

## ЧАСТОТНЫЕ СВОЙСТВА ДИССИПАТИВНЫХ ПОТЕРЬ В МНОГОВОЛНОВЫХ ВОЛНОВОДАХ

Создание датчиков и приборов с оптимальными характеристиками для измерения проходящей мощности СВЧ большого уровня, а также изучение нагрева стенок линий передачи требует определения диссипативных потерь электромагнитных волн в стенках и их зависимости от параметров стенки и частоты. В статье приведены результаты решения и анализа уравнений Максвелла для продольной составляющей вектора Герца отрезка СВЧ линии передачи с конечной проводимостью. На основе общего описания всех типов прямоугольных и круглых регулярных волноводов и произвольных типов волн в них получены общие выражения для удельной мощности потерь в стенках волновода. Найдены области на поверхности волноводов, где затухание слабо зависит от частоты.

Для определения удельной мощности потерь СВЧ энергии в поглощающей стенке на различных типах волн воспользуемся простыми формулами теории сильного скин-эффекта, согласно которым поток энергии, направленный внутрь металла и, следовательно, плотность мощности тепловых потерь  $P_S$  на элементе  $dS$  поверхности проводящего тела равна

$$P_S = \frac{1}{2} R_S |H_{tg}|^2, \quad R_S = \sqrt{\frac{\omega \mu_0}{2\sigma}}, \quad (1)$$

где  $R_S$  – вещественная часть импеданса,  $\mu_0$  – магнитная проницаемость стенок волновода (здесь не рассматриваются магнитные эффекты и  $\mu_0$  предполагается равной проницаемости вакуума),  $\sigma$  – проводимость стенок волновода,  $H_{tg}$  – тангенциальная составляющая магнитного вектора поля рассматриваемого типа волн на поверхности поглощающей стенки.

Под поглощающей стенкой (ПС) будем понимать часть передающего тракта, выполненного из материала с потерями, чаще с меньшей проводимостью, чем основной волновод (нихром, константан, никель, пермаллой). В большинстве случаев ПС выполняется тонкой (от нескольких до десятков скин-слоев).

В волноводе с ПС, как известно, распространяются гибридные волны. Однако при расчетах затухания для определения температурного поля на поверхности ПС с достаточной для практических целей точностью поле этих волн можно заменить полем волновода с идеально проводящими стенками [1]. Относительная погрешность вследствие этой замены имеет порядок, близкий по значению к коэффициенту отражения от границы материал волновода – материал ПС [2], составляющий доли процента [3]. Строгое доказательство этого из-за громоздкости здесь не приводится, хотя ясно, что как определение этого коэффициента отражения, так и определение погрешности упомянутой замены определяются одними и теми же коэффициентами переразложения и имеют одинаковый порядок величин.

Для единого описания всех типов регулярных волноводов и произвольных типов волн воспользуемся обобщенной цилиндрической системой координат, в которой координатная ось направлена вдоль оси регулярного волновода, а две другие координатные оси перпендикулярны ей. В декартовой системе координат это оси  $x$  и  $y$ , а в цилиндрической  $\vec{r}$  и  $\vec{\phi}$  и представляя его в соответствии с методом разделения переменных в виде

$$G = D\psi\xi(z),$$

где  $D$  – постоянная нормировки,  $\psi$  – зависит только от поперечных координат, а  $\xi$  от продольной  $z$ , из уравнений Максвелла, получаем выражение для компонент  $\vec{E}$  и  $\vec{H}$  поля волн типа E, H и T через функции  $\psi$  и  $\xi$ :

$$\begin{aligned}\vec{E} &= D^e \left\{ \xi_z \nabla_{\perp} \psi \xi_z \vec{e}_z \right\} \\ \vec{H} &= D^e \left\{ -j\omega\varepsilon \xi \left[ \nabla_{\perp} \psi \vec{e}_z \right] \right\};\end{aligned}\quad (2)$$

