдоподобия структуры радиометра при произвольном отношении сигнал-шум на входе и дана оценка его предельной флюктуационной чувствительности.

Ил. 2. Библиогр.: 5 назв.

УДК 621.396.961.06

Особенности спектра отраженного сигнала при пропеллерной модуляции. Часть 1. Теоретический анализ / Г. А. Алексеев, С. И. Хоменко // Радиотехника.— 1987.— Вып. 83.— С. 87—94.

На основе пластинчатой модели пропеллера, состоящей из набора вращающихся прямоугольных металлических пластин, ориентированных определенным образом относительно друг друга, проведен приближенный анализ особенностей радиосигнала, отраженного от вращающейся структуры типа пропеллера. Поле, рассеянное отдельной пластиной, определено приближением Кирхгофа. Выявлены основные информативные признаки пропеллерной модуляции, являющейся разновидностью амплитудно-фазовой модуляции падающего монохроматического сигнала. Рассчитаны зависимости энергетических спектров от угла наблюдения, размеров и ориентации пластин.

Ил. 4. Библиогр.: 5 назв.

УДК 621.396

Оценка параметров пространственно-неразрешенного флюктуирующего сигнала / И. Н. Пресняков, О. В. Сытник // Радиотехника. — 1987. — Вып. 83. — С. 95—101.

Разработан многоуровневый адаптивный алгоритм обработки флюктуирующего сигнала в антенной решетке, позволяющий вычислять совместные оценки его информационных параметров. Адаптация алгоритма осуществляется в процессе оценивания с учетом вероятностных моделей среды и сигналов. Предложены процедуры синтеза и коррекции моделей. Рассмотрены особенности работы алгоритма в переходном режиме. Исследовано влияние тепловых шумов аппаратуры на характеристики алгоритма. Приведены результаты моделирования на ЭВМ.

Ил. 2. Библиогр.: 6 назв.

УДК 621.391

Анализ наземных измерений ионосферной составляющей доплеровского смещения частоты сигналов искусственных спутников Земли / Ю. П. Федоренко, В. Н. Федоренко, И. В. Кадочников // Радиотехника. — 1987. — Вып. 83. — С. 102—109.

Проведен анализ среднеширотных наземных измерений ионосферной составляющей доплеровского смещения частоты радиоволн, излучаемых с борта искусственных спутников Земли. На его основе предложен метод корректировки глобальных моделей электронной концентрации ионосферы, оценены параметры ее неоднородностей.

Ил. 3. Библиогр.: 3 назв.

УДК 621.396

Нелинейная теория кольцевого автогенератора второго порядка / В. Г. Мельник, И. С. Савченко // Радиотехника. — 1987. — Вып. 83. — С. 109—115.

Получена система нелинейных дифференциальных уравнений для кольцевого автогенератора второго порядка (система уравнений Ван-дер-Поля), из которых находятся укороченные уравнения для медленноменяющихся амплитуд и фаз гармонических колебаний в ячейках автогенератора. Исследован стационарный режим колебаний, получены выражения для амплитуд, разности фаз, частоты в стационарном режиме и исследована их устойчивость.

Ил. 3. Библиогр.: 3 назв.

УДК 621.382

Отрицательное дифференциальное сопротивление на вольт-амперной характеристике индикаторов СВЧ-излучения на основе точечного контакта металл — полуметалл / В. Т. Плаксий, В. М. Светличный, В. А. Шалаев, А. В. Дядченко // Радиотехника. — 1987. — Вып. 83. — С. 115—119.

Приведены результаты экспериментальных исследований вольт-амперных характеристик (ВАХ) термоэлектрических индикаторов излучения сверхвысокочастотного диапазона на основе точечного контакта металл — полуметалл (сплавы висмут — сурьма). Изложены возможные механизмы образования участков отрицательного дифференциального сопротивления (ОДС) на ВАХ. Расчет динамического диапазона по мощности проведен при условии, что минимально обнаруживаемая мощность ограничена тепловыми шумами активного сопротивления контакта металл — полуметалл.

Ил. 1. Библиогр.: 6 назв.

УДК 621.396 : 021.369

Помехоустойчивость квазикогерентных демодуляторов сигналов ФМ-4 с учетом работы их устройств синхронизации и межсимвольных помех в канале / Б. Г. Теряев // Радиотехника. — 1987. — Вып. 83. — С. 119—124.

Приведен расчет помехоустойчивости квазикогерентного демодулятора сигналов ФМ-4 при учете работы устройств синхронизации, межсимвольных и аддитивных помех в линейном канале с гауссовой и прямоугольной АЧХ, а также в двух каналах, удовлетворяющих условию Найквиста. Проведено сравнение помехоустойчивости демодулятора, работающего в таких каналах.

Ил. 4. Библиогр.: 2 назв.

УДК 621.391

Характеристики помехоустойчивости квадратичного детектора с накоплением, регистрирующего сигнал на фоне марковского шума / А. С. Мазман и ш в и л и, Л. Н. Наумов // Радиотехника. — 1987. — Вып. 83. — С. 124—128.

Рассмотрены характеристики помехоустойчивости наблюдаемых величин на выходе квадратичного детектора с накоплением. Прослежена зависимость помехоустойчивости от времени накопления и ширины спектрального контура шума. Для случая, когда интенсивность шума мала, найдены асимптотические характеристики помехоустойчивости. В качестве сигнальной компоненты в полученных аналитических выражениях (производящая функция и плотность распределения вероятностей) для результирующих величин может быть выбрана произвольная квадратично-интегрируемая функция. Приведен развернутый численный пример.

Ил. 3. Библиогр.: 5 назв.