

621,396(06)
P 15

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ УКРАИНЫ
ХАРЬКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ
ТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ РАДИОЭЛЕКТРОНИКИ

РАДИОТЕХНИКА

Всеукраинский межведомственный
научно-технический сборник

Основан в 1965 г.

ВЫПУСК 102

БІБЛІОТЕКА
ХНУРЕ
ИНВ. № 744011

К С

Харків

Харківський державний технічний університет радіоелектроніки
Радиотехника
621.396(06) P 15



744011

НБ ХНУРЕ

1997

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

В сборнике рассмотрены результаты теоретических исследований в области формирования и обработки радиосигналов. Изложены вопросы совершенствования поляриметров, резонаторов, волноводов, лазеров.

Для преподавателей вузов, научных работников и специалистов.

У збірнику розглянуто результати теоретичних досліджень у галузі формування й обробки радіосигналів. Викладено питання вдосконалення поляриметрів, резонаторів, хвилеводів, лазерів.

Для викладачів вищих закладів освіти, науковців і фахівців.

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

Ответственный за выпуск канд. техн. наук проф. *В.И.Алехин*

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

ОЦЕНКА ТЕОРЕТИЧЕСКОГО ПРЕДЕЛА РЕАЛЬНОЙ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ РАДИОМЕТРА

В работе [1] на основе теории оценок параметров сигналов предложено решение задачи синтеза оптимальной структуры и оценки потенциальной чувствительности модуляционного радиометра при условии, что флуктуации коэффициента усиления (КУ) приемника представляются нормально распределенной случайной величиной с нулевым средним значением и дисперсией σ^2 .

Настоящая работа посвящена оценке теоретического предела реальной чувствительности радиометра для случая представления флуктуаций КУ в виде случайного процесса влияния динамической ошибки его выделения на фоне собственного шума приемника.

Измерение дисперсии относительных флуктуаций КУ в чистом виде невозможно из-за маскирующего эффекта, вызываемого собственным шумом усилительного тракта. Дисперсия σ^2 априорного распределения флуктуаций включает две составляющие:

$$\sigma^2 = \sigma_g^2 + \sigma_\mu^2, \quad (1)$$

где σ_g^2 — дисперсия собственно флуктуаций КУ; σ_μ^2 — дисперсия ошибки выделения процесса $g(t)$ на фоне собственного шума радиометра.

Теоретический предел реальной чувствительности радиометра соответствует минимальной дисперсии σ^2 , которая достигается при наилучшем выделении или оптимальной фильтрации процесса $g(t)$.

Пусть для выделения используется оптимальный фильтр в опорном канале радиометра. Сигнал на входе квадратичного детектора можно выразить в виде

$$u(t) = \sqrt{1+g(t)} \left[\sqrt{m(t)T_s} u_s(t) + \sqrt{T_n} u_n(t) \right], \quad t \in [0, \tau]. \quad (2)$$

Здесь $m(t)$ — модулирующая функция; T_s , T_n — эквивалентные шумовые температуры сигнала и собственного шума радиометра; $u_s(t)$, $u_n(t)$ — напряжения сигнала и шума; $[0, \tau]$ — интервал усреднения. Относительно статистических характеристик процессов справедливы допущения, принятые в [1]. Там же показано, что оптимальная модулирующая функция является последовательностью прямоугольных импульсов со скважностью q , а предельная чувствительность определяется выражением

$$\delta T = \frac{T_n}{\sqrt{\Delta f \tau}} \frac{q(1+\beta)}{\sqrt{q-Q}}, \quad (3)$$

где β — отношение сигнал-шум на входе; Δf — полоса пропускания по радиочастоте;

$$Q = \left[1 + 1 / \left(\sigma^2 \Delta f \tau \right) \right]^{-1}. \quad (4)$$

Полагая $\beta \ll 1$, сигнал (2) описываем в виде

$$v(t) = [1 + g(t)] u_n^2(t), \quad (5)$$

а его низкочастотная компонента спектральной плотности [2]

$$S_v(f) = T_n^2 \left[S_g(f) + (1 - |f|/\Delta f) / \Delta f \right], \quad f \in [-\Delta f, \Delta f]. \quad (6)$$

Известно [3], что спектральная плотность процесса $g(t)$ подчиняется фликерному закону

$$S_g(f) = \frac{A}{(2\pi)^{\gamma+1} |f|^\gamma}, \quad \gamma \in (1, 2) \quad (7)$$

и имеет возрастающую во времени дисперсию

$$\sigma_g^2 = \frac{(2\pi)^{\gamma+1} A \tau^{\gamma-1}}{2\Gamma(\gamma) \sin[(\gamma-1)\pi/2]}. \quad (8)$$

Учитываем, что сигнал (5) в дальнейшем пропускается через фильтр, эффективная полоса пропускания которого $\Delta F \ll \Delta f$. Тогда (6) представляем в виде

$$S_v(f) = T_n^2 [S_g(f) + 1/\Delta f]. \quad (9)$$

Этот сигнал в опорном канале радиометра умножается на демодулирующую функцию $\mu(t) = 1 - m(t)$, т.е. выходной сигнал

$$z(t) = v(t)\mu(t). \quad (10)$$

Спектр функции $\mu(t)$

$$S_\mu(f) = \kappa^2 \frac{\sin^2(\pi f \kappa)}{(\pi f \kappa)^2} \sum_{i \in \mathbb{Z}} \delta(f - i/\tau), \quad (11)$$

где $\kappa = 1 - 1/q$. В результате вычисления свертки получаем

$$S_z(f) = \kappa^2 T_n^2 [S_g(f) + 1/(\Delta f \kappa)], \quad (12)$$

где учтено, что $\sum_{i \in \mathbb{Z}} \sin^2(\pi i \kappa) / (\pi i \kappa)^2 = 1/\kappa$.

Полагая, что частота модуляции $f_m \ll \Delta f$, но $f_m \gg f_0$, где f_0 определяется из равенства $S_g(f_0) = 1/\Delta f$, ограничиваемся в сумме (11) одним слагаемым с $i = 0$. Следовательно, для $z(t)$ в рассматриваемом приближении справедлива аддитивная модель

$$z(t) = \kappa T_n [g(t) + n(t)].$$

Здесь $n(t)$ — белый шум со спектральной плотностью $N_0 = (\kappa \Delta f)^{-1}$. Требуется наилучшим образом выделить процесс $g(t)$ на фоне шума $n(t)$. Считая $g(t)$, $n(t)$ стационарными случайными процессами, воспользуемся известным положением [4] о том, что оптимальный фильтр, минимизирующий дисперсию ошибки

$$\mu(t) = y(t)/(kT) - g(t) \quad (13)$$

воспроизведения процесса $g(t)$, принадлежит классу линейных фильтров, а его амплитудно-частотная характеристика определяется выражением

$$|H(f)| = [1 + N_0/S_g(f)]^{-1}. \quad (14)$$

В формуле (13) $\mu(t)$ — процесс на выходе оптимального фильтра. Дисперсия ошибки

$$\sigma_\mu^2 = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{df}{1/N_0 + 1/S_g(f)}.$$

Учитывая выражение (7), получаем

$$\sigma_\mu^2 = \int_{-\infty}^{\infty} \left(f^\gamma + kA\Delta f \right)^{-1} df. \quad (15)$$

Для вычисления интеграла (15) воспользуемся табличным интегралом [5]

$$\int_0^{\infty} \left(f^\gamma + x^\gamma \right)^{-a} df = \gamma^{-1} x^{1-\gamma a} B(1/\gamma; a - 1/\gamma), \quad (\gamma > 0, \gamma a > 1).$$

Здесь $B(\alpha; \beta) = \Gamma(\alpha)\Gamma(\beta)/\Gamma(\alpha + \beta)$ — бета-функция.

При $a=1$ $B(1/\gamma; a - 1/\gamma) = \pi/\sin(\pi/\gamma)$, где использовано известное соотношение $\Gamma(\alpha)\Gamma(1-\alpha) = \pi/\sin(\pi\alpha)$. Тогда

$$\sigma_\mu^2 = \frac{2A^{1/\gamma} (k\Delta f)^{(1-\gamma)/\gamma}}{\gamma \sin \pi/\gamma}. \quad (16)$$

Исходя из выражений (8), (16), записываем отношение дисперсий динамической и флуктуационной ошибок

$$v = \frac{4(\kappa \Delta f)^{(1-\gamma)/\gamma} \Gamma(\gamma) \sin(\gamma - 1) \pi/2}{(2\pi)^{\gamma+1} \tau^{\gamma-1} \gamma \sin \pi/\gamma} \quad (17)$$

Расчеты, выполнены для значений параметров $A = 1,3 \cdot 10^{-10}$, $\gamma = 1,3$, заимствованных из работы [4], $\tau = 10^{-3} \dots 10^3$ с и оптимальной при каждом значении τ скважности модулирующих импульсов, составляющей минимум чувствительности (3). Результаты показали, что отношение дисперсий динамической и флуктуационной ошибок не превышает 0,34 и убывает с ростом τ . Динамическая ошибка может превысить флуктуационную лишь при больших значениях параметров A и γ .

Таким образом, если значения параметров усилительного тракта радиометра близки к реальным, то влиянием динамической ошибки выделения процесса относительных флуктуаций коэффициента усиления по сравнению с флуктуационной компонентой можно пренебречь, а для оценки потенциальной чувствительности радиометра вполне допустимо пользоваться выражением (3).

Список литературы: 1. Антюфеев В.И., Султанов А.С. Оптимальная структура и предельная чувствительность радиометра с нестабильным коэффициентом усиления // Изв. вузов. Радиофизика. 1988. Т. 31, № 2. С. 142 - 148. 2. Гольнев В.Я., Корольков Д.В., Фридман Л.А. Адаптивный радиометр с пилот-сигналом // Астрофиз. исслед. Изв. спец. астрофиз. обсерватории. 1991. Т. 13. С. 52 - 61. 3. Hersman M.S., Poe G.A. Sensitivity of the total power radiometer with periodic absolute calibration // IEEE Trans. MTT. 1981. V. 29, N 1. N. 32 - 40. 4. Гуткин Л.С. Теория оптимальных методов приема при флуктуационных помехах. М.: Сов. радио, 1972. 448 с. 5. Градштейн И.С., Рыжик И.М. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. М.: Физматгиз, 1962. 1100 с.

Харьковский военный университет

Поступила в редколлегию 17.04.97

БЫСТРОДЕЙСТВУЮЩИЕ ПОЛЯРИМЕТРЫ С КОРРЕЛЯЦИОННОЙ ОБРАТНОЙ СВЯЗЬЮ

Рассмотрим воздействие на поляризационный адаптивный фильтр (рис. 1) электромагнитного поля помехи с изменяющимися во времени поляризационными параметрами. Будем считать, что интервал времени, в течение которого происходит существенное изменение интенсивностей и разностей фаз помеховых сигналов в каналах приема, намного больше времени адаптации поляризационного фильтра.

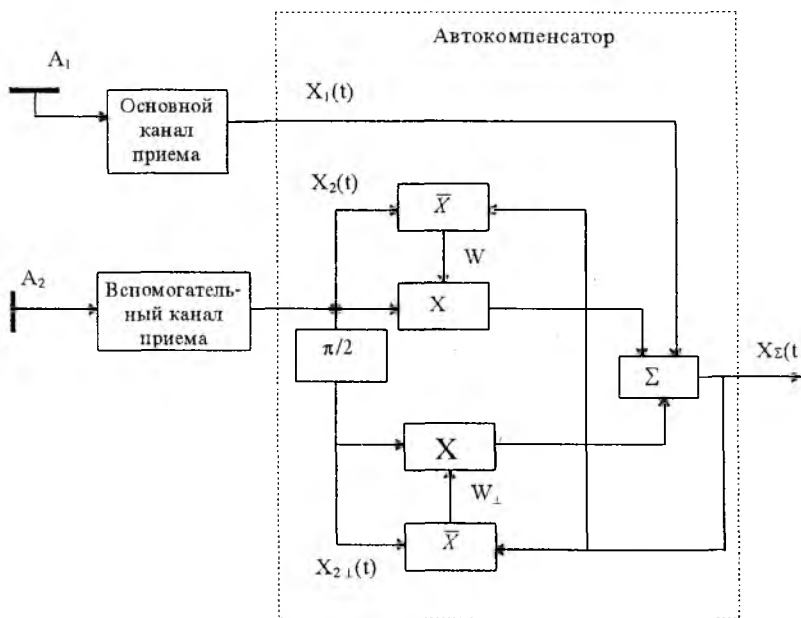


Рис. 1

В этом случае нестационарностью электромагнитного поля помехового сигнала можно пренебречь (обеспечена локальная стационарность) и, следовательно, основной характеристикой селектора, адекватно определяющей его качественные показатели в рамках выбранного критерия, служит установившееся значение коэффициента подавления помех [1].

Если прием осуществляется в ортогональном базисе, то сигналы на выходах каналов приема (см. рис. 1)

$$X_1(t) = X_{m1}(t) \cos[\omega_0 t + \varphi_{x1}(t)]; \quad (1)$$

$$X_2(t) = X_{m2}(t) \cos[\omega_0 t + \varphi_{x2}(t)]. \quad (2)$$

Здесь

$$\varphi_{x1}(t) = \theta_{x1}(t) + \delta_{x1}; \quad \varphi_{x2}(t) = \theta_{x2}(t) + \delta_{x2},$$

где $\theta_{x1}(t)$, $\theta_{x2}(t)$ — случайные фазы сигналов; δ_{x1} , δ_{x2} — фазовые сдвиги в каналах приема. В общем случае $X_{m1}(t)$, $X_{m2}(t)$, $\theta_{x1}(t)$, $\theta_{x2}(t)$ являются произвольными функциями времени. Однако с учетом принятых выше допущений о локальной стационарности и в соответствии с [2] можно записать

$$X_{m1}(t)/X_{m2}(t) = \eta = \text{const}, \quad (3)$$

$$\varphi_{x2}(t) - \varphi_{x1}(t) = \xi = \text{const}. \quad (4)$$

Принятые основным и вспомогательным каналами помеховые сигналы после взвешивания объединяются в сумматоре автокомпенсатора:

$$X_{\Sigma}(t) = X_1(t) + W X_2(t) + W_{\perp} X_{2\perp}(t). \quad (5)$$

Здесь

$$X_{2\perp}(t) = X_{m2}(t) \sin[\omega_0 t + \varphi_{x2}(t)]; \quad (6)$$

W , W_{\perp} — квадратурные составляющие весовых коэффициентов. Суммарный помеховый сигнал $X_{\Sigma}(t)$ и помеховый сигнал вспомогательного канала $X_2(t)$ подаются на корреляторы (\bar{X}) , которые формируют управляющие напряжения

$$U_{\text{уип}} = \frac{I}{T} \int_0^T X_2(t) X_{\Sigma}(t) dt ; \quad (7)$$

$$U_{\text{уип}\perp} = \frac{I}{T} \int_0^T X_{2\perp}(t) X_{\Sigma}(t) dt , \quad (8)$$

где T — интервал усреднения.

Используя выражения (3), (4), выразим составляющую помехового сигнала $X_1(t)$ через $X_2(t)$:

$$\begin{aligned} X_1(t) &= \eta \left[X_{m2}(t) \cos(\omega_0 t + \varphi_{x2}(t) - \xi) \right] = \\ &= \eta \left[X_2(t) \cos \xi + X_{2\perp}(t) \sin \xi \right]. \end{aligned} \quad (9)$$

Подставив полученное выражение в (5), перепишем соотношения (7) и (8):

$$\begin{aligned} U_{\text{уип}} &= \frac{I}{T} \int_0^T X_2(t) X_2(t) [\eta \cos \xi + W] dt + \\ &+ \frac{I}{T} \int_0^T X_2(t) X_{2\perp}(t) [\eta \sin \xi + W_{\perp}] dt = \\ &= \frac{\eta \cdot \cos \xi + W}{T} \int_0^T X_2^2(t) dt + \frac{\eta \sin \xi + W_{\perp}}{T} \int_0^T X_2(t) X_{2\perp}(t) dt , \end{aligned} \quad (10)$$

$$\begin{aligned} U_{\text{уип}\perp} &= \frac{I}{T} \int_0^T X_{2\perp}(t) X_{2\perp}(t) [\eta \sin \xi + W_{\perp}] dt + \\ &+ \frac{I}{T} \int_0^T X_{2\perp}(t) X_2(t) [\eta \cos \xi + W] dt = \\ &= \frac{\eta \sin \xi + W_{\perp}}{T} \int_0^T X_{2\perp}^2(t) dt + \frac{\eta \cos \xi + W}{T} \int_0^T X_{2\perp}(t) X_2(t) dt . \end{aligned} \quad (11)$$

Из условия ортогональности помеховых сигналов при достаточно большом T вытекает:

$$\int_0^T X_2(t) X_{2\perp}(t) dt = 0. \quad (12)$$

Выражения (10), (11), с учетом того, что

$$\frac{1}{T} \int_0^T X_2^2(t) dt = \frac{1}{T} \int_0^T X_{2\perp}^2(t) dt = \frac{1}{2} M \left[X_{m_2}^2 \right], \quad (13)$$

могут быть переписаны следующим образом:

$$U_{\text{упр}} = \frac{(\eta \cos \xi + W) M \left[X_{m_2}^2 \right]}{2}, \quad (14)$$

$$U_{\text{упр}\perp} = \frac{(\eta \sin \xi + W_{\perp}) M \left[X_{m_2}^2 \right]}{2}, \quad (15)$$

где $M[\bullet]$ — математическое ожидание.

Управляющие напряжения, формируемые в цепях корреляционной обратной связи, используются для обработки квадратурных составляющих помеховых сигналов ортогонального канала поляризационного селектора путем взвешивания с весами W и W_{\perp} :

$$W = -\gamma_{\text{o.c.}} U_{\text{упр}}; \quad (16)$$

$$W_{\perp} = -\gamma_{\text{o.c.}} U_{\text{упр}\perp}, \quad (17)$$

где $\gamma_{\text{o.c.}}$ — коэффициент, обусловливаемый глубиной корреляционной обратной связи.

Выразим весовые коэффициенты поляризационного селектора через параметры входных сигналов:

$$\begin{aligned} W &= -\frac{\gamma_{\text{o.c.}} M \left[X_{m_2}^2 \right]}{2} \eta \cos \xi - \frac{\gamma_{\text{o.c.}} M \left[X_{m_2}^2 \right]}{2} W = \\ &= -\frac{\gamma_{\text{o.c.}} M \left[X_{m_2}^2 \right] \eta \cos \xi}{2 + \gamma_{\text{o.c.}} M \left[X_{m_2}^2 \right]}, \end{aligned} \quad (18)$$

$$W_{\perp} = -\frac{\gamma_{o.c} M[X_{m_2}^2]}{2} \eta \sin \xi - \frac{\gamma_{o.c} M[X_{m_2}^2]}{2} W_{\perp} =$$

$$= -\frac{\gamma_{o.c} M[X_{m_2}^2] \eta \sin \xi}{2 + \gamma_{o.c} M[X_{m_2}^2]} \quad (19)$$

Выражения (18), (19) при достаточно большом значении коэффициента усиления в цепи корреляционной обратной связи ($\gamma_{o.c} \gg 1$) могут быть упрощены:

$$W = -\eta \cos \xi \quad (20); \quad W_{\perp} = -\eta \sin \xi \quad (21),$$

где η определяется выражением (3) или отношением среднеквадратичных значений помеховых сигналов в каналах приема, $\eta = \sigma_{x_1} / \sigma_{x_2}$.

Выходной сигнал поляризационного селектора (5) с учетом выражения (9) можно описать так:

$$X_{\Sigma}(t) = X_2(t) [\eta \cos \xi + W] + X_{2\perp}(t) [\eta \sin \xi + W_{\perp}]. \quad (22)$$

Подстановка в (22) полученных выражений (20), (21) даст значение $X_{\Sigma}(t)$, стремящееся к нулю. Таким образом, весовые коэффициенты поляризационного селектора в установившемся режиме определяются отношением среднеквадратичных значений сигналов в синфазном и ортогональном каналах приема и их фазировкой.

В общем случае связь между стохастическими процессами $X_1(t)$ и $X_2(t)$, действующими в каналах приема поляризационного селектора, носит корреляционный характер. При этом в соответствии с [1]

$$W = -\rho \sigma_{x_1} / \sigma_{x_2}; \quad W_{\perp} = -\rho_{\perp} \sigma_{x_1} / \sigma_{x_2}, \quad (23)$$

где в квадратурных составляющих ρ , ρ_{\perp} коэффициента корреляции учтена фазировка сигналов (фазовый сдвиг ξ) в каналах приема.

Интенсивность поляризованных составляющих помехового сигнала в каналах приема поляризационного селектора определяется значениями диагональных элементов матрицы когерентности [2], поз-

тому для произвольного линейного базиса в соответствии с рис. 2

$$W = -\rho_{x_{\psi}y_{\psi}} \left[\frac{\sigma_x^2 \cos^2 \Psi + \sigma_y^2 \sin^2 \Psi + 2\sigma_x \sigma_y \rho_{xy} \sin \Psi \cos \Psi}{\sigma_x^2 \sin^2 \Psi + \sigma_y^2 \cos^2 \Psi - 2\sigma_x \sigma_y \rho_{xy} \sin \Psi \cos \Psi} \right]^{1/2}; \quad (24)$$

$$W_{\perp} = -\left(\rho_{x_{\psi}y_{\psi}}\right)_{\perp} \left[\frac{\sigma_x^2 \cos^2 \Psi + \sigma_y^2 \sin^2 \Psi + 2\sigma_x \sigma_y \rho_{xy} \sin \Psi \cos \Psi}{\sigma_x^2 \sin^2 \Psi + \sigma_y^2 \cos^2 \Psi - 2\sigma_x \sigma_y \rho_{xy} \sin \Psi \cos \Psi} \right]^{1/2}, \quad (25)$$

где Ψ — угол рассогласования взаимного поляризационного базиса.

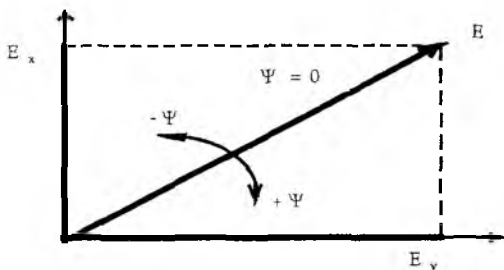


Рис. 2

В целях упрощения записи формул (24), (25) принято, что $\sigma_x = \sigma_{x_1}$, а $\sigma_y = \sigma_{x_2}$. Из выражений (24) и (25) следует, что оптимизация весовых коэффициентов при адаптации поляризационного селектора производится в соответствии с результатами текущего оценивания отношения среднеквадратических значений и разности фаз помеховых сигналов в приемных каналах. С другой стороны, как отношение среднеквадратических значений, так и относительная фаза помехового сигнала в ортогональных по поляризации каналах обуславливаются поляризационной структурой внешнего поля, излучаемого активной структурой. Таким образом, в цепях корреляционной обратной связи поляризационного селектора формируется оценка поляризационной структуры электромагнитного поля, воздействующего на адаптивный поляризационный фильтр.

Действительно, как показано в [3], поляризационная структура волны в ортогональном базисе полностью определяется поляризационным коэффициентом

$$\Phi = \frac{\dot{E}_x}{\dot{E}_y} = \frac{E_x}{E_y} e^{j(\varphi_x - \varphi_y)} = \frac{E_x}{E_y} e^{j\delta} = \Phi e^{j\delta}, \quad (26)$$

где \dot{E}_x , \dot{E}_y — комплексные амплитуды сигналов на входах основного и вспомогательного каналов приема;

$$\Phi = \frac{E_x}{E_y}, \quad \delta = \varphi_x - \varphi_y \text{ — модуль и аргумент поляризационного}$$

коэффициента (отношения).

Очевидно, что модуль и аргумент поляризационного коэффициента внешнего электромагнитного поля могут быть выражены через квадратурные составляющие весовых коэффициентов поляризационного селектора следующим образом:

$$\Phi = \sqrt{W^2 + W_{\perp}^2} = |\dot{W}| \quad (27); \quad \arg \Phi = \arctg \frac{W_{\perp}}{W} \quad (28).$$

Выражения (27), (28) записаны в предположении, что модули комплексных коэффициентов передачи каналов приема одинаковы, а фазовые сдвиги сигналов в каналах приема отвечают условию

$$\delta_x - \delta_y = 2\pi l, \quad l = 0, 1, \dots, n. \quad (29)$$

Данные условия реально выполнимы. Поэтому в соответствии с выражениями (27), (28), могут быть построены различные варианты быстроедействующих адаптивных поляриметрических измерителей электромагнитных полей [4; 5]. Текущая информация о поляризационной структуре внешнего поля может быть использована при реализации эффективных алгоритмов согласованной поляризационной обработки сигналов и высокоэффективных адаптивных поляризационных селекторов полезных сигналов на фоне маскирующих помех.

Список литературы: 1. Ширман Я.Д., Манжос В.Н. Теория и техника обработки радиолокационной информации на фоне помех. М.: Радио и связь, 1981. 416 с. 2. Канарейкин Д.М., Потехин В.А., Шишкин П.Ф. Морская поляриметрия. М.: Судостроение, 1968. 328 с. 3. Поздняк С.И., Мелитицкий В.А. Введение в статистическую теорию поляризацию радиоволн. М.: Сов. радио, 1974. 480 с. 4. А.с. 852057 СССР, МКИ G01 R 29/08. Поляриметр / Д.М. Пиза, П.А. Залевский (СССР) // Открытия. изобретения. 1991. № 2. С. 5 - 7. 5. А.с. 1181394 СССР, МКИ G 01 R 29/08.1. Поляриметр / Д.М. Пиза, П.А. Залевский, Л.И. Пиза (СССР) // Открытия. изобретения. 1991. № 12. С. 10 - 12.

Запорожский государственный
технический университет

Поступила в редколлегию 07.05.97

ТЕХНИЧЕСКАЯ РЕАЛИЗАЦИЯ ПОЛЯРИМЕТРА НА БАЗЕ АДАПТИВНОГО ФИЛЬТРА

В работе [1] описан синтез алгоритма функционирования быстродействующего прецизионного измерителя поляризационных параметров электромагнитных полей. Показано, что адаптивный фильтр с корреляционной обратной связью в процессе компенсации сигналов производит оценку поляризационной структуры электромагнитного поля, воздействующего на селектор.

Известно, что текущая информация о поляризационной структуре внешнего поля может быть использована при реализации эффективных алгоритмов согласованной поляризационной обработки сигналов и высокоэффективных адаптивных поляризационных селекторов полезных сигналов на фоне маскирующих помех [2]. Поэтому представляется целесообразным рассмотреть возможную структурную схему поляриметрического измерителя и оценить его параметры.

Модуль Φ и аргумент $\arg \Phi$ поляризационного коэффициента внешнего электромагнитного поля могут быть выражены через квадратурные составляющие весовых коэффициентов W и W_{\perp} поляризационного фильтра следующим образом [1]:

$$\Phi = \sqrt{W^2 + W_{\perp}^2} = |\dot{W}| \quad (1); \quad \arg \Phi = \arctg \frac{W_{\perp}}{W} \quad (2).$$

Равенства (1), (2) выполняются, когда каналы приема идентичны.

На рис. 1 представлена структурная схема поляриметра на базе адаптивного фильтра, функционирующего в соответствии с алгоритмами (1) и (2). Известно, что при линейно поляризованных электромагнитных полях сдвиг фаз между составляющими поля отсутствует [3]. Информация о поляризационной структуре содержится в модуле комплексного коэффициента передачи $|\dot{W}|$, и устройство вычисления на структурной схеме (рис. 1) является схемой вычисления модуля.

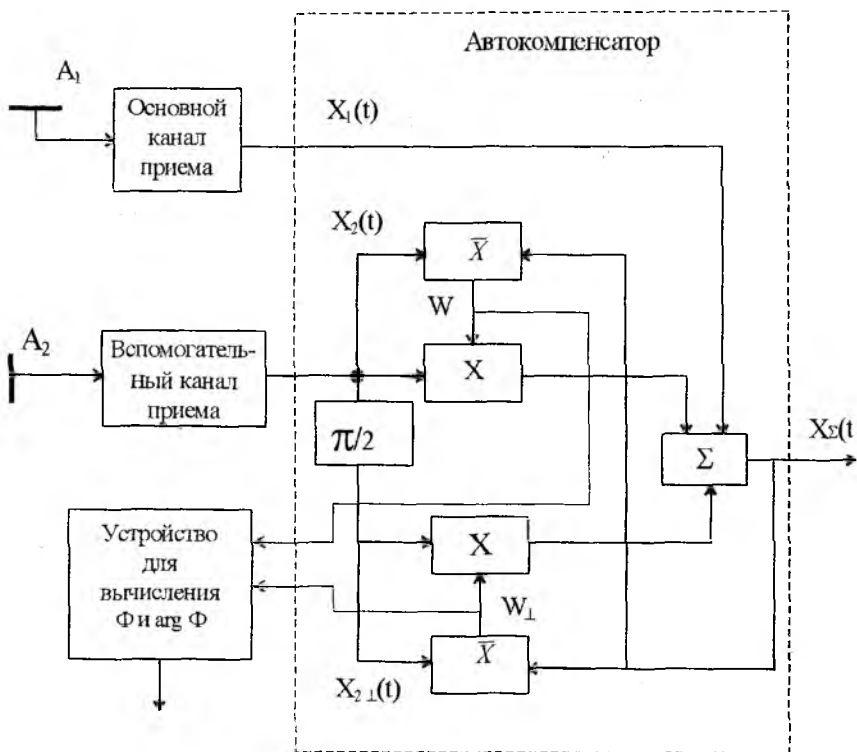


Рис. 1

Необходимое условие для эффективной работы поляриметра в этом случае — поддержание одинаковых коэффициентов передачи приемных каналов. В общем случае при измерении параметров эллиптических базисов наряду с вычислением модуля необходимо оценивать сдвиг фаз в соответствии с выражением (2). Дополнительным условием для эффективной работы поляриметра является поддержание одинаковых фазовых сдвигов в каналах приема.

Следует отметить, что оперативная юстировка модулей коэффициентов передачи и сдвигов фаз в приемных каналах широко применяется в технике фазированных решеток, а также в современных моноимпульсных радиолокационных системах. Поддержание идентичности каналов с погрешностью до десятых долей децибела и сдвига фаз с погрешностью в несколько градусов в настоящее время технически реализуемо. Эти погрешности оказываются приемлемыми и при решении задач поляриметрии.

Идентичность амплитудно- и фазочастотных характеристик каналов приема определяет потенциальные возможности адаптивных фильтров, в частности уровня коэффициента подавления помеховых сигналов. Поэтому представляет интерес оценка погрешностей измерения модуля поляризационного отношения δ_A и сдвига фаз δ_ϕ при различных коэффициентах подавления K_{Π} .

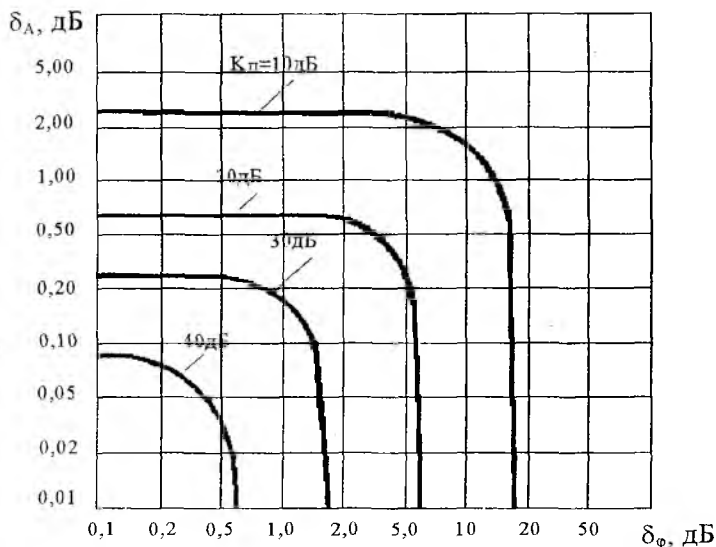


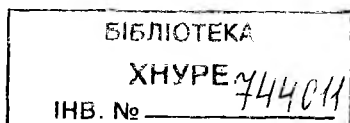
Рис. 2

Результаты расчетов выражены в виде номограммы на рис. 2. Из нее, например, следует, что при коэффициенте подавления помех, равном 30 дБ, поляриметр обеспечивает погрешность измерения модуля не более 0,3 дБ, а погрешность измерения сдвига фаз — не более 2° .

Список литературы: 1. Пиза Д.М. Быстродействующие поляриметры с корреляционной обратной связью. См. статью в настоящем сборнике. 2. Джули Д. Поляризационное разнесение в радиолокации // ТИИЭР. 1986. Т. 74. № 2. С. 6 - 34. 3. Канарейкин Д.М., Потехин В.А., Шишкин И.Ф. Морская поляриметрия. М.: Судостроение, 1968. 328 с.

Запорожский государственный
технический университет

Поступила в редколлегию 07.05.97



*Ю.И. ВОЛОЩУК, д-р техн. наук,
И.А. МИЛЮТЧЕНКО, канд. техн. наук*

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК РАДИОМЕТЕОРНОЙ СИСТЕМЫ СЛИЧЕНИЯ ШКАЛ ВРЕМЕНИ

Постановка задачи

Как известно, метеорные явления создают для радиоволн дополнительный (наряду с тропосферным, ионосферным и др.) канал связи на УКВ. Благодаря стабильности и обратимости задержки сигналов за время существования метеорного следа, метеорное распространение радиоволн (МРРВ) используется, в частности, при сличении шкал разнесенных эталонов времени.

Основной задачей, выполняемой радиометеорной аппаратурой, которая применяется для сличения шкал эталонов времени (РМС), находящихся в различных пунктах, является определение временного положения сигналов. Вопрос повышения точности фиксации сигнала на шкале времени, методика оценки погрешностей детально анализируются в литературе [1-3]. К основным видам погрешностей в РМС относятся: погрешности, обусловленные конечным соотношением сигнал-помеха; аппаратурные погрешности, вызванные нестабильностью задержек в трактах приема и передачи; погрешности, обусловленные алгоритмами обмена информацией о временных импульсах между пунктами размещения эталонов времени. Помимо указанных инструментальных возникают погрешности, обусловленные невзаимностью времени задержки сигналов при МРРВ, нестабильностью сигналов эталонов и др. Те погрешности, которые не являются систематическими, могут быть уменьшены за счет увеличения статистической обеспеченности.

Существуют различные способы сличения шкал разнесенных эталонов времени, но в любом случае аппаратура, используемая в РМС, должна иметь минимальные инструментальные погрешности. Для оценки аппаратурной систематической погрешности, вызванной неравенством разностей времени задержки сигнала в трактах приема и передачи для различных комплектов аппаратуры, может быть использован радиолокационный калибровочный режим работы двух комплектов аппаратуры, или режим нулевой базы.

Для повышения эффективности калибровочного режима необходимо определить азимут направления максимального излучения антенны, при котором наблюдается наибольшая численность метеорных отражений для заданных характеристик аппаратуры в зависимости от

времени суток и даты калибровки. При этом, кроме обеспечения режима максимальной численности, должно выполняться дополнительное условие: $t_p > t_{p \text{ мин}}$. Время распространения t_p должно быть больше некоторого минимального значения $t_{p \text{ мин}}$, которое обусловлено техническими характеристиками аппаратуры, в том числе длительностью кодовой посылки. Время $t_{p \text{ мин}}$ определяет диапазон дальностей метеорных отражений, а при известной высоте метеорной зоны — угол места оси диаграммы направленности антенны ε_m и, соответственно, высоту подъема антенны h_a .

Таким образом, сформулируем задачу оптимизации параметров режима калибровки РМС: установить высоту подъема антенны h_a и азимут направления максимального излучения A_m , при которых наблюдается наибольшая численность метеорных отражений N_k , в зависимости от момента калибровки при ограничениях, обусловленных техническими характеристиками аппаратуры. Запишем задачу в общем виде:

$$N_k(h_a, A_m(t)) \rightarrow \max \quad (1)$$

при ограничениях

$$t_p - t_{p \text{ мин}} \geq 0; \quad t_1 < t < t_2; \quad t = \overline{0, 23}$$

где $t_2 - t_1$ — интервал времени, сут, заданный для калибровки.

Для решения задачи (1) воспользуемся методом математического моделирования. По усредненным результатам измерений на системе МАРС [4] была построена модель пространственного распределения метеорных тел [5], которая в первом приближении отражает характерные особенности метеорного комплекса вблизи орбиты Земли. Примем эту модель в качестве исходной модели P_M , но исправим распределение плотности радиантов по гелиоцентрической небесной сфере на структурную избирательность в соответствии с результатами, полученными в [6].

Для решения задачи (1) в качестве составных частей модели режима калибровки РМС используем модель пространственной плотности метеорных тел P_M и модель оператора Φ прямой задачи радиолокации метеоров, полученную в [7].

Модель режима калибровки РМС

Исходные данные:

- дата и временной интервал калибровки $t_2 - t_1$;
- географические координаты пункта калибровки;
- распределения плотности радиантов (изменяются в зависимости от месяца) — массив p_l ;
- распределение гелиоцентрических скоростей (среднегодовое) метеорных тел — массив v_{Hl} ;
- координаты центров площадок небесной сферы — массив $(\beta_l', \lambda_l' - \lambda_a)$, $l = \overline{1, 1600}$ согласно [8];

Параметры аппаратуры:

- 1) рабочая длина волны λ ;
- 2) мощность передающего устройства P ;
- 3) чувствительность на входе приемника E ;
- 4) порог по длительности регистраций T ;
- 5) минимальное время распространения $t_{P_{мин}}$;
- 6) тип антенны — 5-элементный “волновой канал” (ВК);
- 7) коэффициент усиления антенны G .

Главный лепесток диаграммы направленности (ДН) антенны аппроксимируется в виде

$$f(\theta, \varepsilon) = G g_{\Gamma}(\theta) g_B(\varepsilon), \quad (2)$$

где $g_{\Gamma}(\theta)$, $g_B(\varepsilon)$ — нормированные функции направленности для горизонтальной и вертикальной плоскостей.

Для 5-элементного “волнового канала” используются полученные экспериментальным путем соотношения [9]

$$g_{\Gamma}(\theta) = \cos^{n_1}(\theta); \quad g_B(\varepsilon) = c[\cos^{n_2}(\varepsilon) \sin(\frac{2\pi}{\lambda} h_a \sin(\varepsilon))]^{n_3}, \quad (3)$$

где θ, ε — азимут и угол места направления на отражающую точку; $n_1 = 4,5$; $n_2 = 1,6$; $n_3 = 3,5$ — аппроксимирующие коэффициенты; c — нормирующий множитель, определяемый соотношением h_a/λ .

Минимальное время распространения $t_{P_{мин}}$ определяет минимальную дальность до метеорного следа $R_{мин}$. Согласно [10] зона радионаблюдения метеоров охватывает диапазон высот от 80 до 105 км. Принимая минимальную высоту метеорной зоны $h_{мин} = 80$ км,

устанавливаем угол места оси ДН ε_m и ширину ДН в вертикальной плоскости $2\varepsilon_v$ по уровню 0,5. Пользуясь соотношением (3), находим высоту подъема антенны h_a при заданном значении λ . Например, при $t_{p, \text{мин}} = 2,5$ мс и $\lambda = 6,5934$ м получаем $R_{\text{мин}} = 375$ км; $\varepsilon_m + \varepsilon_v < 12^\circ$; $h_a/\lambda > 1,7$; $h_a > 11,2$ м.

Ширина диаграммы направленности, угол места ε_m и азимут направления максимального излучения A_m , граничные высоты метеорной зоны определяют допустимую область S_g , в которой могут находиться "зеркальные" отражающие точки на метеорном следе. Предполагается, что из каждой l -й площадки на небесной сфере генерируется некоторое число метеоров N_1 , пропорциональное заданной плотности p_l , но из этого числа полезными будут $N_2 = N_1 k_s$, где k_s — коэффициент, учитывающий площадь собирающей поверхности метеорной РЛС. Далее определяются азимут A_p и зенитный угол Z радианта. Если $Z > 0$ и выполняются геометрические условия отражения, генерируются случайные координаты отражающей точки ε_0 , θ_0 , h_0 в пределах допустимой области. Затем генерируются случайные плотность δ и масса метеорного тела M в соответствии со степенным законом распределения.

Далее, согласно принятой модели оператора Φ , последовательно вычисляются высота максимума ионизации h_m , относительная длина следа Δl , эффективная электронная плотность $\alpha_{\text{эф}}$ с учетом влияния начального радиуса и диффузии и амплитуда сигнала U_m на входе приемника для заданных параметров аппаратуры. Если амплитуда отраженного сигнала от данного следа превышает амплитудный порог E , то с учетом влияния прилипания и диффузии вычисляется длительность сигнала τ . Если длительность выше порогового значения T , метеор считается зарегистрированным и выполняется накопление необходимых статистических данных. Кроме общей численности регистраций N_k , накапливаются распределения высот, скоростей, дальностей зарегистрированных метеоров, а также распределения амплитуд и дальностей отраженных сигналов. Если амплитуда или длительность сигнала оказалась ниже пороговой, генерируется следующий метеор с той же скоростью v_h , пока количество метеоров

не превысит N_2 , затем происходит переход к следующему значению v_h , и т. д.

Данный алгоритм позволяет рассчитать численность регистраций для аппаратуры РМС в радиолокационном режиме при заданных значениях параметров A_m и h_a в зависимости от времени калибровки. Схема алгоритма моделирования режима калибровки показана на рис. 1.

Результаты проверки и исследования модели

Диагностическая проверка модели радиолокационного режима РМС проведена в два этапа, по результатам измерений на комплексе МАРС в Харькове, приведенным в [5; 11]. Вначале в модели были заданы угол места $\epsilon_m = 45^\circ$ и азимут максимального излучения $A_m = 270^\circ$, а также ширина диаграммы направленности ($270^\circ \pm 2,5^\circ$; $45^\circ \pm 15^\circ$), соответствующие ДН МАРС. При этом по результатам расчета областей видимости радиантов для модели РМС установлено совпадение с соответствующими по дате и времени суток областями для МАРС [11]. На втором этапе был рассчитан суточный ход численности метеорных отражений в радиолокационном режиме для типовой аппаратуры РМС с такими параметрами:

- 1) частота $f = 45,5$ МГц ($\lambda = 6,593$ м);
- 2) мощность передающего устройства $P = 50$ кВт;
- 3) пороги по амплитуде и длительности $E = 1$ мкВ, $T = 1,9$ мс;
- 4) высота подъема антенны $h_a = 11,2$ м;
- 5) тип антенны: 5-элементный ВК;
- 6) место установки аппаратуры: г. Харьков.