для поля Е-волн,

$$\begin{aligned}\vec{E} &= D^h j\omega\mu_0 \xi \left[ \nabla_{\perp} \psi \vec{e}_z \right] \\ \vec{H} &= D^h \left\{ \xi_z \nabla_{\perp} \psi + k_{\perp}^2 \psi \vec{e}_z \right\};\end{aligned}\quad (3)$$

для поля Н-волн,

$$\begin{aligned}\vec{E} &= D^t \xi_z \nabla_{\perp} \psi; \\ \vec{H} &= -D^t j\omega\varepsilon \xi \left[ \nabla_{\perp} \psi \vec{e}_z \right]\end{aligned}\quad (4)$$

для поля Т-волн.

Коэффициенты нормировки  $D$  определяются из условия равенства мощности  $P$ , переносимой падающей волной, потоку вектора Умова-Пойтинга через поперечное сечение волновода:

$$D^h = \sqrt{\frac{2P}{\omega\mu k_{//} N}}, \quad D^{e,t} = \sqrt{\frac{2P}{\omega\varepsilon k_{//} N}},\quad (5)$$

где  $N$  – геометрический фактор, определяемый поперечной структурой поля распространяющегося типа волны.

Для цилиндрической и декартовой систем координат значения  $D$ , выраженные через функцию  $\psi$ , равны:

$$\begin{aligned}N_{\psi} &= \int_{\Delta R}^1 \int_0^{2\pi} \left\{ \frac{1}{r^2} \left| \frac{\partial \psi}{\partial \varphi} \right|^2 + \left| \frac{\partial \psi}{\partial r} \right|^2 \right\} r dr d\varphi; \\ N_{\psi} &= \iint_{00}^{ab} \left\{ \left| \frac{\partial \psi}{\partial x} \right|^2 + \left| \frac{\partial \psi}{\partial y} \right|^2 \right\} dx dy,\end{aligned}$$

где  $\Pi = 3,14159\dots$

Подставляя в (1) выражения, описывающие структуру поля (4, 5) с учетом нормировки несложно найти общее выражение, описывающее удельную мощность потерь  $P_S$  в стенках регулярного волновода.

$$\begin{aligned}P_S^H &= P \frac{R_S}{\omega\mu_0 k_{//} N} \left\{ |\xi_z|^2 |\nabla_{\perp} \psi|^2 + k_{\perp}^4 |\xi|^2 |\psi|^2 \right\}, \\ P_S^{E,T} &= P \frac{R_S \omega\varepsilon}{k_{//} N} \left\{ |\xi_z|^2 |\nabla_{\perp} \psi \vec{e}_z|^2 \right\}.\end{aligned}\quad (6)$$

Подставляя в (6) конкретные значения функций  $\xi$  и  $\psi$  [1] и задаваясь значением координаты на поверхности волноводной стенки, получим конкретные выражения, описывающие распределение потерь в стенке. Для прямоугольных и круглых волноводов функции  $\psi^E$  и  $\psi^H$ , описывающие зависимость вектора Герца от поперечных координат Е и Н, описываются известными выражениями [4].

Для прямоугольного волновода функции  $\psi$  будут

$$\left. \begin{aligned}\Psi_{m,n}^E &= \sin(k_{\perp x}^m x) \sin(k_{\perp y}^n y) \quad m \neq 0; \quad n \neq 0 \\ \Psi_{m,n}^H &= \cos(k_{\perp x}^m x) \sin(k_{\perp y}^n y) \quad m, n \neq 0 \\ k_{\perp x}^m &= \frac{m\Pi}{a}; \quad k_{\perp y}^n = \frac{n\Pi}{b},\end{aligned}\right\} \quad (7)$$

где  $a$  и  $b$  – размер широкой и узкой стенок волновода;  $k_{\perp}^2 = k_{\perp x}^2 + k_{\perp y}^2$ ;  $N^E = \frac{1}{4} k_{\perp}^2 ab$ ;

$$N^H = \begin{cases} \frac{1}{4} k_{\perp}^2 ab & n \neq 0; \quad m \neq 0 \\ \frac{1}{2} k_{\perp}^2 ab & n = 0 \text{ или } m = 0, \end{cases}$$

