

Общие и частные уравнения Гельмгольца гиротропных волноводов с касательным намагничиванием, с учетом тепловых потерь

Г.Б. Итигилов, Д.Ш. Ширапов, В.А. Кравченко

Восточно-Сибирский государственный университет технологий и управления
670013, г. Улан-Удэ, ул. Ключевская, 40В.

E-mail: shir48@mail.ru

Из обобщенных уравнений Гельмгольца гибридных HE- и EH- волн, учитывающих тепловые потери, для гиротропных волноводов с ортогонально-криволинейными формами поперечного сечения при произвольном намагничивании, определены общие уравнения Гельмгольца этих же волн и волноводов при касательном намагничивании, содержащие три компоненты электромагнитного поля. Затем общие уравнения Гельмгольца гибридных HE- и EH- волн, учитывающие тепловые потери, преобразованы в уравнения Гельмгольца относительно только продольных компонент электромагнитного поля, учитывающие тепловые потери, для произвольно намагниченных гиротропных волноводов с ортогонально-криволинейными формами поперечного сечения. Из последних уравнений Гельмгольца гибридных HE- и EH- волн, учитывающие тепловые потери, получены частные уравнения Гельмгольца гибридных HE- и EH- волн для касательно намагниченных прямоугольного, круглого и эллиптического волноводов, также учитывающих тепловые потери.

Ключевые слова: Уравнения Гельмгольца, электромагнитные волны, гиротропный волновод, намагничивание, тепловые потери

General and partial Helmholtz equations for magnetized gyrotropic waveguides considering thermal losses

G.B. Itigilov, D.Sh. Shirapov, V.A. Kravchenko

East Siberian State University of Technology and Management

From the generalized Helmholtz equations of hybrid HE- and EH- waves taking into account thermal losses, for gyrotropic waveguides with orthogonal-curvilinear cross-sectional shapes at arbitrary magnetization, the general Helmholtz equations of the same waves and waveguides at tangential magnetization containing three components of the electromagnetic field are determined. Then the general Helmholtz equations of hybrid HE- and EH- waves, taking into account thermal losses, are converted into Helmholtz equations with respect to only longitudinal components of the electromagnetic field, taking into account thermal losses, for arbitrarily magnetized gyrotropic waveguides with orthogonal-curvilinear cross-sectional shapes. From the last Helmholtz equations of hybrid HE- and EH- waves, taking into account thermal losses, partial Helmholtz equations of hybrid HE- and EH- waves are obtained for relatively magnetized rectangular, round and elliptical waveguides, also taking into account thermal losses.

Keywords: Helmholtz equations, electromagnetic waves, gyrotropic waveguide, magnetization, heat loss

Введение

В сверхвысокочастотных приборах, включая гиротропные волноводы, используются ферриты [1-5]. Из [6] следует, что в зависимости от материала изготовления в устройствах сверхвысоких частот тангенс угла диэлектрических потерь, например, для феррошпинели может принимать значения в диапазоне $(2,5-25) \cdot 10^{-4}$. Поэтому в гиротропных волноводах, вследствие свойств феррита, зависящего от

материала изготовления, возникают значительные тепловые потери, которые могут оказывать существенное влияние как на основные параметры самих гиротропных волноводов, так и на характеристики распространяющихся в них электромагнитных волн. Откуда возникает необходимость в проведении исследований, направленных на выявление и анализ влияния тепловых потерь на ключевые параметры гиротропных волноводов и характеристики электромагнитных волн, в частности, касательно намагниченных волноводов.

Для проведения подобных исследований необходимо иметь частные уравнения Гельмгольца гибридные электромагнитных HE - и EH - волны, учитывающие тепловые потери, для касательно намагниченных гиротропных волноводов прямоугольного, круглого и эллиптического сечений.