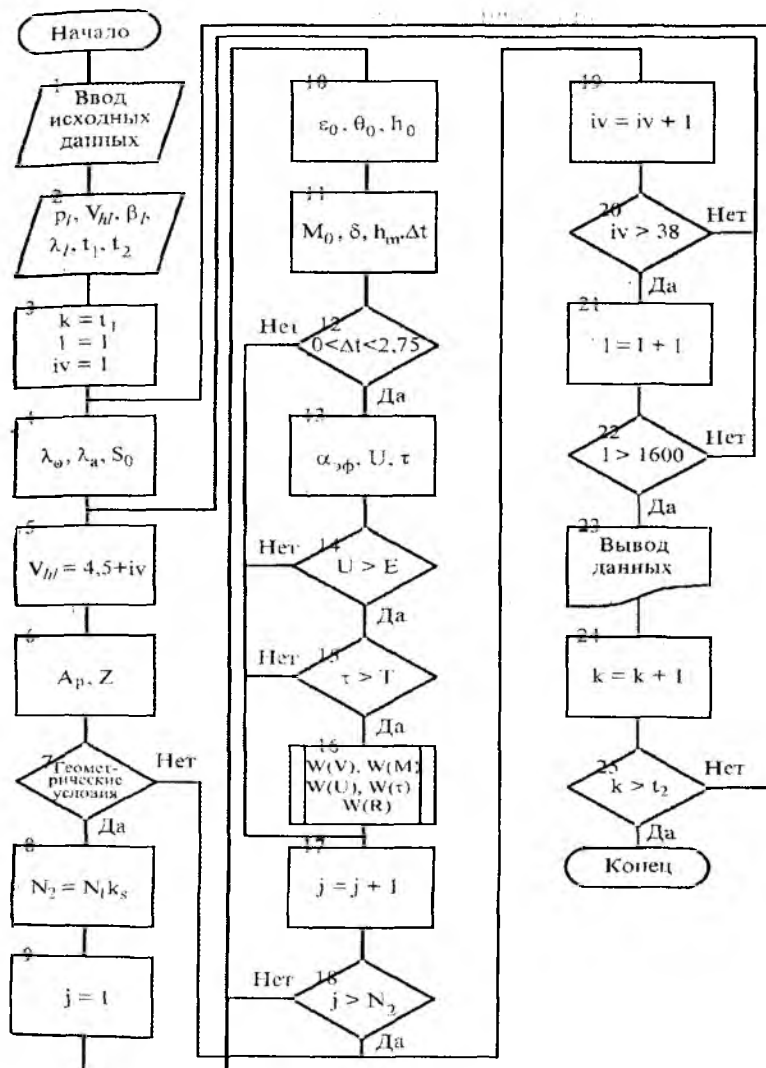


Рис. 1

На рис. 2 показан суточный ход численности регистраций в январе для системы МАРС по данным [5] для второго амплитудного уровня (кривая 2 - 1977 г., 3 - 1975 г.) и для модели РСМ (кривая 1).

Наблюдается удовлетворительное совпадение формы кривых. Следует отметить, что сравнивались именно формы кривых, так как абсолютные значения N_k могут различаться из-за того, что МАРС и РСМ регистрируют метеоры в различном диапазоне масс. Правомерность такого сравнения подтверждается результатами работы [12], где показано, что кривые суточного хода численности метеоров на разных амплитудных уровнях подобны, что является следствием обратного степенного закона распределения метеорных радиосигналов по амплитуде и метеорных тел по массе.

После проверки работоспособности модели рассмотрим решение задачи (1). Предварительно проанализируем ограничения. На основании суточного хода численности (см. рис. 2) выберем время калибровки, соответствующее максимальной численности регистрации, — от 0 до 12 ч. Выше было показано, что значение $t_{p\text{ мин}}$ с учетом аппроксимации (3) определяет минимальную высоту подъема антенны $h_{a\text{ мин}}$. Поскольку увеличение высоты подъема антенны выше $h_{a\text{ мин}}$ не влияет

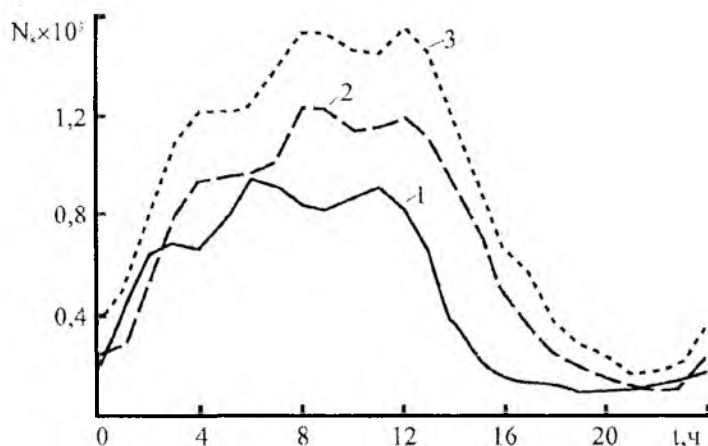


Рис. 2

существенно на результат и, кроме того, связано с конструктивными сложностями, зададим $h_a = \text{const} = h_{a_{\text{мин}}}$. Таким образом, задача (1) преобразуется в вид: при $6 < t < 12$ ч.

$$N_k(A_m(t)) \rightarrow \max \quad (4)$$

Априорно известно, что функция N_k зависит от A_m неявно. В таком случае для определения экстремума применяют поисковые методы, основанные на последовательном вычислении анализируемой функции. Для выбора метода решения задачи (4) установим вид функции $N_k(A_m)$. На рис. 3 — 4 показаны рассчитанные согласно алгоритму (см. рис. 1) зависимости численности регистраций от азимута (астрономического, отсчитываемого от юга к западу) направления максимального излучения для нескольких часов в январе (рис. 3) и октябре (рис. 4).

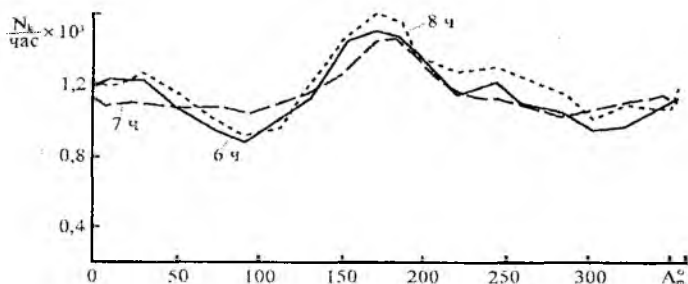


Рис. 3

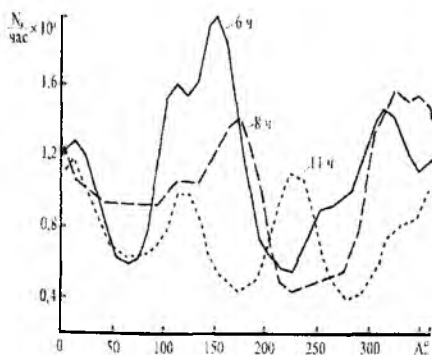


Рис. 4

Анализ зависимостей показывает, что функция $N_k(A_m)$ является непрерывной, многомодальной, однако число экстремумов невелико. Например, для октября явно выражены два максимума N_k — соответствующие значению азимута $A_m = 100$ — 160° и $A_m = 300$ — 360° ; для января наиболее благоприятным является се-

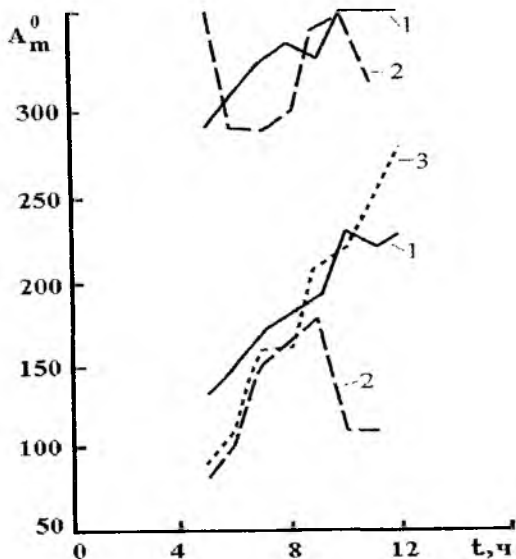


Рис. 5

верное направление, $A_m = 180^\circ$.

На основании проведенного предварительного анализа для решения задачи (4) воспользуемся наиболее простым методом нулевого порядка — методом сканирования с переменным шагом [13]. На рис. 5 показаны рассчитанные для модели зависимости “калибровочных” азимутов от времени суток для нескольких месяцев (кривая 1 — октябрь; 2 — август; — июнь).

Отметим, что возможно существование нескольких примерно равноценных значений (например, август, октябрь), и исследователь может выбрать наиболее подходящее с точки зрения организации эксперимента.

На основании изложенного можно сделать следующие выводы:

1. Полученная в результате интерпретации радиометеорных данных в радиотехнической системе определения координат радиантов модель пространственной плотности метеорных тел P_M может быть использована для решения прикладных задач, в частности для определения характеристик радиометеорных систем сличения шкал времени.

2. Рассмотренная в статье имитационная модель режима калибровки РМС позволяет оптимизировать его основные параметры, т.е. в зависимости от интервала времени суток и даты калибровки определить такие направление максимального излучения и высоту подъема антенны, которые обеспечивают максимальное число регистраций.

3. Методику построения имитационной модели можно применить не только для оптимизации радиолокационного режима, но и

для получения прогноза численности РМС для различных трасс в режиме сличения.

Список литературы: 1. *Метеорная синхронизация шкал времени* / Под ред. Б.И. Макаренко. М.: М-во обороны СССР, 1989. 142 с. 2. *Новый комплекс аппаратуры для сличения эталонов времени и частоты по метеорному радиоканалу* / Б.С. Дудник, Б.Л.Кашеев, Ю.А.Коваль и др. // Измер. техника. 1986. № 4. С. 15 - 16. 3. *Дудник Б.С., Коваль Ю.А., Пушкин С.Б.* Критерии оценки точностных показателей радиометеорных комплексов для синхронизации шкал времени // Там же. № 1. С. 16 - 18. 4. *Метеорная автоматизированная радиолокационная система* / Б.Л. Кашеев, Ю.И. Волощук, А.А. Ткачук и др. // Метеор. исслед. 1977. № 4. С. 11- 61. 5. *Волощук Ю.И., Кашеев Б.Л.* Распределение метеорных тел вблизи орбиты Земли. М.: Наука, 1981. 87 с. 6. *Милютченко И.А.* Структурная избирательность радиолокационной системы измерения радиантов метеоров // Междунар. конф. "Метеорные частицы в атмосфере Земли": Тез. докл. X., 1996. С. 28. 7. *Волощук Ю.И., Милютченко И.А.* Решение прямой задачи радиолокации метеоров методом математического моделирования // Метеор. исслед. 1986. № 13. С. 84 - 92. 8. *Волощук Ю.И., Милютченко И.А.* О представлении распределения параметров потока метеорных тел по небесной сфере // Там же. № 12. С. 63 - 74. 9. *Олейников В.Н.* Начальный радиус метеорного следа и его влияние на замечаемость радиолокационных метеоров: Автореф. дис... канд. техн. наук. X., 1983. 28 с. 10. *Волощук Ю.И., Кашеев Б.Л., Кручиненко В.Г.* Метеоры и метеорное вещество. К.: Наук. думка, 1989. 296 с. 11. *Ткачук А.А., Маценко С.В.* Области видимости метеорных радиантов // Метеор. исслед. 1981. № 7. С. 63 - 73. 12. *Кашеев Б.Л., Ткачук А.А., Волощук Ю.И.* Численность слабых радиометеоров // Там же. 1978. № 5. С. 25 - 31. 13. *Евдокимов А.Г.* Минимизация функций и ее приложение к задачам автоматизированного управления инженерными сетями. X.: Выща шк. Изд-во при Харьк. ун-те, 1985. 288 с.

*Запорожский государственный
технический университет*

Поступила в редколлегию 10.04.97

О ДОБРОТНОСТИ ОБЪЕМНЫХ РЕЗОНАТОРОВ РАЗЛИЧНОЙ ФОРМЫ

Изолированный объем V произвольной формы, ограниченный замкнутой проводящей поверхностью площади S , в случае существования в нем электромагнитных колебаний может рассматриваться как объемный резонатор. При этом средняя электрическая энергия в области V

$$\overline{W}^e = \frac{1}{4} \int_V \epsilon E_m^2 dV \quad (1)$$

и средняя магнитная энергия

$$\overline{W}^m = \frac{1}{4} \int_V \mu H_m^2 dV, \quad (2)$$

где ϵ , μ — параметры среды, заполняющей объем; E_m , H_m — амплитудные значения напряженностей электрического и магнитного полей.

Колебания в резонаторе сопровождаются соответствующими изменениями направления и сил токов, текущих в стенках. И если материал, из которого выполнены стенки, не идеально проводящий, а обладает конечным значением поверхностного сопротивления R_ξ , то энергия колебаний в резонаторе постепенно расходуется на потери в стенках, т.е. имеет место затухание колебаний. Среда, заполняющая резонатор, также может обладать диэлектрическими и магнитными потерями, служащими второй причиной затухания колебаний.

Для характеристики свойств объемных резонаторов весьма важен параметр, называемый добротностью и определяемый по формуле [1]

$$Q = \frac{\omega \overline{W}}{P_n}, \quad (3)$$

где $\overline{W} = \overline{W}^{\text{э}} + \overline{W}^{\text{м}}$; \overline{P}_n — средняя мощность потерь; ω — частота колебаний. Так как $\omega = \frac{2\pi}{T}$, то

$$Q = 2\pi \frac{\overline{W}}{\overline{P}_n T} = 2\pi \frac{\overline{W}}{\Delta W},$$

где ΔW — изменение энергии в резонаторе за период колебаний.
Отсюда

$$W = W_0 e^{-\frac{\omega t}{Q}}.$$

Если диэлектрическая и магнитная проницаемости среды, а также проводимость σ материала стенок резонатора не зависят от напряженности электромагнитного поля, то добротность Q не зависит от амплитуды колебаний и для данного резонатора и определенного вида существующих в нем колебаний является величиной постоянной.

Энергия, запасенная в объеме резонатора, весьма мало зависит от потерь в стенках. Однако наличие потерь, обуславливающих затухание, приводит к тому, что частота колебаний [2]

$$\omega' = \omega + i \frac{\omega}{2Q},$$

т.е. зависит от добротности.

Данная формула верна для случая малых потерь, который обычно имеет место на практике.

Если резонатор выполнен из идеального проводника, а в среде, его заполняющей, также нет потерь, добротность резонатора будет бесконечно большой.

При расчете объемных резонаторов потери в стенках и в заполняющей среде обычно учитываются, но при этом считается, что они не влияют на структуру электромагнитного поля, т.е. она такая же, как и в резонаторе без потерь.

Общие сведения о добротности как о параметре объемных резонаторов, подобные приведенным выше, даются практически во всех монографиях и учебниках по электродинамике сверхвысоких частот.

Однако переход к конкретным формулам, необходимым для практических расчетов и сравнения полученных результатов с экспериментальными данными, делается, как правило, лишь в научных статьях. Здесь обычно рассматриваются варианты конструкций, разработанные для тех или иных применений и имеющие не обязательно

самую простую геометрическую форму. В связи с последним обстоятельством расчетные формулы, полученные подстановкой в общие выражения (1) — (3) напряженностей поля, существующего в конкретном резонаторе, приводят зачастую к достаточно сложным и громоздким выражениям.

Примером может служить предложенная в работе [3] формула для добротности объемного резонатора, представляющего собой секторообразное расширение (под углом 2θ) прямоугольного волновода в плоскости Н:

$$Q = \frac{4 \cdot \theta \cdot v \cdot \pi^3 \cdot \rho \cdot J_1}{R_s \lambda_0^2 \left[v \cdot \chi_\eta^2 \cdot J_2 + \frac{\theta \cdot v}{2} (k_2 + k_1) + \theta \cdot J_3 + \theta \cdot \chi_\eta^2 \cdot J_4 \right]}$$

Здесь v — высота резонатора; $\rho = 120\pi$; R_s — удельное поверхностное сопротивление материала стенок; λ_0 — резонансная длина волны;

$\chi_\eta = \frac{m\pi}{2\theta}$ ($m = 0, 1, 2, \dots$ — количество полуволн, укладываемых по длине резонатора);

$$J_1 = \frac{U_E}{\varepsilon},$$

где U_E — энергия, запасаемая электрическим полем в объеме резонатора, заполненного средой с диэлектрической проницаемостью ε ;

$$J_2 = P_{1,2} \left/ \frac{2R_s \chi_\eta^2}{\theta \omega^2 \mu^2} \right.,$$

где $P_{1,2}$ — мощность потерь в боковых стенках резонатора; ω — круговая частота; μ — магнитная проницаемость материала стенок;

$$J_3 = P_{\xi_{\text{вн}}} \left/ \frac{2R_s}{v \omega^2 \mu^2} \right., \quad J_4 = P_{\eta_{\text{вн}}} \left/ \frac{2R_s \chi_\eta^2}{v \omega^2 \mu^2} \right.,$$

где $P_{\xi\eta}$ — мощность потерь в верхней и нижней стенках резонатора за счет продольных (в направлении ξ) и поперечных (в направлении η) компонентов тока.

Расчет по подобным формулам даже резонаторов сравнительно простой конфигурации требует больших усилий и отнимает много времени. При этом нередко делаются упрощения, существенно снижающие точность вычислений и, по сути, сводящие на нет преимущества, обусловленные строгой начальной постановкой задачи.

В таком случае возникает вопрос: не следует ли с самого начала сделать максимально возможные упрощения, ориентируясь на заведомо приближенный результат? В частности, что касается добротности, здесь можно принять во внимание мнение С. Рамо и Дж. Уиннери [4, с. 502]: “По физическому смыслу следовало ожидать, что Q должно быть более или менее пропорционально отношению внутреннего объема резонатора к площади его поверхности, так как от объема зависит накопление энергии, а от поверхности — ее потери. Конечно, такое представление полезно только для грубой оценки, так как нужно также принимать во внимание и структуру поля”.

Рассмотрим некоторые формы объемных резонаторов, оценивая их добротность как отношение объема V к площади ограничивающей его поверхности S .

Как известно, из всех геометрических фигур максимальное отношение объема к площади поверхности имеет сфера, в связи с чем сферический объемный резонатор имеет максимальную добротность. Сравним ее с добротностью резонаторов других форм, например в виде куба и цилиндра, описанных вокруг сферы (рис. 1).

Для сферы диаметра a (рис. 1, а):

$$\left(\frac{V}{S}\right)_c = \frac{\frac{4}{3}\pi\left(\frac{a}{2}\right)^3}{4\pi a^2} = \frac{a}{6}.$$

То же получается и для цилиндра диаметра a с высотой a (рис. 1, б):

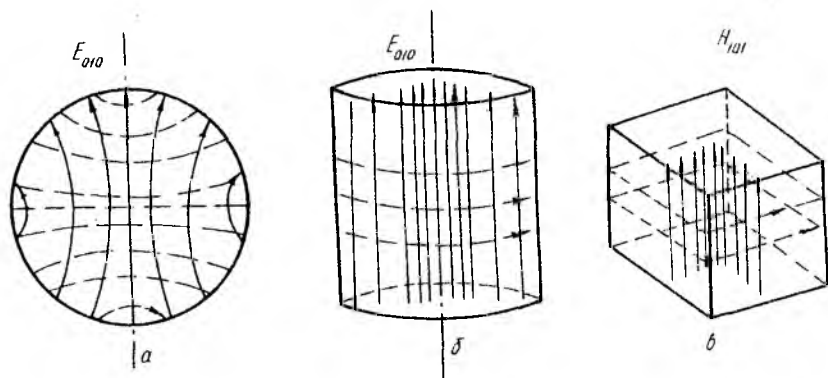


Рис. 1

$$\left(\frac{V}{S}\right)_y = \frac{\frac{4}{3}\pi\left(\frac{a}{2}\right)^2 a}{2\pi\left(\frac{a}{2}\right)^2\left(\frac{a}{2}+a\right)} = \frac{a}{6}.$$

Наконец, для куба со стороной a (рис. 1, в):

$$\left(\frac{V}{S}\right)_k = \frac{a^3}{6a^2} = \frac{a}{6}.$$

Итак, все эти фигуры имеют одинаковое отношение V/S , а следовательно, и одинаковую добротность. Естественно полагать, что конфигурация силовых линий поля во всех случаях подобна, т.е. в сфере существуют колебания вида E_{010} , в цилиндре — также вида E_{010} , а в кубе — H_{101} (см. рис. 1, a — ν).

Согласно (1) энергия, запасенная в объеме резонатора как при наличии потерь на стенках, так и при их отсутствии практически одинакова. Таким образом, $Q \approx 1/S$. Сравним получаемые в таком случа

результаты с приведенными выше. У куба $S_k = 6a^2$, у цилиндра $S_{ц} = 4,71a^2$ и у сферы $S_c = 1,14a^2$. Отличие от приведенных ранее результатов весьма существенное. Сейчас имеем $Q_c = 0,318$; $Q_{ц} = 0,212$; $Q_k = 0,166$, откуда следует, что добротность сферы в 1,5 раза больше, чем у цилиндра, и почти в 2 раза больше, чем у кубического резонатора. Естественно, что это относится лишь к выбранному нами соотношению размеров геометрических фигур.

Представляется (хотя и требует дополнительной проверки), что последние данные более точны и, несмотря на определенное различие структур полей, описываемых с помощью полиномов Лежандра (сфера), функций Бесселя (цилиндр) и синусоидальных функций (куб), считааемых нами подобными, лучше отражают действительность.

Что же дают строгие электродинамические формулы?

Согласно [1, с. 511]

$$Q_c = \frac{\eta_1}{R_s}, \quad \text{где } \eta_1 = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}}.$$

Для цилиндра [1, с. 508]

$$Q_{ц} = \frac{P_{01}}{4} \cdot \frac{\eta_1}{R_s} = \frac{2,405}{4} \cdot \frac{\eta_1}{R_s} = 0,6 \frac{\eta_1}{R_s}$$

Для куба [1, с. 498]

$$Q_k = 0,742 \frac{\eta_1}{R_s}.$$

Отсюда вытекает, что добротность у сферы в 1,66 раза больше, чем у цилиндра, и в 1,35 раза больше, чем у куба.

Добротность куба в 1,22 раза больше, чем у цилиндра. Результаты существенно отличаются от полученных с учетом только потерь в стенках, причем не только количественно.

По данным [5]

$$Q_{\text{ц}} = 0,33a \cdot \frac{1}{\Delta^0} \cdot \frac{\mu}{\mu_{\text{нр}}};$$

$$Q_{\text{к}} = 0,33 \cdot \frac{1}{\Delta^0} \cdot \frac{\mu}{\mu_{\text{нр}}},$$

т.е. эти добротности равны. Результат тот же, что и при расчете по отношению V/S .

Согласно [1]:

$$Q_{\text{ц}} = \frac{a}{6} \cdot \frac{\omega_0 \mu_a}{R_s},$$

$$Q_{\text{к}} = \frac{a}{6} \cdot \frac{\omega_0 \mu_a}{R_s},$$

т.е. результат тот же.

В работе [2] общие формулы не конкретизированы. Но на с. 107-108 говорится: "Чтобы получить возможность быстро оценивать величину добротности резонаторов, примем во внимание, что для резонаторов простой (хотя бы и неправильной) выпуклой формы вблизи поверхности имеет место пучность магнитного поля (для квазистационарных резонаторов это, в частности не выполняется)¹. Тогда для таких резонаторов можно считать, что среднее значение квадрата магнитного поля на поверхности в два раза превышает значение данной величины в объеме резонатора. С учетом этого

$$Q \approx \frac{1}{\delta \mu} \cdot \frac{V}{S},$$

где δ — толщина скин-слоя.

Отношение V к $S/6$ можно назвать средним геометрическим размером $a_{\text{ср}}$ резонатора. Например, для куба $a_{\text{ср}}$ равно длине ребра, а для шара — диаметру. Тогда для ферромагнитных металлов

$$Q \approx \frac{1}{6} \cdot \frac{a_{\text{ср}}}{\delta}.$$

¹ Заметим, что максимум напряженности магнитного поля, находится у кубического резонатора на боковых стенках, у цилиндра отодвигается к оси, а у сферического резонатора смещается к центру в экваториальной плоскости примерно на 30 % радиуса.

Так как δ обратно пропорционально корню квадратному из частоты, то для одного и того же резонатора и разных видов колебаний в нем добротность приблизительно пропорциональна корню квадратному из частоты. Если же при разных частотах применяется один и тот же вид колебаний, для чего все размеры резонатора изменяются пропорционально частоте (именно этот случай представляет практический интерес), то добротность уменьшается с ростом частоты как $1/\sqrt{\omega}$.

В работе [6] $Q_u = 0,27 \frac{\lambda}{\delta} > Q_k = 0,24 \frac{\lambda}{\delta}$ в 1,13 раза. Сравнив результат с данными [1], отметим, что различие только количественное, но не качественное.

Наконец, согласно работе [7]

$$Q_u = \frac{\lambda}{\delta} \cdot \frac{2,405}{3\pi};$$

$$Q_k = \frac{\pi\delta\sigma}{\frac{\lambda}{a} \left[1 + \frac{\lambda^2}{2a^2} \right] + 4 \left[1 - \frac{\lambda^2}{4a^2} \right]^{3/2}}.$$

Не анализируя эти формулы и не сравнивая полученные с их помощью результаты с другими, обратим внимание только на непонятную сложность формулы для добротности куба.

Можно было бы привести из литературы, считающейся "классической", еще целый ряд формул для расчета добротности простейших фигур — цилиндра и куба (сфера обычно не рассматривается). Эти формулы резко различаются, несмотря на одинаковые исходные предпосылки. Но сопоставление и анализ причин расхождений в формулах, приводимых различными авторами, не входит в задачу данной работы.

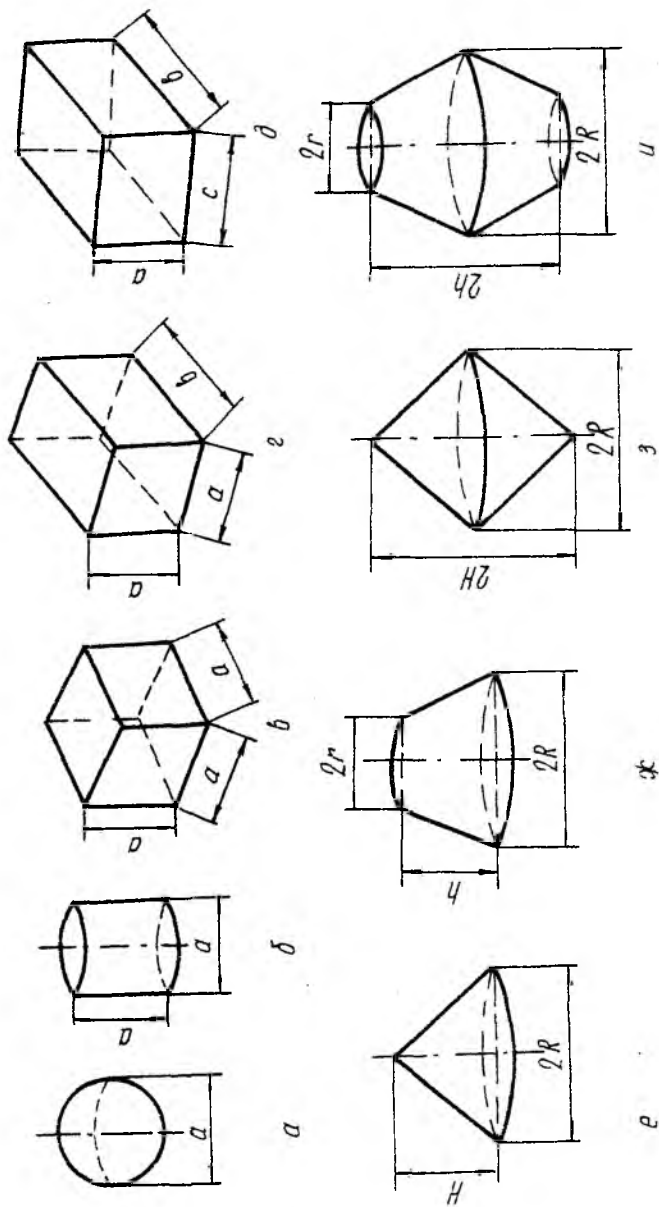


Рис. 2 (см. также с. 37)

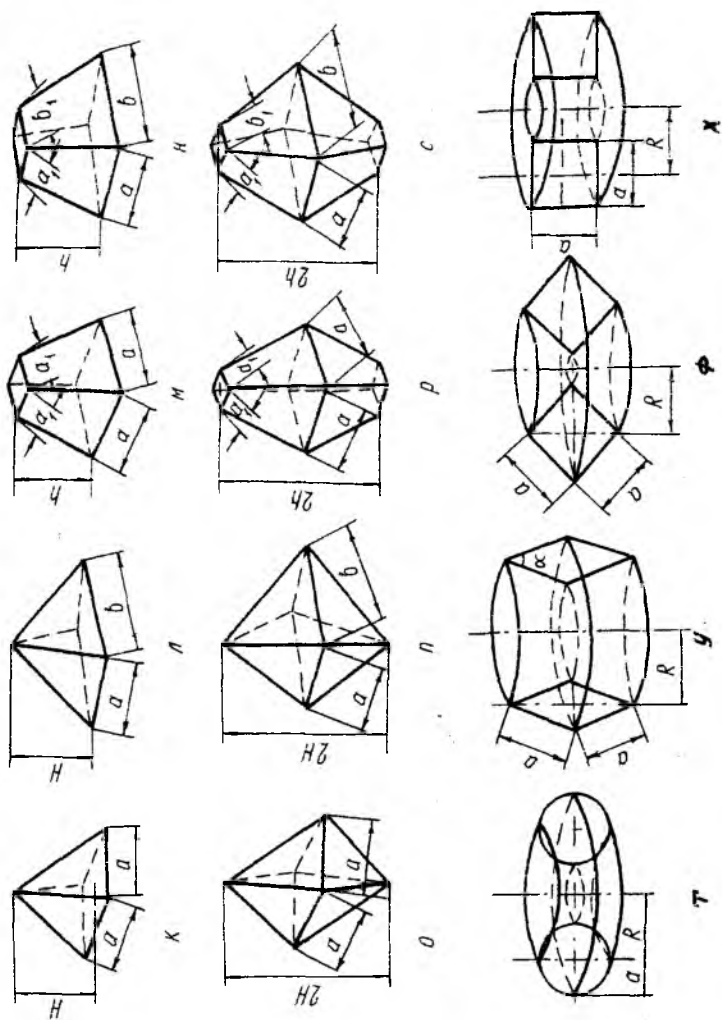


Рис. 2. Окончание

№ п/п	Форма резонатора	Позиция рис. 2	Формула для расчета Q
1	Сфера диаметра a	a	$a/6$
2	Цилиндр диаметра a с высотой a	b	$a/6$
3	Куб со стороной a	$в$	$a/6$
4	Прямоугольный параллелепипед со сторонами a, a, c	z	$\frac{ac}{2(a+c)}$
5	То же со сторонами $a, в, c$	d	$\frac{авс}{2(ав+вс+са)}$
6	Конус высоты H с радиусом основания R	e	$\frac{HR}{3(R+\sqrt{R^2+H^2})}$
7	Усеченный конус высоты h с радиусами оснований R и r	$ж$	$\frac{h(R^2+r^2+Rr)}{3[R^2+r^2+(R+r)\sqrt{R^2+r^2}]}$
8	Биконус высоты $2H$ с радиусом основания R	$з$	$\frac{RH}{3\sqrt{R^2+H^2}}$
9	Усеченный биконус высоты $2h$ с радиусами оснований R и r	$и$	$\frac{h(R^2+r^2+Rr)}{3[r^2+(R+r)\sqrt{R^2+h^2}]}$
10	Пирамида высоты H со сторонами основания a	$к$	$\frac{aH}{3(a+2\sqrt{\frac{a^2}{4}+H^2})}$
11	Пирамида высоты H со сторонами основания $a, в$	$л$	$\frac{авH}{3(ав+a\sqrt{\frac{в^2}{4}+H^2}+в\sqrt{\frac{a^2}{4}+H^2})}$
12	Усеченная пирамида высотой $2h$ со сторонами оснований a, a_1	$м$	$\frac{h(a_1+a_1^2+a a_1)}{3[a_1+a_1^2+2(a+a_1)\alpha]}$ где $\alpha = \sqrt{h^2 + \frac{1}{4}(a-a_1)^2}$

№ п/п	Форма резонатора	Позиция рис. 2	Формула для расчета Q
13	Усеченная пирамида высоты $2h$ со сторонами оснований a, b . a_1, b_1	n	$\frac{h(av + a_1b_1 + \sqrt{a_1b_1})}{av + a_1b_1 + (a + a_1)\alpha_a + (b + b_1)\alpha_b}$ <p>где</p> $\alpha_a = \sqrt{h^2 + \frac{1}{4}(b - b_1)^2}$ $\alpha_b = \sqrt{h^2 + \frac{1}{4}(a - a_1)^2}$
14	Бипирамида высоты $2H$ со сторонами основания a	o	$\frac{aH}{3\sqrt{\frac{a^2}{4} + H^2}}$
15	Бипирамида высоты $2H$ со сторонами основания a и b	n	$\frac{abH}{3(a\sqrt{\frac{b^2}{4} + H^2} + b\sqrt{\frac{a^2}{4} + H^2})}$
16	Усеченная бипирамида высоты $2H$ со сторонами основания a и a_1	p	$\frac{h(a^2 + a_1^2 + aa_1)}{3[a_1^2 + 2(a + a_1)\alpha]}$ <p>где</p> $\alpha = \sqrt{h^2 + \frac{1}{4}(a - a_1)^2}$
17	Усеченная бипирамида высоты $2H$ со сторонами основания a и b, a_1 и b_1	c	$\frac{h(av + a_1b_1 + \sqrt{a_1b_1})}{3\left[\frac{a_1b_1}{2} + (a + a_1)\alpha_a + (b + b_1)\alpha_b\right]}$ <p>где</p> $\alpha_a = \sqrt{h^2 + \frac{1}{4}(b - b_1)^2}$ $\alpha_b = \sqrt{h^2 + \frac{1}{4}(a - a_1)^2}$
18	Тор радиуса R кругового сечения радиуса r	m	$\frac{r}{2}$
19	Тор радиуса R ромбического сечения со сторонами a под углом 2α	y	$\frac{a \sin \alpha}{4}$
20	Тор радиуса R квадратного сечения со стороной a	ф	$\frac{a}{4}$

А теперь, анализируя изложенный выше материал, можно прийти к выводу, что расчет добротности объемных резонаторов по отношению V/S не столь уж неправилен, как это кажется на первый взгляд.

В таблице приведены полученные таким путем формулы для расчета добротности наиболее часто применяемых форм резонаторов, показанных на рис. 2.

Обратим внимание на интересный вывод, следующий из 18, 19, 20-й строк таблицы для фигур тороидальной формы: их добротность, определяемая весьма простыми формулами, не зависит от радиуса тора! Поскольку формулы, приведенные в таблице, не дают абсолютных значений добротности, непосредственное сравнение рассчитанных по отношению V/S значений с экспериментальными, имеющимися в некоторых литературных источниках, например в [3; 8 — 10], невозможно. Для такого сравнения необходимо было бы иметь измеренные значения для нескольких вариаций формы и (или) размеров резонатора. Кроме того, представляется целесообразным детальнее исследовать влияние на величину добротности перехода от одного вида колебаний в резонаторе к другому. Эти вопросы заслуживают отдельной публикации.

Список литературы: 1. Вольман В.И., Пименов Ю.В. Техническая электродинамика. М., 1971. 488 с. 2. Гуревич А.Г. Полые резонаторы и волноводы. М., 1952. 256 с. 3. Дмитриев В.М., Ляпунов Н.В., Седых В.М. Добротность резонаторов с переменным прямоугольным поперечным сечением // Теорет. электротехника. 1967. Вып. 4. С. 144 - 149. 4. Рамо С., Уиннери Дж. Поля и волны в современной радиотехнике: Пер. с англ. М.: Л., 1948. 632 с. 5. Никольский В.В. Теория электромагнитного поля. М., 1964. 384 с. 6. Лебедев И.В. Техника и приборы СВЧ. М., 1972. Т. 1. 440 с. 7. Фельдштейн А.Л., Явич П.Р., Смирнов В.П. Справочник по элементам волноводной техники. М., 1967. 652 с. 8. Привалов Е.Н. К расчету добротности нерегулярного резонатора конической формы // Некоторые проблемы современной физики. Днепропетровск, 1971. С. 109 - 111. 9. Бобрышев В.Д., Кравченко В.Ф., Каретников С.Н. Исследование высокодобротного предельного резонатора // Измер. техника. 1975. № 7. С. 70 - 71. 10. Дмитриев В.М. Волноводные резонаторы с переменным поперечным сечением: Дис... канд. физ.-мат. наук. Х., 1977. 240 с. Машиннопись.

Харьковский государственный технический
университет радиозлектроники

Поступила в редколлегию 15.05.97

ВЗАИМНАЯ ПРОВОДИМОСТЬ ПРОИЗВОЛЬНО ОРИЕНТИРОВАННЫХ ЩЕЛЕЙ В БЕСКОНЕЧНОМ ПЛОСКОМ ИДЕАЛЬНО ПРОВОДЯЩЕМ ЭКРАНЕ

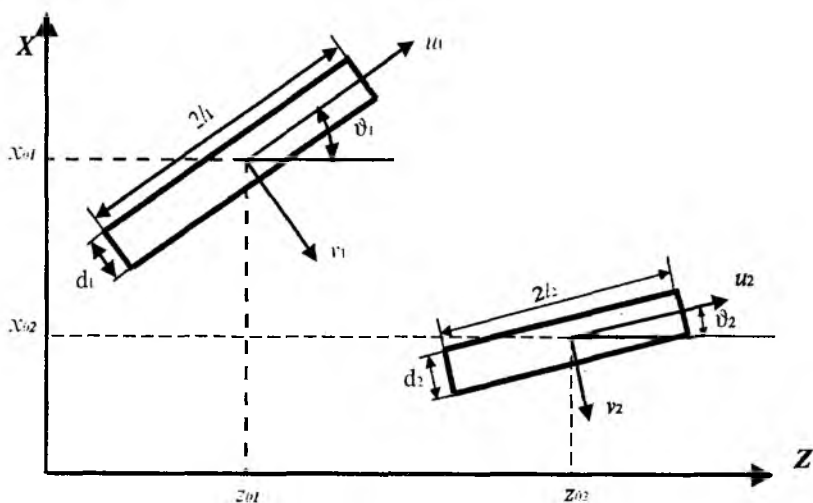
В волноводно-щелевых излучающих устройствах часто (например, чтобы получить излучение поля с эллиптической поляризацией), используют узкие щели, расположенные под углом друг к другу. Производя расчет амплитудно-фазового распределения в системе щелей, напряжения на них определяют из системы линейных алгебраических уравнений (СЛАУ), предусмотренной методом наведенных магнитодвижущих сил [1]. Если поле на каждой щели аппроксимируется набором координатных функций [2], матричные элементы СЛАУ состоят из внутренних и внешних собственных и взаимных частичных проводимостей щелей, взаимодействующих по разным гармоникам функции распределения поля вдоль них.

Выражения для внутренних проводимостей щелей в прямоугольном волноводе легко получаются в виде бесконечных рядов в явной форме, поскольку функция Грина там представляется с помощью простых тригонометрических функций: экспонент, синусов и косинусов, легко поддающихся интегрированию. Аналитическое интегрирование с весом синусов и косинусов функции Грина для полупространства, представленной в виде комбинаций функций сферической волны, и дальнейшая процедура нахождения взаимных проводимостей произвольно расположенных щелей приводят к необозримо громоздким выражениям, практически не пригодным для расчетов. Поэтому предпочтительно определять взаимные проводимости щелей численным интегрированием, имеющим, однако, свои сложности, связанные с наличием особенности в ядре подынтегрального выражения. В литературе известно выражение для взаимного сопротивления произвольно расположенных разнесенных вибраторов [3], полученное в виде интеграла вдоль оси вибратора в приближении, когда распределение силы тока вдоль каждого из них описывается функцией $f(\zeta) = \sin k(l - |\zeta|)$, где $2l$ — длина вибратора; ζ — координата вдоль оси вибратора, отсчитываемая от его центра.

Нами построен алгоритм расчета взаимных проводимостей щелей, взаимодействующих по различным синусоидальным гармоникам функции распределения поля вдоль них, пригодный и для перес-

кающихся щелей, когда в подынтегральном выражении появляется особенность.

Рассмотрим две произвольно расположенные щели в плоском идеально проводящем экране (рисунок).



Полагаем, что электрическое поле в щели направлено поперек нее, постоянно в этом направлении, а его распределение вдоль щели описывается функцией

$$\chi_q(u_j, v_j) = (1/d_j) \sin \frac{q\pi(u_j + l_j)}{2l_j}, \quad q = 1, 2, 3, \dots \quad (1)$$

Здесь j принимает значения 1 и 2; $2l_j$ — длина j -й щели.

Выражение для взаимной проводимости $Y_{12,pq}^e$ щелей с номерами 1 и 2 по гармоникам (1) с номерами p и q в общем виде представляется следующим образом:

$$Y_{12,pq}^e = \int_{-d_1/2-l_1}^{d_1/2-l_1} \int_{-d_2/2-l_2}^{d_2/2-l_2} \chi_p(u_1, v_1) \bar{u}_1^0 (\nabla \nabla + k^2) \bar{\Pi}_{2q}^m du_1 dv_1, \quad (2)$$

где $\bar{\Pi}_{2q}^m$ — магнитный вектор Герца, порожденный q -й гармоникой электрического поля на второй щели. Для точек наблюдения, расположенных на плоской граничной поверхности, выражение для $\bar{\Pi}_{2q}^m$ принимает вид

$$\bar{\Pi}_{2q}^m = \frac{1}{2\pi i \omega \mu_a} \int_{-d_2/2}^{d_2/2} \int_{-l_2}^{l_2} \bar{J}_{2q}^m(\bar{r}') \psi(R) du_2 dv_2, \quad (3)$$

Здесь $\bar{J}_{2q}^m = [\bar{e}_{2q}, \bar{n}^e] = -\bar{u}_2^0 \chi_{2q}$ — плотность магнитного тока, эквивалентного электрическому полю на щели \bar{e}_{2q} , где \bar{n}^e — орт нормали к плоскости щели; $\psi(R)$ — функция сферической волны,

$$\psi(R) = e^{-ikR}/R, \quad (4)$$

где $R = |\bar{r} - \bar{r}'|$, \bar{r} , \bar{r}' — радиусы-векторы точек наблюдения и интегрирования.