и удельная мощность потерь по широкой и узкой стенкам для волн E и H соответственно будет определяться выражениями:

$$P_{SH}^{\text{III}} = \frac{R_{S0}}{z_0} P \sqrt{\frac{\omega}{\omega_0}} \frac{1}{\tilde{k}_{\parallel} N^H} \left[ \tilde{k}_{\parallel}^2 F^- k_{\perp x}^2 \sin^2(k_{\perp x} x) + \frac{k_{\perp}^4}{k_0^2} F^+ \cos^2(k_{\perp x} x) \right];$$

$$P_{SH}^Y = \frac{R_{S0}}{z_0} P \sqrt{\frac{\omega}{\omega_0}} \frac{1}{\tilde{k}_{\parallel} N^H} \left[ \tilde{k}_{\parallel}^2 F^- k_{\perp y}^2 \sin^2(k_{\perp y} y) + \frac{k_{\perp}^4}{k_0^2} F^+ \cos^2(k_{\perp y} y) \right];$$

$$P_{SH}^{\text{II}} = \frac{R_{S0}}{z_0} P \sqrt{\frac{\omega}{\omega_0}} \frac{1}{\tilde{k}_{\parallel} N^e} F^+ k_{\perp y}^2 \sin^2(k_{\perp x} x);$$

$$P_{SH}^Y = \frac{R_{S0}}{z_0} P \sqrt{\frac{\omega}{\omega_0}} \frac{1}{\tilde{k}_{\parallel} N^e} F^+ k_{\perp x}^2 \sin^2(k_{\perp y} y),$$

где  $R_{S0} = \sqrt{\frac{\omega_0 \mu_0 \rho}{2}}$  – сопротивление стенки на частоте  $\omega_0$ ,  $z_0$  – волновое сопротивление вакуума

(377 Ом),  $\tilde{k}_{\parallel} = \sqrt{1 - k_{\perp}^2 / k_0^2}$  – отнесенная к продольной постоянной распространения волны в вакууме продольная составляющая распространения электромагнитной волны в волноводе,

$F^{\pm} \equiv \left( 1 + |\Gamma|^2 \pm 2|\Gamma| \cos(2k_{\parallel} z - \varphi) \right)$  – функция рассогласования,  $\Gamma$  – коэффициент отражения на грузки.

Для круглого волновода:

$$N = \begin{cases} \text{III} & \text{– при линейной поляризации,} \\ 2\text{III} & \text{– при круговой поляризации;} \end{cases}$$

$$I = \frac{\chi^2 - m^2}{2} I_m^2(\chi) + \frac{\chi^2}{2} I_m'^2(\chi);$$

$$\chi \equiv k_{\perp} R = \begin{cases} v_m^n & \text{(для E волн), } I_m(v_m^n) = 0; \\ \chi_m^n & \text{(для H волн), } I_m'(\chi_m^n) = 0. \end{cases}$$

и удельная мощность потерь на стенках для волн E и H с круговой поляризацией будет определяться выражением:

$$P_S^H = \frac{R_{S0}}{z_0} P \sqrt{\frac{\omega}{\omega_0}} \frac{2 \left( \tilde{k}_{\parallel}^2 m^2 F^- \sin m\phi + \frac{\chi^2}{k_0^2 R^2} F^+ \cos^2 m\phi \right)}{\Pi \tilde{k}_{\parallel} (\chi^2 - m^2) R^2};$$

$$P_S^E = \frac{R_{S0}}{z_0} P \sqrt{\frac{\omega}{\omega_0}} \frac{2}{\Pi \tilde{k}_{\parallel} R^2} \cos^2 m\phi F^+;$$