Целью данной работы являются определения:

- 1) Учитывающие тепловые потери, общих уравнений Гельмгольца гибридных электромагнитных HE - и EH - волн для гиротропных волноводов с ортогонально-криволинейными формами поперечного сечения при касательном намагничивании;
- 2) Уравнений Гельмгольца гибридных электромагнитных HE - и EH - волн, учитывающие тепловые потери, и содержащие только продольные компоненты электромагнитного поля для гиротропных волноводов при касательном намагничивании;
- 3) Частных уравнений Гельмгольца гибридных электромагнитных HE - и EH - волн для касательно намагниченных гиротропных прямоугольного, круглого и эллиптического волноводов, учитывающих тепловые потери.

Общие уравнения Гельмгольца касательно намагниченных гиротропных волноводов, учитывающие тепловые потери

Для достижения поставленной цели воспользуемся обобщенными уравнениями Гельмгольца гибридных HE - и EH - волн для гиротропных волноводов с ортогонально-криволинейными формами поперечного сечения при произвольном намагничивании, полученными в [7]. Откуда следует, что обобщенное уравнение Гельмгольца гибридной HE - волны для гиротропных волноводов с ортогонально-криволинейными формами поперечного сечения при произвольном намагничивании имеет вид

$$\Delta_{11}H_z + \Delta_{22}H_z + j\gamma(\delta_1 H_1 + \delta_2 H_2) - j\omega^2 \varepsilon' (lH_1 + mH_2) + \omega^2 \varepsilon' \mu_{33} H_z = 0, \quad (1)$$

где $H_3 = H_z$ - продольная компонента, H_1 и H_2 - поперечные компоненты магнитного поля; γ - постоянная распространения; j - мнимая единица; ε - абсолютная диэлектрическая проницаемость феррита; ω - циклическая частота монохроматического процесса; $\varepsilon' = \varepsilon - j\frac{\sigma}{\omega}$ - комплексная диэлектрическая проницаемость феррита; тензор магнитной проницаемости феррита

$$\tilde{\mu} = \begin{bmatrix} \mu_{11} & jk & jl \\ -jk & \mu_{22} & jm \\ -jl & -jm & \mu_{33} \end{bmatrix}, \quad (2)$$

$k = \frac{\omega Y \mu_0 M_0}{\omega_0^2 - \omega^2}$, $\mu_0 = 12,56 \cdot 10^{-7} \frac{\text{Гн}}{\text{м}}$ - магнитная постоянная, $Y = \frac{e}{m_0} = 1,76 \cdot 10^{11} \frac{\text{Кл}}{\text{кг}}$ - гиромагнитное отношение, $\omega_0 = Y \mu_0 H_0$ - угловая частота свободной прецессии магнитного момента, H_0 - напряженность постоянного внешнего магнитного поля, M_0 - постоянная составляющая намагниченности;

$$\delta_1 = \frac{1}{h_1} \left(\frac{\partial}{\partial q_1} + \Gamma_{21}^2 \right); \quad \delta_2 = \frac{1}{h_2} \left(\frac{\partial}{\partial q_2} + \Gamma_{12}^1 \right);$$

$$\nabla_i = \frac{1}{h_i} \frac{\partial}{\partial q_i}, i = 1, 2;$$

h_1, h_2 - коэффициенты Ламэ [8]; q_1, q_2 - обобщенные поперечные координаты;

$$\Delta_{11} = \delta_1 \nabla_1 = \frac{1}{h_1^2} \left(\frac{\partial}{\partial q_1} + \Gamma_{21}^2 - \Gamma_{11}^1 \right) \frac{\partial}{\partial q_1};$$

$$\Delta_{22} = \delta_2 \nabla_2 = \frac{1}{h_2^2} \left(\frac{\partial}{\partial q_2} + \Gamma_{12}^1 - \Gamma_{22}^2 \right) \frac{\partial}{\partial q_2};$$

$\Gamma_{12}^1, \Gamma_{21}^2$ - символы Кристоффеля [9].