Подынтегральное выражение в (3) имеет интегрируемую особенность в точках, где $\bar{r} = \bar{r}'$. Поэтому дифференциальный оператор $\nabla \nabla$ нельзя вносить под знак интеграла, поскольку тогда порядок особенности повышастся, и она становится неинтегрируемой. Чтобы избежать этого, воспользуемся операцией интегрирования по частям. Представим выражение (2) в виде суммы двух слагаемых, одно из которых содержит дифференциальный оператор, другое — нет. Вводим обозначение: $\Phi_q = \text{div} \bar{\Pi}_{2q}^m$. Тогда слагаемое, содержащее дифференциальный оператор, принимает вид

$$I = \int_{-d_1/2}^{d_1/2} \int_{-l_1}^{l_1} \chi_p(u_1, v_1) \frac{\partial \Phi_q}{\partial u_1} du_1 dv_1. \quad (5)$$

Проводим во внутреннем интеграле выражения (5) интегрирование по часотям. Учитывая, что функция $\chi_p(u_1, v_1)$ обращается в нуль при $u_1 = \pm l_1$, после интегрирования по u_1 получаем

$$I = - \int_{-d_1/2}^{d_1/2} \int_{-l_1}^{l_1} \frac{\partial \chi_p(u_1, v_1)}{\partial u_1} \operatorname{div} \bar{\Gamma}_{2q}^m du_1 dv_1. \quad (6)$$

Воспользовавшись в (6) тождеством

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \chi_p(u_1, v_1)}{\partial u_1} \operatorname{div} \bar{\Gamma}_{2q}^m du_1 dv_1 = \\ & = \operatorname{div} \left[\frac{\partial \chi_p(u_1, v_1)}{\partial u_1} \bar{\Gamma}_{2q}^m \right] - \bar{\Gamma}_{2q}^m \nabla \frac{\partial \chi_p(u_1, v_1)}{\partial u_1} \end{aligned} \quad (7)$$

и формулой Остроградского — Гаусса, после подстановки (7) в (6) и подробной записи в координатах u_1, v_1 оператора градиента представляем выражение для I в следующем виде:

$$\begin{aligned} I = \int_{-d_1/2}^{d_1/2} \int_{-l_1}^{l_1} & \left[\bar{\Gamma}_{2q}^m \bar{u}_1^0 \frac{\partial^2 \chi_p(u_1, v_1)}{\partial u_1^2} + \bar{\Gamma}_{2q}^m \bar{v}_1^0 \frac{\partial^2 \chi_p(u_1, v_1)}{\partial v_1 \partial u_1} \right] du_1 dv_1 - \\ & - \oint_{L_1} \frac{\partial \chi_p(u_1, v_1)}{\partial u_1} \bar{\Gamma}_{2q}^m \bar{v} dl. \end{aligned} \quad (8)$$

В данном выражении на вектор Герца не действует дифференциальный оператор, поэтому в нем сохраняется интегрируемая особенность. Контур интегрирования L_1 расположен в непосредственной близости к щели с внутренней стороны, \bar{v} — орт внешней нормали к этому контуру. Положительному направлению обхода контура соответствует такое направление, когда поверхность щели остается слева от него. Второе слагаемое в квадратных скобках, содержащее производную

$\partial/\partial v_1$, в приближении постоянного распределения электрического поля поперек щели пропадает. Если учитывается условие Мейкснера на ребре, оно отлично от нуля. Используя приведенные результаты и формулы связи между системами координат u_1, v_1 и u_2, v_2 , после выполнения операции скалярного умножения в (9) получаем в приближении постоянного распределения поля поперек щели следующее выражение для взаимной проводимости:

$$\begin{aligned}
 Y_{12pq}^e = & \frac{1}{2\pi i \omega \mu_a d_1 d_2} \left\{ \cos(\vartheta_1 - \vartheta_2) (k^2 - \chi_{p1}^2) \times \right. \\
 & \times \int_{-d_1/2-l_1}^{d_1/2} \int_{-l_1}^{l_1} \sin \chi_{p1}(u_1 + l_1) \int_{-d_2/2-l_2}^{d_2/2} \int_{-l_2}^{l_2} \sin \chi_{q2}(u_2 + l_2) \times \\
 & \times \left(e^{-ik|\bar{r}-\bar{r}'|} / |\bar{r}-\bar{r}'| \right) du_2 dv_2 du_1 dv_1 - \\
 & - \cos(\vartheta_1 - \vartheta_2) \chi_{p1} \times \int_{-d_1/2-l_2}^{d_1/2} \int_{-l_2}^{l_2} \int_{-d_2/2}^{d_2/2} \sin \chi_{q2}(u_2 + l_2) \times \\
 & \times \left[(-1)^p \frac{e^{-ik|\bar{r}-\bar{r}'|}}{|\bar{r}-\bar{r}'|} \Big|_{u_1=l_1} - \frac{e^{-ik|\bar{r}-\bar{r}'|}}{|\bar{r}-\bar{r}'|} \Big|_{u_1=-l_1} \right] dv_2 du_2 dv_1 - \\
 & - \sin(\vartheta_1 - \vartheta_2) \chi_{p1} \times \int_{-l_1}^{l_1} \cos \chi_{p1}(u_1 + l_1) \times \\
 & \times \int_{-d_2/2-l_2}^{d_2/2} \int_{-l_2}^{l_2} \left[\frac{e^{-ik|\bar{r}-\bar{r}'|}}{|\bar{r}-\bar{r}'|} \Big|_{v_1=d_1/2} - \frac{e^{-ik|\bar{r}-\bar{r}'|}}{|\bar{r}-\bar{r}'|} \Big|_{v_1=-d_1/2} \right] \times \\
 & \left. \times \sin \chi_{q2}(u_2 + l_2) du_2 dv_2 du_1 \right\}. \quad (9)
 \end{aligned}$$

Здесь

$$|\bar{r} - \bar{r}'| = \left[(z_{01} - z_{02} + u_1 \cos \vartheta_1 - u_2 \cos \vartheta_2 + v_1 \sin \vartheta_1 - v_2 \sin \vartheta_2)^2 + (x_{01} - x_{02} - u_1 \sin \vartheta_1 + u_2 \sin \vartheta_2 + v_1 \cos \vartheta_1 - v_2 \cos \vartheta_2)^2 \right]^{1/2}.$$

Выражение (9) в частном случае для параллельных смещенных щелей сводится к формуле, полученной непосредственно для них. Оно дает численные значения, тождественные известным результатам из теории вибраторов [4], пересчитанным с учетом принципа двойственности.

Список литературы: 1. Фельд Я.Н., Бененсон Л.С. Антенно-фидерные устройства. Ч. 2. М.: Воен.-воздуш. инж. акад. им. Н.Е. Жуковского, 1959. 551 с. 2. Жиронкина А.В., Яцук Л.П., Катрич В.А. Сдвоенная щель как элемент связи электродинамических объемов // Радиотехника. М., 1993. №. 1. С. 56 - 63. 3. Baker H., La Grone A. Digital computation of the mutual impedance between thin dipoles // IRE Trans. 1962. V. AP 10, N. 2. P. 172 - 178. 4. Пистолькорс А.А. Антенны. М.: Связь, 1947. 479 с.

Харьковский государственный университет

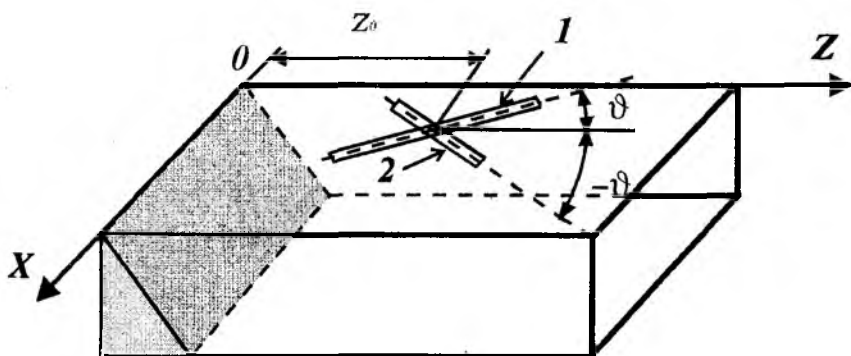
Поступила в редколлегию 25.05.97

X - ОБРАЗНАЯ ЩЕЛЬ В ВОЛНОВОДЕ С ОТРАЖАЮЩЕЙ НАГРУЗКОЙ НА КОНЦЕ

Щели сложной формы в стенках волноводов, в частности симметричные крестообразные (X-образные), используются, чтобы получить излучение поля с эллиптической поляризацией или направленно-го отвлечения СВЧ-мощности в другой волновод. Теория таких щелей, прорезанных в бесконечном (идеально согласованном на конце) волноводе, достаточно разработана. Однако согласованная нагрузка не всегда бывает идеальной. Ее присутствие изменяет поляризационные и энергетические свойства щелей. Более того, отражения могут быть введены специально для увеличения коэффициента эллиптичности излучаемого поля.

Поэтому необходимо построение математической модели X-образной щели в прямоугольном волноводе с произвольной отражающей нагрузкой на конце.

Рассмотрим X-щель в широкой стенке прямоугольного волновода (рисунок).



В выбранной системе координат нагрузка с произвольным коэффициентом отражения \dot{R} расположена в сечении волновода $z = 0$, центр щели — в сечении $z = z_0$, плечи щели одинаковой длины наклонены к продольной оси волновода под углами $\pm\theta$, где $\theta = 45^\circ$. Коэффици-

ент эллиптичности излучаемого поля, представляющий наибольший интерес, можно найти, если известны напряжения на щелях, образующих крестообразную. Данные напряжения определяются из системы линейных алгебраических уравнений (СЛАУ), предусмотренной методом наведенных магнитодвижущих сил (МДС) [1]. В приближении бесконечно тонкой стенки волновода при аппроксимации электрического поля на щелях одиночными функциями эти уравнения принимают вид

$$\begin{aligned} V_1 Y_{11} + V_2 Y_{12} &= F_1, \\ V_1 Y_{21} + V_2 Y_{22} &= F_2. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь V_1, V_2 — напряжения между краями щелей 1 и 2 в пучностях электрического поля; F_1, F_2 — магнитодвижущие силы на щелях в волноводе с нагрузкой,

$$\begin{aligned} F_1 &= f_1^{(-)} + \dot{R}f_1^{(1)}, & f_1^{(1)} &= e^{-i\gamma_{10}z_0} \tilde{f}_1^{(1)}; \\ F_2 &= f_2^{(-)} + \dot{R}f_2^{(1)}, & f_2^{(1)} &= e^{-i\gamma_{10}z_0} \tilde{f}_2^{(1)}, \end{aligned} \quad (2)$$

где z_0 — продольная координата центра щели; $f_1^{(\pm)}, f_2^{(\pm)}$ — магнитодвижущие силы на щелях с номерами 1 и 2, обусловленные основной волной единичной амплитуды, распространяющейся в бесконечном волноводе в сторону $z > 0$ (знак + в индексе) и в сторону $z < 0$ (знак —). В общем виде они определяются следующим образом:

$$f_m^{(\pm)} = \iint_{S_m} \left[\vec{e}_m, \vec{H}^{(\pm)} \right] \vec{n}^e dS. \quad (3)$$

Тильдой снабжены символы для магнитодвижущих сил, определенных в локальной системе координат x, y, \tilde{z} , где $\tilde{z} = z - z_0$. В подынтегральном выражении \vec{e}_m — векторная функция распределения электрического поля на щели с номером m ; $\vec{H}^{(\pm)}$ — вектор магнитного поля возбуждающей волны основного типа единичной амплитуды в бесконечном волноводе; \vec{n}^e — орт внешней нормали к поверхности щели. В СЛАУ (1) $Y_{mn} = Y_{mn}^i + Y_{mn}^e$ — собственные (при $m = n$) и вза

имные (при $m \neq n$) проводимости, верхние индексы i и e соответствуют внутренней и внешней проводимостям.

Если учитывается толщина стенки волновода, порядок СЛАУ повышается до четырех, а в матричных элементах появляются еще проводимости со стороны полости щели [2]. Как показано в [1], внутренние проводимости щелей изменяются при появлении отражений от конца волновода. В [1] рассмотрены разнесенные вдоль оси Z щели в полубесконечном волноводе с идеально проводящей торцевой стенкой. В рассматриваемом более общем случае нагрузка характеризуется произвольным коэффициентом отражения \dot{R} , а щели пересекаются. Полагаем, что волновод одномодовый, возбуждается волной типа H_{10} единичной амплитуды с продольным волновым числом γ_{10} , нагрузка взаимодействует с X-щелью только по основной волне. Выражение для внутренней взаимной проводимости Y_{mn}^i щелей с номерами 1 и 2, образующих X-образную, в общем виде выглядит таким образом [1]:

$$Y_{mn}^i = \iint_{S_m} \left[\vec{e}_m, \vec{H}^i(\vec{e}_n) \right] \vec{n}^e dS. \quad (4)$$

Магнитное поле $\vec{H}^i(\vec{e}_n)$ возбуждено внутри волновода щелью с номером n , интегрирование проводится по площади щели с номером m ; m, n принимают значения 1 и 2. Если m и n совпадают, получаем собственные проводимости Y_{11}^i и Y_{22}^i , если не совпадают — взаимные проводимости $Y_{12}^i = Y_{21}^i$. Магнитное поле $\vec{H}^i(\vec{e}_n)$ под щелью складывается из двух полей — поля $\vec{H}_\infty^i(\vec{e}_n)$, возбужденного n -й щелью в бесконечном волноводе, и поля $\dot{R}C_n^{(-1)}\vec{H}^{(1)}$ волны основного типа, возбужденной щелью с амплитудой $C_n^{(-1)}$ [1] в сторону нагрузки и отраженной от нее с коэффициентом отражения \dot{R} :

$$\vec{H}^i(\vec{e}_n) = \vec{H}_\infty^i(\vec{e}_n) + \dot{R}C_n^{(-1)}\vec{H}^{(1)}. \quad (5)$$

При определении собственной проводимости отраженное поле интегрируется по площади щели, которая его возбудила, при определении взаимной проводимости — по другой щели, входящей в крестооб-

разную. После несложных преобразований получаем следующие выражения для собственных и взаимных проводимостей наклонных щелей, образующих крестообразную:

$$Y_{11}^i = Y_{\infty}^i + \dot{R}g_{\infty}^i e^{-i2\gamma_{10}z_0 + i2\varphi_1}; \quad (6)$$

$$Y_{22}^i = Y_{\infty}^i + \dot{R}g_{\infty}^i e^{-i2\gamma_{10}z_0 + i2\varphi_2}; \quad (7)$$

$$Y_{12}^i = Y_{12}^{\infty} + \dot{R}g_{\infty}^i e^{-i2\gamma_{10}z_0 + i\varphi_1 + i\varphi_2}. \quad (8)$$

Здесь g_{∞}^i — реальная часть внутренней проводимости Y_{∞}^i одиночной наклонной щели в бесконечном волноводе; φ_1, φ_2 — аргументы магнитодвижущих сил $\tilde{f}_1^1, \tilde{f}_2^1$.

В случае для симметричной X-образной щели обе наклонные щели в бесконечном волноводе имеют одинаковые собственные проводимости, поэтому последние обозначены для обеих щелей одним и тем же символом. В волноводе с нагрузкой вторые слагаемые различаются, поскольку $\varphi_1 \neq \varphi_2$, а следовательно, собственные проводимости становятся разными. Взаимные проводимости по-прежнему связаны соотношением взаимности $Y_{12}^i = Y_{21}^i$.

Выражения для расчета собственных и взаимных проводимостей плеч X-щели Y_{∞}^i и Y_{12}^{∞} впервые даны в [3] при аппроксимации распределения электрического поля вдоль щели одной полуволновой синусоиды, а затем в [4] — для взаимодействующих синусоидальных гармоник с любыми номерами, описывающих электрическое поле на произвольно расположенных щелях.

В процессе экспериментального исследования поляризационных свойств X-образных щелей было обнаружено [5], что на резонансной частоте коэффициент эллиптичности излучаемого такой щелью поля не превосходит 0,7. Это объяснено нами [3] наличием внутренней взаимной связи между плечами крестообразной щели. В работе [6] с учетом Y_{12}^i сформулировано условие излучения щелью поля с круговой поляризацией, которое способно выполняться только для нерезонансных щелей. В работе [5] показано, что с помощью настроечного винта, расположенного вблизи щели, на резонансной частоте можно добиться увеличения коэффициента эллиптичности практически до единицы. Это позволяет предположить, что подбором модуля и фазы коэффициента отражения от нагрузки можно добиться того же самого. Для это-

го надо, чтобы напряжения V_1 и V_2 , полученные из СЛАУ (1), удовлетворяли соотношению

$$V_1/V_2 = \pm i, \quad (9)$$

где i — мнимая единица, знак перед которой изменяется на противоположный при переносе центра щели в точку, симметричную относительно оси широкой стенки волновода.

При наличии нагрузки на конце волновода из условия (9) можно найти значение коэффициента отражения \dot{R} , при котором оно будет выполняться. Запишем выражение для этого коэффициента отражения при условии, что щель 1 наклонена к оси волновода под углом ϑ , а щель 2 — под углом $-\vartheta$. При этом $\varphi_2 = -\varphi_1$, что позволяет для удобства дальнейшей записи убрать индексы 1 и 2, полагая, что $\varphi = -\arg \tilde{f}_1^{(1)}$, и снабдить φ индексом s , который принимает значения $s=1$ или $s=-1$, когда $x_0 < a/2$ или $x_0 > a/2$ соответственно (x_0 — координата центра щели вдоль оси x , a — размер широкой стенки волновода). При переносе щели в симметричную точку изменяются фаза МДС и направление вращения плоскости поляризации. Представим $\tilde{f}_1^{(1)}$ в виде $\tilde{f}_1^{(1)} = \left| \tilde{f}_1^{(1)} \right| e^{-i\varphi_s}$, где φ_s принимает следующие значения: $\varphi_s = \varphi$, если $s=1$, и $\varphi_s = \pi - \varphi$, если $s=-1$.

Выражение для \dot{R} , при котором щель должна излучать поле с круговой поляризацией, приводится к следующему виду:

$$\begin{aligned} \dot{R} = e^{i(2\gamma_{10}z_0 - 2\varphi_s)} & \left[-Y_0^\infty \left(e^{i2\varphi_s} - s \cdot i \right) + Y_{12}^\infty \left(1 - s \cdot i e^{i2\varphi_s} \right) \right] / \\ & \left\{ g_\infty^i \left[e^{i2\varphi_s} - e^{-i2\varphi_s} - s \cdot i \left(e^{-i4\varphi_s} - 1 \right) \right] + Y_0^\infty \left(e^{-i2\varphi_s} - s \cdot i \right) - \right. \\ & \left. - Y_{12}^\infty \left(1 - s \cdot i e^{-i2\varphi_s} \right) \right\}. \end{aligned} \quad (10)$$

Здесь Y_0^∞ , Y_{12}^∞ — полные (внутренняя плюс внешняя) собственная и взаимная проводимости одиночных наклонных щелей в бесконечном волноводе. В случае для бесконечного волновода, когда $\dot{R} = 0$, выра-

жение (10) сводится к условию для излучения поля с круговой поляризацией

$$\frac{Y_{12}^{\infty}}{Y_0^{\infty}} = \frac{\cos 2\varphi}{1 + \sin 2\varphi}, \quad (11)$$

о котором шла речь в [6].

В частном случае, когда центр щели x_0 расположен в точке, где $\varphi = \pi/4$ (ранее это равенство расценивалось как условие излучения Х-щелью поля с круговой поляризацией), формула (10) для \dot{R} значительно упрощается:

$$\dot{R} = e^{i2\gamma_{10z_0}} \frac{Y_{12}^{\infty}}{Y_0^{\infty} - 2g_{\infty}^i}. \quad (12)$$

Если щель резонансная, полная проводимость щели становится чисто активной: $Y_0^{\infty} = g_{\infty}^i + g^e$, где g^e — активная часть внешней проводимости щели. При этом выражение (12) преобразуется в вид

$$\dot{R} = e^{i2\gamma_{10z_0}} \frac{Y_{12}^{\infty}}{g^e - g_{\infty}^i}. \quad (13)$$

Полученное выражение для коэффициента отражения имеет смысл, если $|Y_{12}^{\infty}| \leq |g^e - g_{\infty}^i|$. Сразу видно, например, что в случае для соосного направленного ответвителя с крестообразным отверстием связи на идентичных волноводах, когда $g^e = g_{\infty}^i$, не существует нагрузки, с помощью которой можно было бы при условии $\varphi = \pi/4$ добиться выполнения условия (9). При излучении Х-щелью поля из стандартного волновода сечением 23×10 мм в свободное полупространство это оказывается возможным, поскольку там в той или иной части рабочего диапазона волновода выполняется неравенство $g_{\infty}^i < g^e$. Как показали расчеты по формуле (10), для Х-щели, описанной в [5], которая на резонансной частоте излучает в полупространство поле с коэффициентом эллиптичности $r \approx 0,64$, для увеличения r до единицы необходимо использовать нагрузку с модулем коэффициента отражения $|\dot{R}| \cong 0,5$ и фазой $\arg \dot{R} \cong 270^\circ$. Коэффициент излу-

чения щели $|S_{\Sigma}|^2$ и коэффициент отражения от нее $|\Gamma_1|$ при этом слегка увеличиваются: $|S_{\Sigma}|^2$ — от 0,773 до 0,812 и $|\Gamma_1|$ — от 0,127 до 0,223, что соответствует изменению КСВ от 1,29 до 1,57. Если учитывается толщина стенки волновода 1 мм, коэффициент эллиптичности $r \cong 0,99$ наблюдается при $|\dot{R}| \cong 0,5$ и $\arg \dot{R} \cong 280^0$.

Приведем полученные нами формулы для расчета коэффициентов отражения, прохождения и излучения, характеризующие X-щель в волноводе с отражающей нагрузкой на конце. В соответствии с [1] коэффициент отражения от крестообразной щели представляем в виде

$$\Gamma_1 = \dot{R} + A_1 + A_2. \quad (14)$$

Здесь A_1, A_2 — амплитуды волн, возбужденных плечами X-щели в сторону $z > 0$.

Доля мощности, уходящей по волноводу за пределы нагрузки в сторону $z < 0$, определяется коэффициентом прохождения по мощности

$$|\Gamma_{12}|^2 = |1 + B_1 + B_2|^2 (1 - |R|^2), \quad (15)$$

где B_1, B_2 — амплитуды волн, возбужденных плечами X-щели в сторону $z < 0$.

Коэффициент излучения щели $|S_{\Sigma}|^2$ находим из уравнения баланса мощности

$$|S_{\Sigma}|^2 = 1 - |\Gamma_1|^2 - |\Gamma_{12}|^2. \quad (16)$$

Записывая подробно в нашем случае общие выражения для A_j, B_j ($j = 1, 2$), приведенные в [1], выражаем коэффициенты $\dot{\Gamma}_{12}$ и $|\Gamma_{12}|^2$ в следующем виде:

$$\dot{\Gamma}_1 = \dot{R} - \frac{1}{4P_{01}} \left[V_1 \left(f_1^{(-1)} + \dot{R} f_1^{(1)} \right) + V_2 \left(f_2^{(-1)} + \dot{R} f_2^{(1)} \right) \right]; \quad (17)$$

$$|\Gamma_{12}|^2 = \left| 1 - \frac{1}{4P_{01}} (V_1 f_1^{(1)} + V_2 f_2^{(1)}) \right|^2 (1 - |\dot{R}|^2). \quad (18)$$

Здесь P_{01} – мощность волны H_{10} единичной амплитуды, переносимой через поперечное сечение бесконечного волновода. Напряжения V_1, V_2 определяются из системы уравнений (1), в матричных элементах которой учитывается коэффициент отражения от нагрузки \dot{R} .

В случае $\dot{R} = 0$ формулы (17) и (18) сводятся к выражениям для коэффициентов отражения и прохождения X-щели в бесконечном волноводе, полученным в [3].

Решение поставленной в настоящей работе задачи позволяет на основании полученных нами ранее [3; 4] результатов проводить исследование поляризационных и энергетических характеристик X-образных щелей при наличии отражений в волноводном тракте, а также подбирать, когда это возможно, нагрузку в волноводе для повышения коэффициента эллиптичности излучаемого поля.

Список литературы: 1. Фельд Я.Н., Бененсон Л.С. Антенно-фидерные устройства. Ч. 2. М.: Воен.-воздуш. инж. акад. им. Н.Е. Жуковского, 1959. 551 с. 2. Яцук Л.П., Катрич В.А. Учет конечной толщины стенки волновода при расчете параметров крестообразной щели // Вестн. Харьк. ун-та. 1975. № 130: Радиофизика и электрон. Вып. 4. С. 52 - 56. 3. Яцук Л.П., Жиронкина А.В., Катрич В.А. Возбуждение прямоугольного волновода наклонной и крестообразной щелями // Антенны. 1975. Вып. 22. С. 46 - 60. 4. Жиронкина А.В., Яцук Л.П., Катрич В.А. Сдвоенная щель как элемент связи электродинамических объемов // Радиотехника. М., 1993. № 1. С. 56 - 63. 5. Simmons A.J. Circularly polarized slot radiators // IRE Trans. 1957. V. AP-5, N 1. P. 31 - 36. 6. Яцук Л.П., Катрич В.А., Жиронкина А.В. Вопросы теории элементов и устройств СВЧ — трактов // Изв. вузов. Радиоэлектроника. 1996. Т. 39. № 9. С. 29 - 38.

Харьковский государственный университет

Поступила в редколлегию 25.05.97

ХАРАКТЕРИСТИКИ ИЗЛУЧЕНИЯ E_{01} -ВОЛНЫ ИЗ КРУГЛОГО ВОЛНОВОДА СО СПИРАЛЬЮ

Излучение из открытого конца волновода представляет интерес как для техники антенн, так и для медицины. Известны методы решения подобных задач — методы Кирхгофа, Фурье, Винера — Хопфа, интегральных уравнений и др. Все они предполагают знание распределения токов или полей в апертуре волновода. Введение плоской спирали в торец волновода изменяет распределение токов в апертуре, что вызывает новые явления в характеристиках излучения. Нами такая задача решается в приближении двух мод для области волновода, интегрального представления полей вне волновода и модели анизотропно проводящей плоскости для спирали.

Исследуемая система состоит из полубесконечного круглого волновода радиуса a с плоской логарифмической спиралью в апертуре волновода. Используем следующую модель задачи. Берем цилиндрическую систему координат ρ, φ, z с $z=0$ в плоскости апертуры волновода. Выделяем две частичные области: одну для $-\infty < z < 0$, $0 < \rho < a$ с диэлектрической проницаемостью среды $\epsilon = \epsilon_1$, вторую для $0 < z < \infty$, $0 < \rho < \infty$ и $\epsilon = \epsilon_2$. Спираль описана кривой $\rho = \rho_0 e^{\varphi/u}$. Здесь ρ_0 — начальный радиус спирали; $u = ctg\psi$ — параметр спирали, где ψ — угол ее намотки. Спираль и стенки волновода идеально проводящие, диэлектрики не имеют потерь. Предполагаем, что падающая из $z = -\infty$ на спираль E_{01} -волна имеет единичную амплитуду; отраженная от спирали E_{01} -волна и возбужденная спиралью H_{01} -волна имеют амплитуды A и B соответственно. Таким образом, поля в первой области описываются двумя собственными волнами. Во второй области (полупространство $0 < z < \infty$) поля представлены в интегральной форме для непрерывного спектра с двумя неизвестными коэффициентами $T(\gamma)$ и $C(\gamma)$, описывающими квази-Н- и Е-волны соответственно. Считается, что область $0 < z < \infty$, $a < \rho < \infty$ не облучается полями, возникающими от кромки волновода.

Компоненты полей определяются электрическим $\vec{P}^e(0,0, P_z^e)$ и магнитным $\vec{P}^m(0,0, P_z^m)$ векторами Герца, потенциалы которых берутся в следующем виде:

$$\begin{aligned} \Pi_{z1}^e &= (e^{-i\gamma_e z} + A e^{i\gamma_e z}) J_0(\alpha_e \rho), \\ \Pi_{z1}^m &= B e^{i\gamma_m z} J_0(\alpha_m \rho), \end{aligned} \quad (1)$$

где $\gamma_e = \sqrt{k^2 \varepsilon_1 - \alpha_e^2}$; $\gamma_m = \sqrt{k^2 \varepsilon_1 - \alpha_m^2}$; $\alpha_e = \frac{2,4}{a}$; $\alpha_m = \frac{3,81}{a}$;

для открытого полупространства

$$\begin{aligned} \Pi_z^m &= \int_0^\infty T(\gamma) e^{-i p z} J_0(\gamma \rho) \gamma d\gamma; \\ \Pi_z^e &= \int_0^\infty C(\gamma) e^{-i p z} J_0(\gamma \rho) \gamma d\gamma, \end{aligned} \quad (2)$$

где $p = \sqrt{k^2 \varepsilon_2 - \gamma^2}$; $k = \frac{\omega}{c}$; ω — круговая частота; c — скорость света; $A, B, C(\gamma), T(\gamma)$ — коэффициенты, подлежащие определению; $J_0(x)$ — функция Бесселя 1-го рода нулевого порядка. Зависимость от времени, пропорциональная $e^{i\omega t}$, для краткости опускается. Индексы 1, 2 используются для первой и второй областей соответственно.

На спирали соблюдаются граничные условия в приближении анизотропно проводящей плоскости [1], т.е. при $z = 0$

$$\begin{aligned} H_{z1} &= H_{z2}; \\ E_{\rho 1} + u E_{\varphi 1} &= 0; \\ E_{\rho 1} u + E_{\varphi 1} &= E_{\rho 2} u + E_{\varphi 2}; \\ H_{\rho 1} + u H_{\varphi 1} &= H_{\rho 2} + u H_{\varphi 2}. \end{aligned} \quad (3)$$

Подставляя выражения для компонент полей в граничные условия (3) и применяя к получившимся интегральным уравнениям обратное преобразование Ханкеля, сводим систему к четырем алгебраическим уравнениям относительно искомых коэффициентов разложения полей. Решая ее, получаем выражения для коэффициентов в следующем виде:

$$\begin{aligned}
 A &= 1 - T(\gamma)uk\gamma^2 R_0 / (\gamma_e \alpha_m^2 A_{0m}); \\
 B &= T(\gamma)\gamma^2 / (\alpha_m^2 A_{0m}); \\
 C(\gamma) &= T(\gamma)Z_1(p\gamma u); \\
 T(\gamma) &= Z_3 p / (k\varepsilon_2 Z_1 - Z_2 p);
 \end{aligned}
 \tag{4}$$

где

$$\begin{aligned}
 Z_1 &= \frac{k\gamma^2}{A_{0m}} \left[\frac{u^2 \alpha_e A_{1e} R_0}{\alpha_m^2} - \frac{A_{1m}}{\alpha_m} \right] + k\gamma; \\
 Z_2 &= -\frac{\gamma^2}{A_{0m}} \left[\frac{u^2 k^2 \varepsilon_1 \alpha_e A_{1e} R_0}{\gamma_e \alpha_m^2} + \frac{\gamma_m A_{1m}}{\alpha_m} \right] - p\gamma; \\
 Z_3 &= 2uk\varepsilon_1 \alpha_e A_{1e}, \quad R_0 = 1 - J_0(\alpha_m a); \\
 A_{j_e, m} &= \int_0^a J_j(\alpha_{e, m} \rho) J_j(\gamma \rho) \rho d\rho, \quad j = 0, 1.
 \end{aligned}$$

При найденных коэффициентах A , B , $C(\gamma)$, $T(\gamma)$ поля в области излучения полностью определяются интегралами типа (2). В дальней зоне полученные интегралы могут быть вычислены с помощью метода перевала. Переходя к сферической системе координат R, θ, φ ($\rho = R \sin \theta$, $z = R \cos \theta$) и вводя новую переменную ξ , по формуле $\gamma = k\sqrt{\varepsilon_2} \sin \xi$, находим точку перевала в виде $\gamma_n = k\sqrt{\varepsilon_2} \sin \theta$. При этом выражения для полей принимают вид:

$$\begin{aligned}
 E_\varphi &= \frac{k}{2} T(\gamma_n) \varepsilon_2 \sin 2\theta \frac{e^{ik\sqrt{\varepsilon_2} R}}{R}; \\
 E_\theta &= \frac{k}{2} C(\gamma_n) \varepsilon_2^{3/2} \sin 2\theta \frac{e^{ik\sqrt{\varepsilon_2} R}}{R}.
 \end{aligned}
 \tag{5}$$

Для открытого конца круглого волновода без спирали задача решается аналогичным образом. В случае, если имеется одна падающая E_{01} -волна и по одной рассеянной волне в областях волновода и свободного пространства, граничные условия на раскрыве волновода можно записать в виде

$$E_{r1}^{n \text{ ад}} + E_{r1}^{o \text{ нр}} = E_{r2}^{n \text{ п}}; \quad H_{\varphi 1}^{n \text{ ад}} + H_{\varphi 1}^{o \text{ нр}} = H_{\varphi 2}^{n \text{ п}}.
 \tag{6}$$

Подстановка в (6) выражения для полей и применение обратного преобразования Ханкеля приводят к выражению для искомого коэффициента прохождения $C_0(\gamma)$:

$$C_0(\gamma) = \frac{2\gamma_e \varepsilon_1 \alpha_e A_e}{(\gamma_e \varepsilon_2 + p \varepsilon_1) \gamma} \quad (7)$$

По полученным формулам (5) были проведены расчеты направленных и поляризационных характеристик полей излучения для волновода диаметром $2a = 3$ см в диапазоне длин волн $1 \dots 3$ см при различных углах намоток спиралей и различных диэлектрических проницаемостях облучаемых сред, а также для волновода без спирали.

На рис. 1, а даны расчетные ДН в относительных единицах для E_θ и E_φ -компонент полей в свободном пространстве при длине волны $\lambda = 3,2$ см для разных плотностей намоток спиралей u . Сплошными линиями показаны E_θ , пунктирными — E_φ .

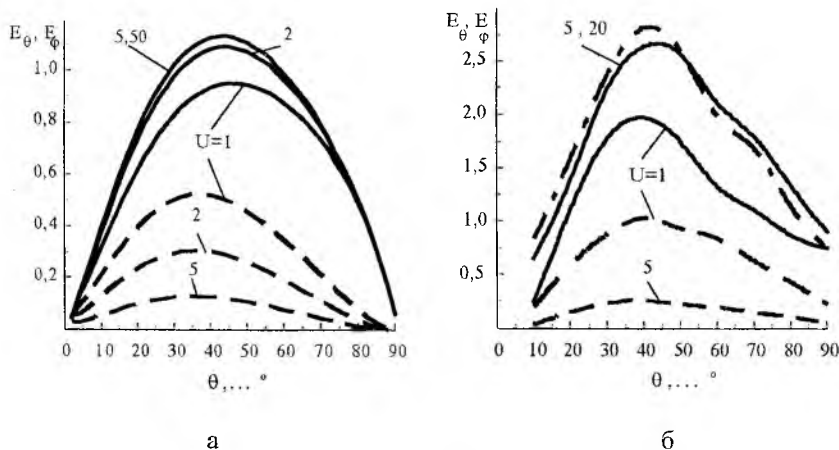


Рис. 1

Анализ кривых свидетельствует о том, что изменение плотности намотки спирали u не влияет на место положения максимума излучения θ_{\max} и ширину ДН $\Delta\theta$. Расчеты полей излучения из волновода без спирали показывают, что положение максимума излучения и ширина ДН совпадают с аналогичными параметрами, рассчитанными для волновода со спиралью, и с результатами [2] точного решения

задачи излучения из волновода с помощью метода Винера — Хопфа. Значение максимума излучения слабо зависит от плотности намотки спирали при $u > 5$. При малых u ($u = 1$) наблюдается соизмеримость E_θ - и E_φ - компонент полей, что говорит об эллиптичности излученного поля. При $u > 1$ поляризация оказывается линейной.

На рис. 2 даны зависимости E_θ от θ в относительных единицах для $u = 10$ и различных длин волн. Из рис. 2 видно, что наличие спирали с изменением частоты не меняет качественной картины поведения ДН, характерной для волновода без спирали: ДН остается конической, с ростом частоты максимум излучения сдвигается в сторону оси системы, направленность излучения повышается.

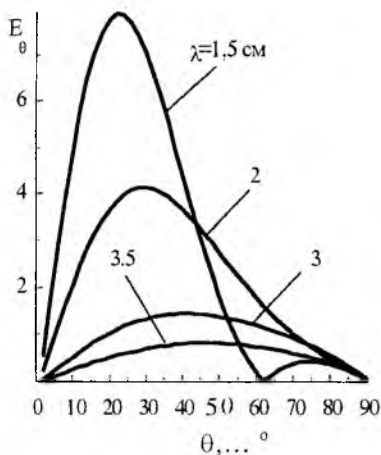


Рис. 2

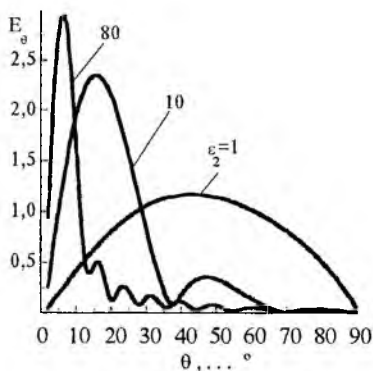


Рис. 3

На рис. 3 отражены ДН для E_θ -компоненты поля ($u = 10, \lambda = 3,2$ см) при различных диэлектрических проницаемостях облучаемой среды ϵ_2 . Видно, что с ростом ϵ_2 максимум излучения сдвигается в сторону оси волновода, ширина лепестка уменьшается. Так, при $\lambda = 1$ см $\Delta\theta = 30^\circ, 5^\circ, 2^\circ$ при ϵ_2 , равных 1, 10, 80 соответственно. Исследование влияния ϵ_2 на характеристики излучения при различных плотностях намотки спирали показало, что при $u > 5$ по-

ляризация излучения линейна, а при $u = 1$ остается эллиптической при любых значениях ϵ_2 .

Эксперименты проводились с отрезком круглого волновода диаметром 3 см, возбужденного со стороны короткозамкнутого конца штырем от коаксиальной линии. В горце волновода устанавливались спирали, изготовленные методом фотолитографии на стеклотекстолитовых подложках толщиной 1 мм диаметром 3 см. По периметру спиралей наклеивались поглощающие кольца шириной 3 мм. Волна E_{01} хорошо возбуждалась в диапазоне 3,8...2,5 см. Снимались ДН открытого конца волновода и волновода со спиралью в торце. На рис. 1, б представлены зависимости E_θ - и E_φ -компонент полей в относительных единицах от угла наблюдения θ для $\lambda = 3,2$ см и различных значений параметра намотки u . Сплошными линиями обозначены E_θ -компоненты, пунктирными — E_φ -компоненты полей, штрихпунктирная линия соответствует волноводу без спирали. Из рис. 3 следует, что максимум излучения и ширина ДН не изменяются с ростом u , а амплитуда немного нарастает. При $u = 1$ обнаружена эллиптическая поляризация поля, при $u > 1$ поляризация практически линейна.

Эксперименты на длине волны $\lambda = 2,7$ см дали небольшое смещение максимума излучения к оси системы и небольшое сужение ширины ДН, что согласуется с нашими расчетами и результатами, приведенными в [3]. Таким образом, показано, что введение спирали в торец круглого волновода не изменяет характеристики излучения волны E_{01} при больших плотностях намотки спирали u , а при малых u излучение становится эллиптическим. Влияние диэлектрической проницаемости облучаемой среды сводится к сужению ширины ДН и смещению максимума излучения к оси системы по мере роста ϵ_2 . При малых $u = 1$ поляризация излучения оказывается эллиптической при любых значениях ϵ_2 .

Список литературы: 1. Силин Р.А., Сазонов В.П. Замедляющие системы. М.: Сов. радио, 1966. 632 с. 2. Вайнштейн Л.А. Теория дифракции и метод факторизации. М.: Сов. радио, 1966. 432 с. 3. *Справочник по волноводам* / Пер. с англ. под ред. Я. Н. Фельда. М.: Сов. радио, 1952. 432 с.

Харьковский государственный университет

Поступила в редколлегию 22.05.97

В.Г. КРЫЖАНОВСКИЙ, канд. физ.- мат. наук,

Ю.В. РАССОХИНА

ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЬ ТИПОВ ВОЛН НА БАЗЕ Т-СОЕДИНЕНИЯ ПРЯМОУГОЛЬНЫХ ВОЛНОВОДОВ В Е - ПЛОСКОСТИ

Т-соединение волноводов широко используется в технике СВЧ как элемент связи в различных электродинамических системах. В работе [1] рассмотрена задача дифракции электромагнитных волн на Е-плоскостном Т-соединении волноводов сложного сечения. В продолжение [1] в настоящей работе рассмотрена возможность применения Т-соединения в качестве преобразователя типов волн.

Анализируемая структура (рис. 1) является Т-соединением волноводов прямоугольного и квадратного сечений (по сложившейся традиции волноводы именовются далее прямоугольным и квадратным). Одно плечо квадратного волновода закорочено, а другое соосно состыковано с цилиндрическим волноводом (плоскопоперечный стык). Длина закороченного участка равна l_1 , а длина выходного плеча квадратного волновода I — l_2 . Нумерация плеч и обозначения основных геометрических параметров ясны из рис. 1. Практический интерес представляет трансформация волны типа H_{10} прямоугольного волновода в волну типа E_{01} цилиндрического волновода. В данной структуре имеет место такая последовательность преобразования волн: волна H_{10} волновода III трансформируется в волны типов E_{11} и H_{11} квадратного волновода, для чего длина l_1 закороченного участка плеча II должна быть равна $\lambda_{E_{11}}/4$. Затем на плоскопоперечном стыке волны E_{11} и H_{11} преобразуются в волну типа E_{01} цилиндрического волновода, поперечное сечение которого вписано в сечение квадратного волновода.

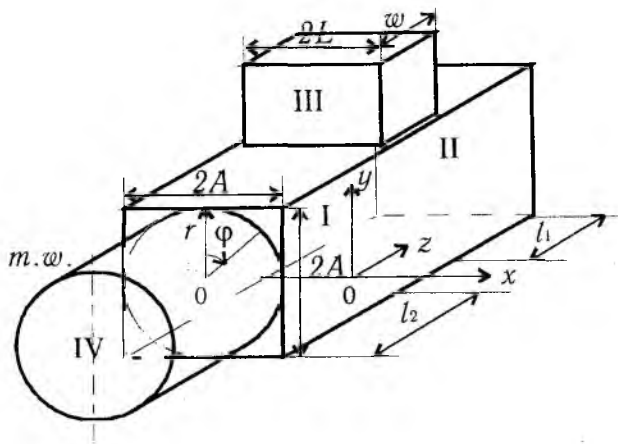


Рис. 1

Согласно принципу декомпозиции задача разбивается на две промежуточные: о рассеянии электромагнитных волн на Т-соединении и о рассеянии на плоскопоперечном стыке волноводов различного сечения. Решение первой из них на основе понятия обобщенной матрицы рассеяния (ОМР) подробно изложено в [1], остается только получить систему линейных алгебраических уравнений (СЛАУ) для случая короткозамкнутого плеча. Общее решение второй задачи по проекционной схеме также известно [3].

СЛАУ (4) из [1] при условии короткого замыкания в плече II приводится к виду

$$\begin{cases} U^- R^I - (L_1 Q_w - Q_0) V^{III} = U^+ V^I + (L_1 Q_w - Q_0) R^{III}; \\ -(F_w L_1 - F_0) R^I + (U - W - F_w L_2 Q_w) V^{III} = \\ = (F_w L_1 - F_0) V^I + (U + W + F_w L_2 Q_w) R^{III}. \end{cases} \quad (1)$$

Здесь использованы обозначения, принятые в [1], и

$$U^{\pm} = U \pm \text{diag} \left\{ j \cdot \text{ctg} k_z^I (w + l_1) \right\};$$

$$L_1 = \text{diag} \left\{ \frac{\sin k_z^I l_1}{\sin k_z^I (w + l_1)} \right\}; \quad L_2 = j \cdot \text{diag} \left\{ \left(\text{ctg} k_z^I w + \text{ctg} k_z^I l_1 \right)^{-1} \right\}.$$

В силу взаимности устройства $F_{0(w)} = Q_{0(w)}^T$. Разрешая СЛАУ (1) относительно неизвестных амплитуд рассеянного поля, получаем ОМР S_{2S} Т-соединения с закороченным плечом в виде матрицы рассеяния четырехполосника:

$$\begin{bmatrix} (R^I) \\ (V^{III}) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{2S11} & S_{2S12} \\ S_{2S21} & S_{2S22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} (V^I) \\ (R^{III}) \end{bmatrix} \quad (2)$$

Ввиду ограниченности объема статьи здесь не представлен явный вид элементов матрицы рассеяния.

Рассмотрим плоскопоперечный стык квадратного и цилиндрического волноводов. Решение задачи по проекционной схеме приводит к необходимости расчета элементов частотно-независимой J -матрицы связи между различными типами волн на стыке [3]. Как известно, волны цилиндрического волновода имеют две независимые ортогональные ориентации. Поскольку структура симметрична относительно плоскости $x = 0$ ("магнитная стенка"), удобно выбрать в полярных координатах (r, φ) начало отсчета вдоль оси y и отсчитывать угол φ по часовой стрелке, т.е. принять $x = r \sin \varphi$, $y = r \cos \varphi + A$ (см. рис. 1). В такой системе координат с учетом симметрии задачи азимутальная ориентация волн цилиндрического волновода однозначна: $\sin m\varphi$ для Н-волн и $\cos m\varphi$.