а для волн с линейной поляризацией следующими выражениями:

$$P_S^H = \frac{R_{S0}}{z_0} P \sqrt{\frac{\omega}{\omega_0}} \frac{k_{\parallel}^2 m^2 F^- + \frac{\chi^2}{k_0^2 R^2} F^+}{\Pi \tilde{k}_{\parallel} (\chi^2 - m^2) R^2};$$

$$P_S^E = \frac{R_{S0}}{z_0} P \sqrt{\frac{\omega}{\omega_0}} \frac{F^+}{\Pi \tilde{k}_{\parallel} R^2}.$$

Результаты расчетов приведены на рис. 1–7 для различных типичных случаев. Графики затухания на рис. 1 и 2 приведены для прямоугольного волновода  $23 \times 10$  мм, стенки которого выполнены из нихрома, на рис. 3, 4 для круглого волновода. На рис. 1–3 вдоль верхней оси абсцисс отложено отношение размера  $a$  к  $\lambda_0$  ( $\lambda$  в вакууме). В этих единицах графики рис. 1–2 справедливы для любого прямоугольного волновода, имеющего отношение  $a/b = 2,3$ . Вдоль левой оси ординат отложена нормированная мощность потерь  $R_{S0} \frac{P}{z_0}$ . В качестве опорной частоты для вычисления  $R_{S0}$  выбирается правая граничная частота диапазона, изображенная на рисунке. Вдоль правой оси ординат отложена удельная мощность потерь в мВт на Вт проходящей мощности.