Также из [7], следует, что обобщенное уравнение Гельмгольца гибридной EH - волны для гиротропных волноводов с ортогонально-криволинейными формами поперечного сечения при произвольном намагничивании имеет вид

$$\mu_{11} \Delta_{11} E_z + \mu_{22} \Delta_{22} E_z + j\gamma (\mu_{11} \delta_1 E_1 + \mu_{22} \delta_2 E_2) + \omega (\mu_{11} m \delta_1 - \mu_{22} l \delta_2) H_z +$$

$$+ j\omega (-l H_1 - m H_2 - j\mu_{33} H_z) - \omega^2 \varepsilon' (k^2 - \mu_{11} \mu_{22}) E_z + j\omega (lk \delta_1 + mk \delta_2) H_z = 0. \quad (3)$$

где $E_3 = E_z$ - продольная компонента, E_1 и E_2 - поперечные компоненты электрического поля.

Для гибридных электромагнитных HE - и EH - волн при касательном намагничивании компоненты тензора магнитной проницаемости феррита (2) принимают вид [10, 11]

$$\mu_{22} = \mu_{\parallel}, \mu_{11} = \mu_{33} = \mu, k = m = 0, l \neq 0, \mu_{\parallel} \approx \mu_0, \mu = \mu_0 + \mu_0 \frac{Y\mu_0 M_0 \omega_0}{\omega_0^2 - \omega^2}. \quad (4)$$

Тогда с учетом (4) из (1) получим общее уравнение Гельмгольца гибридной HE - волны для гиротропных волноводов с ортогонально-криволинейными формами поперечного сечения при касательном намагничивании

$$\Delta_{11} H_z + \Delta_{22} H_z + j\gamma (\delta_1 H_1 + \delta_2 H_2) - j\omega^2 \varepsilon' l H_1 + \omega^2 \varepsilon' \mu H_z = 0. \quad (5)$$

Подставляя (4) в (3) получим общее уравнение Гельмгольца гибридной EH - волны для гиротропных волноводов с ортогонально-криволинейными формами поперечного сечения при касательном намагничивании

$$\mu \Delta_{11} E_z + \mu_{\parallel} \Delta_{22} E_z + j\gamma (\mu \delta_1 E_1 + \mu_{\parallel} \delta_2 E_2) - \omega \mu_{\parallel} l \delta_2 H_z + \omega^2 \varepsilon' \mu_{\parallel} \mu E_z = 0 \quad (6)$$

Отметим, что общие уравнения Гельмгольца (5) и (6) содержат все три компоненты электромагнитного поля. А для определения соответствующих частных уравнений Гельмгольца необходимо исключить из этих уравнений поперечные компоненты электрического и магнитного полей. Для этого воспользуемся общими формулами поперечных компонент электромагнитного поля для гиротропных волноводов с ортогонально-криволинейными формами поперечного сечения при касательном намагничивании полученными в [12], которые имеют вид

$$\left\{ \begin{aligned} E_1 &= -\frac{j\gamma}{b^2} \left\{ \nabla_1 E_z + \frac{\omega \mu_{\parallel}}{\gamma} \nabla_2 H_z \right\}, E_2 = -\frac{j\gamma}{a^2} \left\{ \nabla_2 E_z - \left(\frac{\omega \mu}{\gamma} \nabla_1 + \omega l \right) H_z \right\}, \\ H_1 &= \frac{j\gamma}{a^2} \left\{ \frac{\omega \varepsilon'}{\gamma} \nabla_2 E_z - \left(\nabla_1 + \frac{\omega^2 \varepsilon' l}{\gamma} \right) H_z \right\}, H_2 = -\frac{j\gamma}{b^2} \left\{ \frac{\omega \varepsilon'}{\gamma} \nabla_1 E_z + \nabla_2 H_z \right\}, \end{aligned} \right. \quad (7)$$

где $a^2 = \omega^2 \varepsilon' \mu - \gamma^2$, $b^2 = \omega^2 \varepsilon' \mu_{\parallel} - \gamma^2$.

