

УДК 621.372.81.09

ВОЛНЫ В НАПРАВЛЯЮЩЕЙ СИСТЕМЕ С АЗИМУТАЛЬНО-НАМАГНИЧЕННЫМ ФЕРРИТОМ

В. П. Прудкий, Ю. М. Терентьев

Предлагается численный метод анализа собственных волн аксиально-симметричных направляющих систем с неоднородным азимутально-намагниченным ферритовым заполнением. Метод позволяет получать постоянные распространения волн и структуру электромагнитного поля. Приводятся результаты расчета волн в круглом и коаксиальном волноводе с ферритовым слоем. Исследуются поверхностные ферритовые волны.

Электромагнитные волны в аксиально-симметричной направляющей системе с азимутально-намагниченным ферритовым слоем рассматривались в работах [1-3]. Однако опубликованные результаты относятся к распространению волн при достаточно малой анизотропии феррита. Более общий случай рассмотрен в [4-6], но поверхностные волны [7] в такой системе не исследовались. Это объясняется отсутствием аналитического решения и удобного приближенного метода.

В данной работе предлагается новый метод расчета аксиально-симметричных систем, включающих азимутально-намагниченный феррит.

Уравнения Максвелла приводятся к системе обыкновенных дифференциальных уравнений:

$$\begin{aligned} H'_\varphi &= \dot{\gamma} \left(k\varepsilon - \frac{n^2}{k\mu\rho^2} \right) E_z - \dot{\gamma} \frac{n\Gamma}{k\mu\rho} E_\varphi + \frac{n\mu_a}{\rho\mu} H_z - \frac{1}{\rho} H_\varphi, \\ H'_z &= \dot{\gamma} \frac{\Gamma n}{k\mu\rho} E_z + \dot{\gamma} \left(\frac{\Gamma^2}{k\mu} - k\varepsilon \right) E_\varphi - \Gamma \frac{\mu_a}{\mu} H_z, \\ E'_\varphi &= \dot{\gamma} \left(\frac{k\mu_a}{\mu} + \frac{n^2}{\varepsilon k\rho^2} - k\mu \right) H_z + \frac{\mu_a n}{\mu\rho} E_z + \\ &+ \left(\Gamma \frac{\mu_a}{\mu} - \frac{1}{\rho} \right) E_\varphi + \dot{\gamma} \frac{\Gamma n}{k\varepsilon\rho} H_\varphi, \\ E'_z &= \dot{\gamma} \left(k\mu_\varphi - \frac{\Gamma^2}{\varepsilon k} \right) H_\varphi - \dot{\gamma} \frac{n\Gamma}{\varepsilon k\rho} H_z, \end{aligned} \quad (1)$$

где $H_z, H_\varphi, E_z, E_\varphi$ — проекции поля на оси z, φ , Γ — постоянная распространения, $\varepsilon(\rho)$ — диэлектрическая проницаемость, n — константа разделения по углу φ , k — волновое число в свободном пространстве.

Ненулевые компоненты тензора магнитной проницаемости имеют вид

$$\begin{aligned} \overset{\leftrightarrow}{\mu}_{\varphi\varphi} &= \overset{\leftrightarrow}{\mu}_\varphi(\rho), \quad \overset{\leftrightarrow}{\mu}_{zz} = \overset{\leftrightarrow}{\mu}_{\rho\rho} = \overset{\leftrightarrow}{\mu}(\rho), \\ \overset{\leftrightarrow}{\mu}_{\rho z} &= -\overset{\leftrightarrow}{\mu}_{z\rho} = \dot{\gamma} \overset{\leftrightarrow}{\mu}_a(\rho). \end{aligned} \quad (2)$$

На границе удовлетворяются условия идеальной проводимости:

$$E_z = E_\varphi = 0. \tag{3}$$

Краевая задача на собственные значения сводится к задачам с начальными условиями. Число таких задач определяется с учетом (3). Для коаксиального волновода начальные условия на внутреннем проводнике задаются значениями H_z и H_φ . Решения с произвольным H_z, H_φ однозначно представляются в виде суммы двух линейно-независимых частных решений

$$F = C_1 F^1 + C_2 F^2, \tag{4}$$

где F — составляющая поля, F^1 и F^2 — составляющие компоненты частных решений, C_1 и C_2 — постоянные. Начальные условия для F^1 и F^2 являются линейно-независимыми:

$$H_\varphi^1 H_z^2 - H_\varphi^2 H_z^1 \neq 0, \tag{5}$$

а в остальном выбираются произвольно, например,

$$H_z^1 = 1, H_\varphi^1 = 0, H_z^2 = 0, H_\varphi^2 = 1. \tag{6}$$

В задаче о круглом волноводе с азимутально-намагниченным ферритовым слоем $r_1 < \rho < r_2$ также достаточно двух частных решений системы (1). Действительно, при $0 < \rho \leq r_1$ решение имеет вид (4), причем в качестве F^1 и F^2 можно выбрать известные решения для H - и E -волн круглого волновода [7-9]. Таким образом, в любой точке $0 < \rho \leq r_1$ определяются линейно-независимые начальные условия $F^1(\rho)$ и $F^2(\rho)$ для уравнений (1).