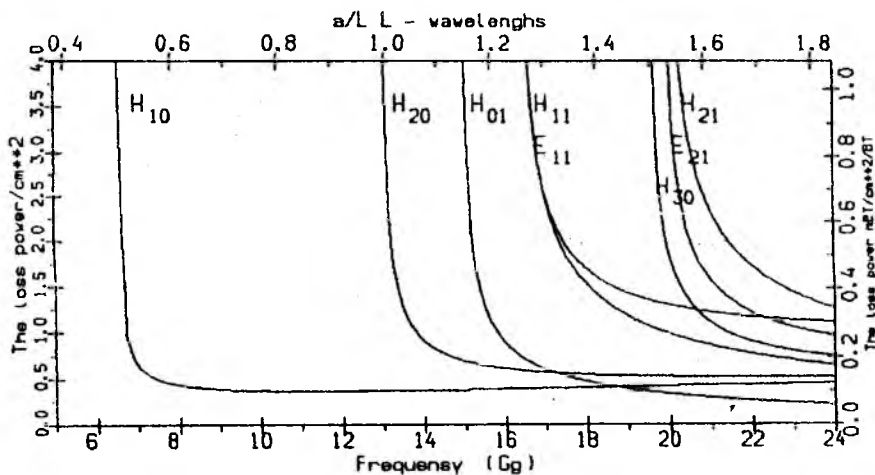


Рис. 1

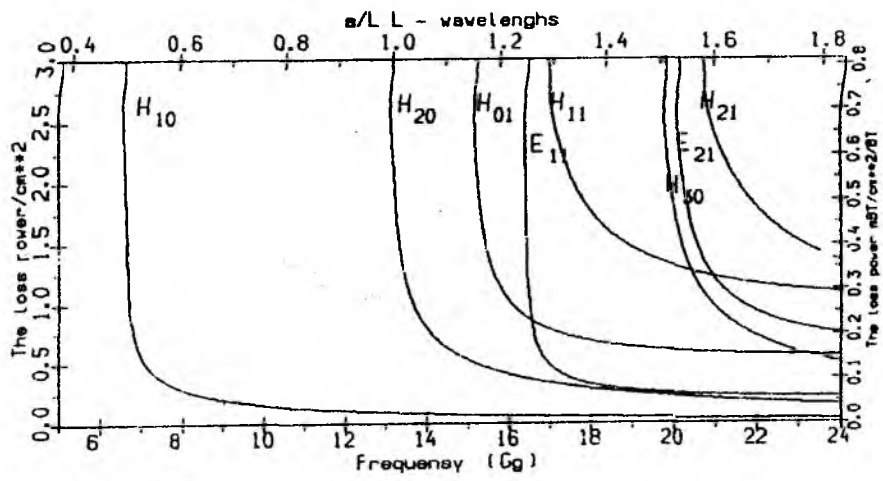


Рис. 2

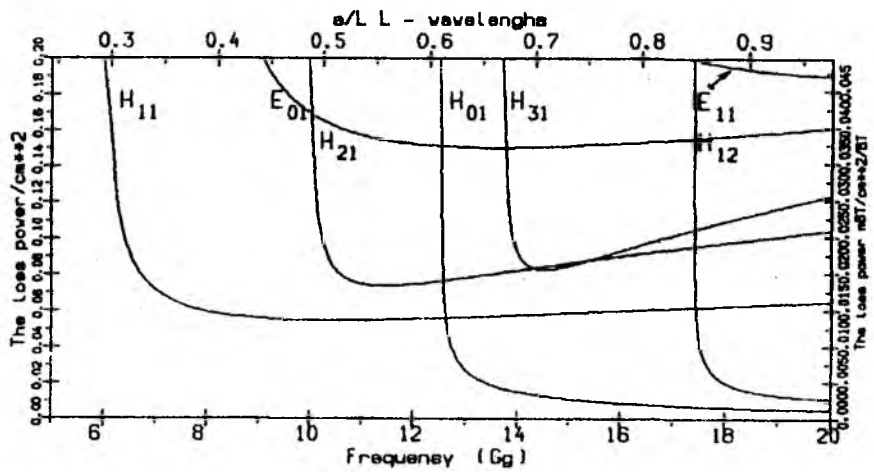
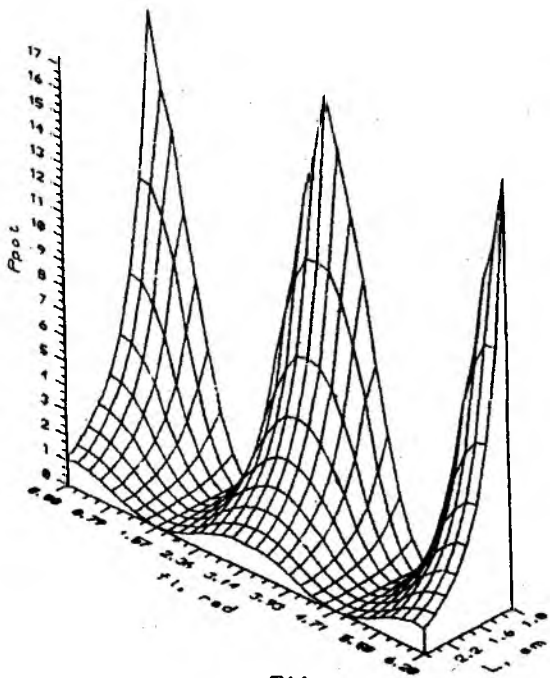