Тогда после подстановки (7) в (5) получим уравнение Гельмгольца гибридной HE - волны, учитывающее тепловые потери, и содержащее только продольные компоненты

электромагнитного поля, для касательно намагниченных гиротропных волноводов с ортогонально-криволинейными формами поперечного сечения

$$\begin{aligned} \Delta_{11}H_z + \frac{\mu_{\parallel}}{\mu} \frac{a^2}{b^2} \Delta_{22}H_z + \left(c^2 + \gamma \frac{l}{\mu} \frac{\Gamma_{21}^2}{h_1} \right) H_z = \\ = \frac{\gamma}{\omega\mu} \frac{b^2 - a^2}{a^2} \Delta_{12}E_z + \omega\epsilon' \frac{l}{\mu} \nabla_2 E_z, \end{aligned} \quad (8)$$

$$\text{где } c^2 = \omega^2 \epsilon' \frac{\mu^2 - l^2}{\mu} - \gamma^2; \Delta_{12} = \delta_1 \nabla_2 = \frac{1}{h_1 h_2} \frac{\partial}{\partial q_1} \frac{\partial}{\partial q_2}.$$

После подстановки (7) в (6) получим уравнение Гельмгольца гибридной EH - волны, учитывающее тепловые потери, и содержащее только продольные компоненты электромагнитного поля для гиротропных волноводов с ортогонально-криволинейными формами поперечного сечения при касательном намагничивании

$$\frac{a^2}{b^2} \Delta_{11}E_z + \Delta_{22}E_z + a^2 E_z = \frac{\gamma}{\omega\epsilon'} \frac{b^2 - a^2}{a^2} \Delta_{12}H_z - \omega l \delta_2 H_z. \quad (9)$$

Частные уравнения Гельмгольца касательно намагниченного прямоугольного гиротропного волновода, учитывающие тепловые потери

Коэффициенты Ламэ, символы Кристоффеля, дифференциальные операторы 1-го и 2-го порядков в декартовой системе координат будут следующими

$$\left\{ \begin{aligned} h_1 &= h_2 = h_3 = 1; \\ \Gamma_{11}^1 &= \Gamma_{12}^1 = \Gamma_{21}^2 = \Gamma_{22}^2 = 0; \\ x_1 &= x; \quad x_2 = y; \\ \nabla_1 &= \frac{1}{h_1} \frac{\partial}{\partial x_1} = \frac{\partial}{\partial x}; \quad \nabla_2 = \frac{1}{h_2} \frac{\partial}{\partial x_2} = \frac{\partial}{\partial y}; \\ \delta_1 &= \frac{1}{h_1} \left(\frac{\partial}{\partial x_1} + \Gamma_{21}^2 \right) = \frac{\partial}{\partial x}; \quad \delta_2 = \frac{1}{h_2} \left(\frac{\partial}{\partial x_2} + \Gamma_{12}^1 \right) = \frac{\partial}{\partial y}; \\ \Delta_{11} &= \delta_1 \nabla_1 = \frac{1}{h_1^2} \left(\frac{\partial}{\partial x_1} + \Gamma_{21}^2 - \Gamma_{11}^1 \right) \frac{\partial}{\partial x_1} = \frac{\partial^2}{\partial x^2}; \\ \Delta_{22} &= \delta_2 \nabla_2 = \frac{1}{h_2^2} \left(\frac{\partial}{\partial x_2} + \Gamma_{12}^1 - \Gamma_{22}^2 \right) \frac{\partial}{\partial x_2} = \frac{\partial^2}{\partial y^2}; \\ \Delta_{12} &= \frac{1}{h_1 h_2} \frac{\partial}{\partial x_1} \frac{\partial}{\partial x_2} = \frac{\partial^2}{\partial x \partial y}. \end{aligned} \right. \quad (10)$$

После подстановки (10) в общее уравнение Гельмгольца (8) определим частное уравнение Гельмгольца HE - волны для касательно намагниченного прямоугольного гиротропного волновода, учитывающие тепловые потери

$$\frac{\partial^2 H_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 H_z}{\partial y^2} + c^2 H_z = \left(\frac{b^2 - a^2}{a^2} \right) \frac{\gamma}{\omega\mu} \frac{\partial^2 E_z}{\partial x \partial y} + \frac{\omega\epsilon' l}{\mu} \frac{\partial E_z}{\partial y}. \quad (11)$$