Частные решения системы (1) получаются численным интегрированием. Дальнейшие вычисления проводятся так же, как в задачах, допускающих аналитическое представление полей. Граничные условия (3) на внешнем проводнике определяют однородную систему алгебраических уравнений для C_1 и C_2 . Равенство нулю детерминанта задает характеристическое уравнение относительно Γ . Корни уравнения являются постоянными распространения собственных волн. Для каждого корня вычисляется отношение C_1 к C_2 . Тем самым с точностью до постоянного множителя определяется структура поля. Можно доказать устойчивость численного метода.

Приведем некоторые результаты расчета волн в коаксиальном и круглом волноводах с однородным азимутально-намагниченным ферритовым слоем $r_1 \leq \rho \leq r_2$. Внешний радиус направляющей системы R , радиус внутреннего проводника коаксиального волновода — r . Собственные волны описываются безразмерными параметрами $\gamma = \Gamma/k$, $\Lambda = 2\pi/kR$; а геометрия задается в виде $r/R, r_1/R, r_2/R$ или $r_1/r, r_2/r$. На рис. 1 представлены кривые дисперсии волн для

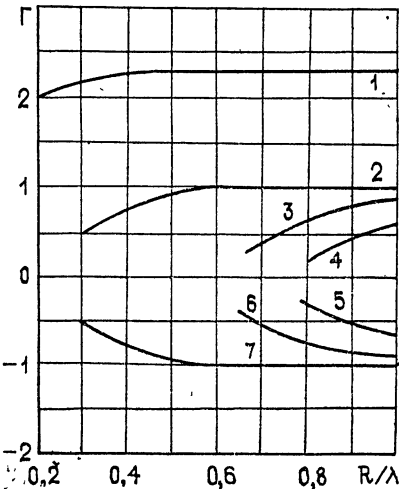


Рис. 1.

$$\epsilon = 5, \mu = 0,5, \mu_a = 0,9, \mu_\varphi = 1, r/r_2 = 0,75, r_1/r = 1, n = 1. \tag{7}$$

Анализируя структуру поля, идентифицируем распространяющиеся волны:

2—квази H_{11}^+ , 3—квази E_{11}^+ , 4—квази H_{12}^+ ,

5—квази H_{12}^- , 6—квази E_{11}^- , 7—квази H_{11}^- .

Введение знаков $+$ и $-$ в обозначения необходимо ввиду невязимности, например, волна квази H_{11}^+ распространяется в направлении подмагничивающего тока, а квази H_{11}^- — в противоположном. Волна 1 распространяется только в одном направлении, компоненты поля I зависят от ρ экспоненциально. Это позволяет отождествить кривую 1 рис. 1 с поверхностной ферритовой волной S_1^+ [7]. Индекс 1 определяется зависимостью поля от φ . При $r_2/R = 1$, $r_1 > r$ распространяется аналогичная волна S_1^- . Для «запредельных» волноводов волны квази H и квази E испытывают отсечку. На рис. 2 приведена кривая дисперсии поверхностной ферритовой волны в таком волноводе с параметрами

$$\begin{aligned} \mu &= 0,5, \quad \mu_a = 0,9, \quad \varepsilon = 5, \quad r_1 = r, \\ R/r &= 6, \quad r_2/r = 3, \quad n = 1, \quad \mu_\varphi = 1. \end{aligned} \quad (8)$$

Поверхностная волна S_1^- распространяется также в круглом волноводе с азимутально-намагниченным ферритовым слоем. Результаты расчетов для

$$\varepsilon = 15, \quad \mu = 0,5, \quad \mu_a = 0,8, \quad r_2 = R, \quad r_1/r_2 = 0,84, \quad n = 1, \quad \mu_\varphi = 1 \quad (9)$$

показаны на рис. 3.

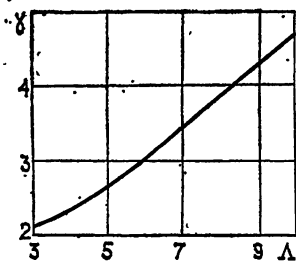


Рис. 3.