Интегралы в выражениях для элементов J -матрицы [3] вычисляются аналитически и имеют такой вид:

$$(J_{HH})_{pq} = \left[\cos(m\psi + \pi k / 2) - (-1)^m \cos(m\psi - \pi k / 2) \right] \times \\ \times C_{Hp}^I C_{Hq}^{IV}(\pi/2) \int_0^A J_m(k_{cH}^I r) J_m(k_{cH}^{IV} r / A) \cdot r \cdot dr;$$

$$(J_{EH})_{pq} = \left[\sin(m\psi + \pi k / 2) + (-1)^m \sin(m\psi - \pi k / 2) \right] \times \\ \times C_{Ep}^I C_{Hq}^{IV} (\pi/2) \int_0^A J_m(k_{cE}^I r) J_m(k_{cH}^{IV} r/A) \cdot r \cdot dr; \quad (3)$$

$$(J_{EE})_{pq} = \left[\sin(m\psi + \pi k / 2) + (-1)^m \sin(m\psi - \pi k / 2) \right] \times \\ \times C_{Ep}^I C_{Eq}^{IV} (\pi/2) \int_0^A J_m(k_{cE}^I r) J_m(k_{cE}^{IV} r/A) \cdot r \cdot dr,$$

где $C_{H(E)}^I, C_{H(E)}^{IV}$ — нормировочные постоянные при собственных функциях квадратного и цилиндрического волноводов соответственно и

$$k_{cH(E)}^I = (\pi/2A) \sqrt{(2n-1)^2 + k^2}, \quad n = 1, 2, 3, \dots, \quad k = 0(1), 2, 3, \dots; \\ \psi = \arctg(k/(2n-1)).$$

Здесь $k_c^{i(IV)}$ — критические числа волноводов; n, k — целые числа, определяющие критические числа квадратного волновода I. Интегралы от функций Бесселя вычисляются по известной формуле:

$$\int_0^1 J_m(\alpha x) J_m(\beta x) \cdot x dx = \frac{\alpha J_m(\beta) J_{m+1}(\alpha) - \beta J_m(\alpha) J_{m+1}(\beta)}{\alpha^2 - \beta^2}.$$

В результате формируем ОМР S_{IS} плоскопоперечного стыка волноводов также в виде четырехполосника:

$$\begin{bmatrix} (V^I) \\ (R^{IV}) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{IS11} & S_{IS12} \\ S_{IS21} & S_{IS22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} (R^I) \\ (V^{IV}) \end{bmatrix}. \quad (4)$$

Объединяя полученные матрицы рассеяния (2) и (4) по формулам каскадного соединения четырехполосников с учетом набега фаз на участке оси z длиной l_2 , получаем ОМР S_S всей структуры. Как и в [1] решения бесконечных СЛАУ могут быть аппроксимированы решениями конечных (редуцированных) СЛАУ. Наличие участка длиной l_2

обеспечивает экспоненциальный характер сходимости коэффициентов разложения (искомых комплексных амплитуд волн).

Численные расчеты выполнены с помощью алгоритмов, описанных в [1; 3], в диапазоне частот $k = \omega/c = 2,5 \dots 4$ (в безразмерных единицах, за единицу принят параметр A). При расчетах учитывалось 16 волн Н-типа и 12 волн Е-типа. Результаты отражены на рис. 2 - 4, где $|S_{12}|_H$ — коэффициенты преобразования волны типа H_{10} волновода III в различные типы распространяющихся волн квадратного или цилиндрического волновода; $|S_{22}|$ — коэффициент отражения.

Как показано в [4], короткое замыкание одного из плеч Т-соединения волноводов приводит к тому, что его частотные характеристики имеют волнообразный характер, причем число колебаний в заданном диапазоне определяется числом полуволн, укладывающихся на длине полуоткрытого резонатора. На рис. 2 показаны характеристики рассеяния Т-соединения прямоугольного волновода с квадратным при $L = w = 1$, $l_1 = \lambda_{E_{11}}/4$ на частоте $r_{cp} = 3,25$, которые согласуются с данными работы [4]. Амплитуда осцилляций зависит от параметра w : чем он больше, тем шире амплитуда колебаний характеристик рассеяния структуры. При $w < 1$ невозможно хотя бы в узкой полосе частот обеспечить низкий уровень КСВН, а при $w > 1,2$ выполняются условия распространения для волн H_{11} и E_{11} прямоугольного волновода. Поэтому высота последнего должна быть в пределах $1 < w < 1,2$. Из рис. 2 следует также, что частотные характеристики волн типа H_{11} , E_{11} квадратного волновода коррелируют, что объясняется равенством их постоянных распространения, причем коэффициент преобразования в волну типа E_{11} выше, чем в волну H_{11} . Видно, что в рассматриваемом диапазоне существуют области высокого коэффициента преобразования как в волну типа H_{10} , так и в волны H_{11} и E_{11} квадратного волновода.

На рис. 3 - 4 изображены характеристики рассеяния всей структуры, включая стык с цилиндрическим волноводом. Частотные характеристики на рис. 3 соответствуют устройству с геометрическими параметрами $L = w = 1$, $l_1 = l_2 = \lambda_{E_{11}}/4$ на частоте $r_{cp} = 3,25$. Из приведенных на рис. 3 данных следует, что в рассматриваемой полосе частот есть области высокого (более 0,8) коэффициента преобразования как в волну типа H_{11} , так и в волну E_{01} цилиндрического волновода. Частотные характеристики на рис. 4 отвечают устройству с параметрами $L = 1$, $w = 1,2$, $l_1 = \lambda_{E_{11}}/4$, $l_2 = \lambda_{H_{10}}/4$ на частоте $r_{cp} = 3,25$. При этих параметрах коэффициент преобразования $|S_{12}|_{E_{01}}$ достигает 0,91.

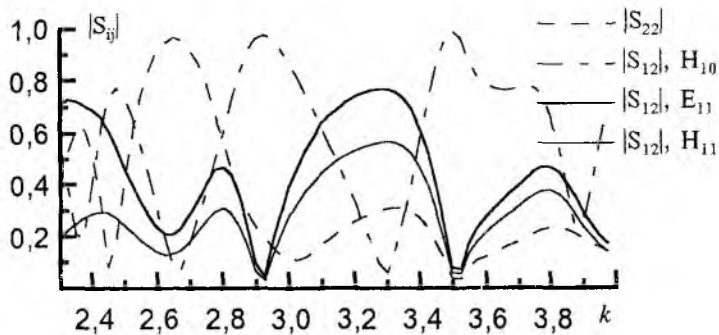


Рис. 2

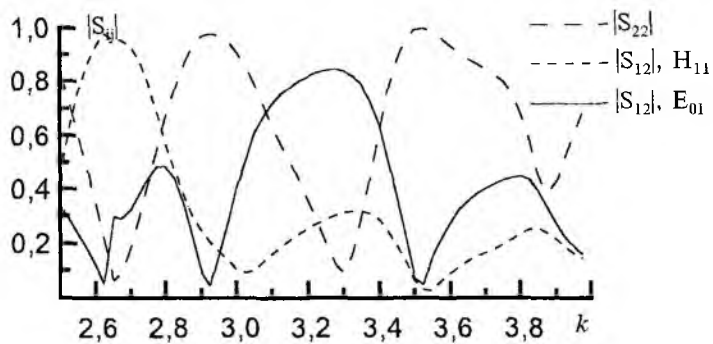


Рис. 3

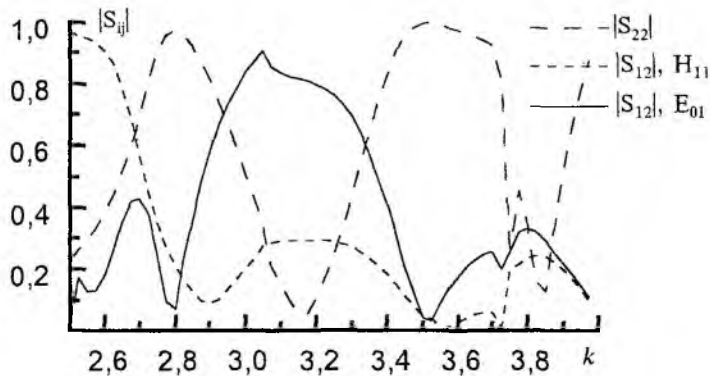


Рис. 4

Вычислительный эксперимент показал, что полностью подавить волну типа H_{11} (ее коэффициент передачи по модулю не превышает 0,3) и одновременно обеспечить низкий КСВН в широкой полосе частот в рамках данной структуры не удается. Полоса пропускания, определяемая по уровню $|S_{12}|_{E01} > 0,8$ и $|S_{22}| < 0,2$, для рис. 3 составляет 2 %, для рис. 4 - 3 %. Таким образом, рассматриваемый преобразователь типов волн обеспечивает необходимые характеристики передачи в довольно узкой полосе частот.

В заключение отметим, что результаты могут быть использованы для расчета более сложных конструкций и узлов на базе Т-соединений или плоскопоперечных стыков квадратного и цилиндрического волноводов. Полученные ОМР на неоднородностях позволяют учесть взаимодействие по высшим типам волн как в одномодовом, так и в многомодовом режимах.

Список литературы. 1. Крыжановский В.Г., Рассохина Ю.В. Анализ Т-соединения П-волновода с прямоугольным в Е-плоскости // Радиотехника. 1997. Вып. 101. С. 121-131. 2. Миттра Р., Ли С. Аналитические методы теории волноводов: Пер. с англ. М.: Мир, 1974. 323 с. 3. Bornemann J., Arndt F. Modal-S-matrix design of optimum stepped and finned waveguide transformer // IEEE Trans. MTT. 1986. V. 34, N 3. P. 321 - 327. 4. Пятак Н.И., Кулаков О.В., Мизерник В.Н. Дифракция волны H_{10} на диэлектрическом резонаторе в Т-образном разветвлении прямоугольных волноводов // Изв. вузов. Радиоэлектроника. 1995. Т. 38, № 9. С. 12 - 20.

Донецкий государственный университет

Поступила в редколлегию 05.06.97

*Б.В. ДЗЮНДЗЮК, д-р техн. наук,
И.В. НАУМЕЙКО, канд. техн. наук, П.Н. МАСЛОВ*

К РАСЧЕТУ ИЗЛУЧЕНИЙ НА СТЫКАХ НЕОДНОРОДНЫХ МНОГОМОДОВЫХ НАПРАВЛЯЮЩИХ СИСТЕМ

Работа посвящена расчету параметров СВЧ-излучений в точке сочленения двух неоднородных высокочастотных многомодовых направляющих систем. Исследование проводилось для многопроводной кабельной линии с взаимными влияниями, которая, как известно [1] является многомодовой. Однако результаты могут быть распространены без существенных изменений на другие направляющие системы описываемые в первом приближении телеграфной моделью [1], например коаксиальные и полосковые линии. Полученные формулы справедливы также для любых линейных направляющих систем, в частности для волноводов различных типов, допускающих построение передаточных матриц каким-либо способом.

Предполагается, что электромагнитные параметры и их распределение вдоль каждого из кабелей известны, и в точке стыка x_1 они не совпадают. Излучение электромагнитных волн в точке x_1 для таких высокочастотных кабелей зависит от рассогласования параметров электрогерметичности стыка и может быть весьма значительно [2]. Его не удастся выразить теоретически в рамках телеграфной модели. Непосредственное измерение параметров излучения также затруднительно, поскольку диаграмма направленности стыка как излучатель зависит от многих факторов и заранее не известна.

Нами решена задача определения мощности излучения каждой моды по результатам измерения тестовых сигналов на входе кабельной линии при условии, что передаточные матрицы [3] K_1 и K_2 обеих частей состыкованной линии вычислены заранее решением соответствующей системы телеграфных уравнений. Отметим, что если фундаментальная система точных или приближенных решений $\{X_i\}$ телеграфной системы известна (подробнее о методах решения см. работу [4], обозначения и терминология которой здесь сохранены), то передаточная матрица определяется следующим образом:

$$K = X(x)X^{-1}(0), \quad (1)$$

где $X(x)$ — матрица фундаментальных решений систем телеграфных уравнений, составленная из них как из столбцов. Решение системы телеграфных уравнений необходимо, поскольку для высоких частот матрица K не может быть определена достаточно точно по результатам предварительных измерений сигналов на входе и выходе каждого из отрезков кабеля, так как при этом проявляется краевой эффект, аналогичный по физической природе эффекту излучения на стыке. Если же измерительные приборы согласованы с кабелем по входному сопротивлению: $Z_{вх\text{ ол}} = Z_{н\text{ азр}}$ (методика описана в [5]), то излучением можно пренебречь. Но в n -проводной линии может существовать не более чем n линейно независимых векторов входа, что недостаточно для определения из выражения (1) передаточной матрицы размера $2n \times 2n$ посредством измерений на входе и выходе.

Исходя из перечисленных выше исходных положений, предлагается следующий метод оценки излучений для каждой моды в точке X_1 стыка высокочастотных многопроводных кабелей.

На вход линии подается n линейно независимых векторов высокочастотных синусоидальных кабелей напряжения. Время τ , по прошествии которого процесс считается установившимся, можно определить экспериментально. Напряжения и силы токов на входе и выходе измеряются согласованными с линией приборами. Используя передаточные матрицы, запишем

$$X_1 = K_1 X_0; \quad X_2 = K_2 (X_1 - P), \quad (2)$$

где X_0, X_1, X_2 — матрицы размера $2n \times 2n$ комплексов напряжений и сил токов, измеренных на входе и выходе первого участка и на выходе всей линии; P — матрица той же структуры, определяющая напряжения и силы токов, за счет которых произошло излучение, а также возможные другие эффекты, не учтенные моделью.

Из (2) получим

$$P = K_1 X_0 - K_2^{-1} X_2. \quad (3)$$

Введем обозначения:

$U_p, I_p; U_0, I_0; U_2, I_2$ — верхние и нижние квадратные блоки матриц P, X_0 и X_2 соответственно;

$Y^* = (U_0; I_0; U_2; I_2)^*$; K_{1j}, K_{2j} ($j = 1, 2, 3, 4$) — квадратные блоки матриц K_1, K_2 ;

* — символ сопряжения.

Действующая мощность излучения определяется матрицей размера $n \times n$

$$P_0 = 1/2 * \operatorname{Re} U_p^* I_p, \quad (4)$$

которая близка к диагональной, если излучения за счет взаимных влияний малы.

При этом

$$U_p = (K_{11}; K_{12}; -K_{21}; -K_{22})Y; \quad I_p = (K_{13}; K_{14}; -K_{23}; -K_{24})Y.$$

Отсюда

$$U_p^* I_p = Y^* \Pi Y, \quad (5)$$

где

$$\Pi = (K_{11}; K_{12}; -K_{21}; -K_{22})^* (K_{13}; K_{14}; -K_{23}; -K_{24}). \quad (6)$$

Матрица Π , определяющая квадратичные формы в (5), не обязательно эрмитова. Отметим, что, как следует из (6), матрица Π характеризует отрезки линий и не зависит от поданного сигнала. С ее помощью, зная векторы напряжений и сил токов на входе и выходе X_0 и X_2 , найдем по формуле (4) мощность излучения на стыке кабелей.

Однако гораздо удобнее было бы получить эту величину в зависимости только от входного сигнала X_0 . Сделать это непосредственно, определив “передаточную размера $2n \times 2n$ матрицу по излучению” K_p из матричного уравнения

$$P = K_p X_1, \quad (7)$$

невозможно, поскольку матрица прямоугольная, размера $2n \times n$. Доопределить ее можно, добавив к матрицам P и X_1 недостающие n

столбцов. Однако тогда необходимо рассогласовать выход систем, так как только в этом случае к матрице входов X_0 можно добавить еще n линейно независимых столбцов. Чем сильнее реальная матрица X_1 отличается от вырожденной, тем это рассогласование должно быть большим, а вместе с ним растет и излучение на конце линий, которое исказит измерения X_2 . Для решения данной задачи воспользуемся тем, что нижние n компонентов столбцов матрицы X_1 , т.е. силы токов, определяются ее верхними n компонентами — напряжениями и режимом на конце линии $Z_{\text{нагр}}$.

При этом матрица K_p может быть представлена в блочно-диагональном виде. Тогда система (7) распадается на две независимые:

$$U_p = K_{pi} U_1; \quad I_p = K_{pi} I_1, \quad (8)$$

причем каждая из них однозначно разрешима.

Матрицы K_{pi} , K_{pi} размера $n \times n$ назовем матричными коэффициентами излучения по напряжению и силе тока.

Из формул (2) и (8) получим:

$$K_{pi} = U_p U_1^{-1} = U_p (K_{11} U_0 + K_{12} I_0)^{-1}; \quad (9)$$

$$K_{pi} = I_p I_1^{-1} = I_p (K_{13} U_0 + K_{14} I_0)^{-1}.$$

Таким образом, предлагаемая методика сводится к следующему:

1. На вход n -проводной системы последовательно подаются векторы высокочастотного напряжения $\vec{U}^{(i)} = \{\delta_{ij}\}_{j=1}^n$. Здесь $\delta_{ij} = 1$, если $i = j$, и $\delta_{ij} = 0$, если $i \neq j$. Векторы X_0 и X_2 регистрируются, и из них как из столбцов составляются матрицы X_0 и X_2 .

2. Из (3) вычисляются матрицы U_p и I_p .

3. Из (4) отыскиваются (если необходимо) P_{ji} -элементы матрицы P_0 — мощности излучения каждой i -й моды в каждой j -й цепи.

4. Определив с помощью формул (9) один раз матрицу K_p по результатам измерений на входе и выходе, можно для любого входного вектора X_0 найти мощность излучения на стыке по формулам

$$\begin{bmatrix} \vec{U}_p \\ \vec{I}_p \end{bmatrix} = K_p K_1 \vec{X}_0; \quad P = 1/2 * \text{Re}(\vec{U}_p \vec{I}_p).$$

Список литературы: 1. *Schelkunoff S.A.* Conversion of Maxwell's Equations into Generalized Telegraphist's Equations // B.S.T.J. 1955. N 5. P. 995 - 1010. 2. *Литвиненко О.Н., Сошников В.И.* Теория неоднородных линий и их применение в радиотехнике. М.: Сов. радио 1964. 536 с. 3. *Зелях Э.В.* Основы общей теории линейных электрических схем. М.: Изд-во АН СССР, 1951. 335 с. 4. *Дикарев В.А.* Волны в многопроводных системах с распределенными параметрами // Радиотехника и электрон. 1975. Т. XX, № 12. С. 2618 - 2621 5. *Дикарев В.А., Мельников А.Ф., Наумейко И.В.* Вопросы преобразования сигналов и согласования вычислительных систем с помощью кабельных каналов связи // Электронное математическое моделирование и оптимизация процессов. К., 1976. С. 98 - 104.

Харьковский государственный технический университет радиотехники

Поступила в редколлегию 25.04.97

Ю.Е. ГОРДИЕНКО, д-р физ.-мат. наук,

Б.Г. БОРОДИН, канд. техн. наук, В.И. СМУГЛИЙ

СВЧ-ФОТОМОДУЛЯЦИОННЫЙ МЕТОД ИССЛЕДОВАНИЯ РЕКОМБИНАЦИОННЫХ ПРОЦЕССОВ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Безэлектродная диагностика полупроводников, основанная на применении техники СВЧ, характеризуется рядом достоинств, включая применимость без специализации для любых полупроводниковых материалов, широкий диапазон допустимых значений удельного сопротивления, отсутствие жестких требований к геометрии образцов и др. Однако в этой области имеются и специфичные проблемы, к числу которых следует отнести: соответствие качественных и количественных оценок, получаемых при безэлектродном исследовании явлений переноса на СВЧ, их низкочастотной природе; корректность интерпретации СВЧ-сигналов в терминах кинетических параметров материала; возможность организации исследований с высокой локальностью и т.п. Несмотря на значительное количество работ по развитию техники безэлектродного измерения времени жизни носителей в полупроводниках [1-4], пока отсутствует количественная оценка адекватности кинетики СВЧ-сигнала фотопроводимости соответствующей кинетике концентрации фотогенерированных носителей. Не осуществлена метрологическая оптимизация метода и систематизация требований к СВЧ-измерительному преобразователю в соответствии с основными задачами диагностики рекомбинационных процессов. Нами проводится решение этих задач.

Наиболее распространенным приемом создания неравновесной концентрации носителей заряда в полупроводниках для исследования рекомбинационных процессов является их фотогенерация с последующей регистрацией сигналов фотопроводимости. При этом весьма часто применяются как волноводные [3; 4], так и резонаторные [1; 2; 5] (РИП) измерительные преобразователи. Последние отличаются более высокой чувствительностью. Однако, в обоих случаях необходимо обратить внимание на то об-

стоятельство, что при СВЧ-смещении фотопроводимость материала может порождать две разновидности сигналов в СВЧ-трактах. Одна связана с поглощением СВЧ-энергии фотоносителями, другая — с их влиянием на фазовые соотношения. Например, в РИП фотопроводимость материала вызывает изменение добротности резонатора и изменение его резонансной частоты. В общем случае (в том числе и для высокоомных полупроводников) при однородной фотогенерации носителей по объему образца необходимо исходить из следующих выражений для названных сигналов:

$$\frac{\Delta Q_{\phi}}{Q_1} = Q_1 \frac{\sigma_1}{\omega_1 \varepsilon_0} \eta \left(\frac{\Delta \sigma_{\phi}}{\sigma_1} \right) + K \Delta \eta_{\phi}; \quad (1)$$

$$\left(\frac{\Delta \omega_{\phi}}{\omega_1} \right) = \Delta \varepsilon_{\phi} \eta + (\varepsilon_1 - 1) \Delta \eta_{\phi}, \quad (2)$$

где Q_1 — добротность РИП с образцом; σ_1, ε_1 — удельная электропроводность и относительная диэлектрическая проницаемость образца; ω_1 — рабочая резонансная частота РИП с образцом; $\Delta \sigma_{\phi} / \sigma_1$ — относительная фотопроводимость материала;

$$\eta = \frac{\int_{V_1} E_1^2 dV}{\int_{V_0} E_0^2 dV} \text{ — коэффициент заполнения поля резонатора образцом.}$$

Величины с индексом “ф” характеризуют модуляцию соответствующих параметров фотопроводимостью образца. А индексы “1” и “0” соответственно относятся к образцу и основной части резонатора. В приведенных выражениях, в частности, учтена и модуляция коэффициента заполнения поля. В простейшей проходной [5] схеме выделения сигнала фотопроводимости полупроводников при СВЧ-смещении сигнал на выходе СВЧ-детектора фор-

мируется обеими составляющими. Причем в зависимости от исходной настройки РИП фоторасстройка ($\Delta\omega_\phi/\omega_1$) будет на выходе СВЧ-детектора давать синфазный или противофазный по отношению к ($\Delta Q_\phi/Q_1$) сигнал. Детальные количественные исследования позволяют определить оптимальные условия суммирования этих сигналов.

Кинетика сигнала фотопроводимости при СВЧ-смещении соответствует кинетике концентрации фотогенерированных носителей при условии ($\Delta\sigma_\phi/\sigma_1$) $\ll 1$. Однако в ряде экспериментальных исследований это условие не обеспечивается. Например, при температурных исследованиях высокоомных полупроводников, когда σ_1 сильно изменяется с температурой, а $\Delta\sigma_\phi$ фиксирована постоянством источника освещения; при исследовании неоднородно легированных полупроводников; при необходимости исследования рекомбинационных процессов в условиях сильного фотовозбуждения. Для случаев невыполнения этого условия необходимо отдельно оценивать для данной техники СВЧ-регистрации фотопроводимости соответствие сигналов кинетике концентрации фотовозбужденных носителей.

Экспериментальные исследования свидетельствуют о том, что форма сигнала кинетики фотопроводимости в указанных случаях может существенно отличаться от общеизвестной, как для волноводных, так и для резонаторных ИП (см. вставной фрагмент рис. 1). При этом их традиционное использование для исследования рекомбинационных процессов теряет смысл и возникает вопрос об адекватности исследований на СВЧ обычной низкочастотной методике. На существование такого несоответствия при применении измерительных преобразователей волноводного типа уже указывалось в работах [3; 4]. Однако в полной мере эта проблема ранее не обсуждалась, и отсутствуют рекомендации по ее решению. Поэтому воспользуемся более общими, чем (1), (2), соотношениями для анализа реакции РИП.

Ранее было показано [6], что РИП на основе регулярных СВЧ-резонаторов с идеальным заполнением поперечного сечения образцом с высокой точностью описывается уравнениями вида

$$i\hbar\gamma_{1z_1} = Y_{12} \frac{i\hbar\gamma_2 h_2 + Y_{21} i\hbar\gamma_1 H}{1 + Y_{21} i\hbar\gamma_2 h_2 i\hbar\gamma_1 H} \quad (3)$$

Здесь величины с индексами "1" и "2" относятся к незаполненной и заполненной образцом областям резонатора соответственно; $\gamma_m = \alpha_m + j\beta_m$ — комплексная постоянная распространения в соответствующих областях резонатора для рабочего вида колебаний; h_2 — толщина образца; H, z_1 — расстояние, характеризующие положение образца в резонаторе; $Y_{mn} = \gamma_m / \gamma_n$.

Уравнения такого вида численно решаются относительно Q_1 и ω_1 (т. е. добротности и резонансной частоты) и позволяют исследовать влияние фотопроводимости образца на эти параметры резонатора. Аналогичные уравнения можно представить для измерительных преобразователей волноводного типа при идеальном заполнении поперечного сечения образцом. В связи с их математическим подобием и общностью физических процессов выводы из численных исследований РИП можно в качественном представлении распространить и на волноводные ИП.

Численное определение сигналов фотопроводимости $\Delta Q_\phi / Q_1$ и $\Delta \omega_\phi / \omega_1$ из уравнений типа (3) осуществимо только в предположении однородного распределения фотогенерированных носителей по толщине образца (слабое фотопоглощение). При сильном поглощении возбуждающего излучения распределение фотопроводимости неоднородно, и соответствующие исследования необходимо проводить, пользуясь системами уравнений [6], вытекающих из условного разделения образца по толщине на однородно возбуждаемые области.

На рис. 1 представлена та часть результатов численного исследования, которая в наибольшей степени иллюстрирует обсуждаемый аспект. Из них видно, что для высокоомных образцов ($tg\delta_1 \ll 1$) эти сигналы сильно зависят от степени включения образца в поле резонатора, которое в данном случае характеризуется величиной $\beta_1 H$. В отличие от обычно принятых простых оценок их зависимости имеют разные уровни максимальных значений для различных $tg\delta_1$ и $\beta_1 h_2$, и наблюдается смена знака обоих сигналов. Такие результаты вполне объясняются влиянием электропроводности полупроводникового образца на распределение поля в СВЧ-резонаторе и четко подтверждаются экспериментальными данными.

В рассматриваемом аспекте следует обратить внимание на близости областей максимума сигналов $\Delta Q_\phi / Q_1$ и $\Delta \omega_\phi / \omega_1$ по значению $\beta_1 H$

Практически это означает, что при настройке РИП по максимуму сигнала фотопроводимости на выходе СВЧ-детектора можно наблюдать различные варианты суперпозиции указанных составляющих.

Для высокой адекватности исследований необходимо настраивать РИП на значения $\beta_1 H$, для которых указанные составляющие дают синфазные сигналы с СВЧ-детектора. Чтобы уяснить причину искажения формы кинетики сигнала фотопроводимости для высокоомных образцов, следует учесть, что для таких образцов стационарное значение фотопроводимости может существенно превышать равновесную электропроводность. Поэтому при переключении фотовозбуждения в форме сигнала может проявляться смена знака одной или обеих составляющих. Результирующий сигнал на выходе СВЧ-детектора при этом отличается характерными "выбросами" на фронте и срезе импульса кинетики (см. вставной фрагмент рис. 1).

Уравнения типа (3) позволяют достаточно точно описывать РИП на основе регулярных волноводов (прямоугольных, цилиндрических, коаксиальных) или соответствующих измерительных преобразователей волноводного типа с расположением образца на открытом торце и короткозамыкающей пластиной снаружи [3;4]. Для описания РИП емкостного типа с коаксиальной геометрией измерительной апертуры [1] обычно используют вычисление комплексной емкости, вносимой в резонатор полупроводниковым образцом, по формуле [7]

$$\tilde{c} = \frac{2\pi\epsilon_0 R_2}{\ln \frac{R_2}{R_1}} \int_0^{\infty} \frac{J_0(\chi R_1) - J_0(\chi R_2)}{\chi} J_1(\chi R_1) (i h \gamma_{1z_1})^{-1} d\chi, \quad (4)$$

где R_2 — радиус измерительной апертуры связи РИП с образцом; R_1 — радиус емкостного штыря резонатора; J_0, J_1 — функции Бесселя соответствующего порядка.

Следует заметить, что качественные выводы из исследования таких РИП можно распространить и на другие варианты их геометрии, у которых ярко выражен квазистатический характер поля в области образца.

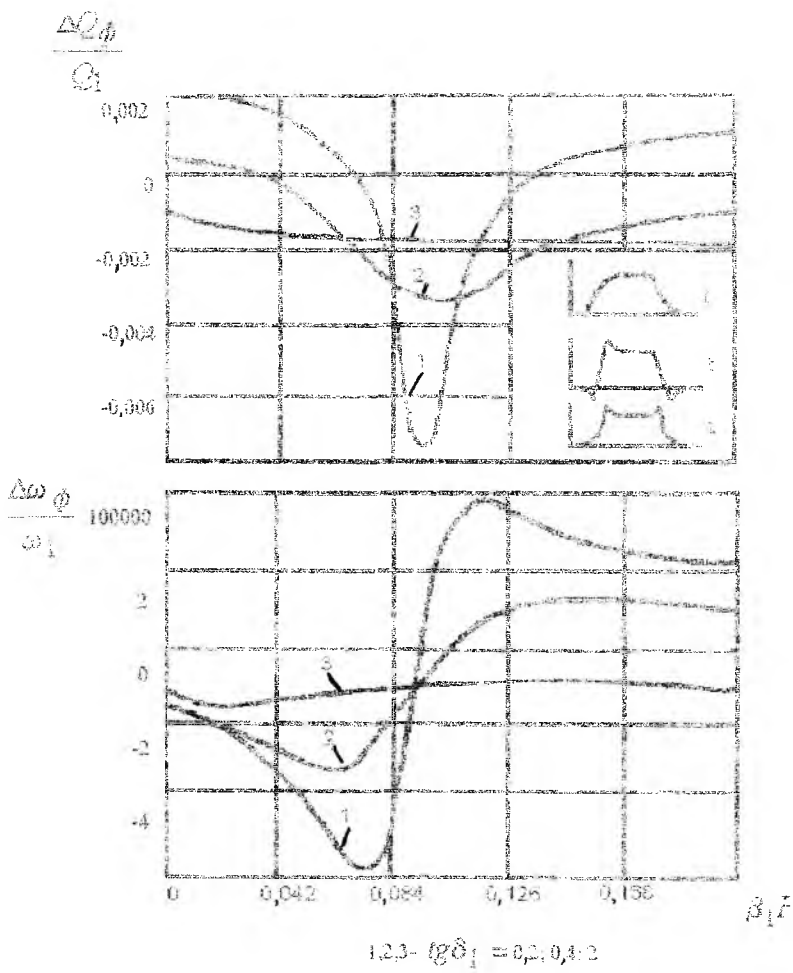


Рис. 1

Представленные на рис. 2 результаты численных исследований показывают, что и для ИП емкостного типа существуют области значений $tg\delta_1$ образцов, для которых наблюдается противоположный знак сигнала фотопроводимости. Сигналы фоторасстройки при этом не обнаруживают смену знака.

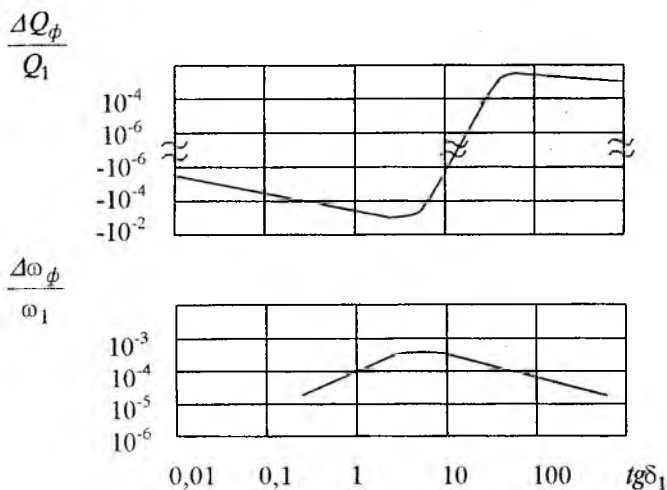


Рис. 2

Таким образом, чтобы обеспечить соответствие кинетики сигналов фотопроводимости при СВЧ-смещении кинетике фотогенерируемых носителей заряда, необходимо поддерживать низкий уровень фотовозбуждения в относительных единицах $\Delta\sigma_\phi/\sigma_1 < 10^{-4} \dots 10^{-3}$ либо соблюдать следующие условия: 1) рабочая частота РИП с волновым взаимодействием должна выбираться из условия $tg\delta_1 \ll 1$, а включение образца в его поле не должно превышать области начала резкого спада обоих сигналов с последующей сменой знака; 2) рабочая частота РИП с емкостным взаимодействием должна выбираться из условия $10 < tg\delta_1 \leq 0,1$, а при $tg\delta_1 > 10$ необходимо обеспечивать синфазность обоих сигналов с СВЧ-детектора. При их выполнении достигается соответствие временных соотношений в кинетике рекомбинационных процессов и сигналов фотопроводимости при СВЧ-

смещении. Соответствие количественных параметров сигналов и количественных соотношений должно устанавливаться в каждом конкретном случае отдельно из решения уравнений (3) или (4). Необходимость использовать более точную теорию РИП апертурного типа [8] возникнет, по видимому, только в случае проведения абсолютных измерений и невозможности экспериментальной калибровки по стандартным образцам.

К основным задачам диагностики рекомбинационных процессов в полупроводниках можно отнести: 1) измерение эффективного времени жизни $\tau_{эфф}$ неравновесных носителей в исходных материалах (слитки, пластины, эпитаксиальные структуры) в условиях, близких к условиям функционирования; 2) контроль состояния поверхности по скорости поверхностной рекомбинации; 3) исследование влияния различных факторов, включая уровень неравновесности, на объемное время жизни τ и скорость поверхностной рекомбинации S . Первые две задачи связаны непосредственно с практическими потребностями входного контроля в технологии, тогда как последняя носит наиболее общий характер и, соответственно, самая сложная.

Так как большинство полупроводниковых элементов и устройств функционируют в режимах, выходящих за условия малых возмущений, то в практическом отношении важны оценки τ и S при соответствующих уровнях неравновесности.

При измерении τ и S по кинетике спада фотопроводимости уровень фотовозбуждения определенным образом влияет на отсчет времени спада и "е" раз, что приводит к существенным погрешностям оценки $\tau_{эфф}$ при искажении сигнала кинетики эффектами СВЧ-способа его выделения.

Фазовый метод измерения $\tau_{эфф}$ [11] не ориентирован на уровень фотовозбуждения в отсчете измеряемой величины и, по-видимому, будет извращен от погрешностей, связанных с вхождением в высокие уровни, поскольку фазовые измерения обычно организуются по временному смещению характерных точек синусоиды. Для более полной по сравнению с приведенной в литературе оценки его возможностей проведем подробное рассмотрение основных соотношений.

Записываем одномерное уравнение непрерывности (например, для электронов) при условии гармонически модулированного фотовозмущения в виде

$$\frac{\partial \Delta n}{\partial t} = D \frac{\partial^2 \Delta n}{\partial x^2} - \frac{\Delta n}{\tau} + G_0 [1 - \exp(j\omega t)] \exp(-\alpha x), \quad (5)$$

где Δn — концентрация избыточных электронов; D — коэффициент диффузии; ω — частота модуляции потока излучения; α — коэффициент поглощения, используем следующие граничные условия для плоскопараллельного образца толщиной h_2 :

$$D \frac{\partial \Delta n}{\partial x} \Big|_{x=\pm h_2/2} = \pm S \Delta n(\pm h_2/2). \quad (6)$$

Ищем решение следующим образом: $\Delta n = \Delta n_0 + \Delta n_1 \exp(j\omega t)$, где первое слагаемое определяет величину постоянной составляющей в изменении концентрации и не влияет на величину фазового угла, а второе — переменную составляющую на частоте модуляции светового потока. Предполагая сохранение гармоничности модуляции фотопроводимости, ищем отдельно решение для переменной составляющей Δn_1 , которое здесь не приводится ввиду его громоздкости. Общее количество носителей в слое определяется выражением

$$N_1 = \int_{-h_2/2}^{h_2/2} \Delta n_1(x) dx = \frac{2G_0\tau_j}{1 - \alpha^2 D\tau_j} \left[\frac{\operatorname{sh}\left(\alpha \frac{h_2}{2}\right)}{\alpha} - \frac{L_j^2}{D} \operatorname{sh} \frac{h_2}{2L_j} \frac{\alpha D \operatorname{sh}\left(\alpha \frac{h_2}{2}\right) + S \operatorname{ch}\left(\alpha \frac{h_2}{2}\right)}{\operatorname{sh} \frac{h_2}{2L_j} + S_j \operatorname{ch} \frac{h_2}{2L_j}} \right]. \quad (7)$$

Здесь $\tau_j = \tau(1 + j\omega\tau)^{-1}$; $L_j = \sqrt{D\tau_j}$; $S_j = SL_j/D$; D — коэффициент диффузии.

Дополнительными исследованиями можно показать, что использованные приближения не вносят существенных систематических погрешностей для реальных уровней фотовозбуждения.

При условии слабого поглощения ($\alpha \rightarrow 0$) и $S = 0$, $L_j \ll 2A$ переменная составляющая фотогенерированных в объеме носителей представляется простым соотношением

$$\Delta N_1 = G_0 h_2 \tau_j, \quad (8)$$

из которого следует известный принцип фазового метода определения τ

$$\operatorname{tg} \phi = \omega \tau \Rightarrow \tau = \frac{1}{\omega} \operatorname{tg} \phi. \quad (9)$$

В общем случае фазовый сдвиг сигнала фотопроводимости относительно фотовозмущения определяется из выделения действительной и мнимой части уравнения (7) более сложным образом и требует применения численных методов.

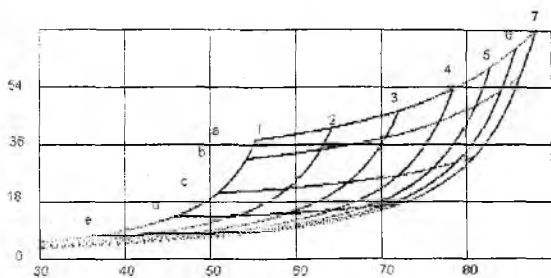
Из физических соображений, основанных на анализе подходов, применяемых при исследовании кинетики фотопроводимости для отдельных оценок τ и S , можно предложить соответствующую модификацию фазового метода. Для отдельного измерения τ и S целесообразно провести измерение фазового сдвига при различных значениях α (слабое и сильное поглощение) на двух частотах модуляции излучения. При этом рабочие частоты должны выбираться из условия обеспечения требуемых уровней сигналов для работы фазометра и реализуемых при предполагаемых значениях τ и S фазовых сдвигов, доступных для измерения с необходимой точностью.

В случае сильного поглощения для уменьшения вклада τ в эффективное время жизни рабочую частоту следует повышать для увеличения $\operatorname{tg} \phi$ из-за малости $\tau_{\text{эфф}}$. В случае слабого поглощения повышение рабочей частоты обеспечивает снижение доступа генерируемых в объеме носителей к поверхностям.

На рис. 3 представлен пример номограммы для такого отдельного контроля объемного времени жизни и скорости поверхностной рекомбинации в кремниевых пластинах фотомодуляционным фазовым методом, рассчитанной на основании уравнения (7). Здесь $h_2 = 1000$ мкм. Позициям 1-7 соответствуют $S = 0, 200, 500, 1000, 2000, 4000, 10000$ см/с; $a - e - \tau = 100, 50, 20, 10, 5$ мкс.

Измерения проведены при двух значениях частоты модуляции (5 кГц и 50 кГц) для случаев слабого ($\alpha = 10$ см⁻¹, $\lambda = 1,02$ мкм) и сильного поглощения ($\alpha = 1000$ см⁻¹, $\lambda = 0,69$ мкм) соответственно.

$\Psi, \dots \circ$
 ($f = 5 \text{ кГц}$;
 $\alpha = 10 \text{ см}^{-1}$)



($f = 50 \text{ кГц}$; $\alpha = 1000 \text{ см}^{-1}$).

Рис. 3

При выборе рабочих частот модуляции излучения учитывалась частотная зависимость амплитуды фотоответа, и в предлагаемых режимах двухпараметрового измерения уровень сигнала составляет не менее 10 % от его значения на низких частотах при соответствующих значениях α во всем диапазоне изменения S . Значения S и τ находятся с помощью номограмм при известной толщине пластины.

Экспериментальная проверка метода была проведена на образцах кремниевых пластин p -типа проводимости с различной точностью обработки поверхности. При этом использовались РИП на основе составного цилиндрического резонатора с H_{012} -видом колебаний и измерительная установка, подробно описанные в [2]. В качестве источников излучения применялись инжекционные диоды типов АЛ102В и АЛ107Б. Результаты исследований подтвердили возможность раздельного контроля S и τ описанным способом. Наибольшие сложности возникают при установке нулевого значения фазового сдвига. В описываемом эксперименте исходная калибровка была осуществлена с помощью малоинерционного вакуумного фотодиода. Погрешность измерения объемного времени жизни и скорости поверхностной рекомбинации не превысила $\pm 5 \%$.

Список литературы: 1. Измерение скорости поверхностной рекомбинации и времени жизни носителей заряда в полупроводниках бесконтактным СВЧ-резонаторным методом. / В.Б. Ахманов, Ю.В. Лисюк, Ю.В. Медведев, А.С. Петров // Изв. вузов. Сер. Физика. 1983. Т. 26, № 6. С. 79 - 84. 2. 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. 3. Surface and Volume Processes in Semiconductors Studied by Contactless Transient Photoconductivity Measurements / M. Kunst, G. Muller, R. Schmidt, H.

Wetzel // J. Appl. Phys. A. 1988. V. 46. P. 77 - 85. 4. *Non-destructive lifetime measurements in silicon wafers by microwave reflection* / J.M. Borrego, R.J. Gutman, N. Jensen, O. Par // Solid State Electronics. 1987. V. 30. N 2. P. 195 - 203. 5. *Соммерс Х.С., Гетчелл Е.К.* Деомдуляция широкополосных слабых оптических сигналов при помощи полупроводников. Ч. 2 // ТИИЭР. 1964. Т. 52, № 2. С. 150 - 159. 6. *Гордиенко Ю.Е.* Определение характеристик резонаторов со слоистым заполнением // Радиотехника. 1982. Вып. 60. С. 17 - 23. 7. *Резонаторный метод измерения удельного сопротивления и толщины эпитаксиальных пленок* / Г.Н. Данилин, М.В. Детинко, Ю.В. Медведев, А.Д. Свирякина // Электрон. техника. Сер. Электроника СВЧ. 1982. Вып. 6. С. 16 - 19. 8. *Резонаторные измерительные преобразователи в диагностике микроскопических структур* / *Гордиенко Ю.Е.* // Радиотехника. 1996. № 100. С. 253 - 260. 9. *A microwave photoconductance technique for non-destructive characterization of semiinsulating GaAs substrates.* GaAs II / H. Hasegawa, H. Ohno, S. Seki, M. Sawachi. // Symp.: IEEE Gallium Arsen. Integr. Cirenit Symp & Boston, Mass., 23 - 25 Oct., 1984. Techn. Dig., 1984. P. 41- 44. 10. *Non-destructive characterization of electrical uniformity in semiinsulating GaAs substrates by microwave photoconductance technique* / H. Hasegawa, H. Ohno, H. Shimizu, S. Seki // J. of Electronics Material. 1984. V. 13. N 6. P. 931 - 948. 11. *Павлов Л.П.* Методы измерения параметров полупроводниковых материалов. М.: Высш. шк., 1987. 239 с.