Подставив (10) в общее уравнение Гельмгольца (9) получим частное уравнение Гельмгольца EH - волны для касательно намагниченного прямоугольного гиротропного волновода, учитывающие тепловые потери

$$\frac{a^2}{b^2} \frac{\partial^2 E_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_z}{\partial y^2} + a^2 E_z = \frac{\gamma}{\omega \epsilon'} \left(\frac{b^2 - a^2}{b^2} \right) \frac{\partial^2 H_z}{\partial x \partial y} - \omega l \frac{\partial H_z}{\partial y}. \quad (12)$$

Частные уравнения Гельмгольца касательно намагниченного круглого гиротропного волновода, учитывающие тепловые потери

Коэффициенты Ламэ, символы Кристоффеля, дифференциальные операторы 1-го и 2-го порядков в цилиндрической системе координат имеют вид

$$\left\{ \begin{array}{l} h_1 = h_3 = 1; h_2 = r; \\ \Gamma_{11}^1 = \Gamma_{12}^1 = \Gamma_{22}^2 = 0; \Gamma_{21}^2 = \frac{1}{r}; \\ x_1 = r; x_2 = \varphi; \\ \nabla_1 = \frac{1}{h_1} \frac{\partial}{\partial x_1} = \frac{\partial}{\partial r}; \nabla_2 = \frac{1}{h_2} \frac{\partial}{\partial x_2} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \varphi}; \\ \delta_1 = \frac{1}{h_1} \left(\frac{\partial}{\partial x_1} + \Gamma_{21}^2 \right) = \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r}; \\ \delta_2 = \frac{1}{h_2} \left(\frac{\partial}{\partial x_2} + \Gamma_{12}^1 \right) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \varphi}; \\ \Delta_{11} = \delta_1 \nabla_1 = \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}; \\ \Delta_{22} = \delta_2 \nabla_2 = \frac{\partial}{\partial r^2} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2}; \\ \Delta_{12} = \frac{1}{h_1 h_2} \frac{\partial}{\partial x_1} \frac{\partial}{\partial x_2} = \frac{1}{r} \frac{\partial^2}{\partial r \partial \varphi}. \end{array} \right. \quad (13)$$

Подставляя (13), в общее уравнение Гельмгольца (8), получим частное уравнение Гельмгольца *HE*- волны для касательно намагниченного круглого гиротропного волновода, учитывающие тепловые потери

$$\left(\frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r} \right) \frac{\partial H_z}{\partial r} + \frac{\mu_{||}}{\mu} \frac{a^2}{b^2} \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 H_z}{\partial \varphi^2} + \left(c^2 + \frac{l}{r \mu} \gamma \right) H_z = \left(\frac{b^2 - a^2}{b^2} \right) \frac{\gamma}{\omega \mu} \frac{1}{r} \frac{\partial^2 E_z}{\partial r \partial \varphi} + \frac{\omega \epsilon' l}{\mu} \frac{\partial E_z}{\partial \varphi} \quad (14)$$

Подставляя (13), в общее уравнение Гельмгольца (9), получим частное уравнение Гельмгольца *EH*- волны для касательно намагниченного круглого гиротропного волновода, учитывающие тепловые потери

$$\frac{a^2}{b^2} \left(\frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r} \right) \frac{\partial E_z}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 E_z}{\partial \varphi^2} + a^2 E_z = \frac{\gamma}{\omega \epsilon'} \left(\frac{b^2 - a^2}{b^2} \right) \frac{1}{r} \frac{\partial^2 H_z}{\partial r \partial \varphi} + \omega l \frac{1}{r} \frac{\partial H_z}{\partial \varphi} \quad (15)$$

Частные уравнения Гельмгольца касательно намагниченного эллиптического гиротропного волновода, учитывающие тепловые потери

