ИЗЛУЧЕНИЕ СВЧ-ЭНЕРГИИ ЧЕРЕЗ СТЕНКУ ВОЛНОВОДА, ТОЛЩИНА КОТОРОЙ СРАВНИМА С ГЛУБИНОЙ СКИН-СЛОЯ

В. Б. Белявцев, В. С. Жилков

Харьков

Известен ряд теоретических и экспериментальных работ, посвященных исследованию поведения электромагнитного поля в скин-слое металлических стенок линии передачи. Большое внимание уделяется практической стороне данного вопроса; в частности, имеются сообщения о создании СВЧ-устройств, работающих на эффекте излучения электромагнитных волн через стенку волновода, толщина которой соизмерима с глубиной проникновения поля в металл [1, 2]. Однако в этих работах не рассматривалась задача об излучении СВЧ-энергии в свободное пространство, решение которой также может найти приложение в технике СВЧ.

В данной статье рассматриваются особенности излучения электромагнитного поля через стенку прямоугольного волновода, толщина которой сравнима с глубиной скин-слоя.

Постановка задачи

Рассмотрим отрезок прямоугольного волновода, в котором участок широкой стенки длиной L заменен тонкой полоской металла, толщина которой d сравнима с глубиной скин-слоя (рис. 1). Будем считать, что

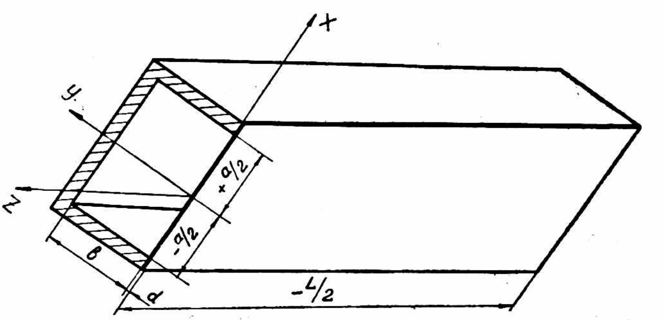

Рис. 1. Отрезок волновода с тонкой стенкой.

по линии передачи распространяется основной вид колебаний и затухание волны H_{10} на участке с внесенной неоднородностью (полоской металла), а также отражение от нее пренебрежимо малы.

В выбранной системе координат компоненты поля в волноводе запишутся в виде

$$E_y = E_m \cos\left(\frac{\pi}{a} x\right) e^{i(\omega t - \beta z)};$$

$$H_x = -E_m \cdot \frac{\beta}{\mu_1 \mu_0 \omega} \cdot \cos\left(\frac{\pi}{a} x\right) e^{i(\omega t - \beta z)};$$

$$H_z = -i E_m \frac{\pi}{\mu_1 \mu_0 \omega a} \cdot \sin\left(\frac{\pi}{a} x\right) e^{i(\omega t - \beta z)},$$

где E_m — амплитуда электрического поля;

$\beta = \frac{2\pi}{\lambda_в}$ — фазовая постоянная;

$\lambda_в$ — длина волны в волноводе;

ω — циклическая частота;

μ_0 — магнитная проницаемость вакуума;

μ_1 — относительная магнитная проницаемость изотропного диэлектрика, заполняющего волновод.

При распространении электромагнитной энергии вдоль волновода по его стенкам протекают токи, плотность которых зависит, в частности, от глубины скин-слоя, определяемой известным выражением

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\omega\mu_{м}\mu_0\sigma_{м}}},$$

где $\mu_м$, $\sigma_м$ — относительная магнитная проницаемость и проводимость стенок волновода.

На участке $\left[-\frac{L}{2}, +\frac{L}{2}\right]$, где $d \simeq \delta$, токи текут по внешней поверхности стенки линии передачи, следовательно, имеем эффект излучения СВЧ энергии. Определим электромагнитное поле в свободном пространстве.