Рис. 3



E11

Рис. 4

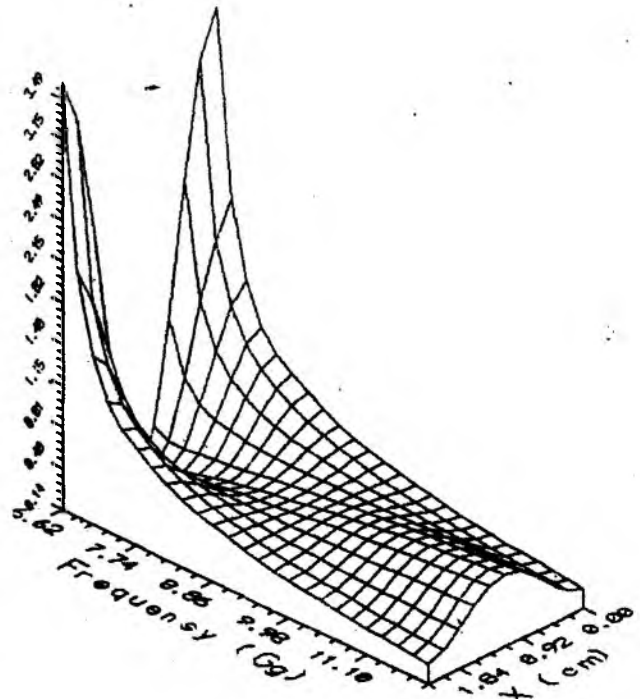


Рис. 5

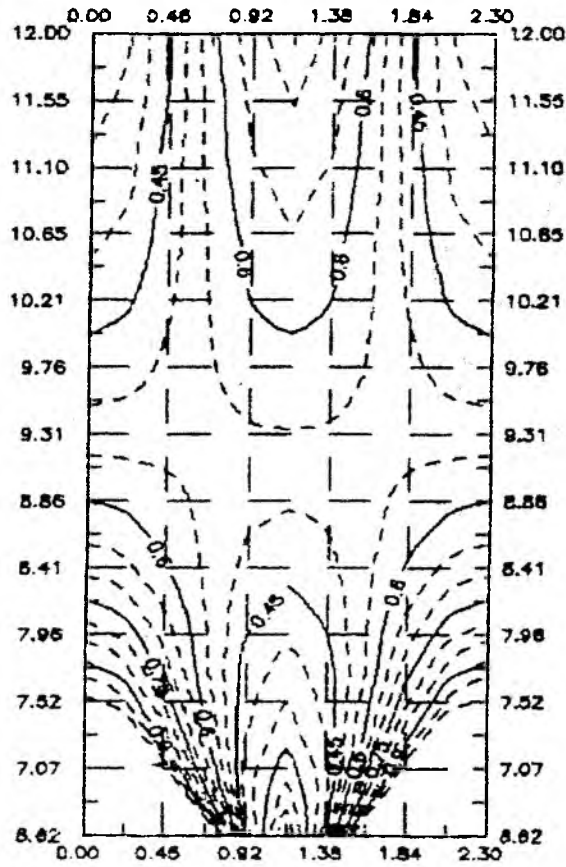


Рис. 6

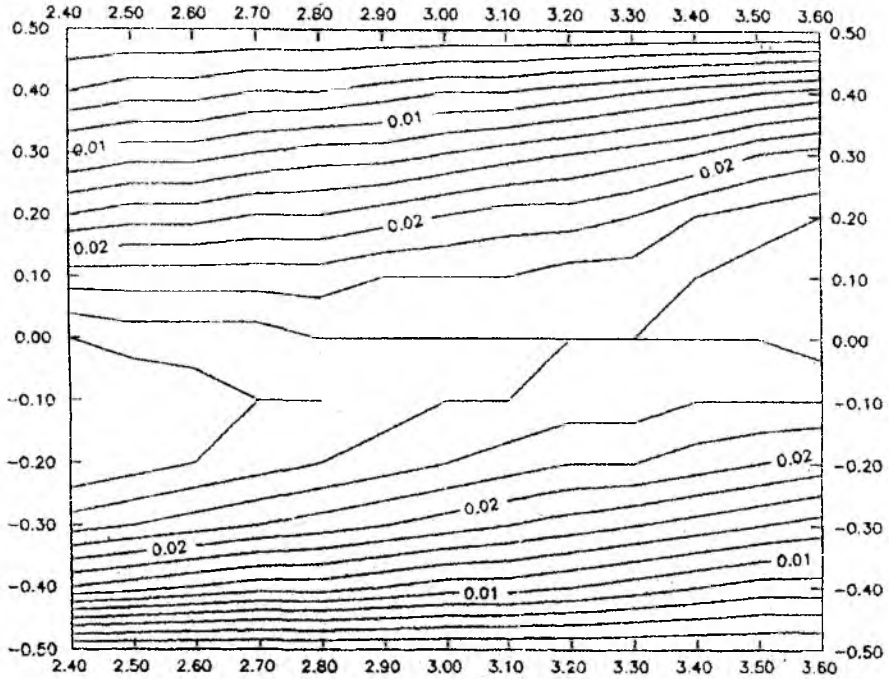


Рис. 7

На рис. 5, 6 приведены графики распределения удельной мощности потерь в широкой стенке прямоугольного волновода с волной  $H_{10}$  от частоты и координаты по  $a$  и по  $0,5a$  (рис. 7), из которых можно увидеть, что в области  $0,25a$  и  $0,75a$  (рис. 7) мощность потерь слабо зависит от частоты.