Харьковский государственный технический университет радиозлектроники

Поступила в редколлегию 18.04.97

ИССЛЕДОВАНИЕ СТАЦИОНАРНЫХ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ СОСТОЯНИЙ ЭКСИТОНОВ ВАНЬЕ — МОТТА В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ИНЖЕКЦИОННЫХ ЛАЗЕРАХ НА ОСНОВЕ КВАНТОВОРАЗМЕРНЫХ СТРУКТУР

Влияние экситонов на физические процессы, протекающие в полупроводниковых лазерах, достаточно подробно рассмотрено в работе [1]. Установлено, что экситонные переходы могут служить каналом для накачки; экситонное поглощение и поглощение света экситонами могут давать существенный вклад в потери; связывание носителей в экситоны может затруднить генерацию на переходах с участием свободных носителей; возможна лазерная генерация на экситонных переходах. Однако реализации идей, высказанных в [1], препятствовал ряд причин. К ним следует отнести несовершенство технологии изготовления полупроводниковых лазерных кристаллов, отсутствие глубоких теоретических и экспериментальных исследований экситонов в полупроводниках.

Благодаря развитию новейших технологических методов получения гетероструктур, квантоворазмерных структур и гетероструктур с квантоворазмерными слоями появилась возможность реализовать отрицательное поглощение, используя новые физические механизмы, в том числе экситонной люминесценции.

Переход от лазеров на основе гомоструктур к лазерам на основе гетеро- и квантоворазмерных структур невозможен без изучения физических явлений в полупроводниковых лазерных кристаллах на новом уровне с привлечением аппарата квантовой механики, так как в данном случае частицы проявляют не только корпускулярные, но и волновые свойства.

Цель работы — описание расчета энергетических состояний электронов, легких и тяжелых дырок, экситонов Ванье — Мотта на легких и тяжелых дырках в прямоугольной квантовой яме, ограниченной потенциальными барьерами, для случаев бесконечно высокого и бесконечно широкого потенциального барьера, барьера конечной высоты и бесконечной ширины.

Для частицы, находящейся в бесконечно глубокой одномерной прямоугольной потенциальной яме шириной L_z , энергетические состояния определяются из решения уравнения Шредингера с эффективным гамильтонианом:

$$-\frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{d^2\Psi}{dz^2} = E\Psi, \quad (1)$$

где \hbar — постоянная Планка; m^* — эффективная масса частицы (электрона, легкой или тяжелой дырки); Ψ — волновая функция, E — энергия состояния частицы в яме. При этом дно ямы для электронов совпадает с дном зоны проводимости, а дно ямы для легких и тяжелых дырок совпадает с потолком валентной зоны.

Решение уравнения (1) имеет вид

$$\Psi^+ = A \cos \left[\left(2m^*E/\hbar^2 \right)^{1/2} z \right] \quad (2)$$

для четной части волновой функции;

$$\Psi^- = B \sin \left[\left(2m^*E/\hbar^2 \right)^{1/2} z \right] \quad (3)$$

для нечетной части этой функции.

Коэффициенты A , B в (2), (3) определяются из условия нормировки, $A = B = L_z/2$.

Собственные значения энергии, удовлетворяющие уравнению (1), для любой частицы, находящейся в яме, составляют

$$E = \frac{\hbar^2 \pi^2 n^2}{2m^* L_z^2}, \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (4)$$

Для частицы, находящейся в одномерной потенциальной яме, ограниченной барьером конечной высоты V и бесконечной ширины в направлении оси z , уравнение Шредингера записывается так:

$$-\frac{\hbar^2}{2m_1^*} \frac{d^2\Psi_1}{dz^2} = E\Psi_1 \quad (5)$$

в области ямы, а

$$-\frac{\hbar^2}{2m_2^*} \frac{d^2\Psi_2}{dz^2} + V\Psi_2 = E\Psi_2 \quad (6)$$

в области барьера.

При этом должны выполняться следующие условия:

$$\Psi_1 = 0 \quad \text{при} \quad z = \pm\infty; \quad (7)$$

$$\Psi_1(L_z/2) = \Psi_2(L_z/2); \quad \left. \frac{1}{m_1^*} \frac{d\Psi_1}{dz} \right|_{z=L_z/2} = \left. \frac{1}{m_2^*} \frac{d\Psi_2}{dz} \right|_{z=L_z/2}, \quad (8)$$

где m_1^* , m_2^* — эффективные массы частиц в области ямы и барьера соответственно. Волновые функции, удовлетворяющие уравнениям (5), (6), могут быть представлены в виде

$$\Psi_1^+ = A_1 \cos k_1 z, \quad -\frac{L_z}{2} \leq z \leq \frac{L_z}{2}; \quad (9)$$

$$\Psi_2^- = B_1 \sin k_1 z, \quad -\frac{L_z}{2} \leq z \leq \frac{L_z}{2} \quad (10)$$

для четной (+) и нечетной (-) частей волновой функции частицы в яме.

При этом

$$\Psi_2 = A_2 e^{k_2 z}, \quad -\infty < z \leq -L_z/2; \quad (11)$$

$$\Psi_2 = B_2 e^{-k_2 z}, \quad -\infty < z \leq -L_z/2 \quad (12)$$

для волновых функций частиц в области барьера.

Здесь

$$k_1^2 = 2m_1^*E / h^2 ; \quad (13)$$

$$k_2^2 = 2m_2^*(V - E) / h^2 . \quad (14)$$

Значения энергии E частиц в рассматриваемом случае определяется из решения трансцендентных уравнений

$$\operatorname{tg} \left(k_1 \frac{L_z}{2} \right) = \frac{k_2}{k_1} \frac{m_1^*}{m_2^*} ; \quad (15)$$

$$-\operatorname{ctg} \left(k_1 \frac{L_z}{2} \right) = \frac{k_2}{k_1} \frac{m_1^*}{m_2^*} . \quad (16)$$

Решения уравнений (15), (16) можно искать графически или используя численные методы. Уравнения удобно записать так:

$$E = \frac{2h^2}{m_1^* L_z^2} \left[n\pi - \arccos \sqrt{\frac{m_2^* E}{m_1^* (V - E) + m_2^* E}} \right]^2 \quad (17)$$

для четных частей волновых функций (n — нечетное) и

$$E = \frac{2h^2}{m_1^* L_z^2} \left[n\pi - \arcsin \sqrt{\frac{m_2^* E}{m_1^* (V - E) + m_2^* E}} \right]^2 \quad (18)$$

для нечетных частей волновых функций, (n — четное).

Для случая прямоугольной квантовой ямы, ограниченной симметричными, равновысокими потенциальными барьерами конечной высоты и ширины, решение уравнений Шредингера (5), (6) с граничными условиями (7), (8) имеют вид

$$\Psi_1^+ = B_1 \cos k_1 z, \quad -\frac{L_z}{2} \leq z \leq \frac{L_z}{2}; \quad (19)$$

$$\Psi_1^- = A_1 \sin k_1 z, \quad -\frac{L_z}{2} \leq z \leq \frac{L_z}{2}; \quad (20)$$

$$\Psi_2 = A_2 e^{k_2(z-l)} + B_2 e^{-k_2(z-l)}; \\ -L_b \leq z \leq -L_z/2, \quad L_z/2 \leq z \leq L_b, \quad (21)$$

где $l = (L_z + L_b)/2$; L_b — ширина барьера,

После несложных преобразований выражение (21) принимает вид

$$\Psi_2^+ = C_2 \operatorname{ch}[k_2(z-l)] \quad (22)$$

для четной части волновой функции, в области барьера, и

$$\Psi_2^- = D_2 \operatorname{sh}[k_2(z-l)] \quad (23)$$

для нечетной части волновой функции.

Собственные значения энергии частиц в рассматриваемом случае являются корнями трансцендентного уравнения

$$\operatorname{tg}(k_1 L_z/2) = \left(m_1^* k_2 / m_2^* k_1 \right) \operatorname{th}(k_1 L_b/2) \quad (24)$$

для четной части волновой функции в области ямы и

$$\operatorname{ctg}(k_1 L_z/2) = -\left(m_1^* k_2 / m_2^* k_1 \right) \operatorname{cth}(k_1 L_b/2) \quad (25)$$

для нечетной части волновой функции.

Если для решения уравнений (24), (25) использовать не графические, а численные методы, что значительно удобнее для анализа, то (24) и (25) целесообразно записать в виде

$$E = \frac{2\hbar^2}{m_1^* L_z^2} \left[n\pi - \arccos \frac{1}{\sqrt{\left[\frac{k_2 m_1^*}{m_2^* k_1} \operatorname{th}(k_2 L_b / 2) \right]^2 + 1}} \right]^2 \quad (26)$$

или

$$E = \frac{2\hbar^2}{m_1^* L_z^2} \left[n\pi - \arcsin \frac{1}{\sqrt{\left[\frac{k_2 m_1^*}{m_2^* k_1} \operatorname{cth}(k_2 L_b / 2) \right]^2 + 1}} \right]^2 \quad (27)$$

Рассмотренная задача с барьером конечной высоты и ширины является частным случаем нахождения частиц в периодическом потенциальном поле. Если $V(z)$ — периодическая функция с периодом l , где $l = (L_z + L_b)$ или $l = (L_z + L_b)/2$, то уравнение Шредингера инвариантно ко всем трансляциям, кратным l [2], т.е. $V(z+l) = V(z)$. Следовательно, полученные решения (26), (27) могут быть распространены на случай квантоворазмерной структуры со многими квантовыми ямами.

В настоящее время наиболее широкое распространение получили квантоворазмерные структуры, выполненные на основе соединений $\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$. Здесь материал ямы — GaAs , материал барьера — $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, а x показывает молярную долю Al в твердом растворе замещения материала барьера. Таким образом, изменение свойств материала барьера будет зависеть от содержания в нем Al .

Принято оценивать эффективные массы тяжелых и легких дырок с помощью соотношений Латтингера:

$$m_{hh} = \frac{m_0}{(\gamma_1 - 2\gamma_2)}; \quad (28)$$

$$m_{lh} = \frac{m_0}{(\gamma_1 + 2\gamma_2)}, \quad (29)$$

де m_0 — масса свободного электрона; m_{hh} , m_{lh} — приведенные массы тяжелой и легкой дырок; γ_1 , γ_2 — константы Латтингера для данного материала. Зависимость ширины запрещенной зоны E_g , приведенной массы электрона m_c/m_0 в зоне проводимости, постоянных Латтингера γ_1 , γ_2 и диэлектрической проницаемости ϵ_0 от содержания Al в твердом растворе $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ отражена в таблице [3].

Параметры	GaAs	AlAs	$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$
E_g , эВ	1,424	3,018	$1,424 + 1,247x$, $0 < x < 0,45$ $1,424 + 1,247x + 1,147(x - 0,45)$, $0,45 < x < 1$
m_c/m_0	0,067	0,124	$0,067 + 0,057x$
γ_1	6,85	3,45	$6,85 - 3,4x$
γ_2	2,1	0,68	$2,1 - 1,42x$
ϵ_0	13,0	9,0	$13,0 - 4,0x$

Нами выполнен расчет стационарных энергетических состояний экситонов Ванье — Мотта в квантоворазмерной структуре на основе $\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ с одной квантовой ямой, ширина которой изменялась в пределах 0,5 ... 20 нм, а ширина барьера — 1 ... 30 нм. Сравнение результатов расчета с экспериментальными данными [4] показало, что при ширине ямы $L_z \leq 2a_B$, где a_B — боровский радиус водородоподобного примесного состояния в объемном полупроводнике, различие составляет 0,3 %.

Проведенные расчеты использованы для определения частоты возможного излучательного перехода по известному правилу частот Бора при соблюдении правил отбора по волновому вектору и энергии. Затем на основании модели гармонического осциллятора определено спонтанное время жизни частиц и квазичастиц на рассчитанных энергетических уровнях по формуле

$$\tau_{сп} = \frac{6\pi\epsilon_0 c^3 m^*}{e^2 \omega^2}, \quad (30)$$

где ε_0 — диэлектрическая постоянная; C — скорость света; m^* — эффективная масса частицы (или квазичастицы); e — заряд электрона, ω_0 — частота перехода.

Оценив спонтанное время жизни частицы (или квазичастицы) $\tau_{\text{сп}}$ на энергетическом уровне, можно сделать вывод о его стабильности и, следовательно, о возможности создания на этом уровне инверсной населенности.

Выполненные расчеты можно принять как базовые для последующего определения статических и динамических характеристик полупроводниковых инжекционных лазеров на основе квантоворазмерных структур — **GaAs/Al_xGa_{1-x}As**.

Список литературы: 1. *Маишевич В.С.* Кинетическая теория лазеров. М.: Наука, 1971. 472 с. 2. *Флюге З.* Задачи по квантовой механике: В 2 т.: Пер. с англ. М.: Мир. Т. 1. 1974. 341 с. 3. *Debernardi P., Pisoni A., Bova G.P.* Quantum-well nonlinear optical response, including valence-band mixing and Coulomb effect // *IEEE J. Quant. Electron.* 1994. V. 30, N 1. P. 93 - 107. 4. *Kodama T., Osaka Y., Yamanishi M.* Binding energies of wannier excitons // *Jap. J. Appl. Physics.* 1985. V. 24, N 10. P. 1370 - 1371.

*Харьковский государственный технический
университет радиоэлектроники*

Поступила в редколлегию 23.04.97

В. ФРОЙДЕ, *д-р наук*, И. А. СУХОИВАНОВ, *канд. техн. наук*

ЭФФЕКТЫ ПЕРЕНОСА НОСИТЕЛЕЙ В SCH-ЛАЗЕРНЫХ ДИОДАХ

Эффекты переноса носителей существенно влияют на высокоскоростную динамику квантоворазмерных (КР) лазеров. Созданные детальные модели значительно расходятся в математической и численной сложности [1; 2]. Однако для описания основных принципов необходимо использовать несложные представления о физических процессах в лазерной структуре.

На рис. 1 показана плоско-зонная энергетическая диаграмма Γ - Γ раздельно ограниченной гетероструктуры (SCH) шириной d_K с одним узким квантовым слоем шириной d_F . На ней $W_L(W_V)$ — энергия краев зоны проводимости и валентной зоны; $W_{Fn}(W_{Fp})$ — квазиуровни Ферми электронов (дырок). Типичные значения [3; табл. 3.2; 5, с. 1999] для $(Ga_{1-x}Al_x)As$ -гетероструктуры, генерирующей свет на длине волны в вакууме $l = 0,85$ мкм, следующие: $d_K = 100$ нм, $d_F = 7$ нм, коэффициент диффузии для электронов (дырок) в GaAs $D_{n,p} = 70$; (5) $\text{см}^2/\text{с}$; амбиполярное время жизни $\tau_a \approx 1$ нс; соответствующие диффузионные длины $L_{n,p} = \sqrt{D_{n,p}\tau_a} = 2,6$; (0,71) мкм, а их отношение $L_n/L_p = 3,7$; предполагаемая плотность носителей на пороге в ядре (КР-слое): $n_{K,F0} \geq 2,5 \times 10^{16}$; $4,4 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$; продольная ширина активного слоя $b = 3$ мкм; длина лазерного резонатора $L = 200$ мкм; время жизни фотонов $\tau_p = 2$ пс; объем активного КР-слоя $V_F = d_F b L = 4,2 \times 10^{-12} \text{ см}^3$.

Среднее расстояние между носителями в ядре (КР-слое) $\delta_{K;F} = (n_{K;F0})^{-1/3}$ составляет $\delta_{K;F} = 30$; 6 нм. Длина волны де Бройля при комнатной температуре $T = 293$ К для электронов (дырок) $\lambda_{n,p} = (2m_{n,p}T)^{-1/2} = 30$; 11 нм, в то время как в GaAs длина рассеивания, выше которой волна электронов сохраняет фазу когерентной,

равна 50 нм. Длина рассеивания дырок оценивается на порядок ниже из-за того, что масса дырок в семь раз больше массы электронов. Поэтому предполагаемое расстояние между носителями в области оболочки такого же порядка, как и длина рассеивания носителей. Таким образом, перенос электронов и дырок может описываться уравнениями классического переноса.

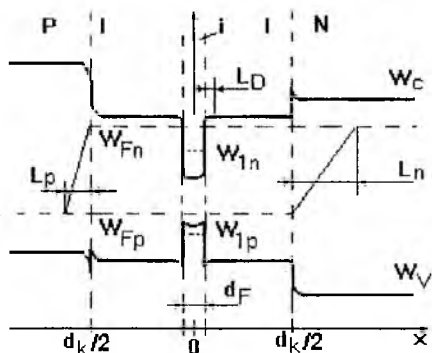


Рис. 1

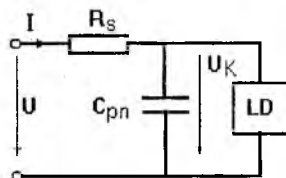


Рис. 2

Показанный на рис. 1 одинарный квантоворазмерный слой расположен в центре $x = 0$ зоны I, окруженной SCH-слоем, а границы с соседними P- и N-областями сосредоточены в области $x = \pm d_k/2$. При большом напряжении прямого смещения и квазинейтральном заряде относительная разность концентрации электронов и дырок очень мала по всему слою, $[n(x)-p(x)]/n(x) \ll 1$, и поэтому $n = p$. Непосредственно на границе раздела квантового слоя, где нейтральность заряда не поддерживается, край зоны изгибается и имеет порядок длины волны Дебая

$$L_D \approx \sqrt{\epsilon_0 n_Q^2 U_T / [en(0) + ep(0)]}.$$

Здесь ϵ_0 — диэлектрическая постоянная вакуума; $n_Q = 3,59$ — коэффициент преломления КР-слоя; $U_T = kT/e \approx 25$ мВ — тепловое напряжение при температуре $T=293$ К; e — заряд электрона. Для концентрации носителей в КР-слое, приведенной выше, имеем $L_D = 1,3$ нм. Поскольку действительное соотношение $2L_D + d_F \ll d_k$, энергетиче-

ская диаграмма квантового слоя в i -области при $x = 0$ может быть принята однородной. При полной плотности тока J , плотности электронов (дырок) $J_{n;p}$, электрического поля E (всегда положительного в положительном направлении $+x$) и времени t уравнения переноса и непрерывности описывают не исчезающее электрическое поле, которое связывает вместе электроны и дырки, несмотря на их различную подвижность. Используя постоянную амбиполярной диффузии

$D_a = \frac{2D_n D_p}{D_n + D_p}$, определяем длину амбиполярной диффузии как

$L_a = \sqrt{D_a \tau_a}$. Подстановка числовых значений дает

$D_a = 9 \text{ см}^2 / \text{с} \approx 2D_p$ и $L_a = 1 \text{ мкм}$. Эти значения найдены для стационарного случая из основных фундаментальных уравнений, а с использованием малосигнального представления типа

$Q(t, x) = Q_0(x) + \text{Re}\{Q(x)e^{j\omega t}\}$ ($\omega = 2\pi f$) для случая малосигнального модулирующего сигнала получаем уравнения амбиполярной диффузии

$$\left(\frac{d^2}{dx^2} - L_a^{-2}\right)n_0(x) = 0, \quad \left(\frac{d^2}{dx^2} - \frac{L_a^{-2}}{1 + j\omega\tau_a}\right)\hat{n}(x) = 0. \quad (1)$$

Ниже порога, где индуцированное излучение из КР-слоя незначительно, граничные условия Неймана указывают, что для высокого уровня инжекции и высокой эффективности эмиссии соответствующее насыщение токов незначительно, т. е.

$$J_{n;p}(t, \mp d_k / 2) = 0, \quad dn_0(x) / dx|_{x=\pm d_k / 2} = \pm J_0 / (2eD_{n;p}).$$

Верхний (нижний) знак относится к первому (второму) индексу n (p). Оба граничных условия связаны друг с другом, поскольку ток непрерывен. Соотношение (1) можно легко преобразовать:

$$n_0(x) = n_0(0) \left[\cosh\left(\frac{x}{L_a}\right) - \frac{D_n - D_p}{D_n + D_p} \tanh\left(\frac{d_K}{2L_a}\right) \sinh\left(\frac{x}{L_a}\right) \right];$$

$$n_0(0) = L_a J_0 / \left[2eD_a \sinh\left(\frac{d_K}{2L_a}\right) \right]. \quad (2)$$

Минимум концентрации x_{\min} имеет место при условии $\tanh[x_{\min}/L_a] = (D_n - D_p)/(D_n + D_p) \tanh[(d_K/2)/L_a]$. При этом удерживается слабая зависимость от x , потому что $|x/L_a| \leq (d_K/2)/L_a = 0,05 \ll 1$. Уравнение (2) может быть интерпретировано как перенос при J_0 или, наоборот, при концентрации $n_0(0)$ в непосредственной близости к КР-слою. В данном случае области $x < 0$ и $x > 0$ могут обсуждаться раздельно, так что, по-видимому, при $x = 0$ выполняется граничное условие Дирихле. Однако при $x = \pm d_K/2$ независимое граничное условие уточняется, а общая плотность тока $J_0 = J_0(n_0(0))$ является функцией от $n_0(0)$ из дифференциального уравнения (1). Поэтому, если $n_0(0)$ дается точно и непрерывность тока предполагается допустимой для обоих переходов ядро — оболочка, то граничное условие Неймана применяется эффективно. Приняв во внимание сказанное и с учетом работы [6], следует отметить, что в публикации [7] сделаны ошибочные выводы. Правильным можно считать заключение, что временная постоянная малосигнального нарастания заряда в ядре — это просто амбиполярное время жизни τ_a ;

$$\frac{\hat{n}(x)}{\tau_a} \approx \frac{\hat{J}}{ed_K} \frac{1}{1 + j\omega\tau_a}, \quad \tau_K = \frac{\tau_a}{2} \left(\frac{d_K/2}{L_a} \right)^2. \quad (3)$$

Выражение (3) действительно в полосе частот $\left| \frac{1}{2} \frac{d_K}{2L_a} \sqrt{1 + j\omega\tau_a} \right|^2 \ll 1$ или $\omega\tau_K \leq 0,16 \ll 1$. С учетом рисунка и численных значений параметров, данных выше, получим для так называемого времени амбиполярного переноса значение $\tau_K = 1,3$ пс, которое соответствует частотам $f \leq 19$ ГГц.

Выше лазерного порога происходит разделение квазиуровней Ферми, и поэтому концентрация электронов в КР-слое $n(t, 0) = n_{FO}$ повышается. Насыщение в процессе излучения смешивает граничные условия, применяемые в [1; 5]. Из выражения (1) и для $\omega\tau_k \ll 1$ с учетом сделанных выше предположений находим:

$$\frac{\hat{n}(x)}{\tau_a} \approx \pm \frac{D_a}{2D_{\pi,p}} \frac{\hat{j}}{eL_a} \frac{x/L_a}{1+j\omega\tau_k}. \quad (4)$$

Здесь верхние (нижние) обозначения действительны для $P(N)$ -областей $x \geq 0$ ($x \leq 0$). Пространственная концентрация носителей аппроксимируется прямыми линиями в форме треугольника в каждой половине ядра между границами ядро — оболочка (смотри рисунок), с вершиной, соответствующей постоянной пространственной концентрации носителей n_{F0} . Отношение амплитуды изменяющегося во времени количества носителей $N_{tr}(t)$ треугольной области и фиксированного числа носителей $N_{re} = n_{F0}Fd_k$ (поперечное сечение F) прямоугольного распределения концентрации носителей пропорционально τ_k / τ_a .

Только N_{tr} имеет изменяющуюся действительную часть $Re\{Je^{j\omega t}\}$, поэтому время нарастания заряда τ_a обыкновенной PiN -структуры уменьшается до τ_k , соответственно уравнению (3). Эти соображения приводят к простой физической картине для понимания уменьшения амбиполярного времени переноса после наступления лазерного режима.

Для трактовки динамического поведения КР-лазера, классические 3D носители должны быть связаны с 2D-носителями в КР-слое, как было сделано раньше разными способами; например, см. [8]. Из-за связи между носителями ядра и КР-слоя необходимо использовать собственные времена жизни носителей в ядре (τ_k) и в КР-слое (τ_F). Постоянная τ_k не только суммирует время нарастания заряда τ_a ниже порога (в первом приближении зависимость τ_a от концентрации не учитывается) и время переноса, данное в выражении (3), выше порога соответственно, но и учитывает эффективную вероятность захвата носителей оболочки квантовым слоем, определяемую взаимным вре-

менем захвата для электронов (дырок) $\tau_{cap n;p} = 1, 2; 0, 65$ пс [5]. Безызлучательную рекомбинацию и спонтанное излучение из КР-области во всю резонаторную моду можно представить суммарным по эффективным временем жизни τ_{eff} , приводящим к эффективному времени жизни в квантовом слое $\tau_{Feff}^{-1} = \tau_{eff}^{-1} + \tau_F^{-1}$.

Рассмотрим осцилляции лазерного диода в виде поперечной и продольной мод. Доля электромагнитной энергии поля резонатора, сосредоточенная в области усиления, определяется коэффициентом ограничения $\Gamma = 0, 2$ и содержит общее число фотонов N_p . Нелинейное оптическое усиление представим как $G(n_F, N_p)$, а число носителей в ядре (объем V_k) и КР-слое как: $N_k = nV_k$ и $N_F = n_F V_F$. В оболочку инжектируется ток силой $I = JF$. Напряжение, прикладываемое к переходу (напряжение инжекции), $U_k = (W_{Fn} - W_{Fp}) / e = U - R_S I$ определяется разделением квазиуровней Ферми, которое определяет процесс излучения на пороге и выше. Связь между I , N_k (постоянные I_S , N_{ks} соответствуют порогу) и напряжением U_k устанавливается соотношениями $N_k = N_{ks} e^{U_k / 2U_T}$ и $I = I_S e^{U_k / 2U_T}$. Наконец, R_S — это объемное сопротивление и $C_{pn} = eN_{k0} / (2U_T)$ — емкость перехода.

Проведенный анализ позволяет сформулировать динамическую модель КР-лазера в виде следующей системы скоростных уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{dN_p}{dt} &= N_p \left[\Gamma G(n_F, N_p) - \frac{1}{\tau_p} \right]; \\ \frac{dN_F}{dt} &= -\frac{N_F}{\tau_{Feff}} + \frac{N_k}{\tau_k} - N_p \Gamma G(n_F, N_p); \\ \frac{dN_k}{dt} &= \frac{N_k}{\tau_F} - \frac{N_k}{\tau_k} + \left(I - C_{pn} \frac{dU_k}{dt} \right) \frac{1}{e}. \end{aligned} \quad (5)$$

Таким образом, усиление определяется не только силой тока инжекции I , но и временем жизни носителей в SCH-области τ_k , что воз-

действует на динамику большого сигнала лазера при пересечении порога излучения.

Список литературы: 1. *Nagarajan R.* Carrier transport effects in quantum well lasers: an overview // *Opt. and Quantum Electron.* 1996. V. 26. P. S666 - S677. 2. *Tessler N., Eisenstein G.* Modelling carrier dynamics and small-signal modulation response in quantum-well lasers // *Opt. and Quant. Electron.* 1994. V. 26. S. 767 - 787. 3. *Control of differential gain, nonlinear gain and damping factor for high-speed application of GaAs-based MQW lasers* // *J.D. Ralston et al.* // *IEEE J. Quant. Electron.* 1993. V. 29. P. 1648 - 1659. 4. *Grau G., Freude W.* *Optische Nachrichtentechnik, Eine Einfhrung*, 3. Auflage Springer-Verlag, 1991. P. 214 - 215. 5. *Nagarajan R., Ishikawa M., Fukushima T.* High speed quantum-well lasers and carrier transport effects // *IEEE J. Quant. Electron.* 1992. V. 28. P. 1990 - 2008. 6. *Freude W.* Transport solutions for the SCH quantum well laser diode: Comment to [7] // *IEEE J. Quant. Electron.* 1996. V. 32. P. 2173-2175. 7. *Taylor W., Claisse P. R.* Transport solutions for the SCH quantum-well laser diode // *IEEE J. Quant. Electron.* 1995. V. 31. P. 2133 - 2141. 8. *McDonald D., O'Dowd R.F.* Comparison of two- and tree level rate equations in the modelling of quantum well lasers // *IEEE J. Quant. Electron.* 1995. V. 31. P. 1927 - 1934.

*Технический университет Карлсруэ. ФРГ.
Харьковский государственный технический
университет радиозлектроники*

Поступила в редколлегию 22.04.97

АНАЛИЗ ВЛИЯНИЯ КОНЦЕНТРАЦИИ ЭЛЕКТРОНОВ НА УСИЛЕНИЕ В ПОЛУПРОВОДНИКОВОМ ЛАЗЕРЕ

Развитие современных волоконно-оптических систем передачи информации невозможно без совершенствования конструкции и оптимизации параметров полупроводниковых лазеров. Эффективным способом разработки элементов и систем радиоэлектроники является компьютерное моделирование, которое позволяет в значительной степени сократить сроки и стоимость разработок.

Для моделирования динамических характеристик полупроводниковых лазеров в качестве базовых используются скоростные уравнения. Один из их основных параметров — оптическое усиление, которое определяется линейным коэффициентом оптического усиления $g = g_0(N - N_{th})$, где g_0 — дифференциальное усиление; N — плотность электронов; N_{th} — пороговая плотность электронов [1; 3]. С учетом нелинейного эффекта спектрального выжигания дыр коэффициент усиления записывают в различных формах представления [3-5]. Линейная форма усиления g правильно описывает реальное поведение лазера при малых токах накачки, однако, как показывают последние исследования, при больших значениях плотности электронов усиление насыщается, т.е. зависимость нелинейна [4], что обязательно должно учитываться в динамической модели.

Чтобы определить приемлемую форму представления коэффициента усиления в системе скоростных уравнений проанализируем влияние плотности носителей на оптическое усиление лазера с учетом влияния плотности носителей на величину квазиуровня Ферми.

Для анализа оптического усиления воспользуемся выражением, полученным из эффективных уравнений Блоха [5]:

$$G = \frac{\omega}{\epsilon_0 n_r^2 E_g} \int dE \rho |\mu|^2 (f_c - f_v) \frac{\pi L (E - \hbar\omega)}{1 + (\tau_e + \tau_h) \pi L (E - \hbar\omega) |\mu|^2 \frac{\omega}{\epsilon_0 n_r^2 S}}, \quad (1)$$

Здесь ω — угловая частота; ϵ_0 — диэлектрическая проницаемость вакуума; E_g — ширина запрещенной зоны; n_r — коэффициент преломления на границе сред; c — скорость света; \hbar — постоянная Планка

ка; τ_e, τ_h — время рекомбинации для электронов и дырок соответственно; S — плотность фотонов;

$$\rho = \frac{m_c \sqrt{2m_c(E - E_g)}}{\hbar^3 \pi^2} \quad \text{— плотность состояний электронов,}$$

где m_c — эффективная масса электрона;

$$L(E - \hbar\omega) = \frac{1}{\pi} \frac{\hbar\gamma_d}{(E - \hbar\omega)^2 + (\hbar\gamma_d)^2} \quad \text{— функция Лоренца,}$$

где $\gamma_d = \frac{2}{\tau_e + \tau_h}$ — скорость рекомбинации диполя;

$|\mu|^2$ — эффективная матрица взаимодействий,

$$|\mu|^2 = \frac{e^2 \hbar^2 |M|^2}{m_0^2 E^2}, \quad |M|^2 = \frac{m_0}{6} \left(\frac{m_0}{m_c} - 1 \right) \frac{E_g (E_g + \Delta_{so})}{E_g + 2\Delta_{so}/3}. \quad (2)$$

Здесь e — заряд электрона; m_0 — масса покоя электрона; Δ_{so} — спин-орбитальный момент; f_c, f_v — распределение Ферми для электронов и дырок соответственно,

$$f_c = 1 / (1 + \exp(\frac{E_c - \mu_{Fc}}{k_B T})), \quad f_v = 1 / (1 + \exp(\frac{E_v - \mu_{Fv}}{k_B T})), \quad (3)$$

где E_c, E_v — энергия дна зоны проводимости и вершины валентной зоны соответственно; μ_{Fc}, μ_{Fv} — энергия квазиуровня Ферми для электронов и дырок; k_B — постоянная Больцмана; T — температура.

Анализ выражения (1) показал, что коэффициент усиления нелинейно зависит от величины квазиуровня Ферми. Данная зависимость представлена на рис. 1. Из него видно, что при $\mu_{Fc} < 1,515$ эВ значения коэффициента усиления отрицательны, т.е. происходит поглощение энергии, при увеличении значения μ_{Fc} коэффициент меняет знак на противоположный — происходит излучение фотонов. Для определения зависимости коэффициента оптического усиления от концентрации рассмотрим влияние концентрации на величину μ_{Fc} :

$$N = N_c F_{1/2} \left(\frac{E_c - \mu_{Fc}}{k_B T} \right), \quad (4)$$

Здесь N_c — эффективная плотность состояний зоны проводимости;

$F_{1/2}(\zeta)$ — интеграл Ферми — Дирака.

Имеют место соотношения

$$N_c = \frac{2}{h^3} \sqrt[3]{(2\pi k_B T m_c)^2}; \quad F_{1/2}(\zeta) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\infty} \frac{\varepsilon^2 d\varepsilon}{1 + \exp(\varepsilon - \zeta)};$$

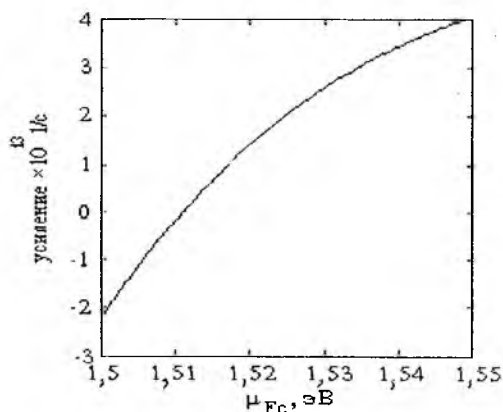


Рис. 1

Существуют приближенные аналитические выражения зависимости квазиуровня Ферми от концентрации, однако они справедливы только для определенных материалов, а нас интересует общее решение.

С использованием выражения (4) была найдена зависимость концентрации от величины квазиуровня Ферми и получен интерполяционный полином обратной зависимости. Результаты представлены на рис. 2. Сплошной линией показана кривая интерполяционного полинома, точками — расчетные данные. Как видно из рис. 2, решения интерполяционного полинома и расчетные данные совпадают.

Определив зависимость μ_{Fc} от N , подставим ее в выражение (3), а затем в (1) и отыщем зависимость коэффициента оптического усиления от концентрации электронов. Результаты сравнения полученной и линейной зависимостей даны на рис. 3. Сплошной линией

показано решение для выражения (1), пунктирной — для линейной формы представления.

Значение пороговой концентрации $N_{th} = 1,1 \times 10^{24} \text{ м}^{-3}$, что согласуется с экспериментальными данными. Как видно из рис. 3, при значениях концентрации $N = 3,5 \times 10^{24} \text{ м}^{-3}$ происходит насыщение и наблюдается расхождение с выражением для линейной формы усиления.

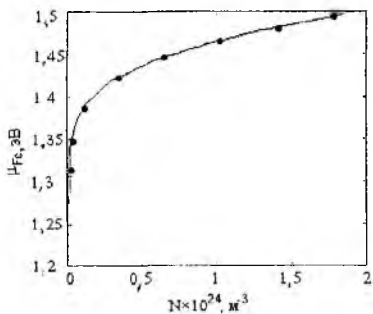


Рис. 2

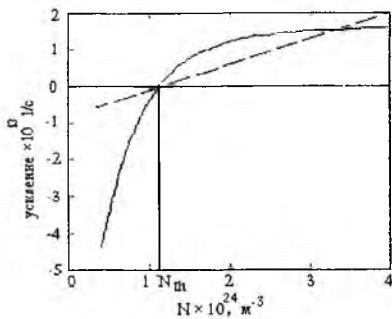


Рис. 3

Таким образом, зависимость коэффициента усиления от концентрации электронов при больших значениях N изменяется нелинейно, что правильно отражает реальное поведение полупроводниковых лазеров. Следовательно, для расчета динамических характеристик необходимо применять уточненное выражение (1) с использованием зависимости функции Ферми от концентрации.

Список литературы: 1. Agrawal G. P. Gain nonlinearities in semiconductor lasers: theory and application to distributed feedback lasers // IEEE J. Quant. Electron. 1987. N 6. P. 860 - 868. 2. Bowers J. E. Modulation properties of semiconductor lasers // ECE Technology. Research in Optoelectronics (B). Santa Barbara, California, 1993. P. 109 - 141. 3. Tucker R. S. High-speed modulation of semiconductor lasers // J. of Lightwave Technology. 1985. N 3. P. 1180 - 1192. 4. DeTemple T. A., Herzinger C. M. On the semiconductor laser logarithmic gain-current density relation // IEEE J. Quant. Electron. 1993. V. 29. P. 1246 - 1252. 5. Nonlinear gain coefficient in semiconductor lasers: effects of carrier heating / C.-Y. Tsai, R.M. Spencer, Y.-H. Lo, L.F. Eastman // IEEE J. Quant. Electron. 1996. N 2. P. 201 - 212.

Харьковский государственный технический университет радиозлектроники

Поступила в редколлегию 22.04.97

*М.Ф. ЛАГУТИН, д-р техн. наук, А.А. ЗАРУДНЫЙ,
В.Л. БАСЕЦКИЙ, В.Г. ПЛЕТЕНЕВ*

ЛАЗЕРЫ НА КРАСИТЕЛЯХ С ЛАМПОВОЙ НАКАЧКОЙ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ АТМОСФЕРЫ

Нами предлагается конструкция лазерной головки и система накачки лазера на красителе с использованием предионизационного импульса, а также система настройки длины волны излучения с использованием импульсного включения лампы с полым катодом (ЛПК). Исследования направлены на увеличение продолжительности работы излучателя, повышение его эффективности и точности настройки.

Одной из актуальных задач, непосредственно связанных с перспективой использования перестраиваемых лазеров на красителях для исследования атмосферы, является повышение их энергетической эффективности, т.е. энергии, спектральной яркости и к.п.д. При этом важное значение, с точки зрения отношения сигнала к фону, имеет обеспечение высокой средней мощности наряду с большой энергией в импульсе. При использовании немонохроматического возбуждения возможно применение источников накачки с высокими энергетическими параметрами, что позволяет возбуждать большие объемы красителя и получать энергию излучения вплоть до нескольких джоулей в полосе порядка единиц пикометров [1; 2]. Тем не менее известно сравнительно немного устройств, в которых высокие энергетические и спектральные характеристики сочетаются со значительным ресурсом работы. Проблемы получения высокого качества пучка и сложности достижения частотного режима работы в наиболее эффективных коаксиальных и других системах накачки "с плотной упаковкой" сдерживают их применение в качестве излучателей лидаров.

В работе представлены результаты исследований лазеров на красителях с накачкой прямолинейными лампами в эллиптических зеркальных осветителях. Разработанные лазеры успешно эксплуатировались в течение ряда лет на различных лидарных станциях [1].

Описание конструкции

Проблемы создания лазеров на красителях с некогерентной накачкой связаны в основном с крайне жесткими требованиями, предъявляемыми к лампам накачки. По этой причине разработки ведутся в направлении полу-

чения высоких энергетических характеристик излучения [3] либо достижения длительного ресурса работы [4]. Минимальное среднее значение времени жизни ламп определяется циклом зондирования атмосферы и обычно составляет величину порядка нескольких десятков тысяч вспышек. Уменьшение электрической энергии, подводимой к лампе, для дальнейшего увеличения ресурса работы приводит к снижению средней мощности излучения и сужению возможностей исследования динамики атмосферы. Применение ламп большой длины [3] улучшает характеристики разряда и увеличивает энергию и ресурс накачки, но за счет уменьшения светоотдачи при неизбежном снижении начального давления. Отличительной особенностью описываемой конструкции лазерной головки является возможность использования ламп с небольшой длиной разрядного промежутка (120 мм) при начальном давлении ксенона порядка 40 кПа. Это обеспечивает высокую эффективность накачки, а также возможность быстрой смены ламп для увеличения продолжительности сеанса зондирования без снижения энергетических характеристик лидара. С этой целью элементы крепления, жидкостного охлаждения, токопроводы и сама лампа объединены в конструктивный узел, который заменяется при выходе лампы из строя.

В основу разработки излучателя положено последовательное сочетание двух эллипсных цилиндрических зеркальных осветителей, развернутых под углом друг к другу и расположенных по длине кюветы с красителем [2]. Конструкция лазерной головки позволяет наращивать длину активного элемента с интервалом, равным размеру разрядного промежутка лампы-вспышки. Расстояние между лампами и кюветой с красителем равнялось 40 мм, эксцентриситет эллиптических осветителей — 0,6. Для эффективного отвода теплоты в частотном режиме предусмотрена прокачка охлаждающей жидкости через отверстия в отражателях.

Разработанная система накачки на прямолинейных лампах обладает рядом достоинств: высокая эффективность зеркального осветителя (около 0,6) сочетается с равномерностью накачки за счет разворота биэллиптических блоков относительно друг друга; при этом обеспечивается возможность быстрой замены лампы без разъюстировки резонатора; большая энергия в импульсе достигается посредством использования нескольких ламп; симметрия накачки и оптимальное разнесение в осветителе лампы и кюветы с красителем (40 мм) позволяют получить хорошие пространственные характеристики излучения; обеспечивается возможность получения коротких световых импульсов накачки за счет использования ламп небольшой длины без ограничения длины активного элемента; уменьшается эффект наведенной анизотропии раствора по сравнению с анизотропией аналогичных систем на основе длинных ламп — за счет разворота биэллип-

тических рефлекторов друг относительно друга. Последнее обстоятельство позволяет эффективно использовать в резонаторе дисперсионные элементы с пространственной селекцией.

В качестве ламп накачки применялись лампы типа ИСП-5000 (длина разрядного промежутка 120 мм, внутренний диаметр 7 мм) с начальным давлением ксенона 40 кПа. Кювета с красителем имеет внутренний диаметр 7 мм, внешний — 12 мм, они согласованы с диаметром разрядного промежутка лампы. Дальнейшее уменьшение диаметра кюветы с целью уменьшить расходимость пучка приводило к резкому снижению эффективности накачки. Окна кюветы были скошены по отношению к геометрической оси кюветы на угол примерно в 1° для предотвращения модуляции спектральной линии. В качестве хладагента использовалась дистиллированная вода, прокачиваемая центробежным насосом с подачей 20 л/мин. В системе прокачки раствора красителя применялся многослойный фильтр тонкой очистки с отверстиями диаметром 4 мкм. Скорость прокачки раствора достигала 15 л/мин.