Поле излучения

Источником электромагнитного поля является элемент поверхности широкой стенки волновода площадью $a \times L$. Рассматривая тонкую стенку волновода как излучатель, можно записать компоненты векторов электромагнитного поля в дальней зоне в виде [3]

$$E_\theta = -\frac{i}{2\lambda}\sqrt{\frac{\mu\mu_0}{\varepsilon\varepsilon_0}}N_x\frac{e^{-ikr}}{r}(1+\cos\theta)\cos\varphi; \qquad (1)$$

$$E_\varphi = \frac{i}{2\lambda}\sqrt{\frac{\mu\mu_0}{\varepsilon\varepsilon_0}}N_x\frac{e^{-ikr}}{r}(1+\cos\theta)\sin\varphi,$$

где ε, μ — относительные диэлектрическая и магнитная проницаемости воздуха;

$k = \frac{2\pi}{\lambda}$ — волновое число;

λ — длина волны в свободном пространстве;

θ, φ — углы сферической системы координат, отсчитываемые от осей z и x соответственно;

r — расстояние от начала координат до рассматриваемой точки;

N_x — проекция магнитного вектора излучения на направление x;

$$N_x = \int\limits_{-\frac{a}{2}}^{+\frac{a}{2}}\int\limits_{-\frac{L}{2}}^{+\frac{L}{2}} J(x,z)\cos\left(xk\sin\theta\cos\varphi + zk\cos\theta + \frac{ka}{2}\sin\theta\cos\varphi\right)dxdz; \qquad (2)$$

$J(x, z)$ — плотность электрического поверхностного тока на внешней стороне излучающей стенки.

Согласно [4], решение уравнений Максвелла для векторов электрического и магнитного поля в металле записывается следующим образом:

$$\vec{H}_м = \vec{H}_{\parallel}\cdot e^{(1-i)\frac{y}{\delta}};$$

$$\vec{E}_м = \frac{\varepsilon}{\varepsilon_м}\vec{E}_{\perp}\cdot e^{(1-i)\frac{y}{\delta}},$$

где $\vec{H}_{\parallel}$ — вектор магнитного поля, компоненты которого тангенциальны широкой стенке волновода;

$\vec{E}_{\perp}$ — вектор электрического поля, компоненты которого нормальны металлу.

Векторы $\vec{H}_м$ и $\vec{E}_м$ характеризуют поле в стенке достаточно большой толщины, т. е. при $d \gg \delta$. Однако, если толщина стенки волновода сравнима с величиной скин-слоя, на границе раздела двух сред (металл — воздух) необходимо учитывать отраженную волну [1]. Суммарное электрическое поле в металле

$$\vec{E}_{м} = \frac{\varepsilon}{\varepsilon_{м}} \vec{E}_{\perp} \left(1 + \Gamma_d e^{-2d\frac{1-i}{\delta}} e^{-2y\frac{1-i}{\delta}}\right) e^{y\frac{1-i}{\delta}},$$

где Γ_d — коэффициент отражения на границе металл — воздух.

Используя материальное уравнение, находим плотность тока на внешней поверхности металлической полоски (т. е. при $y = -d$):

$$J(x, z) = \sigma_{м} E_{м} = \sigma_{м} E'_m \cos\frac{d}{\delta}\, e^{-\frac{d}{\delta}} \cos\left(\frac{\pi}{a}x\right).$$

Тогда, подставляя значение $J(x, z)$ в (2) и интегрируя по площади излучающего участка, получим выражение проекции магнитного вектора излучения на направление x:

$$N_x = \frac{4\pi\sigma_{м} E'_m L}{a} \cdot \cos\frac{d}{\delta}\, e^{-\frac{d}{\delta}} \frac{\sin\left(\frac{kL}{2}\cos\theta\right)}{\frac{kL}{2}\cos\theta} \cdot \frac{\cos^2\left(\frac{ka}{2}\sin\theta\cos\varphi\right)}{\frac{\pi^2}{a^2} - k^2\sin^2\theta\cos^2\varphi}.$$

Величина N_x является определяющей при анализе компонент электромагнитного поля в дальней зоне. Исследуя аналогично [3] (1) в плоскостях xoz и zoy, получаем выражение для диаграммы направленности излучающего участка широкой стенки волновода:

$$E(\theta) = E_0 \cos\frac{d}{\delta}\, e^{-\frac{d}{\delta}} B \cdot \frac{\sin\left(\frac{kL}{2}\cos\theta\right)}{\frac{kL}{2}\cos\theta} \cdot (1 + \cos\theta),$$

где

$$\text{при } \varphi = 0 \quad B = \frac{\cos^2\left(\frac{ka}{2}\sin\theta\right)}{\frac{\pi^2}{a^2} - k^2\sin^2\theta};$$

$$\text{при } \varphi = \frac{\pi}{2} \quad B = \frac{a^2}{\pi^2}.$$

На первый взгляд кажется, что функция $E(\theta)$ возрастает до бесконечности при $\sin^2\theta = \frac{\pi^2}{a^2k^2}$, — это необъяснимо с физической точки зрения. Однако предельные значения напряженности поля в указанной точке имеют конечную величину, в чем нетрудно убедиться, преобразовав множитель B к виду $\left(\frac{\sin x}{x} + \frac{\sin y}{y}\right)$.