а от 2,8 до 3,5 ГГц – не зависит от частоты. На рис. 8, 9, 10 приведены примеры расчетов зависимости удельной мощности потерь для прямоугольных волноводов в коротковолновой части сантиметрового и миллиметровом диапазоне с волнами  $H_{20}$  (рис. 8),  $H_{21}$  (рис. 9),  $H_{11}$  (рис. 10) на широкой и узкой стенках соответственно.

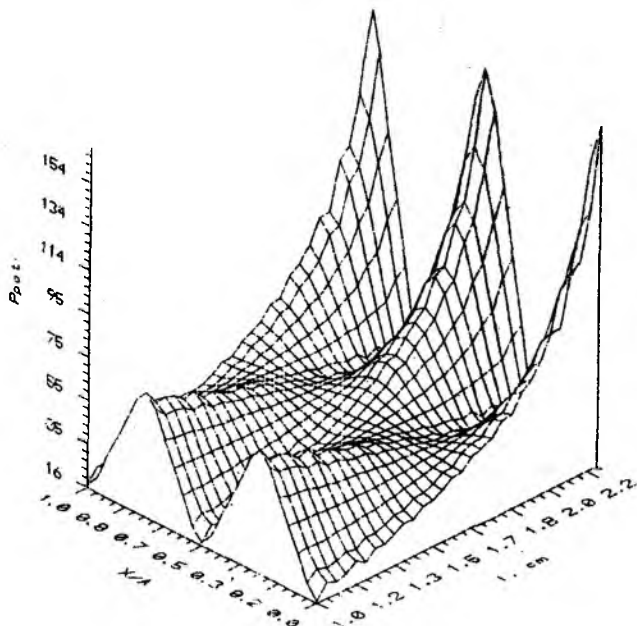


Рис. 8

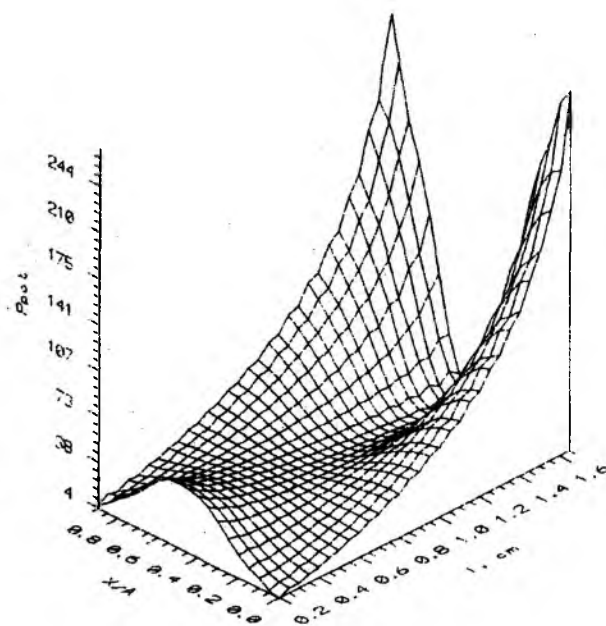


Рис. 9

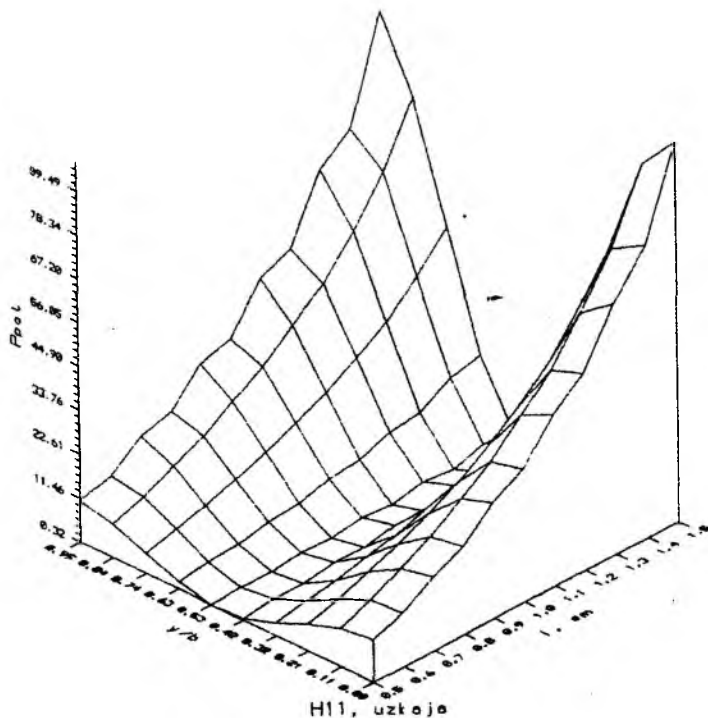


Рис. 10

Ценность полученных результатов заключается в разработке теории частотных свойств диссипативных потерь электромагнитных волн в волноводах, позволяющей выйти на проектирование широкополосных датчиков проходящей мощности СВЧ. На практике результаты теории подтверждены созданием ваттметра проходящей мощности [5] ИПМВ-20 (рис. 11, 12), перепад коэффициента пре-

образования у которого в рабочей полосе частот волновода  $48 \times 24$  мм составляет  $\pm 1,5$  %, измеряемые уровни мощности  $0,1 \dots 5$  кВт.