Электрическая схема накачки

Для увеличения срока службы ламп-вспышек и повышения эффективности накачки реализуются различные варианты включения ламп: использование вспомогательного предимпульса, ионизирующего разрядный промежуток лампы до прихода основного импульса [5]; комбинация предимпульса с маломощным (около 10 мА) постоянным разрядом [6]; применение дежурной дуги с силой тока порядка нескольких ампер [7]. Первый вариант характеризуется максимальной эффективностью, последний — максимальной воспроизводимостью параметров излучения от вспышки к вспышке при меньшей эффективности, второй обладает промежуточными характеристиками. Основными недостатками режима с дежурной дугой являются большие энергетические затраты и повышенная деградация раствора из-за постоянной его засветки. Применение данного способа ионизации целесообразно при больших частотах повторения импульсов. Нами использовался предимпульс в сочетании с разрядом с большой постоянной времени (несколько сотен микросекунд), который был аналогом режима дежурной дуги с силой тока 5 ... 10 А.

При выборе схемы разрядного контура в многоламповой системе учитывалась необходимость синхронного поджига всех ламп, поскольку это непосредственно влияет на стабильность характеристик излучения. В результате анализа литературных данных и проведенных экспериментальных исследований был выбран один из вариантов схем разрядного контура с

общим коммутатором [7]. На рис. 1 представлена электрическая схема разрядных цепей накачки четырехлампового генератора. В общем случае предельное количество пар ламп определяется допустимой нагрузкой разрядника основной цепи.

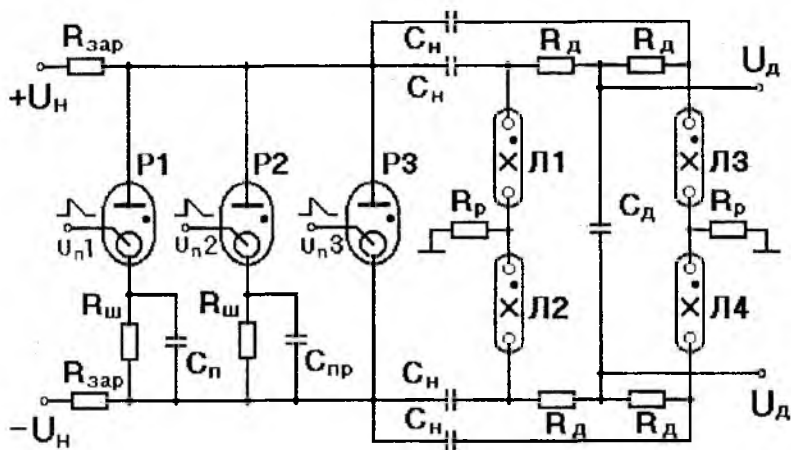


Рис. 1

Для улучшения характеристик светового импульса накачки и увеличения ресурса работы ламп использовалась модифицированная схема с предионизационным вспомогательным разрядом. Номинальные значения элементов цепи оптимизировались по максимальной энергии генерации спиртового раствора красителя родамин-6 ж. По сравнению со схемой параллельного включения ламп [7] в предложенном варианте уменьшена нагрузка на разрядник при неизменных временных параметрах разрядной цепи. К отличительным особенностям относятся также использование двухступенчатой схемы предимпульса и применение одних и тех же источников питания как для предионизации, так и для основного разряда. Подача первого предимпульса с постоянной времени около 500 мкс, определяемой резистором $R_д$ и конденсатором $C_д$, является аналогом режима включения ламп с дежурной дугой. Номинальные значения элементов этой цепи устанавливались исходя из условий обеспечения режима сильноточной дуги и постоянной времени, достаточной для перехода разряда в квазистационарный режим после пробоя ламп при включении разрядника P1. Длительность переходного процесса (около 100 мкс), характеризующаяся

неравномерностью токов в лампах из-за их попарно-параллельного включения, определяется постоянной времени $RdCn/2$.

Импульс предионизации подается на лампы при замыкании разрядника P2 через интервал времени 150 мкс после включения разрядником P1 дежурной дуги. Использование схемы быстрой предионизации [5] в многоламповой системе накачки обусловлено возможностью обеспечить симметрию питания ламп благодаря отсутствию обратной связи по току через внутреннее сопротивление источника. Значение емкости $C_{пр}$ цепи предионизации и, следовательно, энергия предимпульса определялась экспериментально из условия получения максимального превышения энергии излучения лазера над исходным значением со схемой включения без предионизации. Для сохранения параметров разрядной цепи при возрастании количества пар ламп значения емкости $C_{п}$ и $C_{пр}$ изменяются пропорционально. По сравнению с известными режимами включения ламп с предимпульсом [5] дежурной дугой [6], со слаботочной дежурной дугой и предимпульсом [7] данная схема более экономична и позволяет улучшить параметры и воспроизводимость световых импульсов. Энергетические затраты элементов цепи предионизации в расчете на одну лампу составляют около 5 Дж, что не превышает 10 % энергии основного импульса. Задержка между первым и вторым предимпульсами слабо влияла на эффективность накачки в пределах 100 ... 300 мкс. Задержка между вторым предимпульсом и основным разрядом, определяемая по максимальной выходной энергии в импульсе, напротив, была весьма критичной и поддерживалась с погрешностью до 2 мкс вблизи 36 мкс. Как известно, пространственное разрешение лидара напрямую зависит от длительности импульса излучения. Длительность импульса, в свою очередь, определяется емкостью конденсатора разрядной цепи, минимальное значение которой ограничено условием критического режима разряда. Поэтому применялись меры по уменьшению индуктивности разрядного контура. В схеме использовались малоиндуктивные конденсаторы и разрядник, соединение элементов производилось коаксиальными кабелями с волновым сопротивлением в несколько ом. Использование конструкции крепления ламп в качестве обратного токопровода позволило уменьшить общую индуктивность контура до 300 нГн. Характеристики разряда, близкие к критическим, имели место при уменьшении емкости конденсатора C_n до 2 мкФ. При этом длительности импульсов тока и светового импульса накачки равнялись соответственно 2,1 и 3,2 мкс. Длительность генерируемого импульса излучения лазера составляла 2,2 мкс (по уровню 0,5 от максимальной мощности), что соответствует пространственному разрешению по дальности 300 м.

При лидарных исследованиях атмосферы решающее значение имеет суммарная энергия излучения за время измерений. Экспериментальные исследования ламп-вспышек при оптимальных параметрах цепей предионизации показали, что наилучшие результаты для ламп типа ИСП-5000 достигаются при начальном давлении ксенона около 40 кПа.

Улучшение пусковых характеристик разрядников в схеме поджига обеспечивалось использованием высокочастотных тиристоров и тиратрона ТГИ100-8. На рис. 2 представлены осциллограммы импульсов тока в режимах включения ламп с предимпульсом (кривая 2) и без него (1), зарегистрированные запоминающим осциллографом с использованием пояса Роговского. Наблюдается существенное укорочение фронта и длительности импульсов наряду с возрастанием их амплитуды. Сравнение временных характеристик и амплитуд световых импульсов всех четырех ламп показало их практически полную идентичность и повторяемость. На рис. 3 представлены результаты ресурсных испытаний ламп в зависимости от энергетической нагрузки. В качестве критерия долговечности принималось снижение энергии излучения ламп на 20 % (1,5 дБ) или их разрушение. Результаты усреднялись по экспериментальным исследованиям ресурса работы десяти ламп и показали сравнительно слабую зависимость ресурса от схемы включения при одинаковой подводимой энергии. Выигрыш заключается в возможности уменьшения коэффициента нагрузки ламп при сохранении энергии излучения, о чем сказано ниже. Необходимо тем не менее отметить, что с применением предионизации (функция 2) время "жизни" ламп в основном определялось снижением прозрачности стенок, в то время как в режиме включения без предимпульса (1) ограничение ресурса в большинстве случаев происходило вследствие их разрушения. Практический интерес для лидарных исследований представляет диапазон ресурса ламп от $5 \cdot 10^3$ до $2 \cdot 10^5$ вспышек, что является в большинстве случаев достаточным при проведении циклов зондирования атмосферы. Дальнейшее увеличение времени жизни за счет снижения энергетической нагрузки сопровождается снижением энергии излучения лазера и большей относительной нестабильностью излучения вблизи порога генерации. Экспериментальные исследования позволили установить, что с применением предионизации ресурс ламп в этих пределах вполне удовлетворительно описывается выражением

$$N = \exp[16,1(1 - W / 246)],$$

где W — энергия, подводимая к лампе, Дж. Можно отметить, что система накачки, оптимизированная для лазера на красителе родамин-6 ж, близка к оптимальной для целого ряда красителей.

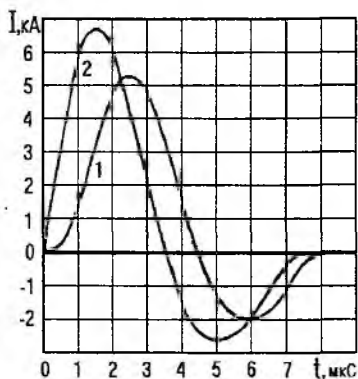


Рис. 2

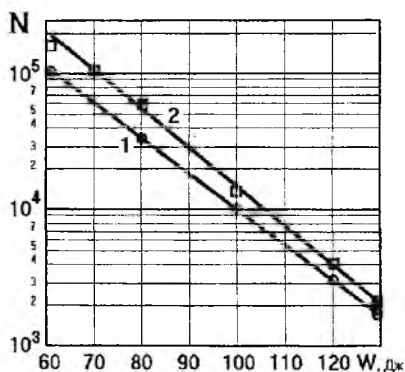


Рис. 3

Эффективность разработанной системы накачки подтверждается тем, что для шестилампового варианта излучателя в режиме с предионизацией в неселективном резонаторе длиной 0,6 м получена энергия излучения 5,5 Дж с расходимостью 6 мрад, а к.п.д. генерации по отношению к энергии, запасенной в разрядном контуре, достигал 9 %. Внутренний диаметр кюветы с красителем в этом случае был равен 10 мм, висший — 16 мм. В качестве активной среды использовался этанольный раствор родамина-6ж ($9 \cdot 10^{-5}$ моль/л.) с добавкой циклооктатетроена (ЦОТ) ($2 \text{ см}^3/\text{л}$). Порог генерации наблюдался при подводимой энергии 50 Дж. Экспериментальные исследования показали, что при подводимой энергии лампе равной 90 Дж (к каждой лампе) ресурс работы составляет около $5 \cdot 10^4$ вспышек, что более чем на порядок превышает ресурс работы лазера в режиме без предионизации при подводимой к лампам энергии 115 Дж и с той же выходной энергией излучения. В селективном резонаторе с тремя внутррезонаторными интерферометрами Фабри — Перо получена ширина спектральной линии 5 нм с энергией излучения в импульсе 0,4 Дж.

Настройка длины волны излучателя лазера

Преимущества лазеров на красителе в лидарах резонансного зондирования в полной мере реализуются только при наличии системы настройки длины волны и оценки ширины и формы спектральной линии излучения лазера.

В последнее время широко используется резонансный эффект изменения сопротивления в ЛПК при воздействии лазерного излучения. Было показано [8; 9], что это явление может быть использовано для настройки на требуемую длину волны излучения лазеров на красителях с помощью промышленных спектральных ламп.

Наибольшая чувствительность данного способа настройки достигается в импульсном режиме питания лампы. Схема импульсного включения лампы представлена на рис. 4. Здесь $R_1 = R_2 = 100 \text{ Ом}$, $R_3 = 390 \text{ кОм}$, $R_4 = 1 \text{ кОм}$, $C_2 = 0,02 \text{ мкФ}$. Высоковольтный транзистор работает в линейном режиме с постоянным коллекторным током, задаваемым базовым, который регулируется изменением напряжения на выходе импульсного генератора. Исследования показали, что оптимальная сила импульсного тока через лампу находится в пределах $200 \dots 700 \text{ мА}$ и выбирается в зависимости от конструкции лампы для получения наиболее стабильного режима работы. Резистор R_1 поддерживает относительно небольшую (1 мА) силу тока через лампу в отсутствие импульса. Резистор R_2 необходим для защиты от перегрузок по максимальному коллекторному току в импульсном режиме.

Для уменьшения уровня постоянной составляющей сигнала используется высокочастотный RC-фильтр с постоянной времени (20 мс) достаточной, чтобы не вызывать заметных искажений импульсов, индуцируемых лазерным излучением. В течение некоторого периода времени после начала импульса (30 мкс) в цепи происходит процесс, связанный с установлением квазистационарного режима работы лампы. Транзистор выходит из насыщения в начале импульса и в дальнейшем определяет силу тока через лампу. Длительность импульса зависит от времени установления квазистационарных процессов в лампе и обычно выбирается в диапазоне $70 \dots 90 \text{ мкс}$. Сигналы, индуцируемые лазерным излучением, могут быть легко обнаружены в любой момент второй половины импульса.

Импульсный режим включения ЛПК требует точной синхронизации момента включения лазера относительно импульса лампы. В свою очередь, момент начала действия импульса питания лампы должен быть согласован с работой механического затвора-обтюратора, перекрывающего фотокатод

ФЭУ приемного устройства лидара в течение времени действия лазерного излучения. Блок управления лазера вырабатывает импульсы, запускающие соответствующие исполнительные устройства поджига вспомогательного и основного импульсов накачки, а также синхронизирует работу устройства, управляющего режимом питания лампы с полым катодом. Импульс синхронизации с механического обтюратора (Обт.) запускает общую регулирующую линию задержки ЛЗ-1, которая определяет момент перекрытия фотокаатода ФЭУ во время действия импульса лазера (рис. 5).

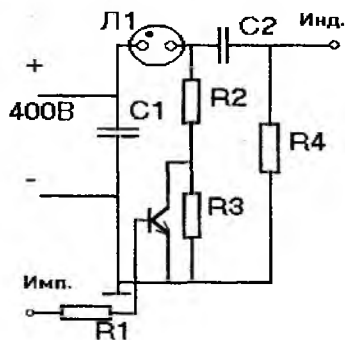


Рис. 4

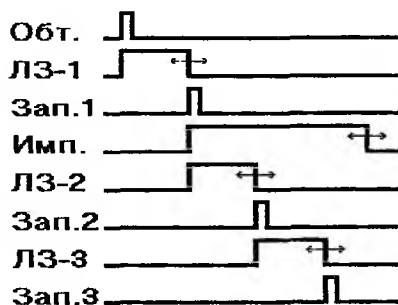


Рис. 5

По заднему фронту импульса задержки формируется импульс Зап. 1 для запуска регулируемого по длительности высоковольтного импульса на лампу (Имп). Одновременно с этим Зап. 1 запускает регулирующую линию задержки ЛЗ-2 вспомогательного импульса накачки лазера, по заднему фронту которой включается также регулируемая линия задержки основного импульса ЛЗ-3.

В разработанном синхрогенераторе имеется возможность независимой регулировки всех временных интервалов с дискретностью 6,67 мкс, соответствующей расстоянию по дальности 1 км. Лазер может запускаться Обт. в любой момент времени в течение периода импульса питания ЛЗ-1 лампы с полым катодом. Совпадение момента перекрытия Зап. 1 обтюратора фотокаатода ФЭУ и импульса излучения лазера Имп. регулируется общей линией задержки ЛЗ-1, которая может ЛЗ-2 компенсировать любое изменение временных интервалов на Зап. 2, соответствующее числу дискретных отсчетов. Таким образом, работа ЛЗ-3, фиксация временного интервала между импульсом Зап. 3 синхронизации обтюратора и вспышкой

лазера легко осуществима при любом изменении временных режимов работы устройства.

Преимуществами импульсного включения ламп являются значительное увеличение амплитуды импульса резонансного отклика и более чем двукратное сужение спектральной линии по сравнению с режимом непрерывного питания ЛПК. С помощью нейтральных светофильтров интенсивность излучения устанавливалась таким образом, чтобы не вызвать насыщающего уширения линий.

Настройка излучателя лазера на требуемую длину волны производится в два этапа. На этапе предварительной настройки используется линзовый спектроскоп с дифракционной решеткой 1200 штр./мм, работающий во втором порядке. С помощью угловой перестройки внутрирезонаторных дисперсионных элементов линия лазерного излучения совмещается визуально по матовому стеклу с выбранной линией свечения спектральной лампы, на которую настраивается лазер. Более точная настройка в разработанной системе осуществляется с использованием линейного прибора с зарядовой связью (ЛПЗС) в качестве оптико-электронного преобразователя, который устанавливается в фокальной плоскости спектрографа. Информация о положении спектральной линии после оцифровки сигналов ЛПЗС поступает на ЭВМ для последующей обработки, что позволяет контролировать длину волны лазера с погрешностью порядка 0,05 нм (ограничением является разрешение спектрографа). На втором этапе производится точная настройка на требуемую длину волны с использованием оптогальванического эффекта в ЛПК. Для достижения максимального эффекта часть лазерного излучения фокусировалась на катод лампы. Импульсы, индуцируемые лазерным излучением, после оцифровки поступают в ЭВМ для фильтрации флуктуаций амплитуды отклика, связанных с нестабильностью параметров излучения лазера и силы тока в ЛПК.

После появления отклика на выходе ЛПК настройка ведется с помощью шаговых двигателей, управляемых ЭВМ, до получения максимального отклика. Затем происходит перестройка лазера по длине волны с уменьшением амплитуды отклика до уровня половины максимального. Каждое значение амплитуды и соответствующая ему расстройка фиксируются в ЭВМ. По полученной настроечной кривой расчетным путем уточняется максимум настройки. Приведенная методика дает возможность настроить лазер с погрешностью 1 пм при ширине линии 5 пм.

Представленные конструкция лазерной головки и система накачки лазера на красителе позволяют значительно увеличить продолжительность непрерывной работы излучателя в составе лидара по сравнению с показателями существующих аналогов. В результате проведенных исследований и

оптимизации параметров разрядных цепей повышена эффективность многоламповых систем накачки. Использование ЛПК в импульсном режиме включения дает возможность повысить точность настройки длины волны излучения лазера для работы в составе резонансного лидара.

Список литературы: 1. Зарудный А.А., Мегель Ю.Е., Лагутин М.Ф. Лидар для исследования мезосферной примеси // Оптика атмосферы. 1988. № 6. С. 83 - 89. 2. Allain J.Y. High energy pulsed lasers for atmospheric sounding // Appl. Optics. 1979. V. 18, N 3. P. 287 - 289. 3. High-Energy dye laser pumped by wall-ablation lamps / T. Okada, K. Fujiwara, M. Maeda, Y. Migazoe // Appl. Phys. 1978. V. 15. P. 191 - 196. 4. Chu S., Smith R. Areliahl thyatron switched flashlamp-pumped dye laser // Optics Commun. 1979. V. 28, N 2. P. 221-226. 5. Comparison of coaxial and preionised linear flashlamps as pumping sources for high power repetitive pulsed dye lasers / A. Hirth, Th. Lasser, R. Meger, K. Schetter // Optics Commun. 1980. V. 34, N 2. P. 34. 6. Marotta A., Arguello C.A. A sinnered prepulsed flashlamp dye laser // J. Phys. E.: Sci. Instrum. 1976. V 9. P. 478 - 481. 7. Лагутин М.Ф., Мустецов Н.П., Зарудный А.А. [Обзор] // Приборы и техника эксперимента. 1984. № 2. С. 178. 8. Beenen G.J., Lessard B.P., Piepmeier E.H. [Review] // Analytic Chem. 1979. V. 51, N 11. P. 1721. 9. Beenen G.J., Hosch J.W., Piepmeier E.H. [Survey] // Appl. Spectr. 1981. V. 35, N 6. P. 593.

Харьковский государственный технический
университет радиозлектроники

Поступила в редколлегию 14.04.97

Т.Л. АЛТУХОВА, канд. техн. наук, В.Г. КОТУХ, канд. техн. наук

ИССЛЕДОВАНИЕ МЕХАНИЗМА ОБРАЗОВАНИЯ ЛАЗЕРНЫХ СВАРНЫХ СОЕДИНЕНИЙ В УЗЛАХ ГЕРМЕТИЗАЦИИ РАДИОЭЛЕКТРОННЫХ МОДУЛЕЙ

В соответствии с предложенной новой технологической концепцией лазерной герметизации радиоэлектронных модулей (РЭМ) в корпусах из Al-сплавов [1] рассмотрим на примере задачу получения герметичного лазерного сварного соединения в узлах герметизации, составленных из разнородных материалов. Она сводится к соединению плавлением металла присоединяемой детали (электросоединитель — 29НК, штенгель — М1, узел откачки и заполнения — 12Х18Н10Т) с многофункциональным покрытием (МФП) на основе Ni или Si, наплавленным на кромки алюминиевых корпусных деталей, причем с внешней стороны МФП, состоящей из чистого Ni или Si (рис. 1).

На рис. 1 показаны варианты образования соединений (1 — корпус РЭМ; 2 — МФП; 3 — электросоединитель, штенгель, корпус узла откачки-заполнения).

Из диаграммы растворимости в Ni [2] элементов, входящих в сплавы 29НК, 12Х18Н10Т, М1 (Co, Ni, Fe, Cu, Cr, Ti) и практического опыта следует, что лазерная сварка не должна вызывать больших затруднений, поскольку указанные элементы хорошо растворяются в Ni с образованием прочных твердых растворов. Таким образом, можно прогнозировать образование комбинированного сварного соединения, состоящего из нескольких зон. На рис. 2 обозначены: 1 — кромка корпуса РЭМ; 2 — МФП; 3 — диффузионная зона; 4 — кромка электросоединителя или корпуса узла откачки-заполнения; Δ — смещение оси лазерного луча относительно стыка; - - - — ожидаемая граница соединения при сварке в торец (а) и внахлест (б). При этом ожидается некоторое увеличение ширины диффузионной зоны Al — Ni под ранее наплавленным МФП, что обеспечивает прочность и плотность сварного соединения.

Технологическая проблема при этом будет заключаться в обеспечении теплопроводностного режима плавления путем смещения оптической оси лазерного луча в сторону более теплоемкого материала. В первую очередь необходимо обеспечить расплавление сплава 29НК, 12Х18Н10Т и исключить расплавление Al-сплава (кромки корпуса, крышки РЭМ). В этом случае должно происходить сплавление Ni-основы МФП с 29НК,

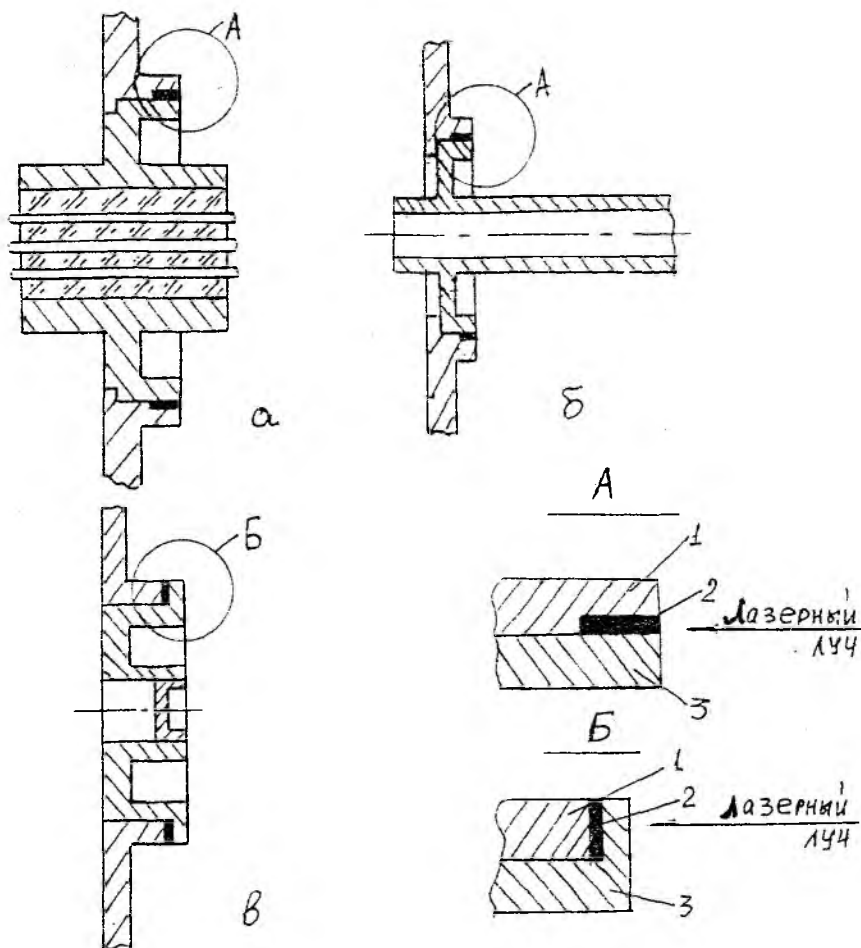


Рис. 1

12X18H10T и т.п. и расширение диффузионной зоны AL — Ni за счет взаимной диффузии.

Такой режим сварки позволяет исключить перегрев корпуса РЭМ выше критических температур, указанных в ТУ, и тем самым избежать разгерметизации электросоединителя из-за растрескивания стеклоспая.

Вместе с тем невозможно полное исключение зазора между поверхностями свариваемых кромок, который создает большое тепловое сопротивление, затрудняющее теплопроводный режим сварки. Это обстоятельство надо учитывать при разработке КТР в части требований к шероховатости и размерной точности (особенно неплоскостности) свариваемых кромок.

В случае лазерной сварки узла штенгель (медь М1) — МФП (Ni) — корпус РЭМ следует принять во внимание, что Cu обладает большей теплопроводностью по сравнению с Al и исключительно хорошей свариваемостью с Ni с образованием непрерывного ряда твердых растворов. Технологическая проблема состоит в том, что из-за высоких коэффициентов отражения лазерного излучения медью (97 - 99 %) и алюминием (95 - 97 %) для их расплавления необходимо подвести в зону сварки значительное количество энергии. Вследствие высокой теплопроводности материалов может произойти нагрев корпуса РЭМ выше температур, допустимых по ТУ. Эту проблему можно решить путем смещения оптической оси лазерного луча относительно стыка в сторону МФП. Механизм образования соединения показан на рис. 3 (обозначения те же, что и на рис. 2, за исключением 4 — кромки штенгеля).

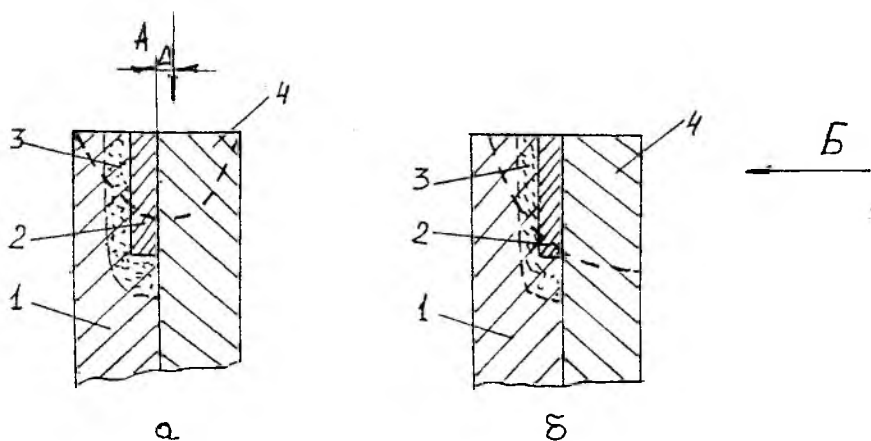


Рис. 2

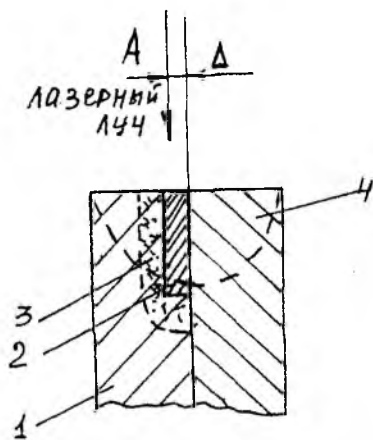


Рис. 3

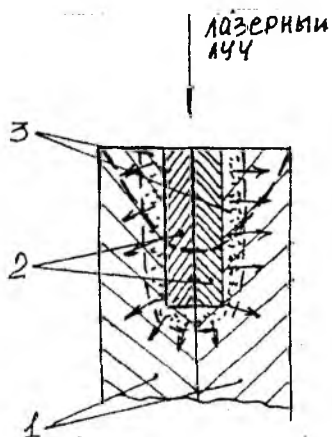


Рис. 4

За счет смещения в первую очередь должно расплавляться более теплоемкое МФП, обладающее к тому же более низким коэффициентом отражения, а затем уже произойдет плавление всей системы Al — Ni — Cu. В сварном соединении ожидается образование сплава типа алюминоникелевой бронзы.

Задача получения лазерного сварного соединения в узле герметизации корпус РЭМ — крышка РЭМ сводится к соединению плавлением МФП, нанесенного ранее на свариваемые кромки как корпуса, так и крышки. В зависимости от основы МФП (Si или Ni) в контакте перед сваркой находятся внешние поверхности МФП, состоящие из чистого Si либо из чистого Ni. Таким образом, фактически сварка сводится к расплавлению Si или Ni. Проблема получения плотного сварного соединения Ni — Ni решена ранее [3].

Проблема получения плотного сварного соединения Si — Si импульсной лазерной сваркой в литературе не освещалась. Поэтому необходимо аналитическое и экспериментальное исследование этого процесса.

В процессе лазерной сварки ожидается расширение диффузионной зоны Ni — Al за счет дальнейшей диффузии Ni в Al с утонением слоя чистого Ni на внешних поверхностях МФП. Механизм образования соединения в системе Al — МФП — Al отражен на рис. 4, где 1 — кромки корпуса и крышки РЭМ (Al-сплав); 2 — МФП (Ni или Si); 3 — диффузионная зона (Al — Ni или Al — Si соответственно поз. 2); → — ожидаемое направление диффузии.

При использовании МФП на основе Si ожидается более равномерное распределение Si в сварном соединении с образованием Al-сплава типа силумина, возможно эвтектического состава. Это обстоятельство должно способствовать получению прочного и герметичного соединения.

Основной технологической проблемой при лазерной сварке узла герметизации корпус РЭМ — крышка РЭМ является соблюдение ограничения, заключающегося в том, что нагрев стенки корпуса не должен превышать критической температуры, указанной в ТУ на РЭМ (т.е. 70 ... 120 °C на расстоянии 5 ... 15 мм от зоны сварки).

Исходя из этих соображений был выполнен аналитический расчет нагрева корпуса РЭМ. Для расчета использовано уравнение квазистационарного состояния процесса распространения теплоты при нагреве пластины подвижным линейным источником q , перемещающимся с постоянной скоростью V [4]:

$$T(x, y, t) = \frac{q}{2\pi\lambda_T\delta} e^{\frac{-Vx}{2a}} K_0 \left(r \sqrt{\frac{V^2}{4a^2} + \frac{b}{a}} \right),$$

где x — координата критической точки, в которой определяется температура; t — время, за которое температура в данной точке достигает максимального значения, λ_T — коэффициент теплопроводности; δ — толщина пластины; K_0 — функция Бесселя от мнимого аргумента второго рода нулевого порядка, значение которой определяется по таблицам; r — плоский радиус-вектор в подвижной системе координат, связанной с источником теплоты; a , b — коэффициенты теплопроводности и теплоотдачи.

Теплоотдача с поверхности корпуса при расчетах не учитывалась из-за небольшой продолжительности сварки, а теплопроводность МФП принята равной теплопроводности Al-сплава.

Расстояние от зоны сварки до критических точек корпуса было принято 5, 10, 15 мм исходя из наиболее распространенных размеров корпусов РЭМ. Расчетная скорость сварки взята 3, 15, 30 мм/мин, что намного меньше рекомендуемой по ОСТ 92-1170 — 86, т.е. для ужесточения условий сварки. Энергия в импульсе была принята в пределах 8 30 Дж, т.е. в диапазоне энергий для установок серии “Квант” и “Гарт”. Частота следования импульсов — 1, 5, 10 Гц, а их длительность от 4 до 6 мс.

Результаты расчетов представлены на рис. 5, где x — расстояние от зоны сварки, T — нагрев корпуса.

Они свидетельствуют о том, что даже при лазерной герметизации с использованием импульсной сварки на самых жестких режимах ($\mathcal{E} = 30$ Дж, $V = 3$ мм/мин, $f = 10$ Гц) в наиболее критической точке на расстоянии 5 мм от зоны сварки по окончании процесса герметизации температура нагрева корпуса не превышает 48°C , что значительно меньше допустимой по ТУ.

Значит, герметизация РЭМ в корпусах из Al-сплавов с использованием лазерной импульсной сварки возможна с соблюдением тепловых ограничений.

Следовательно, для получения герметичного и прочного сварного соединения в системе Al — МФП — Al нужно вводить в зону сварки ограниченное количество лазерной энергии для предотвращения перегрева стенки корпуса выше критической температуры.

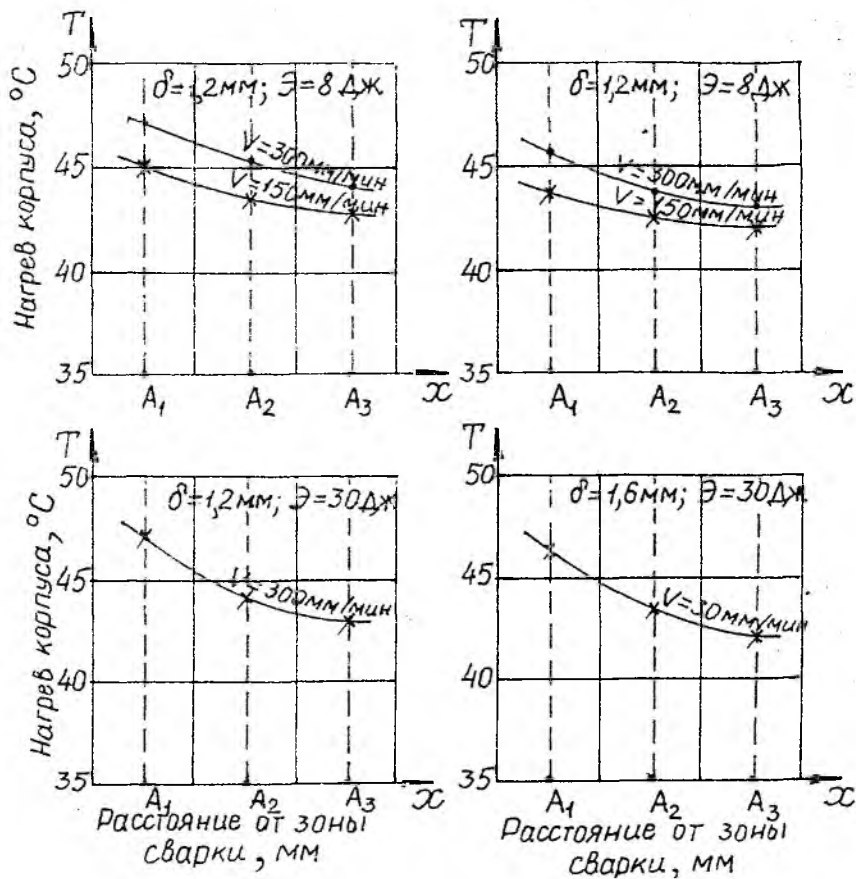


Рис. 5

Таким образом, для получения герметичного и прочного сварного соединения в системах Al — МФП — (29НК, 12Х18Н10Т и др.) необходимо обеспечивать требуемый теплопроводный режим плавления. В системе Al — МФП — Cu надо учитывать отрицательное действие высокого коэффициента отражения лазерного излучения медью и алюминием и хорошую свариваемость Cu с Ni на внешней стороне МФП.

Для получения герметичного и прочного сварного соединения в системе Al — МФП — Al (узел герметизации корпус — крышка) необходимо использовать импульсную лазерную сварку, при которой предотвращается возможность перегрева корпуса РЭМ выше критической температуры, ограниченной ТУ на РЭМ.

Список литературы: 1. *Технологическая концепция лазерной герметизации радиоэлектронных модулей в корпусах из алюминиевых сплавов* / Н.В. Замирец, В.Г. Котух, В.А. Шур, Т.Л. Алтухова // *Технология приборостроения*. 1996. № 1. С. 54 - 57. 2. *Алтухова Т.Л. Исследование механизма образования многофункционального покрытия на корпусных деталях радиоэлектронных модулей* // Там же. 1997. № 2. С. 35 -38. *Лазерная и электронно-лучевая обработка материалов: Справ.* / Н.Н. Рыкалин, А.А. Углов, И.В. Зуев, А.Н. Кокора. М.: Машиностроение, 1985. 496 с. 4. *Григорьянц А.Г. Основы лазерной обработки материалов*. М.: Машиностроение, 1989. 379 с.

*Харьковский научно-исследовательский
технологический институт приборостроения*

Поступила в редколлегию 22.04.97

СИЛЬНОТОЧНЫЙ ЭЛЕКТРОННЫЙ УСКОРИТЕЛЬ ПУЧКА

Интерес к разработке и исследованию сильноточных релятивистских ускорителей вызван многими причинами: электронные пучки при взаимодействии с плазмой генерируют широкий спектр высокочастотных колебаний; энергия электронных пучков может быть применена для создания активных сред лазера коротковолнового излучения, для осуществления инерционного нагрева дейтериево-тритиевой мишени до термоядерных температур и т.п. Широкое распространение получили методы создания низкоиндуктивных генераторов высоковольтных импульсных напряжений для ускорения многоамперных электронных пучков [1- 6].

Нами проведены разработка, расчет и исследование импульсного сильноточного ускорителя релятивистских электронных пучков (СРЭП) с целью их использования для решения ряда проблем в области сильноточной электроники и технологии.

Ускоритель СРЭП предназначен для формирования и транспортировки электронных пучков с энергией электронов до 500 кэВ при силе тока до 20 кА с длительностью импульса до 80 нс. Ускоритель импульсных СРЭП представляет собой коаксиальную водяную линию, заряжаемую от генератора импульсных напряжений (ГИН). Нагрузкой линии служит электронная пушка с холодным катодом, подключаемая к линии с помощью водяного разрядника. Основными функциональными узлами и системами ускорителя являются: высоковольтный выпрямитель; зарядное устройство линии; формирующая линия; система вакуумирования; высоковольтные и рентгеновские системы защиты; пульт управления ускорителем; система очистки воды.

Высоковольтный выпрямитель, предназначенный для зарядки емкостных накопителей ГИН, выполнен на базе высоковольтного трансформатора ТВО - 140 - 50, цепочки диодов Д 1000, собранной по однополупериодной схеме. Основные параметры выпрямителя: номинальное напряжение 50 кВ; максимальное напряжение 140 кВ; номинальная потребляемая мощность 2 кВт.

цепь ГИН при большом числе последовательно соединенных конденсаторов C после срабатывания искровых разрядников можно рассматривать, в соответствии с [5], как линию с равномерно распределенными вдоль нее источниками напряжения, индуктивностью и паразитными емкостями относительно земли и между элементами линий.

В данном генераторе используется десять ступеней, которые обеспечивают ГИН следующие параметры: номинальное напряжение 300 ... 500 кВ; максимальное напряжение 800 кВ; запасаемую энергию 500 ... 1500 Дж.

Зарядка ГИН реализуется через индуктивность 5 мкГн. Так как емкость формирующей линии в три раза меньше ударной емкости ГИН, напряжение на линии в 1,5 раза превышает выходное.

Все разрядники ГИН воздушные, управление моментом поджига разрядника производится с помощью блока поджига, формирующего однополярные импульсы напряжения длительностью 10 мкс с передним фронтом 2 мкс и амплитудой 18 кВ. Запуск блока поджига может быть осуществлен от внешнего источника синхроимпульсов. Амплитуда внешнего запускающего импульса достаточна для срабатывания тиратрона и находится в пределах 50 ... 100 В при длительности 3 ... 5 мкс. Для получения коротких низкоимпедансных пучков с быстрым нарастанием тока применялась схема, в которой ГИН служит для зарядки формирующей линии.

Формирующей является одинарная коаксиальная линия; в качестве диэлектрика использована дистиллированная вода. Электрические параметры формирующей линии определяются ее геометрией и свойствами выбранного диэлектрика. Для данной формирующей линии импеданс описывается выражением

$$z = \frac{60}{\sqrt{\epsilon}} \ln\left(\frac{b}{a}\right),$$

где b , a — радиусы внешнего и внутреннего электродов, а длительность импульса 2τ — выражением

$$\tau_p = 2l\sqrt{\epsilon}/c,$$

где l — длина коаксиальной линии; ϵ — диэлектрическая проницаемость; c — скорость света.

Радиусы a и b выбираются в зависимости от желаемого импеданса линии, зарядного напряжения и ограничений, связанных с воз-

никновением электрического пробоя. Напряженность пробоя электрического поля для воды можно выразить соотношением

$$E_{пр} = K / t_{эф}^{1/3} A^{1/10},$$

Здесь K — постоянная, $K = 0,3 \dots 0,6$ в зависимости от полярности напряжения; $t_{эф}$ — время, за которое напряженность электрического поля изменяется от $0,65$ до $E_{пр}$; A — площадь электрода, на которой изменение электрического поля не превышает 10% максимального значения, $см^2$.

Для эффективной отдачи энергии формирующей линии в электронный пучок вакуумный диод соединяется с линией через водяной разрядник. Формирующая линия имеет следующие параметры: длину 1300 мм; диаметр внешней обкладки 150 мм; диаметр внутренней обкладки 50 мм; запасаемую энергию $250 \dots 700$ Дж; диапазон срабатывания коммутатора $300 \dots 500$ кВ.

Все элементы линии, соприкасающиеся с водой, выполнены из нержавеющей стали и отполированы. Коммутация энергии линии в нагрузку осуществляется с помощью водяного неуправляемого разрядника, длина разрядного канала которого может плавно регулироваться в пределах $10 \dots 35$ мм, что позволяет изменять напряжение на нагрузке в диапазоне $200 \dots 500$ кВ.

Для предотвращения загрязнения всего объема воды из-за эрозии электродов коммутирующего разрядника зарядная камера отделена шайбой из оргстекла, которая, кроме того, является центрирующей. Шайба расположена в кармане, образованном фланцами формирующей линии и пушки. Такая конструкция может обеспечить высокую электрическую прочность, поскольку напряженность электрического поля внутри кармана уменьшается в несколько раз.

Импульс ускоряющего напряжения, полученный от формирующей линии, подается на электронную пушку ускорителя. Разработанная электронная пушка содержит два основных элемента: изолятор и высоковольтный вакуумный диод, предназначенный для преобразования мощных коротких импульсов напряжения, создаваемых на выходе формирующей линии, в полезные пучки частиц. Вакуумный изолятор состоит из набора диэлектрических, выполненных из оргстекла изоляционных колец, чередующихся с кольцами из алюминия. Металлические кольца позволяют более равномерно распределить напряжение в диоде по длине изолятора и тем самым затрудняют развитие поверхностного пробоя.

Для случая коротких импульсов средняя по поверхности изолятора напряженность электрического поля, при которой возникает поверхностный пробой в вакууме, описывается эмпирическим выражением [5]

$$\langle E_{np} \rangle = 175 / t^{1/6} A^{1/10},$$

где E_{np} — напряженность пробоя, кВ/см; t — время, в течение которого $0,9 < E_{np}$; A — площадь изолятора, см².

Высоковольтный диод электронной пушки определяет ресурс непрерывной работы всего ускорителя, так как подвержен сильному разрушению в процессе эксплуатации. Экспериментальные исследования показывают, что на автоэлектронном эмиттере диода при предельной плотности тока происходит взрывное разрушение острия собственными токами автоэлектронной эмиссии. Явление сопровождается возрастанием силы тока на два-три порядка, разлетом образованной плазмы и усилением эмиссии электронов с фронта плазмы. Соотношение между плотностью тока J (в присутствии объемного заряда в плоском диоде), электродным расстоянием d и ускоряющим напряжением U находится из закона Чайлда — Ленгмюра [6; 7]:

$$J = 2,33 * 10^{-6} U^{3/2} d^{-2}.$$

Оно справедливо для нерелятивистских скоростей электронов. Отклонение от закона из-за релятивистских эффектов в нашем случае составило около 10 %.