На рис. 2*а*; 2*б* приведены графики диаграмм направленности в главных плоскостях, т. е. при $\varphi = 0$ и $\varphi = \frac{\pi}{2}$ соответственно. Уменьшение электромагнитного поля в дальней зоне с увеличением отношения $\frac{d}{\delta}$ не требует дополнительных объяснений.

Практический интерес представляет определение закона изменения электромагнитного поля в дальней зоне в направлении, параллельном линии передачи (т. е. вдоль оси z). Переходя к прямоугольной системе координат и полагая для простоты $x=0$, $-y=R$, получим

$$E = E_0 \cos\frac{d}{\delta} e^{-\frac{d}{\delta}} \cdot \frac{\sin kr}{r} \cdot \frac{a^2}{\pi^2} \cdot \frac{\sin\left(\frac{kL}{2}\frac{z}{r}\right)}{\frac{kL}{2}\frac{z}{r}} \cdot \left(1+\frac{z}{r}\right),$$

где $r=\sqrt{R^2+Z^2}$.

Анализ последнего выражения показывает, что при соответствующем выборе параметров R и L амплитудное распределение E-компоненты электромагнитного поля в свободном пространстве взаимосвязано с указанным распределением внутри волноводной линии передачи.

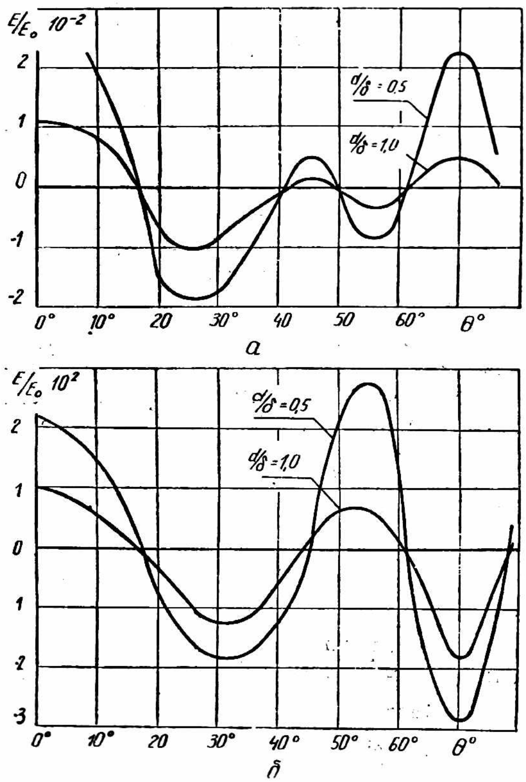

Рис. 2. Диаграммы направленности в главных плоскостях ($a \times b = 23 \times 10$ *мм*²; $f = 10$ *Ггц*): *а* — при $\varphi = 0$; *б* — при $\varphi = \frac{\pi}{2}$.

В случае рассогласования волноводного тракта распределение электрического поля вдоль линии передачи, согласно [5], определяется выражением

$$E_y = E_m \cos\left(\frac{\pi}{a}x\right)\left(1 + |\Gamma_н|^2 - 2|\Gamma_н|\cos 2\beta z'\right)^{\frac{1}{2}},$$

где $|\Gamma_н|$ — модуль коэффициента отражения от нагрузки;

z' — расстояние от ближайшего минимума стоячей волны до рассматриваемой точки.