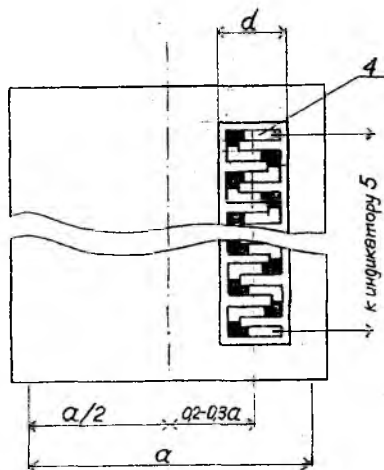


Рис. 11

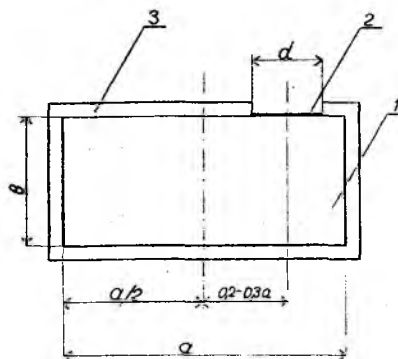


Рис. 12

**Список литературы:** 1. Волков В.М. Применимость теории сильного скин-эффекта при вычислении потерь в слабопроводящих стенках волноводов. Известия вузов. Радиоэлектроника. 1997. Т. 40, № 10. С. 67–69. 2. Рытов С.М. ЖЭТФ, 10. 1948. № 80. 3. Волков В.М., Мартыненко Л.Г., Кукуш В.Д., Ермилова Н.И. Коэффициент отражения датчика на основе поглощающей стенки в прямоугольном волноводе. “Радиотехника”. Вып. 31, 1974. С. 125–128. 4. Григорьев А.Д. Электродинамика и техника СВЧ. М.: Высшая школа, 1990. 335 с. 5. Волков В.М., Мартыненко Л.Г., Кукуш В.Д., Лукьянчиков Н.И., Пархоменко А.Г. Устройство для измерения проходящей мощности СВЧ. Авт. свид. СССР № 1750371, кл. G01R 21/04.

Харьковский государственный технический университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 24.06.99