Применение многоострийных катодов обеспечивает возможность согласования импедантов электронной пушки и формирующей линии, что важно для передачи максимальной энергии в электронный пучок.

Конструкция электронной пушки позволяет менять в процессе эксперимента расстояние анод-катод в пределах 10 ... 35 мм и использовать электроды различной формы. Возможность регулировки межэлектродного расстояния позволяет в достаточно широких пределах варьировать импеданс пушки. В качестве эмиттера были применены плоские, конусообразные, острийные и многоострийные катоды. Конструкция анодного узла предусматривает возможность использо-

вания в качестве анода плоских поверхностей, выполненных из титановых, алюминиевых фольг; применялись также алюминированная майларовая пленка и другие мембраны, предназначенные для вывода электронного пучка в область его использования.

Напряжение на электронной пушке диодного типа, измеряется двухступенчатым резистивным делителем напряжения, подключенным непосредственно к катодному электроду, а сила тока пучка измеряется с помощью цилиндра Фарадея, установленного в анодном блоке, а также с помощью низкоиндуктивного шунта.

Основные параметры электронной пушки, работающей в режиме взрывной эмиссии, следующие: геометрия пучка цилиндрическая; диаметр выходного окна 43 мм; толщина выходной мембраны 45 мм; рабочее давление в пушке 0,4 мПа; частота импульсов 1/350 с.

В процессе эксплуатации ускорителя периодически возникает необходимость очистки воды, используемой в качестве диэлектрика. Система очистки позволяет получить воду с удельным сопротивлением порядка 10^7 Ом/см. Глубокая очистка воды осуществляется пропусканьем ее через ионитные смолы амберлита Варион АД, обладающие высокими скоростями обмена.

Вакуумная система для откачки электронной пушки состоит из механического и диффузионного паромасляного насосов, азотно-водяной ловушки, запорной арматуры и вакуумно-измерительной аппаратуры.

В пульте управления генератором СРЭП размещены: блок управления выпрямителем; унифицированные блоки задержки; блок питания; приборы контроля и диагностики.

При создании экспериментального комплекса предусмотрена возможность управления генератором СРЭП из диагностического помещения с помощью панели дистанционного управления, на которой расположены прибор установки и контроля напряжения накопителя ГИН, кнопки управления выпрямителем и кнопка "Пуск". Посредством данных кнопок подается команда запуска блока поджига, а также осуществляется запуск регистрирующей аппаратуры с требуемой задержкой. Значение задержки можно изменить как дискретно, так и плавно в пределах 0,1 мкс ... 0,1 с благодаря использованию унифицированных блоков задержки.

В заключение следует отметить: опыт эксплуатации описанного сложного экспериментального стенда показал, что с его помощью можно решать широкий круг научных и технических задач.

Список литературы: 1. Диденко А.Н., Григорьев В.П., Усов Ю.П. Мощные электронные пучки и их применение. М.: Атомиздат, 1977. 277 с. 2. Миллер Р. Введение в физику сильноточных пучков заряженных частиц: Пер. с англ. М.: Мир, 1984. 432 с. 3. Смирнов С.М.

Терентьев П.В. Генераторы импульсов высокого напряжения. М.: Энергия, 1964. 240 с.
4. *Разработка и применение источников интенсивных электронных пучков* / Под ред. Г. А. Месяца. Новосибирск: Наука, 1976. 192 с. 5. *Кремнев Р.В., Месяц Г.А., Насибов А.С.* Формирующие наносекундных импульсов в сильноточной электронике. Новосибирск: Наука, 1970. 152 с. 6. *Месяц Г.А., Литвинов Е.А.* О вольтамперной характеристике диода с острым катодом в режиме автоэмиссии // Изв. вузов. Физика. Томск, 1972. № 8. С. 158 - 160. 7. *Месяц Г.А., Литвинов Е.А., Шубин А.Ф.* Расчет термоэмиссии, предшествующей взрыву микроэммиттеров под действием импульсов автоэлектронного тока // Там же. 1970. № 4. С. 147 - 152.

*Харьковский государственный технический
университет радиозлектроники*

Поступила в редколлегию 17.04.97

А.Д. ЧЕРЕНКОВ, канд. техн. наук

ИЗМЕРИТЕЛЬНЫЕ ЯЧЕЙКИ ИЗМЕНЕНИЙ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ БИОЛОГИЧЕСКИХ ВЕЩЕСТВ НА ОСНОВЕ ОБЪЕМНЫХ РЕЗОНАТОРОВ ОТКРЫТОГО ТИПА

Измерение изменений диэлектрической проницаемости (ДП) биологических веществ в пределах $10^{-7} \dots 10^{-8}$, обусловленных внешними воздействиями (светом, информационными электромагнитными полями — ЭМП, ядерным излучением и т.д.), связано с использованием объемных высокодобротных резонаторов [1].

Наибольшее значение добротности должен обеспечить бисферический резонатор, однако анализ и расчет параметров резонатора, применимого для практических целей, в литературе проведен недостаточно полно [2; 3].

Такой резонатор (рис. 1) имеет центральную часть и сужающиеся торцевые, которые становятся запредельными для волн, существующих в центральной части.

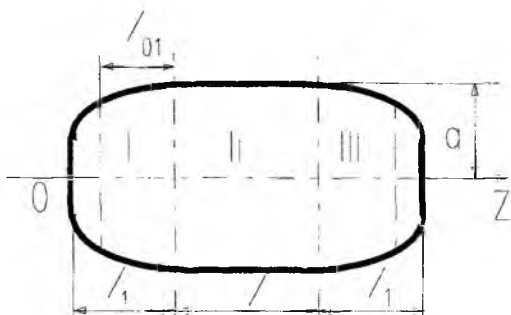


Рис. 1

Отсутствие в торцевых частях волн, начиная с некоторого сечения, позволяет изготавливать резонаторы с открытыми торцами. Это дает возможность легко вводить внутрь резонатора исследуемые объекты, увеличить его добротность и автоматизировать процесс измерения.

Задача расчета ЭМП состоит в решении однородного уравнения Гельмгольца для каждой области резонатора

$$\Delta\varphi + k^2\varphi = 0. \quad (1)$$

Здесь φ — продольная электрическая либо продольная магнитная составляющая ЭМП в резонаторе; $k^2 = \omega^2 \epsilon_0 \mu_0$ — волновое число, где ω — круговая частота возбуждающего поля; ϵ_0 , μ_0 — абсолютные диэлектрическая и магнитная проницаемости заполнения резонатора.

ЭМП в частичных областях, удовлетворяющих граничным условиям задачи, вычисляются с погрешностью до совокупности произвольных постоянных и сшиваются на поверхности раздела. В центральной части резонатора продольное волновое число является постоянной величиной, о чем свидетельствует характер зависимости (рис. 2) продольного числа от координаты z .

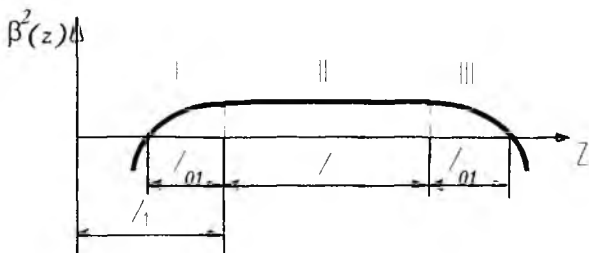


Рис. 2

Решение уравнения (1), записанного в цилиндрической системе координат, отыскивается в виде произведения трех составляющих, каждая из которых является функцией только одного аргумента:

$$\varphi = R(r)\Phi(\varphi)Z(z), \quad (2)$$

где r , φ , z — текущие координаты цилиндрической системы.

Учитывая граничные условия на контуре поперечного сечения центральной части резонатора для электрической собственной функции $\varphi_c = 0$ и для магнитной $\partial\varphi_n / \partial n = 0$, выражения для электрической и магнитной собственной скалярной функций записываем в виде

$$\varphi_{mm} = J_m\left(\frac{\mu_{mn}}{a}r\right) \cos(m\varphi) \left[A_1' e^{-i\sqrt{\omega^2 \varepsilon_0 \mu_0 - \left(\frac{\mu_{mn}}{a}\right)^2} (r-h)} + \right. \\ \left. + A_2' e^{i\sqrt{\omega^2 \varepsilon_0 \mu_0 - \left(\frac{\mu_{mn}}{a}\right)^2} (r-h)} \right]; \quad (3)$$

$$\varphi_{TE} = J_m\left(\frac{\mu'_{mn}}{a}r\right) \cos(m\varphi) \left[A_3' e^{-i\sqrt{\omega^2 \varepsilon_0 \mu_0 - \left(\frac{\mu'_{mn}}{a}\right)^2} (r-h)} + \right. \\ \left. + A_4' e^{i\sqrt{\omega^2 \varepsilon_0 \mu_0 - \left(\frac{\mu'_{mn}}{a}\right)^2} (r-h)} \right]; \quad (4)$$

где $\frac{\mu_{mn}}{a} = \chi_{TM}$ — поперечное волновое число; μ_{mn} — n -й корень функ-

ции Бесселя $J_m(\chi r)$; $\sqrt{\omega^2 \varepsilon_0 \mu_0 - \left(\frac{\mu_{mn}}{a}\right)^2} = \beta_{mm}$ — продольное волновое число; ω — круговая частота возбуждающего поля; ε_0, μ_0 — абсолютные диэлектрическая и магнитная проницаемости заполнения резонатора;

μ'_{mn} — n -й корень произвольной функции Бесселя $J'_m(\chi r)$; $\frac{\mu'_{mn}}{a} = \chi_{TE}$;

$$\sqrt{\omega^2 \varepsilon_0 \mu_0 - \left(\frac{\mu'_{mn}}{a}\right)^2} = \beta_{TE}; A'_1, A'_2, A'_3, A'_4 \text{ — коэффициенты.}$$

В областях I и III продольное волновое число β зависит от z , причем с уменьшением площади поперечного сечения $\beta^2(z)$ стремится к нулю, а затем становится отрицательным (рис. 2). Получающееся в данном случае дифференциальное уравнение второго порядка с переменными коэффициентами

$$\frac{d^2 z}{dz^2} - \beta^2 z = 0, \quad (5)$$

решается методом присоединенного уравнения вида

$$\Theta''(t) + I(t)\Theta(t) = 0. \quad (6)$$

Здесь $I(t)$ — функция, поведение которой на участках I и III сходно с поведением функции $\beta^2(z)$;

$$\Theta(t) = Z(z) \sqrt{\frac{dt}{dz}}, \quad \frac{dt}{dz} = \sqrt{\frac{\beta^2(z)}{I(t)}}.$$

В рассматриваемом случае в качестве $I(t)$ удобно выбрать линейную функцию, т.е. $I(t) = t$. Последняя на участках I и III (см. рис. 2) ведет себя так же, как и $\beta^2(z)$. Тогда присоединенное уравнение (4) приводится к уравнению Эйри

$$\Theta''(t) + t\Theta(t) = 0, \quad (7)$$

решением которого являются две функции Эйри $u(t)$ и $v(t)$:

$$\Theta(t) = C_3 u(t) + C_4 v(t), \quad (8)$$

где C_3, C_4 — константы. За критическим сечением амплитуда ЭМП

должна обращаться в нуль, а значит, функция $u(t) \rightarrow \infty$ и не удовлетворяет нашему решению; коэффициент $C_3 = 0$. Тогда решение уравнения (5)

$$Z = 4 \sqrt{\frac{t_1}{\beta_1^2(r)}} A_5^1 \nu(t_1). \quad (9)$$

А решение уравнения (1) в области резонатора I для ТМ- и ТЕ- волн определяется выражениями

$$\Psi_{TM}^I = I_m \left(\frac{\mu_{mn} r}{\sqrt{a^2 - (h-z)^2}} \right) \cos(m\varphi) A_5^1 \sqrt[4]{\frac{t_I}{\omega^2 \varepsilon_0 \mu_0 - \frac{\mu_{mn}^2}{a^2 - (l-z)^2}}} \nu(t_I); \quad (10)$$

$$\Psi_{TE}^I = I_m \left(\frac{\mu_{mn} r}{\sqrt{a^2 - (h-z)^2}} \right) \cos(m\varphi) A_6^1 \sqrt[4]{\frac{t_I}{\omega^2 \varepsilon_0 \mu_0 - \frac{\mu_{mn}^2}{a^2 - (l-z)^2}}} \nu(t_I), \quad (11)$$

в которых

$$t_I = - \left\{ \frac{3k}{2} a E \left[\arcsin \frac{a}{l_{01}} \sqrt{\frac{l_{01}^2 - (l-z)^2}{a^2 - (h-z)^2}} \cdot \frac{l_{01}}{a} - \frac{a^2 - l_{01}^2}{a} F \times \right. \right. \\ \left. \left. \times \left[\arcsin \frac{a}{l_{01}} \sqrt{\frac{l_{01}^2 - (l-z)^2}{a^2 - (h-z)^2}} \cdot \frac{l_{01}}{a} - \frac{\sqrt{l_{01}^2 - (h-z)^2} (h-r)}{a^2 - (h-r)^2} \right] \right\}^{2/3}, \quad (12)$$

где E, F — эллиптические интегралы второго и первого рода соответственно.

Для области III решения записываются в следующем виде:

$$\Psi_{TM}^{III} = I_m \left(\frac{\mu_{mn} r}{\sqrt{a^2 - (z-l-h)^2}} \right) \cos(m\varphi) A_7^I \sqrt[4]{\frac{t_{III}}{\omega^2 \varepsilon_0 \mu_0 - \frac{\mu_{mn}^2}{a^2 - (z-l-h)^2}}} v(t_{III}); \quad (13)$$

$$\Psi_{TE}^{III} = I_m \left(\frac{\mu'_{mn} r}{\sqrt{a^2 - (z-l-h)^2}} \right) \cos(m\varphi) A_8^I \sqrt[4]{\frac{t_{III}}{\omega^2 \varepsilon_0 \mu_0 - \frac{(\mu'_{mn})^2}{a^2 - (z-l-h)^2}}} v(t_{III}). \quad (14)$$

Здесь

$$t_{III} = - \left\{ \frac{3k}{2} a E \left[\arcsin \frac{a}{l_{01}} \sqrt{\frac{l_{01}^2 - (z-l-h)^2}{a^2 - (z-l-h)^2}} \cdot \frac{l_{01}}{a} \right] - \frac{a^2 - l_{01}^2}{a} F \times \right. \\ \left. \times \left[\arcsin \frac{a}{l_{01}} \sqrt{\frac{l_{01}^2 - (z-l-h)^2}{a^2 - (z-l-h)^2}} \cdot \frac{l_{01}}{a} \right] - \frac{\sqrt{l_{01}^2 - (z-l-h)^2} (z-l-h)}{a^2 - (z-l-h)^2} \right\}^{2/3}; \quad (15)$$

l_{01} — расстояние до сечения, в котором продольное волновое число β обращается в нуль.

Для определения коэффициентов $A_7^I - A_8^I$ и конструктивного параметра резонатора l используем систему уравнений, которая получается приравниванием на границах между I и II и между II и III областями как самих решений, так и их производных по Z .

Проделав необходимые преобразования, запишем уравнения для ТЕ-волн:

$$\left. \begin{aligned} A_3' + A_4' + A_6' c v(t_0) &= 0 \\ iA_3' - iA_4' - A_6' \sqrt{-1} d v'(t_0) &= 0 \\ A_3' e^{-i\beta_{TE} l} + A_4' e^{i\beta_{TE} l} - A_8' c v(t_0) &= 0 \\ iA_3' e^{-i\beta_{TE} l} - iA_4' e^{i\beta_{TE} l} + A_8' \sqrt{-1} d v'(t_0) &= 0 \end{aligned} \right\}, \quad (16)$$

где

$$\left. \begin{aligned} c &= 4 \sqrt{-\left(\frac{3l_{01}}{2\beta_{TE}^2}\right)^{2/3}}, & d &= 6 \sqrt{\frac{2}{3l_{01}\beta_{TE}^4}}, \\ t &= -\left(\frac{3\beta_{TE} l_{01}}{2}\right)^{2/3}, & l_{01} &= \sqrt{a^2 - a_{кр}^2} \end{aligned} \right\}, \quad (17)$$

$a_{кр}$ — радиус критического сечения в сужающейся части.

Приравняв к нулю детерминанты системы линейных уравнений (16) для волны TE_{01} , получим выражение для определения резонансной длины l центральной части резонатора

$$l = \frac{1}{\beta_{TE0}} - \arctg \frac{2v(t_0)v'(t_0)}{\beta_{TE01} \left\{ 3 \sqrt{\frac{2}{3l_{01}\beta_{TE01}^4}} [v'(t_0)]^2 - 3 \sqrt{\frac{3l_{01}}{2\beta_{TE01}}} [v(t_0)]^2 \right\}} + p\pi, \quad (18)$$

где $p = 0, 1, 2, \dots$

Для вычисления добротности резонатора воспользуемся выражением

$$Q_0 = \omega_0 \frac{W}{P_n}. \quad (19)$$

Здесь ω_0 — круговая резонансная частота; W — запасенная энергия; P_n — средняя мощность потерь.

Запасенная энергия в резонаторе может быть вычислена с помощью выражения

$$W = \int_v \frac{\mu_1}{2} |\dot{H}|^2 dv = \int_v \varepsilon_1 |\dot{E}|^2 dv, \quad (20)$$

где v — объем резонатора; ε_1 , μ_1 — абсолютные диэлектрические проницаемости заполнения резонатора.

Выражение для потерь имеет вид

$$P_n = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\mu_2 \omega_0}{2\gamma_2}} \int_s |\dot{H}_1|^2 ds. \quad (21)$$

Здесь μ_2 — абсолютная магнитная проницаемость стенок; γ_2 — электрическая проводимость стенок; S — площадь внутренней поверхности резонатора.

Вычислив запасенную энергию для трех областей резонатора, окончательно получим, что полная запасенная энергия определится выражением

$$W = \frac{4\pi J_0^2(\mu_{01})}{c^2 v^2(t_0) + d^2 [v'(t_0)]^2} \left\{ a^2 \left[\left(\frac{\beta_{TE_{01}} \mu_{01}}{\chi_{TE_{01}}^2 a} \right)^2 + 1 \right] B + 2I_1 \right\}, \quad (22)$$

где

$$B = \left[\frac{c^2 v^2(t_0)}{2} \left(1 + \frac{\sin 2\beta_{TE01} l}{2\beta_{TE01}} \right) - \frac{cdv(t_0)v'(t_0)}{\beta_{TE01}} \sin^2 \beta_{TE01} l + \right. \\ \left. + \frac{d^2 [v'(t_0)]^2}{2} \left(1 - \frac{\sin 2\beta_{TE01} l}{\beta_{TE01}} \right) \right] ; \quad (23)$$

$$I_1 = \int_0^{l_{01}} \left[a^2 - (l_{01} - z)^2 \right] \left\{ \left[\frac{\beta_{TE01} \mu'_{01}}{k_{TE01}^2 \sqrt{a^2 - (l_{01} - z)^2}} \right]^2 + 1 \right\} \times \\ \times \sqrt{\frac{t_I}{k^2 - \frac{(\mu'_{01})^2}{a^2 - (l_{01} - z)^2}}} v^2(t_1) dz \quad (24)$$

А полная мощность потерь на всей внутренней поверхности резонатора с учетом их равенства в I- и III частях составляет

$$P_n = \frac{8\pi J_0^2 (\mu'_{01})}{c^2 v^2(t_0) + d^2 [v'(t_0)]^2} (ab + 2I_2) . \quad (25)$$

Здесь

$$I_2 = \int_0^{l_{01}} \left[a^2 - (l_{01} - z)^2 \right] \sqrt{\frac{t_I}{k^2 - \frac{(\mu'_{01})^2}{a^2 - (l_{01} - z)^2}}} v^2(t_1) dz . \quad (26)$$

Подставив выражение для W и H в (19), получим окончательно

$$Q_0 = \mu_1 \sqrt{\frac{2\omega_0 \gamma_0}{\mu_2}} \frac{a^2 \left[\left(\frac{\beta_{TE_{01}} \mu'_{01}}{\chi_{TE_{01}}^2 a} \right)^2 + 1 \right] B + 2I_1}{2(ab + 2I_2)} \quad (27)$$

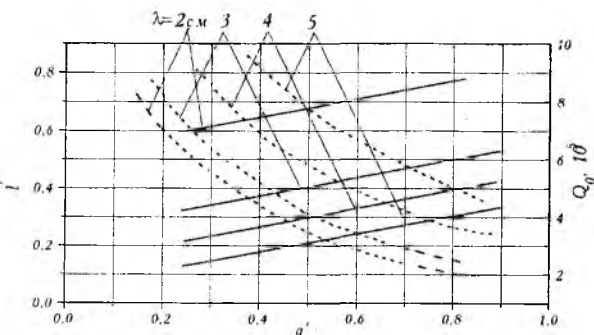


Рис. 3

На ЭВМ проведен расчет параметров бисферического резонатора с посеребренной внутренней поверхностью в зависимости от приведенного радиуса для волн типов H_{011} , H_{012} , (рис. 3, 4). Принимались $l' = l/a_{кр}$; $a' = a_{кр}/a$; $\lambda = \text{const}$.

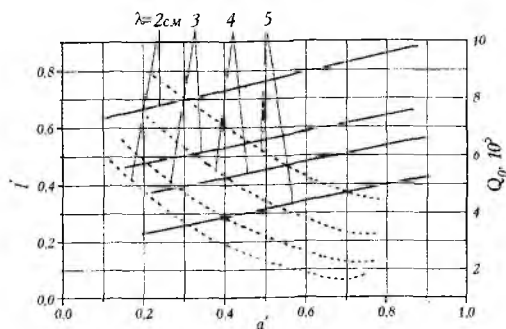


Рис. 4

Выводы

1. Полученные зависимости для добротности $Q_0 = f(a')$ и резонансной длины $l = f(a')$ позволяют определять добротность и конструктивные параметры бисферического резонатора в широкой полосе частот. Это дает возможность на его основе разработать измерительные ячейки изменений ДП веществ с добротностями $10^4 \dots 10^5$.

2. Предложенный теоретический анализ может найти применение для широкого класса резонаторных систем.

Список литературы: 1. А.с. 1276966 СССР, МКИ А1 4G01 22/00. Устройство для измерения параметров диэлектрических материалов / А.Д. Черенков, Л.Ф. Кучин, А.С. Черепнев // Открытия. Изобретения. 1986. № 46. С. 15. 2. Григорьев А.Д., Янкевич В.Б. Резонаторы и резонаторные замедляющие системы СВЧ. М.: Радио и связь, 1984. 248 с. 3. Буртовой Д.П., Резникова Е.Н. Сравнительный анализ закрытых и открытых запредельных резонаторов // Радиотехника. 1978. Вып. 44. С. 60.

Харьковский государственный технический университет сельского хозяйства

Поступила в редколлегию 06.02.97

ПРИМЕНЕНИЕ ИНФОРМАЦИОННЫХ ЭМП В ТЕХНОЛОГИЧЕСКИХ ПРОЦЕССАХ СЕЛЬСКОХОЗЯЙСТВЕННОГО ПРОИЗВОДСТВА

Развитие сельского хозяйства и связанных с ним отраслей невозможно без применения эффективных электротехнологий, способных изменить способ производства продукции, повысить ее количество и качество. Наиболее весомые результаты следует ожидать от электротехнологий на основе применения электромагнитных полей (ЭМП) для воздействия на биологические объекты [1].

Разработка таких электротехнологий в сельскохозяйственном производстве возможна лишь на основе фундаментальных научных исследований и расширения экспериментальных методов изучения влияния ЭМП на объекты растениеводства и животноводства на разных этапах их развития. ЭМП как воздействующий на биообъекты физический фактор и сами биообъекты имеют следующие уникальные особенности:

— биообъекты чувствительны к внешним низкоэнергетическим (информационным) ЭМП, которые сравнимы с естественным фоном, поступающим из космоса;

— ЭМП характеризуются биотропными параметрами (частота, плотность потока мощности, экспозиция, модуляция, локализация), каждый из которых специфично и избирательно воздействует на биообъект;

— получение отклика биообъекта в электрической форме, т.е. возможность снятия экспресс-информации о его состоянии при варьировании биотропными параметрами ЭМП, что позволяет автоматизировать процесс воздействия;

— возможность введения ЭМП на заданное время в любую область биообъекта для целенаправленного его изменения;

— информационные ЭМП не оказывают сколь-нибудь существенного энергетического воздействия на ткани (нагрева), поэтому их действие может определяться только мобилизацией сил и высвобождением значительных энергетических резервов самого организма.

Биофизической основой воздействия ЭМП на биообъекты можно считать следующее. Биосистемы находятся в устойчиво-неравновесном состоянии, обладают специфическими квантовыми свойствами, кооперативностью межклеточных взаимодействий и генерализацией их, возможностью

автоволновых процессов. В биосистемах осуществляются конформационные переходы на значительных расстояниях, что отражает изменение электронного строения атомов и свидетельствует об информационных клеточных взаимодействиях.

В качестве одного из основных механизмов действия ЭМП на клеточном уровне является концепция ведущей роли биологических мембран в реакциях биосистем на микроволновое облучение [2].

Сказанное выше нашло отражение в работах по изучению влияния ЭМП на биологические объекты растениеводства и животноводства. Ряд исследований, проводимых с семенами овощных культур: томатов, огурцов, капусты, редиса, салата — подтверждает стимулирующее действие ЭМП на энергию прорастания, всхожесть, сроки созревания и урожайность [3-5].

Установлено также, что действие ЭМП на семена и растения приводит не только к количественным изменениям, но и к качественным. Электрообработка клубней картофеля позволила повысить крахмалистость на 0,6 ... 1,2 % и увеличить содержание в клубнях аскорбиновой кислоты на $(0,2 \dots 0,7) 10^{-5}$.

Исследования, проведенные на животных, позволяют сделать вывод о том, что ЭМП оказывает стимулирующее действие на функции кроветворения и состав крови [7]. Электромагнитное излучение вызывает биохимические изменения как у животных, так и у людей; они заключаются в изменении содержания белка и белковых фракций, в увеличении в крови содержания холестерина, гистамина, меди в снижении содержания калия [8]. Экспериментальные данные свидетельствуют, что ЭМП способствуют повышению резистивности эритроцитов к влиянию низких температур, а предварительное облучение снижает эффект рентгеновского облучения [9].

При информационном взаимодействии ЭМП с биологическими объектами важна не только энергия воздействующего поля, а и модуляционно-временные и другие параметры ЭМП. Например, в работе [10] показано, что при облучении сине-зеленых водорослей низкоэнергетическими ЭМП в течение 1 ч прирост биомассы составил 47 %. Однако следует отметить, что увеличение экспозиции вызывает уменьшение стимулирующего эффекта: а именно, при экспозиции 2 и 6 ч прирост составляет 16 и 32 %. А через 12 ч зафиксировано снижение биомассы на 70 %.

Представляют интерес результаты воздействия ЭМП КВЧ-диапазона на сухие семена зерновых культур. Так, в работе [7] показано, что облучение сухих семян кукурузы ЭМП с длиной волны 6 мм при поверхностной плотности порядка нескольких десятков милливольт на 1 см^2 вызывало прирост биомассы проростков у родительских форм на 30-35 %. Прак-

тическое применение данный фактор может найти в селекционном деле [11].

Даже эти результаты свидетельствуют о необходимости более глубоких исследований в указанной области. На основе применения информационных ЭМП в технологических процессах сельскохозяйственного производства возможно:

- повысить эффективность предпосевной обработки семян;
- ослабить зависимость урожаев от колебаний погоды;
- уменьшить затраты на защиту растений от вредителей и сорняков;
- повысить эффективность селекционных методов;
- поднять производительность фотосинтетической поверхности растений;
- оптимизировать метаболические процессы вегетирующих растений;
- повысить эффективность лечения маститов и других болезней сельскохозяйственных животных;
- повысить устойчивость животных к ионизирующим излучениям.

Однако следует отметить, что желаемый биологический эффект может быть получен только при оптимальном сочетании значений биотропных параметров воздействующего ЭМП.

Каждый из биотропных параметров может принимать сотни и тысячи значений в интервалах необходимой дискретности. В каждой из точек информационного поля необходимо осуществить экспозицию и измерить изменение состояния биообъекта за разумно допустимое время. Эти эксперименты с использованием общепринятых методов провести нельзя, поскольку сам биообъект станет иным за столь большое время эксперимента. Из сказанного вытекает, что многочисленные реальные и достоверные практические эффекты, получаемые методами случайных проб, не могут дать оптимальных, статистически достоверных данных, послужить основой для теоретических построений, не имеют достаточной повторяемости и, следовательно, не могут найти широкого применения в практической деятельности.

Одним из путей решения этой проблемы является применение специальных автоматизированных систем, включающих высокочувствительные устройства получения биофизической экспресс-информации в электрической форме об отклонениях параметров биообъектов от первоначального значения. Автоматизированная система устраняет субъективность, создает возможность получения различных структур ЭМП по заданной программе за счет перебора каждого из биотропных параметров, ищет максимальные значения откликов биообъектов, сигнализирует об их наличии, запоминает

режим, допускает изменения программ. Время облучения объекта для получения информации уменьшается в тысячи раз.

Выводы

1. Таким образом, для получения эффективного и повторяемого воздействия внешних ЭМП на биологические объекты необходимы практические исследования, учитывающие всю совокупность факторов: морфологическое строение, электрофизические свойства биообъектов, внешние и внутренние воздействия ЭМП.

2. Дальнейшее изучение действия ЭМП связано с разработкой автоматизированных систем контроля параметров, по изменению которых можно судить о механизме взаимодействия ЭМП с биологическими объектами.

Список литературы: 1. *Электротехнология* в сельскохозяйственном производстве: Тез. докл. науч.-практ. конф. / Ташкент: Ин-т инж. ирригации и механизации сел. хоз-ва, 1990. 87 с. 2. *Исмаилов Э.Ш.* Биофизическое действие СВЧ-излучений // Использование СВЧ-энергии в сельскохозяйственном производстве. Черноград, 1989. С. 23 - 29. 3. *Пресман А.С.* Электромагнитные поля и живая природа. М.: Наука, 1968. 288 с. 4. *Нетепловые* эффекты миллиметрового излучения / Под ред. Н.Д. Девяткова. М.: Связь, 1981. 388 с. 5. *Пилюгина В.В., Резуш А.В.* Электромагнитная стимуляция в растениеводстве: Обзор. информ. М., 1980. 50 с. 6. *Миранова А.Н.* Влияние электрического поля на урожай картофеля в поколениях // Науч. тр. Челяб. ин-та механизации и электрификации сел. хоз-ва (ЧИМЭСХ), 1976. № 109. С. 88 - 91. 7. *Кучин Л.Ф., Пиротти Е.Л., Черенков А.Д.* Взаимодействие СВЧ-поля с эритроцитами крови. Х., 1981. 6 с. Деп. в ВИНТИ 04.06.83, № 2814 — 82. 8. *Исмаилов Э.Ш.* К механизму влияния микроволн на проницаемость эритроцитов для ионов калия и натрия // Науч. докл. высш. шк. Биол. науки. 1971. № 3. С. 58 - 60. 9. *Исмаилов Э.Ш.* К механизму влияния микроволн на проницаемость эритроцитов человека // Гигиена труда и биологическое действие электромагнитных волн радиочастот. М., 1972. С. 66 - 67. 10. *Стимуляция* роста сине-зеленых водорослей при действии электромагнитного излучения миллиметрового диапазона низкой интенсивности / А.Х. Тимбиев, Н.Н. Киринова // Эффекты нетеплового воздействия миллиметрового излучения на биологические объекты. М., 1986. С. 54 - 59. 11. *Смирнов В.С.* Использование миллиметровых и субмиллиметровых радиоволн для стимулирования мутагенеза декоративного люпина // Вестн. МГУ. 1975. № 6. С. 63 - 66.

Харьковский государственный технический университет сельского хозяйства

Поступила в редколлегию 06.02.97

ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ИЗМЕРИТЕЛЬНЫХ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ ДЛЯ КОНТРОЛЯ СВЕРХСЛАБЫХ СВЕЧЕНИЙ БИОЛОГИЧЕСКИХ ОБЪЕКТОВ

Выбор люминесценции биологических объектов в качестве информационного параметра на воздействие электромагнитных полей (ЭМП) информационных уровней обусловил проведение исследований по созданию измерительных преобразователей (ИП), в которых обеспечивалось бы эффективное облучение биообъектов.

Для решения этой задачи рассмотрим ИП на основе двух рассеивателей (рис. 1), которые помещены в отрезок волновода l [1]. Один рассеиватель — исследуемый биообъект 2, а второй — перемещающаяся металлическая сфера 3.

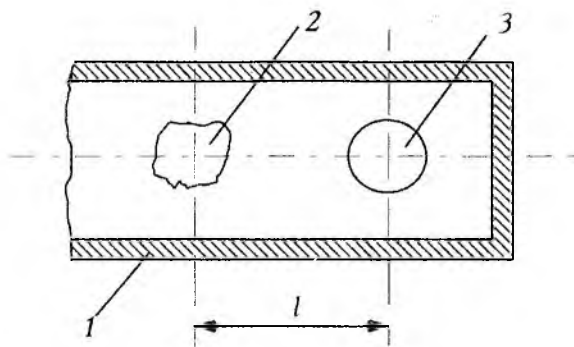


Рис. 1

Подобрав расстояние между биологическим объектом и металлической сферой, можно получить максимальную интенсивность ЭМП в точке расположения биообъекта.

Определение расстояния между рассеивателями связано с решением электродинамической задачи о распределении ЭМП внутри и вне исследуемого объекта с учетом его линейных размеров, формы, диэлектрических параметров. Исследование дифракции электромагнитных волн на биообъектах проведем на основе интегральных уравнений, эквивалентных уравне-

ниями Максвелла, совместно с граничными условиями как на границе раздела двух сред, так и на границе направляющей электродинамической структуры [2].

$$\left. \begin{aligned} \vec{E}(\vec{r}) &= \vec{E}_0(\vec{r}) + \frac{1}{4\pi} (\text{grad div} + k^2) \int_v \left(\frac{\epsilon}{\epsilon_c} - 1 \right) \vec{E}(\vec{r}') f(|\vec{r} - \vec{r}'|) d\vec{r}'; \\ \vec{H}(\vec{r}) &= \vec{H}_0(\vec{r}) + \frac{i\omega\epsilon_c}{4\pi} \text{rot} \int_v \left(\frac{\epsilon}{\epsilon_c} - 1 \right) \vec{E}(\vec{r}') f(|\vec{r} - \vec{r}'|) d\vec{r}'. \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

Здесь $\vec{E}_0(\vec{r})$, $\vec{H}_0(\vec{r})$ — электрические и магнитные поля, которые были бы в точке \vec{r} при отсутствии биообъекта; $f(|\vec{r} - \vec{r}'|) = \frac{e^{-ik|\vec{r} - \vec{r}'|}}{|\vec{r} - \vec{r}'|}$, где v — объем облучаемого биообъекта.

Для решения интегральных уравнений, описывающих внутренние поля, разложим функцию $e^{-ik|\vec{r} - \vec{r}'|}$ в степенной ряд. Приравняв слева и справа слагаемые с одинаковыми степенями, получим систему уравнений для нулевого, первого и других приближений.

Так, для нулевого приближения имеем

$$\left. \begin{aligned} \vec{E}^{(0)}(\vec{r}) &= \vec{E}_0^{(0)}(\vec{r}) + \frac{1}{4\pi} \text{grad div} \int_v \left(\frac{\epsilon}{\epsilon_c} - 1 \right) \vec{E}^{(0)}(\vec{r}') \frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}'|} d\vec{r}'; \\ \vec{H}^{(0)}(\vec{r}) &= \vec{H}_0^{(0)}(\vec{r}). \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

Для первого приближения

$$\left. \begin{aligned} \vec{E}^{(1)}(\vec{r}) &= \vec{E}_0^{(1)}(\vec{r}) + \frac{1}{4\pi} \text{grad div} \int_v \left(\frac{\epsilon}{\epsilon_c} - 1 \right) \left[\vec{E}^{(1)}(\vec{r}') \frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}'|} - \vec{E}^{(0)}(\vec{r}') \right] d\vec{r}'; \\ \vec{H}^{(1)}(\vec{r}) &= \vec{H}_0^{(1)}(\vec{r}) + \frac{1}{4\pi Z_c} \text{rot} \int_v \left(\frac{\epsilon}{\epsilon_c} - 1 \right) \vec{E}^{(0)}(\vec{r}') \frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}'|} d\vec{r}', \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

где $Z_c = \sqrt{\mu_c/\epsilon_c}$ — характеристическое сопротивление среды, окружающей биообъект.

Учитываем, что большинство биообъектов имеет эллипсоидную форму, и вводим для решения интегральных уравнений вспомогательную функцию (ньютонский потенциал), которая является квадратичной функцией координат внутренних точек эллипсоида [3]. Сформируем систему уравнений для определения внутренних полей биообъекта в нулевом приближении:

$$\left. \begin{aligned} \left[1 + \frac{1}{2} \left(\frac{\varepsilon}{\varepsilon_c} - 1 \right) abcI_1 \right] E_x^{(0)} + \frac{1}{2} \frac{\varepsilon}{\varepsilon_c} abcI_1 E_y^{(0)} + \frac{1}{2} \frac{\varepsilon}{\varepsilon_c} abcI_1 E_z^{(0)} &= E_{0x}^{(0)}; \\ \frac{1}{2} \frac{\varepsilon}{\varepsilon_c} abcI_2 E_x^{(0)} + \left[1 + \frac{1}{2} \left(\frac{\varepsilon}{\varepsilon_c} - 1 \right) abcI_2 \right] E_y^{(0)} + \frac{1}{2} \frac{\varepsilon}{\varepsilon_c} abcI_2 E_z^{(0)} &= E_{0y}^{(0)}; \\ \frac{1}{2} \frac{\varepsilon}{\varepsilon_c} abcI_3 E_x^{(0)} + \frac{1}{2} \frac{\varepsilon}{\varepsilon_c} abcI_3 E_y^{(0)} + \left[1 + \frac{1}{2} \left(\frac{\varepsilon}{\varepsilon_c} - 1 \right) abcI_3 \right] E_z^{(0)} &= E_{0z}^{(0)}, \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

Здесь a, b, c — размеры полуосей эллипсоида; I_1, I_2, I_3 — константы, выражающиеся через эллиптические интегралы [3].

Вычислив определители системы уравнений (4) с учетом соотношения

$$I_1 + I_2 + I_3 = \frac{2}{abc},$$

получим следующее выражение для внутренних полей биообъекта в нулевом приближении:

$$\vec{E}^{(0)} = \hat{A} \vec{E}_0, \quad \vec{H}^{(0)} = \vec{H}_0, \quad (5)$$

где \hat{A} — матрица, определяемая через коэффициенты системы уравнений (4).

Выражение для полей, с учетом рассеяния на биообъекте, можно дать через электрический потенциал Герца (Π^e) [4]:

$$\left. \begin{aligned} \vec{E}(\vec{r}) &= \vec{E}_0(\vec{r}) + (\text{grad div} + k^2) \vec{\Pi}^e; \\ \vec{H}(\vec{r}) &= \vec{H}_0(\vec{r}) + i\omega\varepsilon_c \text{rot} \vec{\Pi}^e. \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

Здесь

$$\vec{\Pi}^3 = \frac{1}{4\pi\epsilon_c} \int \vec{P}_3(\vec{r}) f(|\vec{r} - \vec{r}'|) d\vec{r}', \quad (7)$$

где \vec{P}_3 — вектор электрической поляризации.

Разложив потенциал Герца по малому параметру и приравняв между собой коэффициенты при одинаковых степенях (jk) , с учетом (5), получим в нулевом приближении

$$\vec{\Pi}_{(0)}^3(\vec{r}) = \frac{\hat{A}}{4\pi\Delta} \left(\frac{\epsilon}{\epsilon_c} - 1 \right) \vec{E}_0^{(0)} \int_v \frac{d\vec{r}'}{|\vec{r} - \vec{r}'|}. \quad (8)$$

Здесь $\int_v \frac{d\vec{r}'}{|\vec{r} - \vec{r}'|} = W'(\vec{r})$ — ньютоновский потенциал эллипсоида для внешних точек, который известен как для эллипсоида, так и для шара.

Таким образом, внешние по отношению к биообъекту поля в ближней зоне можно записать в следующей форме:

$$\left. \begin{aligned} \vec{E}^{(0)}(\vec{r}) &= \vec{E}_0(\vec{r}) + \frac{\hat{A}}{4\pi\Delta} \left(\frac{\epsilon}{\epsilon_c} - 1 \right) \hat{P} \vec{E}_0 W'(\vec{r}); \\ \vec{H}^{(0)}(\vec{r}) &= \vec{H}_0 + i\omega\epsilon \frac{\hat{A}}{4\pi\Delta} \left(\frac{\epsilon}{\epsilon_c} - 1 \right) \hat{\Omega} \vec{E}_0 W'(\vec{r}), \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

где \hat{P} , $\hat{\Omega}$ дифференциальные операторы.

Выразив потенциал Герца через дипольный момент, индуцированный в биообъекте, найдем выражение для расчета внешних полей в дальней зоне

$$\left. \begin{aligned} \vec{E}^{(0)}(\vec{r}) &= \vec{E}_0(\vec{r}) + \hat{P} \vec{d}f(|\vec{r} - \vec{r}_0|) \\ \vec{H}^{(0)}(\vec{r}) &= \vec{H}_0 + i\omega\epsilon_c \hat{\Omega} \vec{d}f(|\vec{r} - \vec{r}_0|) \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

Здесь $\vec{d} = \frac{V}{4\pi\Delta} \left(\frac{\varepsilon}{\varepsilon_c} - 1 \right) \hat{A} \vec{E}_0$ — дипольный момент; \vec{r}_0 — координаты центра биообъекта.

Исходя из принципа суперпозиции дипольный момент всей системы, состоящий из биообъекта и металлической сферы, описывается системой

$$\left. \begin{aligned} \vec{d}^{(1)}(\vec{r}_1) &= \vec{d}_0^{(1)}(\vec{r}_1) + \vec{d}^{(1,2)}(\vec{r}_1); \\ \vec{d}^{(2)}(\vec{r}_2) &= \vec{d}_0^{(2)}(\vec{r}_2) + \vec{d}^{(2,1)}(\vec{r}_2), \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

где $\vec{d}_0^{(1)}(\vec{r}_1)$, $\vec{d}_0^{(2)}(\vec{r}_2)$ — часть дипольного момента, которая наводится в отсутствие второго рассеивателя; $\vec{d}^{(1,2)}(\vec{r}_1)$, $\vec{d}^{(2,1)}(\vec{r}_2)$ — добавки к дипольным моментам, связанные с перерасеянием.