Коэффициенты Ламэ, символы Кристоффеля, дифференциальные операторы 1-го и 2-го порядков в эллиптической системе координат имеют вид

$$\left\{ \begin{array}{l} h_1 = h_2 = ed; \quad h_3 = 1; \\ \Gamma_{11}^1 = \Gamma_{21}^2 = \frac{sh2\xi}{2d^2}; \Gamma_{12}^1 = \Gamma_{22}^2 = \frac{\sin(2\varphi)}{2d^2}; \\ x_1 = \xi; \quad x_2 = \varphi; \\ \nabla_1 = \frac{1}{h_1} \frac{\partial}{\partial x_1} = \frac{1}{ed} \frac{\partial}{\partial \xi}; \quad \nabla_2 = \frac{1}{h_2} \frac{\partial}{\partial x_2} = \frac{1}{ed} \frac{\partial}{\partial \varphi}; \\ \delta_1 = \frac{1}{h_1} \left(\frac{\partial}{\partial x_1} + \Gamma_{21}^2 \right) = \frac{1}{ed} \left(\frac{\partial}{\partial \xi} + \frac{sh2\xi}{2d^2} \right); \quad \delta_2 = \frac{1}{h_2} \left(\frac{\partial}{\partial x_2} + \Gamma_{12}^1 \right) = \frac{1}{ed} \left(\frac{\partial}{\partial \varphi} + \frac{\sin(2\varphi)}{2d^2} \right); \\ \Delta_{11} = \delta_1 \nabla_1 = \frac{1}{h_1^2} \left(\frac{\partial}{\partial x_1} + \Gamma_{21}^2 - \Gamma_{11}^1 \right) \frac{\partial}{\partial x_1} = \frac{1}{e^2 d^2} \frac{\partial^2}{\partial \xi^2}; \\ \Delta_{22} = \delta_2 \nabla_2 = \frac{1}{h_2^2} \left(\frac{\partial}{\partial x_2} + \Gamma_{12}^1 - \Gamma_{22}^2 \right) \frac{\partial}{\partial x_2} = \frac{1}{e^2 d^2} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2}; \\ \Delta_{12} = \frac{1}{h_1 h_2} \frac{\partial}{\partial x_1} \frac{\partial}{\partial x_2} = \frac{1}{e^2 d^2} \frac{\partial^2}{\partial \xi \partial \varphi}, \end{array} \right. \quad (16)$$

где e - фокусное расстояние эллипса; $d^2 = ch^2\xi - \cos^2\varphi$.

Подставляя (16), в общее уравнение Гельмгольца (8) с последующим умножением полученного результата на $e^2 d^2$, получим частное уравнение Гельмгольца HE - волны для касательно намагниченного эллиптического гиротропного волновода, учитывающие тепловые потери

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 H_z}{\partial \xi^2} + \frac{\mu_{||}}{\mu} \frac{a^2}{b^2} \frac{\partial^2 H_z}{\partial \varphi^2} + e^2 d^2 \left(c^2 + \gamma \frac{l}{\mu} \frac{sh2\xi}{2ed^3} \right) H_z = \\ = \frac{\gamma}{\omega\mu} \frac{b^2 - a^2}{b^2} \frac{\partial^2 E_z}{\partial \xi \partial \varphi} - \omega\epsilon' \frac{l}{\mu} ed \frac{\partial E_z}{\partial \varphi}. \end{aligned} \quad (17)$$

Аналогично, подставляя (16), в общее уравнение Гельмгольца (9) с последующим умножением полученного результата на $e^2 d^2$, получим частные уравнения Гельмгольца EH - волны для касательно намагниченного эллиптического гиротропного волновода, учитывающие тепловые потери

$$\begin{aligned} \left\{ \frac{a^2}{b^2} \frac{\partial^2 E_z}{\partial \xi^2} + \frac{\partial^2 E_z}{\partial \varphi^2} + a^2 e^2 d^2 E_z = \frac{\gamma}{\omega\epsilon'} \frac{b^2 - a^2}{b^2} \frac{\partial^2 H_z}{\partial \xi \partial \varphi} + \right. \\ \left. + \omega led \left(\frac{\partial}{\partial \varphi} + \frac{\sin 2\varphi}{2d^2} \right) H_z. \right. \end{aligned} \quad (18)$$