Интегрируя приближенно в пределах от $-\frac{a}{2}$ до $+\frac{a}{2}$ и от z' до $z'+L$, получим проекцию магнитного вектора излучения на направление x,

$$N_x = \frac{2\pi\sigma_м E'_m}{a} \cdot \cos\frac{d}{\delta} e^{-\frac{d}{\delta}} \cdot \frac{\cos\alpha}{\frac{\pi^2}{a^2} - k^2\frac{x^2}{r^2}} \cdot \frac{L}{n} \times$$

$$\times \left\{\frac{1}{2}\left[\left(1+|\Gamma_н|^2 - 2|\Gamma_н|\cos 2\beta z'\right)^{\frac{1}{2}} \cos\left(z'k\frac{z}{r}+\alpha\right) + \right.\right.$$

$$\left. + \left(1+|\Gamma_н|^2 - 2|\Gamma_н|\cos 2\beta\left(z'+L\right)\right)^{\frac{1}{2}} \cos\left(\left(z'+L\right)k\frac{z}{r}+\alpha\right)\right] +$$

$$\left. + \sum_{m=1}^{m=n-1}\left(1+|\Gamma_н|^2 - 2|\Gamma_н|\cos 2\beta\left(z'+\frac{mL}{n}\right)\right)^{\frac{1}{2}} \cos\left(\left(z'+\frac{mL}{n}\right)k\frac{z}{r}+\alpha\right)\right\}.$$

Здесь $\alpha = \frac{ka}{2} \cdot \frac{x}{r}$.

Электрическое поле свободного пространства при $z' = 0$

$$E = E_0 \frac{\sin kr}{r} \cdot \cos \frac{d}{\delta} e^{-\frac{d}{\delta}} \cdot \frac{a^2}{\pi^2} \cdot \frac{L}{n} \cdot \left(1 + \frac{z}{r}\right) \times$$

$$\times \left\{ \frac{1}{2} \left[1 - |\Gamma_н| + (1 + |\Gamma_н|^2 - 2|\Gamma_н| \cos 2\beta L)^{\frac{1}{2}} \cos\left(Lk \frac{z}{r}\right)\right] + \right.$$

$$\left. + \sum_{m=1}^{m=n-1} \left(1 + |\Gamma_н|^2 - 2|\Gamma_н| \cos 2\beta \frac{mL}{n}\right)^{\frac{1}{2}} \cos\left(\frac{mL}{n} k \cdot \frac{z}{r}\right)\right\}.$$

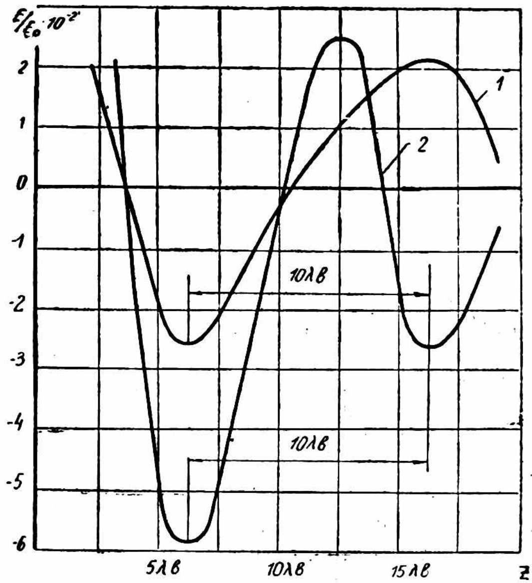

Рис. 3. Изменение поля в дальней зоне вдоль координаты z ($a \times b = 23 \times 10$ $мм^2$; $f = 10$ *Гц*):
1 — в случае идеального согласования;
2 — при $|\Gamma_н| = 0{,}3$.

График рис. 3 иллюстрирует возможность определения коэффициента отражения и длины волны при несогласованной линии на основе изучения закономерностей излучения через отрезок линии, толщина стенки которого сравнима с глубиной скин-слоя.

ЛИТЕРАТУРА

1. Maurice B. Hall. and William E. Little. A Directional Coupler with a Readily Calculable Coupling Ratio. IEEE Trans. Microwave Theory and Techn., vol. MTT-15, no 11, November 1967.
2. Ronde F. C. A universal wall-current detector. IEEE Trans. Microwave Theory and Techn. 1964. 12, N 1, 112—117.
3. Л. Д. Гольдштейн, Н. В. Зернов. Электромагнитные поля и волны. Изд-во «Советское радио», 1956.
4. Джексон Дж. Классическая электродинамика. Изд-во «Мир», 1965.
5. Измерения на сверхвысоких частотах. Пер. с англ. под ред. В. Б. Штейншлейгера. Гостехиздат, 1952.