Учитываем, что интерес представляют поля, рассеянные на биообъекте, в ИП распространяется волна H_{10} , а сам биообъект и металлическая сфера расположены посередине широкой стенки волновода. На основании (11) составим систему уравнений для определения расстояния l между биообъектом и сферой:

$$\left. \begin{aligned} E_{y \text{ рас } c}^{(1)} &= -j \frac{2V}{\Delta dh \beta_{10}} \left(\frac{\varepsilon}{\varepsilon_c} - 1 \right) a_{22} k^2 \left[E_{0y} - E_{y \text{ рас } c}^{(2)} e^{-j2\beta_{10}l} \right]; \\ E_{y \text{ рас } c}^{(2)} &= -j \frac{8\pi R^3}{dh \beta_{10}} k^2 \left[E_{0y} - E_{y \text{ рас } c}^{(1)} \right] \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

Из решения системы (12) следует, что

$$l = \left| \frac{\ln(G + F - GF - \eta) - \ln(\eta + 1)GF}{2\beta_{10}} \right| \quad (13)$$

Здесь $G = -j \frac{8\pi R^3}{dh\beta_{10}} k^2$,

где d, h — размеры волновода;

$$F = -j \frac{2V}{\Delta dh\beta_{10}} \left(\frac{\epsilon}{\epsilon_c} - 1 \right) a_{22} k^2;$$

η — коэффициент отражения; β_{10} — постоянная распространения.

На рис. 2 отражена зависимость расстояния l между биообъектом и сферой от диэлектрической проницаемости биообъекта и длины волны ЭМП.

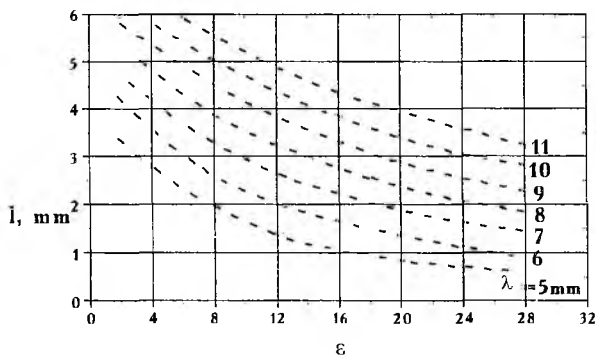


Рис. 2

Выводы

1. Разработанная конструкция ИП на основе двух рассеивателей для измерения хемилуминесценции биообъектов, индуцированной ЭМП, применима для широкого класса биологических веществ и может быть использована в сельскохозяйственном производстве, медицине, биологии, промышленности.

2. Полученные результаты теоретических исследований могут быть использованы для создания трансформаторов сопротивлений в волновых трактах облучательных установок.

Список литературы: 1. Пат. 2017140 RU, С1 5G01 21/76. Камера устройства для регистрации сверхслабого свечения биологического объекта / А.Д. Черенков, З.И. Зотова и др. (Украина). Заявлено 08.08.90 // Открытия. Изобретения. 1994. № 14. С. 20. 2. Черепнев А.С., Черенков А.Д. Исследование внутренних полей в биологических объектах различной геометрии, находящихся во внешнем электромагнитном поле. Х., 1981. 11 с. Деп. в ВИНТИ 20.08.82, № 4621 — 82. 3. Сретенский Л.Н. Теория ньютоновского потенциала. М.; Л., 1976. 216 с. 4. Стрэттон Д.А. Теория электромагнетизма: Пер. с англ. М.; Л., 1948. 546 с.

Харьковский государственный технический университет сельского хозяйства

Поступила в редколлегию 06.02.97

Сокращения названий периодических изданий в пристатейных списках литературы

- ТИИЭР — Тр. Ин-та инж. по электротехнике
и радиоэлектронике
- B. S. T. J. — Brit. Sci. Techn. J.
- IEEE — Inst. of Electrical and Electronic Eng.
- IRE Trans. — Inst. of Radio Eng. Trans.

СОДЕРЖАНИЕ

<i>Антюфеев В.И.</i> Оценка теоретического предела реальной чувствительности радиометра.	3
<i>Пица Д.М.</i> Быстродействующие поляриметры с корреляционной обратной связью.	8
<i>Пица Д.М.</i> Техническая реализация поляриметра на базе адаптивного фильтра.	15
<i>Волощук Ю.И., Милютченко И.А.</i> Определение характеристик радиометeorной системы сличения шкал времени.	18
<i>Варламова Н.А., Терещенко А.И.</i> О добротности объемных резонаторов различной формы.	28
<i>Яцук Л.П.</i> Взаимная проводимость произвольно ориентированных щелей в бесконечном плоском идеально проводящем экране.	41
<i>Яцук Л.П.</i> Х-образная щель в волноводе с отражающей нагрузкой на конце.	47
<i>Яцук К.П., Швелидзе Р.Р.</i> Характеристики излучения E_{01} -волны из круглого волновода со спиралью.	55
<i>Крыжановский В.Г., Рассохина Ю.В.</i> Преобразователь типов волн на базе Т-соединения прямоугольных волноводов в Е-плоскости.	61
<i>Дзюндзюк Б. В., Наумейко И.В., Маслов П.Н.</i> К расчету излучений на стыках неоднородных многомодовых направляющих систем.	68
<i>Гордиенко Ю.Е., Бородин Б.Г., Смуглий В.И.</i> СВЧ-фотомодуляционный метод исследования рекомбинационных процессов в полупроводниках.	73
<i>Пащенко А.Г., Ванцан В.М.</i> Исследование стационарных энергетических состояний экситонов Ванье — Мотта в полупроводниковых инжекционных лазерах на основе квантоворазмерных структур.	85
<i>Фроиде В., Сухоиванов И.А.</i> Эффекты переноса носителей в SCH-лазерных диодах.	93

<i>Лысак В.В.</i> Анализ влияния концентрации электронов на усиление в полупроводниковом лазере.	100
<i>Лагутин М.Ф., Зарудный А.А., Басецкий В.Л., Плетенев В.Г.</i> Лазеры на красителях с ламповой накачкой для исследования атмосферы.	104
<i>Алтухова Т.Л., Котух В.Г.</i> Исследование механизма образования лазерных сварных соединений в узлах герметизации радиоэлектронных модулей.	115
<i>Волколунов Ю.Я., Красноголовец М.А., Аллахверанов Р.Ю.</i> Сильноточный электронный ускоритель пучка.	123
<i>Черенков А.Д.</i> Измерительные ячейки изменений диэлектрической проницаемости биологических веществ на основе объемных резонаторов открытого типа.	130
<i>Черенков А.Д.</i> Применение информационных ЭМП в технологических процессах сельскохозяйственного производства.	141
<i>Черенков А.Д.</i> Теоретический анализ измерительных преобразователей для контроля сверхслабых свечений биологических объектов.	145

CONTENTS

<i>Antyufeev V.I.</i> The theoretical limit estimation of radiometer real sensibility.	3
<i>Piza D.M.</i> Fast operating polarimeters with correlative feedback.	8
<i>Piza D.M.</i> Polarimeter technical realization on adaptive filter basis.	15
<i>Voloshchuk Yu.I., Milutchenko I.A.</i> Determination of time scale comparison radiometer system characteristics.	18
<i>Varlamova N.A., Tereshchenko A.I.</i> On various form cavity resonators Q-factor.	28
<i>Yatzuk L.P.</i> Mutual admittance of slots arbitrary oriented in the infinite plane perfectly conducting screen.	41
<i>Yatzuk L.P.</i> X-like slot in a waveguide with a reflecting end loading.	47
<i>Yatzuk K.P., Shvelidze R.R.</i> Radiation characteristics of E_{01} -wave from circular waveguide with a spiral.	55
<i>Krizhanovski V.G., Rassohina Ju.V.</i> Mode transformer on the T-junction of rectangular waveguides in E-plane.	61
<i>Dziundziuk B.V., Naumeyko I.V., Maslov P.N.</i> On account of radiations on non-uniform multimode directing systems joints.	68
<i>Gordienko Yu.Ye., Borodin B.G., Smugliy V.I.</i> Photomodulation microwave method for investigating recombination processes in semiconductors.	73
<i>Pashchenko A.G., Vantsans V.M.</i> Investigation of Wannier-Mott excitons energy state in semiconductor injection lasers on the basis of quantum-well structures.	85
<i>Freude W., Sukhoivanov I.A.</i> Carrier transport effects in SCH-laser diodes.	93
<i>Lysak V.V.</i> Analysis of nonlinear carrier density influence on gain in the semiconductor laser.	100
<i>Lagutin M.F., Zarudny A.A., Basetsky V.L., Pletenyev V.G.</i> Flashlamp pumped dye lasers for atmosphere study.	104
<i>Volkolupov Y.J., Krasnogolovets M.A., Allahveranov R.Y.</i> High-current electronic accelerator cluster.	115
<i>Altukhova T.L., Kotukh V.G.</i> Investigation of laser welded joint formation mechanism in radioelectronic modules sealing assemblies.	123
<i>Cherenkov A.D.</i> Cells for measuring dielectric permittivity variations in biological materials on the basis of the open structure cavity resonators.	130
<i>Cherenkov A.D.</i> Application of information EMF in technological processes of the agricultural production.	141
<i>Cherenkov A.D.</i> Theoretical analysis of transducers for biological objects glints monitoring.	145

ЗБІРНИК НАУКОВИХ ПРАЦЬ
РАДІОТЕХНІКА
Випуск 102
Російською мовою

СБОРНИК НАУЧНЫХ ТРУДОВ
РАДИОТЕХНИКА
Выпуск 102

Редактор *Г.О. Романець*

Виконавець комп'ютерної верстки *Л.Д. Васильченко*

Підписано до друку з оригіналу-макета 10.07.97. Формат 60x84/16.
Папір офсет. Друк офсет. Умов. друк. арк. 10,4. Умов. фарбо-відб. 10,65.
Обл.-вид. арк. 9,4. Тираж 100 пр. Зам. № 99. Ціна договір.

Харківський державний технічний університет радіоелектроніки (ХТУРЕ).

Україна, 310726 Харків, просп. Леніна, 14.

Оригінал - макет підготовлено і збірник надруковано у видавництві ХТУРЕ.

Україна, 310726 Харків, просп. Леніна, 14.

РЕФЕРАТЫ

УДК 621.391

Оценка теоретического предела реальной чувствительности радиометра / В.И. Антюфеев // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 1997. Вып. 102. С. 3 — 7.

Исследовано влияние динамической ошибки выделения случайного процесса, описывающего флуктуации коэффициента передачи линейного тракта радиометра, на его чувствительность и показано, что при близких к реальным значениям параметров усилительного тракта этим влиянием можно пренебречь.

Библиогр.: 5 назв.

УДК 621.391

Оцінка теоретичної межі реальної сприйнятливості радіометра / В.І. Антюфеев // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 1997. Вип. 102. С. 3 — 7.

Досліджено вплив динамічної помилки виділення випадкового процесу, який описує флуктуації коефіцієнту передачі лінійного тракту радіометра, на його сприйнятливість. Показано, що при близьких до реальних значеннях параметрів підсилювального тракту цим впливом можна знехтувати.

Бібліогр.: 5 назв.

UDC 621.391

The theoretical limit estimation of radiometer real sensibility / V.I. Antyufeev // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 1997. N 102. P. 3 — 7.

The influence of dynamic filtering error which describes r.f. circuit gain fluctuations of modulation radiometer for radiometer's sensitivity has been investigated. It has been shown that for r.f. circuit gain parameter values which are near to real values this influence is can be ignored.

Refs.: 5 items.

УДК 621.396.96

Быстродействующие поляриметры с корреляционной обратной связью / Д.М. Пиза // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 1997. Вып. 102. С. 8 — 14.

Проведен синтез алгоритма работы прецизионного быстродействующего измерителя поляризационных параметров электромагнитных полей. Показано, что оптимизация весовых коэффициентов при адаптации поляризаторного селектора производится в соответствии с результатами текущего оценивания отношения среднеквадратических значений и разности фаз сигналов в приемных каналах, что определяет поляризационную структуру поля.

Ил. 2. Библиогр.: 5 назв.

УДК 621.396.96

Швидкодіючі поляриметри з кореляційним зворотним зв'язком / Д.М. Пиза // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 1997. Вип. 102. С. 8 — 14.

Виконано синтез алгоритму роботи прецизійного швидкодіючого вимірювача поляризаційних параметрів електромагнітних полів. Показано, що оптимізація вагових коефіцієнтів при адаптації поляризаційного селектора проводиться згідно з результатами поточного оцінювання відношення середньоквадратичних значень і різниці фаз сигналів у прийомних каналах, що визначає поляризаційну структуру поля.

Ил. 2. Бібліогр.: 5 назв.

UDC 621.396.96

Fast operating polarimeters with corerlative feedback / D.M. Piza // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 1997. N 102. P. 8 — 14.

Algorithm synthesis of precision fast operating polarimeter electromagnetic field has been performed. It was shown, that weights optimization during polarization selector adaptation is carried out according to the results of current evaluation of root mean square values and phase differences in receiving channel, this determines the field polarization structure.

2 fig. Refs: 5 items.

УДК 621.396.96

Техническая реализация поляриметра на базе адаптивного фильтра / Д.М. Пиза // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 1997. Вып. 102. С. 15 — 17.

Предложена структурная схема быстродействующего измерителя поляризационных параметров электромагнитных полей. Произведена оценка точностных характеристик измерителя. Определены условия прецизионного измерения поляризационных параметров поля.

Ил. 2. Библиогр.: 3 назв.

УДК 621.396.96

Технічна реалізація поляриметра на базі адаптивного фільтра / Д.М. Пиза // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 1997. Вип. 102. С. 15 — 17.

Запропоновано структурну схему швидкодіючого вимірювача поляризаційних параметрів електромагнітних полів. Проведено оцінку характеристик точності вимірювача. Визначено умови прецизійного вимірювання поляризаційних параметрів поля.

Ил. 2. Бібліогр.: 3 назви.

UDK 621.396.96

Polarimeter technical realization on adaptive filter basis / D.M. Piza // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 1997. N 102. P. 15 — 17.

Block diagram of fast operating polarimeter for electromagnetic field has been proposed. Estimation of meter accuracy performance has been conducted. The conditions accuracy measuring of field polarization parameters have been determined.

2 fig. Refs.: 3 items.

УДК 621.396.967

Определение характеристик радиометеорной системы сличения шкал времени / Ю.И. Волощук, И.А. Милотченко // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 1997. Вып.102. С. 18 --- 27.

Рассмотрена имитационная модель радиолокационного режима калибровки радиометеорной системы сличения шкал времени. Модель позволяет определить оптимальные высоту подъема и направление излучения антенны для заданных характеристик аппаратуры в зависимости от момента калибровки.

Ил. 5. Библиогр.: 13 назв.

УДК 621.396.967

Визначення характеристик радіометеорної системи звірення шкал часу / Ю.І. Волощук, І.А. Мілотченко // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 1997. Вип.102. С. 18 — 27.

Розглянуто імітаційну модель радіолокаційного режиму калібрування радіометеорної системи звірення шкал часу. Модель дозволяє визначити оптимальні висоту підйому і напрямок випромінювання антени для апаратури, характеристики якої задано, залежно від моменту калібрування.

Ил. 5. Бібліогр.: 13 назв.

UDC 621.396.967

Determination of time scale comparison radiometeor system characteristics / Yu.I. Voloshchuk, I.A. Milutchenko // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 1997. N 102. P. 18 — 27.

The simulation model of radar calibration regime for radiometer system of time scale comparison is considered. This model allows to determinate optimal height of an antenna and direction of radiation for the given equipment characteristics depending on the calibration moment.

5 fig. Refs.: 13 items.

УДК 621.396

О добротности объемных резонаторов различной формы /
Н.А. Варламова, А.И. Терещенко // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб.
1997. Вып. 102. С. 28 — 40.

Общие сведения о добротности объемных резонаторов содержатся практически во всех учебниках и монографиях по электродинамике сверхвысоких частот. Однако формулы для конкретных расчетов, приводимые в научных статьях, зачастую слишком сложны и к тому же противоречивы. В связи с этим обсуждается вопрос о приближенном расчете добротности, определяемой как отношение объема к площади поверхности резонатора.

Ил.3. Табл.1. Библиогр.: 10 назв.

УДК 621.396

Про добротність об'ємних резонаторів різноманітної форми /
Н.О. Варламова, О.І. Терещенко // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб.
Вип. 102. С. 28 — 40.

Загальні відомості про добротність як важливий параметр об'ємних резонаторів містяться практично в усіх підручниках та монографіях з електродинаміки надвисоких частот. Проте формули для конкретних розрахунків, що наводяться в наукових статтях, часто дуже складні й суперечливі. У зв'язку з цим обговорюється питання про наближений розрахунок добротності, що визначається як відношення об'єму до площі поверхні резонатора.

Ил. 3. Табл.1. Бібліогр.: 10 назв.

UDC 621.396

On various form cavity resonators Q-factor / N.A. Varlamova,
A.I. Tereshchenko // Radiotekhnika. All - Ukr. Sci. Interdep. Mag. 1997. N 102.
P. 28 — 40.

General information on cavity resonators Q-factor is contained practically in all text- books and monographs on microwave frequencies electrodynamicics. But formula for specific computations given in scientific articles are often too complicated and, moreover, contradictory. In this context the question on approximate computation of Q-factor defined as relation of volume to a resonator surface.

3 fig. 1 tab. Refs.: 10 items.

Взаимная проводимость произвольно ориентированных щелей в бесконечном плоском идеально проводящем экране / Л.П. Яцук // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 1997. Вып.102. С. 41 — 46.

Рассмотрено взаимодействие двух произвольно расположенных щелей в бесконечном плоском идеально проводящем экране. Распределение поля вдоль каждой из них описывается пространственными синусоидальными гармониками разных порядков. Чтобы получить выражение для взаимной проводимости в виде интеграла с интегрируемой особенностью в подинтегральном выражении, для пересекающихся щелей использовано интегрирование по частям. В частном случае параллельных щелей результаты расчета хорошо согласуются с известными данными теории вибраторов.

Ил. 1. Библиогр.: 4 назв.

Взаємна провідність довільно орієнтованих щілин у нескінченному плоскому ідеально провідному екрані / Л.П.Яцук // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 1997. Вип. 102. С. 41 — 46.

Розглянуто взаємодію двох вузьких щілин, довільно розташованих у нескінченному плоскому ідеально провідному екрані. Розподіл поля вздовж кожної з них описується просторовими синусоїдальними гармоніками різних порядків. Щоб одержати вираз для взаємної провідності у вигляді інтеграла з особливістю в підінтегральному виразі, яка інтегрується, коли щілини перехрещуються, використано інтегрування частинами. В окремому випадку для паралельних щілин результати розрахунку добре узгоджуються з відомими даними теорії вібраторів.

Іл. 1. Бібліогр.: 4 назви.

Mutual admittance of slots arbitrary oriented in the infinite plane perfectly conducting screen / L.P. Yatsuk // Radiotekhnica. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 1997. N 102. P. 41 — 46.

Interaction of two narrow slots arbitrary arranged in the plane perfectly conducting screen is under consideration. An electric field along each of them is described with sinusoidal space harmonics of various order. The integration by parts is applied in order to obtain the mutual admittance of slots in the form of an integral with an integrable singularity in the integrand when slots are intersecting. In the special case of parallel slots the computer simulation results are in a good agreement with known data taken from the theory of wire oscillators.

1 fig. Refs.: 4 items.

УДК 621.372.821

X-образная щель в волноводе с отражающей нагрузкой на конце / Л.П. Яцук // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 1997. Вып. 102. С. 47 — 54.

Рассмотрена симметричная ортогональная X-образная щель в широкой стенке прямоугольного волновода. Выражения для внутренних собственных и взаимных проводимостей плеч щели получены с учетом отражений от произвольной нагрузки на конце волновода. Показано, что отражения от нагрузки могут быть использованы для повышения коэффициента эллиптичности поля, излучаемого X-щелью. Найдено выражение для коэффициента отражения, необходимого для излучения кругополяризованного поля. Получены также формулы для расчета энергетических параметров X-щели с учетом отражений от нагрузки.

Ил. 1. Библиогр.: 6 назв.

УДК 621.372.821

X-подібна щілина у хвилеводі з відбивним навантаженням на кінці / Л.П. Яцук // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 1997. Вип. 102. С. 47 — 54.

Розглянуто симетричну ортогональну X-подібну щілину в широкій стінці прямокутного хвилеводу. Вирази для внутрішніх власних та взаємних провідностей плеч щілин одержано з урахуванням відбиттів від довільного навантаження на кінці хвилевода. Показано, що відбиття від навантаження можуть бути використані для підвищення коефіцієнта еліптичності поля, яке випромінюється X-подібною щілиною. Знайдено вираз для коефіцієнта відбиття, необхідного для випромінювання поля, поляризованого по колу. Одержано також формули для розрахунку енергетичних параметрів X-подібної щілини з урахуванням відбиттів від навантаження.

Ил. 1. Библиогр.: 6 назв.

UDC 621.372.821

X-like slot in a waveguide with a reflecting end loading / L.P. Yatsuk // Radiotekhnica. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 1997. N 102. P. 47 — 54.

The symmetric orthogonal X-like slot in a broad wall of a rectangular waveguide is considered. The expressions for inner eigenadmittances of the slot arms and mutual ones are obtained taking into account reflections from an arbitrary end loading. It has been shown that reflections from a loading can be used for raising an axis coefficient of elliptically polarized field radiated from an X-slot. The expression is obtained for the loading reflection coefficient needed in order to radiate circularly polarized field. The formulas are obtained as well for an X-slot energetic parameters computation taking into account reflections from an end loading.

1 fig. Refs.: 6 items.

Характеристики излучения E_{01} -волны из круглого волновода со спиралью / К.П. Яцук, Р.Р. Швелидзе // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 1997. Вып. 102. С. 55 — 60.

Решена задача рассеяния симметричной E_{01} -волны на спирали, расположенной в торце круглого волновода. Используются приближение двух отраженных волн в волноводе, интегральное представление полей вне волновода и модель анизотропно проводящей плоскости для спирали. Расчеты и эксперименты показали, что спираль слабо влияет на направленные свойства излучения, но установлено возникновение эллиптической поляризации излученного поля.

Ил. 3. Библиогр.: 3 назв.

Характеристики випромінювання E_{01} -хвилі із колового хвилеводу зі спіраллю / К.П. Яцук, Р.Р. Швелідзе // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 1997. Вип. 102. С. 55 — 60.

Розв'язано задачу розсіяння симетричної E_{01} -хвилі на спіралі, розташованій у торці колового хвилеводу. Застосовано наближення двох відбитих хвиль у хвилеводі, інтегральне представлення полів зовні хвилеводу та модель анізотропно провідної площини для спіралі. Розрахунки та експерименти показали, що спіраль слабо впливає на напрямлені властивості випромінювання, але встановлено виникнення еліптичної поляризації випромінюваного поля.

Ил. 3. Бібліогр.: 3 назви.

Radiation characteristics of E_{01} -wave from circular waveguide with a spiral / K.P. Yatzuk, R.R. Shvelidze // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 1997. N 102. P. 55 — 60.

The problem of symmetric E_{01} -wave dispersion on a spiral in circular waveguide aperture was solved. The approximation of two waves reflected in the waveguide, integral fields representation in outside it and anisotropic sheat spiral model were used. The calculations and experiments showed that weak influence of the spiral on direction properties of the radiation takes place, but it causes the elliptical polarization of the radiated field.

3 fig. Refs.: 3 items.

УДК 621.372.832

Преобразователь типов волн на базе Т-соединения прямоугольных волноводов в Е-плоскости / В.Г. Крыжановский, Ю.В. Рассохина // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 1997. Вып. 102. С. 61 — 67.

Выполнен анализ преобразователя типов волн, представляющего собой Т-соединение прямоугольного волновода с квадратным, одно плечо которого закорочено, а другое состыковано с цилиндрическим волноводом. Использован метод обобщенных матриц рассеяния. Приведены результаты численного расчета и особенности поведения частотных характеристик структуры.

Ил. 4. Библиогр.: 4 назв.

УДК 621.372.832

Перетворювач типів хвиль на базі Т-з'єднання прямокутних хвилеводів у Е-площині / В.Г. Крижанівський, Ю.В. Рассохина // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 1997. Вип. 102. С. 61 — 67.

Виконано аналіз перетворювача типів хвиль, котрий являє собою Т-з'єднання прямокутного хвилеводу з квадратним, одне плече якого закорочено, а інше стикнується з циліндричним хвилеводом. Використано метод узагальнених матриць розсіювання. Наведено результати чисельного розрахунку та особливості поведінки й частотних характеристик структури.

Іл. 4. Бібліогр.: 4 назви.

UDK 621.372.832

Mode transformer on the T-junction of rectangular waveguides in E-plane / V.G. Krizhanovski, Ju.V. Rassohina // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 1997. N 102. P. 61 — 67.

Analysis of the mode transformers on the T-junction of rectangular waveguides in E-plane was carried out. One branch of the T-juncted is short-circuitly and second branch is mated with a cylindrical waveguide. Diffraction problem was solved with the modal-S-matrix method. Results of the frequency characteristics calculation are presented.

4 fig. Refs.: 4 items.

К расчету излучений на стыках неоднородных многомодовых направляющих систем / Б.В. Дзюндзюк, И.В. Наумейко, П.Н. Маслов // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 1997. Вып. 102. С. 68 — 72.

Предложен способ определения мощности излучения электромагнитных волн в точке разрыва функции изменения электрических параметров по длине многомодовой направляющей системы. Расчет произведен для многопроводного высокочастотного кабеля, состоящего из двух отрезков, электрические параметры которых известны. Мощности излучения каждой моды в точке соединения кабелей получены как функции результатов измерения сигналов на входе и выходе кабельной линии.

Библиогр.: 5 назв.

До розрахунку випромінювань на сполученнях неоднорідних багатомодових напрямних систем / Б.В. Дзюндзюк, І.В. Наумейко, П.Н. Маслов // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 1997. Вип. 102. С. 68 — 72.

Запропоновано спосіб визначення потужності випромінювання електромагнітних хвиль у місці розриву функції зміни електричних параметрів уздовж многомодової напрямної системи. Розрахунок зроблено для багатодротового високочастотного кабелю, що складається з двох відрізків, електричні параметри яких відомі. Потужності випромінювання кожної моди в місці сполучення кабелів одержано як функції результатів виміру сигналів на вході та виході кабельної лінії.

Бібліогр.: 5 назв.

On account of radiations on non-uniform multimode directing systems joints / B.V. Dziundziuk, I.V. Naumeyko, P.N. Maslov // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 1997. N 102. P. 68 — 72.

Methods determination of of high-frequency radiation power in a point of gap the multimode directing system electrical parameters is offered. The account is madebig on a example of multiconductor high-frequency cable, consisting of two sections with known electrical parameters. The values of radiation power of each mode in a point of cable connection are obtained as functions of measurement results of signals in the cable line input and output.

Refs.: 5 items.

СВЧ-фотомодуляционный метод для исследования рекомбинационных процессов в полупроводниках / Ю.Е. Гордиенко, Б.Г. Бородин, В.И. Смуглий // Радиотехника. Всеукр. науч.-техн. зб. 1997. Вып. 102. С. 73 — 84.

Рассматриваются вопросы применения СВЧ-фотомодуляционного метода. Показано, что при использовании волноводных, резонаторных измерительных преобразователей (ИП) форма сигнала фотопроводимости полупроводникового образца, регистрируемого при СВЧ-смещении, не всегда однозначно соответствует кинетике самой фотопроводимости, определяемой рекомбинацией неравновесных носителей заряда. С одной стороны, это обусловлено различным характером влияния мощности СВЧ-потерь в образце и фоторасстройки ИП образцом на результирующий сигнал фотопроводимости. С другой стороны, такое влияние существенно определяется уровнем включения образца в поле ИП. Даны рекомендации по оптимизации условий выделения сигнала фотопроводимости по уровню включения в зависимости от толщины и удельного сопротивления образца. Теоретически доказывается возможность раздельного измерения времени жизни и скорости поверхностной рекомбинации неравновесных носителей заряда фазовым способом, приводятся примеры численного расчета соответствующих номограмм, результаты экспериментальных исследований.

Ил. 3. Библиогр.: 11 назв.

НВЧ-фотомодуляційний метод для дослідження рекомбінаційних процесів в напівпровідниках / Ю.О. Гордієнко, Б.Г. Бородин, В.І. Смуглий // Радиотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 1997. Вып. 102. С. 73 — 84.

Розглянуто питання використання НВЧ-фотомодуляційного методу. Показано, що як у випадку хвильопровідних та резонаторних вимірювальних перетворювачів (ВП) форма сигналу фотопровідності напівпровідникового зразка, реєстрованого при НВЧ-зміщенні, не завжди однозначно відповідає кінетиці самої фотопровідності, що визначається рекомбінацією нерівноважних носіїв заряду. З одного боку, це зумовлено різноманітним характером впливу потужності НВЧ-втрат у зразку та фоторозладу ВП зразком на результируючий сигнал фотопровідності. З іншого боку, такий вплив значним чином визначається рівнем включення зразка в поле ВП. Надано рекомендації щодо оптимізації умов виділення сигналу фотопровідності за рівнем включення залежно від товщини та питомого опору зразка. Теоретично доведено можливість відокремленого вимірювання часу життя та швидкості поверхневої рекомбінації нерівноважних носіїв заряду фазовим способом, наведено приклади числового розрахунку відповідних номограм, результати експериментальних досліджень.

Ил. 3. Бібліогр.: 11 назв.

Photomodulation microwave method for investigating of recombination processes in semiconductors / Yu. Ye. Gordienko, B. G. Borodin, V. I. Smugliy // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 1997. N 102. P. 73 — 84.

The questions of microwave photomodulation method application are considered. It is shown, that in case of waveguide as well as resonant measuring transducers the form of photoconductivity signal of semiconductor sample registered at microwave shift does not always identically correspond to kinetics of photoconductivity itself, determined by the excess carriers recombination. On the one hand it is attributed to diverse nature of affects of the power of microwave losses in the sample and photodetuning of a measuring transducer by the sample on resulting photoconductivity signal. On the other hand such influence is determined essentially by inclusion level of the sample to the field of measuring transducer. In the paper recommendations for optimization of the conditions of photoconductivity signal separation at the inclusion level depending on thickness and resistivity of the sample are made. The possibility of separate measurement of lifetime and surface recombination velocity of the excess carriers by the phase method is theoretically proved, the examples of numerical calculation corresponding to alignment charts and results of experimental research are presented.

3 fig. Refs.: 11 items.

УДК 621.373.826

Исследование стационарных энергетических состояний экситонов Ванье — Мотта в полупроводниковых инжекционных лазерах на основе квантово-размерных структур / А.Г. Пащенко, В.М. Ванцан // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.- техн. сб. 1997. Вып. 102. С. 85 — 92.

Выполнен расчет энергетических состояний электронов, легких и тяжелых дырок, экситонов Ванье-Мотта на легких и тяжелых дырках в прямоугольной квантовой яме, ограниченной потенциальными барьерами, для случаев бесконечно высокого и бесконечно широкого потенциального барьера, барьера конечной высоты и бесконечной ширины.

Таб. 1. Библиогр.: 4 назв.

УДК 621.373.826

Дослідження стаціонарних енергетичних станів екситонів Ванье — Мотта в напівпровідникових інжекційних лазерах на основі квантоворозмірних структур / О.Г. Пащенко, В.М. Ванцан // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. сб. 1997. Вип. 102. С. 85 — 92.

Виконано розрахунок енергетичних станів електронів, легких та важких дірок, екситонів Ванье — Мотта на легких та важких дірках в прямокутній квантовій ямі, обмеженій потенціальними бар'єрами, для випадків нескінченно високого та нескінченно широкого потенціального бар'єра, бар'єра скінченної висоти та скінченної ширини.

Таб. 1. Бібліогр.: 4 назви.

UDC 621.373.826

Investigation of Wannier — Mott excitons energy state in semiconductor injection lasers on the basis of quantum-well structures / A.G. Pashchenko, V.M. Vantsans // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 1997. N 102. P. 85 — 92.

Computation of energy states of electrons, light and heavy holes, Wannier-Mott excitons on light and heavy holes in the rectangular quantum well limited by potential barriers for the cases of the infinitely high and infinitely wide potential barrier, for the barrier of finite height and finite width was carried out.

1 Tab. Refs.: 4 items.

УДК 681.7.069

Эффекты переноса носителей в SCH-лазерных диодах / В. Фройде, И. А. Сухоиванов // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 1997. Вып. 102. С. 93 — 99.

Показано, что модуляционная способность отдельно ограниченного квантоворазмерного лазерного диода сильно зависит от явления переноса носителей. Амбиполярная диффузия изменяет малосигнальное время жизни носителя при силах тока выше пороговой; данное явление рассмотрено для случая большого сигнала.

Ил. 2. Библиогр.: 8 назв.

УДК 681.7.069

Ефекти переносу носіїв у SCH-лазерних діодах / В. Фройде, І. А. Сухоїванов // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 1997. Вип. 102. С. 93 — 99.

Доведено, що модуляційна спроможність окремо обмеженого квантово-розмірного лазерного діода сильно залежить від явища переносу носіїв. Амбиполярна дифузія змінює малосигнальний час життя носія при силах струму вище і від порогової; це явище розглянуто для режиму великого сигналу.

Іл. 2. Бібліогр.: 8 назв.

UDC 681.7.069

Carrier transport effects in SCH-laser diodes / W. Freude, I. A. Sukhoivanov // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 1997. N 102. P. 93 — 99.

The modulation capability of separate confinement quantum well laser diodes depends strongly on carrier transport phenomena. Ambipolar diffusion changes the small-signal carrier lifetime above threshold current, and is discussed with a view to large signal .

2 fig. Refs: 8 items.

УДК 621.373.826

Анализ влияния концентрации электронов на усиление в полупроводниковом лазере / В. В. Лысак // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 1997. Вып. 102. С. 100 — 103.

Приведен анализ нелинейного влияния плотности электронов на усиление в полупроводниковом лазере с учетом влияния плотности электронов на величину квазиуровня Ферми. Проведен сравнительный анализ представленной модели и линейной модели усиления.

Ил. 3. Библиогр.: 5 назв.

УДК 621.373.826

Аналіз впливу концентрації електронів на підсилення в напівпровідниковому лазері / В.В. Лисак // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 1997. Вип. 102. С. 100 — 103.

Наведено аналіз нелінійного впливу концентрації електронів на підсилення в напівпровідниковому лазері з урахуванням впливу концентрації електронів на розмір квазірівня Фермі. Проведено порівняльний аналіз представленої моделі і лінійної моделі підсилювання.

Ил. 3. Бібліогр.: 5 назв.

UDC 621.373.826

Analysis of nonlinear carrier density influence on gain in the semiconductor laser / V.V. Lysak // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 1997. N 102. P. 100 — 103.

Analysis of nonlinear carrier density influence on gain in a semi-conductor laser with allowance for the carrier density influence Fermi on value quasilevel is given. The comparative analysis of the presented model with linear gain model is carried out.

3 fig. Refs.: 5 items.

Лазеры на красителях с ламповой накачкой для исследования атмосферы / М.Ф. Лагутин, А.А. Зарудный, В.Л. Басецкий, В.Г. Плетенев // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 1997. Вып. 102. С. 104 — 114.

Предложена конструкция лазерной головки и система накачки лазеров на красителях, позволяющие увеличить продолжительность непрерывной работы. Проведена оптимизация параметров разрядных цепей, повышена эффективность многоламповых систем накачки в режиме с преионизационным импульсом. Исследован импульсный режим настройки по лампе с полым катодом для повышения точности настройки.

Ил. 5. Библиогр.: 9 назв.

Лазери на барвниках з ламповою накачкою для дослідження атмосфери / М.Ф. Лагутін, А.А. Зарудний, В.Л. Басецький, В.Г. Плетеньов // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 1997. Вип. 102. С. 104 — 114.

Запропоновано конструкцію лазерної головки та систему накачки лазерів на органічних барвниках, які дозволяють збільшити час безперервної роботи. Проведено оптимізацію параметрів розрядних кіл, підвищено ефективність багатолампових систем накачки в режимі з передіонізаційним імпульсом. Досліджено імпульсний режим настройки за лампою з порожистим катодом для збільшення точності настройки.

Іл. 5. Бібліогр.: 9 назв.

Flashlamp pumped dye lasers for atmosphere study / M.F. Lagutin, A.A. Zarudny, V.L. Basetsky, V.G. Pletenyev // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 1997. N 102. P. 104 — 114.

The laser head design and dye laser pumping system allowing to increase continuous operation are presented. Discharge circuits parameters optimization was carried out, efficiency of multilamp pumping systems in conditions with a preionization pulse was increased. The pulse conditions of tuning by a hollow cathod lamp were investigated for increasing the tuning accuracy.

5 fig. Refs.: 9 items.

Исследование механизма образования лазерных сварных соединений в узлах герметизации радиоэлектронных модулей / Т. Л. Алтухова, В.Г. Котух // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 1997. Вып. 102. С. 115 — 122.

Исследован механизм получения сварных соединений из разнородных металлов (алюминия со сталью и медью) в узлах герметизации РЭМ с использованием барьерного многофункционального покрытия из Ni или Si, получаемого лазерной наплавкой. Изложены технологические проблемы, приведены результаты тепловых расчетов процесса лазерной герметичной сварки.

Ил. 5. Библиогр.: 4 назв.

Дослідження механізму утворення лазерних зварних з'єднань в вузлах герметизації радіоелектронних модулів / Т.Л. Алтухова, В.Г. Котух // Радиотехніка. Всеукр. межвід. наук.-техн. зб. 1997. Вип. 102. С. 115 — 122.

Досліджено механізм формування зварних з'єднань з різнорідних металів (алюмінію зі сталлю й міддю) у вузлах герметизації РЕМ з використанням бар'єрного багатофункціонального покриття з Ni або Si, одержаного лазерним наплавленням. Викладено технологічні проблеми, наведені результати теплових розрахунків процесу лазерного герметичного зварювання.

Іл. 5. Бібліогр.: 4 назви.

Investigation of laser welded joint formation mechanism in radioelectronic modules sealing assemblies / T.L. Altukhova, V.G. Kotukh // Radiotechnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 1997. N 102. P. 115 — 122.

Production mechanism of different metals (aluminium with steel and copper) welded joints in REM sealing assemblies with application of barrier multifunctional coating of Ni or Si obtained through laser surfacing is analysed. Technological problems are treated and sealed laser welding process heat calculations are also given.

5 fig. Refs.: 4 items.

Сильноточный электронный ускоритель пучка / Ю.Я. Волколупов, М.А. Красноголовец, Р.Ю. Аллахверанов // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 1997. Вып. 102. С. 123 — 129.

Приведены результаты расчета, конструкторской разработки, изготовления и исследования лабораторного макета сильноточного ускорителя релятивистских электронных пучков, предназначенного для изучения взаимодействия данных пучков с активными и пассивными средами. Описана работа первичного генератора импульсных напряжений, передача его энергии формирующей линии и трансформация этой энергии в энергию электронного пучка. Мощность электронного пучка достигает 10^{10} Вт, а энергия, вкладываемая за импульс, составляет 1 кДж.

Ил. 1. Библиогр.: 7 назв.

Сильнострумовий електронний прискорювач пучка / Ю.Я. Волколупов, М.О. Красноголовец, Р.Ю. Аллахверанов // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 1997. Вип. 102. С. 123 — 129.

Наведено результати розрахунку, конструкторської розробки, виготовлення й дослідження лабораторного макета сильнострумового прискорювача релятивістських електронних пучків, призначеного для вивчення взаємодії даних пучків з активними і пасивними середовищами. Описано роботу первинного генератора імпульсних напруг, передачу його енергії формуючій лінії і трансформування цієї енергії в енергію електронного пучка. Потужність електронного пучка становить 10^{10} Вт, а енергія, що вкладається в імпульс, становить 1 кДж.

Іл. 1. Бібліогр.: 7 назв.

High-current electronic accelerator cluster / Y.J. Volkolupov, M.A. Krasnogolovets, R.Y. Allakhveranov // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 1997. N 102. P. 123 — 129.

Results of computations, engineering development, manufacturing and research of high-current relativistic electron cluster accelerator intended for investigating interaction of the given clusters with active and passive media are presented. The primary high-voltage impulse generator operation, transmission of its energy to a forming line and this energy transmission into electron cluster energy are investigated. Electron cluster power is 10^{10} W and energy per impulse is 1 kJ.

1 fig. Refs.: 7 items.

УДК 621.85.6

Измерительные ячейки изменений диэлектрической проницаемости биологических веществ на основе объемных резонаторов открытого типа / А.Д. Черенков // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 1997. Вып. 102. С. 130 — 140.

Проведен теоретический анализ бисферического резонатора. Получены выражения для определения конструктивных параметров и добротности резонатора в широком диапазоне частот.

Ил. 4. Библиогр.: 3 назв.

УДК 621.85.6

Вимірювальні чарунки зміни діелектричної проникності біологічних речовин на основі об'ємних резонаторів відкритого типу / А.Д. Черенков // Радиотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 1997. Вип. 102. С. 130 — 140.

Проведено теоретичний аналіз бісферичного резонатора. Здобуто вирази для визначення конструктивних параметрів та добротності резонатора в широкому діапазоні частот.

Іл. 4. Бібліогр.: 3 назви.

УДК 621.85.6

Cells for measuring dielectric permittivity variations in biological materials on the basis of the open structure cavity resonators / A.D. Cherenkov // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 1997. N 102. P. 130 — 140.

Devices for measuring chemiluminescence of biological objects radiated by information electromagnetic fields were examined. Chemiluminescence measuring devices were analysed and their basic constructive parameters are determined.

4 fig. Refs. 3 items.

УДК 631.3:621.3.029

Применение информационных ЭМП в технологических процессах сельскохозяйственного производства / А.Д.Черенков // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 1997. Вып. 102. С. 141 — 144.

Рассмотрены особенности воздействия электромагнитных полей (ЭМП) на биологические объекты. Предложены подходы к созданию эффективных электротехнологий на основе применения автоматизированных систем определения параметров ЭМП в целях изменения биологических объектов.

Библиогр.: 11 назв.

УДК 631.3:621.3.029

Застосування інформаційних ЕМП у технологічних процесах сільськогосподарського виробництва / А.Д.Черенков // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 1997. Вип. 102. С. 141 — 144.

Розглянуто особливості впливу електромагнітних полів (ЕМП) на біологічні об'єкти. Розроблено підходи щодо створення ефективних електротехнологій на основі визначення автоматизованих систем визначення параметрів ЕМП з метою зміни біологічних об'єктів.

Бібліогр.: 11 назв.

УДК 631.3:621.3.029

Appilication of information EMF in technological processes of the agricultural production / A.D. Cherenkov // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 1997. N 102. P. 141 — 144.

Features of the of the electromagnetic fields (EMF) effects on biological objects are examined. To approaches to creating the effective electric texnologies by using automatic systems of the EMF parameter determination in order to change the biological objects are developed.

11 refs.

УДК 537.868

Теоретический анализ измерительных преобразователей для контроля сверхслабых свечений биологических объектов / А.Д.Черенков // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 1997. Вып. 102. С. 145 — 151.

Рассмотрены устройства для измерения хемилюминесценции биологических объектов, облучаемых информационными электромагнитными полями. Проведен анализ устройств измерения хемилюминесценции и определены их основные конструктивные параметры.

Ил. 2. Библиогр.: 4 назв.

УДК 537.868

Теоретичний аналіз вимірювальних перетворювачів для контролю надслабких свічень біологічних об'єктів / А.Д.Черенков // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 1997. Виш. 102. С. 145 — 151.

Розглянуто пристрої для вимірювання хемілюмінесценції біологічних об'єктів, які опромінюються інформаційними полями. Проведено теоретичний аналіз пристроїв вимірювання хемілюмінесценції та визначені їх головні конструктивні параметри.

Іл. 2. Бібліогр.: 4 назви.

УДК 537.868

Theoretical analysis of transducers for biological objects glints monitoring / A.D.Cherenkov // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 1997. N. 102. P. 145 — 151.

Arrangements for measurement of a chemical luminescence of biological objects, irradiated by the information electric-magnetical fields have been examined. Arrangements for measurement of a chemical luminescence are analyzed and their basic construction parameters are determined.

2 fig. Refs.: 4 items.