Выводы

1. Из обобщенных уравнений Гельмгольца гибридных HE - (1) и EH - волн (3) для гиротропных волноводов с ортогонально-криволинейными формами поперечного сечения при произвольном намагничивании, учитывающих тепловые потери, выведены общие уравнения Гельмгольца гибридных HE - (5) и EH - волн (6) для гиротропных волноводов с ортогонально-криволинейными формами поперечного сечения при касательном намагничивании, учитывающие тепловые потери;

2. Из общих уравнений Гельмгольца (5) и (6) с учетом поперечных компонент электромагнитного поля (7) определены уравнения Гельмгольца гибридных HE - (8) и EH - волн (9), содержащие только продольные компоненты электромагнитного поля для

гиротропных волноводов при касательном намагничивании, учитывающие тепловые потери;

3. Из уравнений Гельмгольца (8) и (9) получены частные уравнения Гельмгольца гибридных HE - (11) и EH - волн (12) для гиротропного прямоугольного волновода при касательном намагничивании, учитывающие тепловые потери;

4. Из уравнений Гельмгольца (8) и (9) получены частные уравнения Гельмгольца гибридных HE - (14) и EH - волн (15) для гиротропного круглого волновода при касательном намагничивании, учитывающие тепловые потери;

5. Из уравнений Гельмгольца (8) и (9) получены частные уравнения Гельмгольца гибридных HE - (17) и EH - волн (18) для гиротропного эллиптического волновода при касательном намагничивании, учитывающие тепловые потери.

Литература

1. Микаэлян А.Л. Теория и применение ферритов на сверхвысоких частотах – Л.: Госэнергоиздат, 1963. 664 с.
2. Гуревич А.Г., Мелков Г.А. Магнитные колебания и волны – М.: Физматлит, 1994. 464 с.
3. Гуськов А.Б., Михайлов Н.В., Страшинова А.Е., Чалых Д.В., Черников Д.В. Быстродействующие ферритовые фазовращатели типа Реджиа-Спенсера для современных ФАР // Антенны. 2021. № 5. С. 27-36.
4. Добисов В.И., Растворова Н.В., Рудакова А.М., Терехова О.М. Нелинейные потери в циркуляторах // Антенны. 2021. № 5. С. 73-78.
5. Сковородников С., Семенов Д. Особенности реализации технологии flip-chip при производстве СВЧ-приборов на примере ферритового SMD-циркулятора // Электроника. 2022. № 7. С. 130-132.
6. Устинов А., Кочемасов В., Хасьянова Е. Ферритовые материалы для устройств СВЧ-электроники. Основные критерии выбора // СВЧ-электроника. 2015. № 8. С. 86-92.
7. Итигилов Г.Б., Ширапов Д.Ш., Кравченко В.А. Обобщенные, общие и частные уравнения Гельмгольца гиротропных волноводов // Радиотехника. 2023. Т. 87. № 12. С. 137-148. DOI: <https://doi.org/10.18127/j00338486-202312-15>
8. Анго А. Математика для электро- и радиоинженеров. М.: Наука. 1967. 780 с.
9. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике для научных работников и инженеров. М.: Наука. 1973. 832 с.
10. Сул Г., Уокер Л. Вопросы волноводного распространения электромагнитных волн в гиротропных средах. Пер. с англ. 1955. 192 с.
11. Неганов В.А., Нефедов Е.И., Яровой Г.П. Современные методы проектирования линий передач и резонаторов сверх- и крайневых частот // М.: Педагогика-Пресс. 1998. 328 с.
12. Итигилов Г.Б., Ширапов Д.Ш., Кравченко В.А. Обобщенные, общие и частные формулы поперечных компонент электромагнитного поля гиротропных волноводов, учитывающие тепловые потери // Радиотехнические и телекоммуникационные системы. 2024. №3. С. 16-24. DOI: 10.24412/2221-2574-2024-3-16-24