В работах [1–6] для расчета волн в системах с азимутально-намагниченным ферритом использовалось представление полей, включающее частичные суммы степенных рядов по ρ . Подобный подход представляется несколько формальным, поскольку азимутальное подмагничивающее поле $H_0 = \text{const}$ не реализуемо в начале координат, не удовлетворяет уравнениям Максвелла:

$$\lim_{\rho \rightarrow 0} \text{rot}_z H_0 = \lim_{\rho \rightarrow 0} \frac{1}{\rho} H_0 = \infty. \quad (10)$$

Более последовательным является расчет волновода с азимутально-намагниченным ферритом в области $r_1 < \rho < r_2$, причем отношение r_1/r_2 может быть достаточно малым. На рис. 4 приведены дисперсионные кривые для круглого волновода, заполненного ферритом, полученные в [6], и точки, рассчитанные нами для

$$r_2 = R, \quad \frac{\mu_a}{\mu} = 0,5, \quad \frac{r_1}{R} = 0,01, \quad n = 1. \quad (11)$$

Результаты расчетов фактически совпадают. Однако излагаемый метод позволяет исследовать поверхностные волны и системы с неоднородным заполнением для различных $\epsilon(\rho)$, $\mu(\rho)$, $\mu_a(\rho)$, $\mu_\varphi(\rho)$. В частности, круглый и коаксиальный волноводы с неоднородным диэлектрическим заполнением рассчитываются без предположения о степенной зависимости $\epsilon(\rho)$ [10]. Схему расчета легко обобщить на случай граничных условий импедансного типа [8]. Для этого уравнения (3) достаточно заменить на

$$\begin{aligned} E_z &= \alpha_1 H_z + \beta_1 H_\varphi, \\ E_\varphi &= \alpha_2 H_z + \beta_2 H_\varphi, \end{aligned} \quad (12)$$

где α_1 , α_2 , β_1 , β_2 — фиксированные параметры.

Предлагаемый метод позволяет прогнозировать свойства линии передач с анизотропным, радиально-неоднородным заполнением и параметры функциональных устройств на их основе.

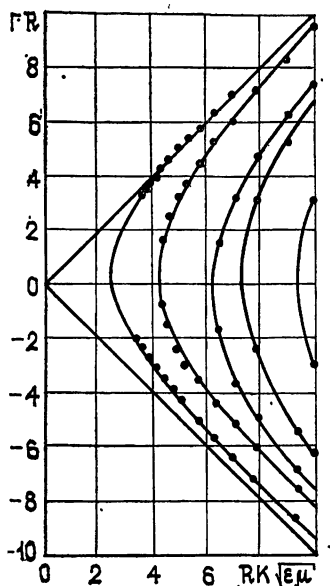


Рис. 4.

ЛИТЕРАТУРА

1. Р. Р. Юргенсон, И. Г. Тейтельбаум, сб. Антенны, I, изд. Связь, М., 1966, стр. 120.
2. А. И. Потехин, Р. Р. Юргенсон, Радиотехника и электроника, 15, № 2, 307 (1970).
3. А. И. Потехин, Р. Р. Юргенсон, Радиотехника и электроника, 15, № 3, 456 (1970).
4. Г. И. Веселов, сб. Физика магнитных явлений. Материалы 7-й Всесоюзной школы-семинара по гиромагнитной электронике и электродинамике, ТГУ, Ашхабад, 1973, стр. 220.
5. Г. И. Веселов, Г. Г. Воронина, С. Г. Семенов, там же, стр. 226.
6. Г. И. Веселов, Ю. Н. Алехин, С. Г. Семенов, сб. трудов МИЭТ, М., 1976
7. А. Л. Микаэлян, Теория и применение ферритов на сверхвысоких частотах, Госэнергоиздат, М—Л., 1963.
8. Л. А. Вайнштейн, Электромагнитные волны, изд. Сов. радио, М., 1957.
9. В. В. Никольский, Электродинамика и распространение радиоволн, изд. Наука, М., 1973.
10. Г. И. Веселов, С. Г. Семенов, Теория дифракции и распространения волн, 7-й Всесоюзный симпозиум по дифракции и распространению волн (г. Ростов-на-Дону, 1977 г.), Краткие тексты докладов, изд. АН СССР и др., М., 1977, том 1, стр. 111.

Днепропетровский государственный университет

Поступила в редакцию
3 августа 1977 г.,
после доработки
4 апреля 1978 г.

WAVES IN A DIRECTING SYSTEM WITH AN AZIMUTH MAGNETIZED FERRITE

V. P. Prudkiy, Yu. M. Terent'ev

A numerical method is suggested to analyse natural waves of axially symmetric directing systems with an inhomogeneous azimuth magnetized ferrite filler. The method permits to obtain the wave propagation constants and the structure of the electromagnetic field. Results of calculation of waves in a circular and coaxial waveguide with the ferrite layer are given. Surface ferrite waves are investigated.