

DOI: 10.18721/JPM.11113

УДК 537.86, 621.396.67

## РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН В ТРЕХСЛОЙНОЙ ФЕРРИТ-ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЕ

**А.С. Черепанов**

Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого,  
Санкт-Петербург, Российская Федерация

В работе рассматривается задача о распространении волн в прямоугольном волноводе, содержащем трехслойную структуру феррит-диэлектрик-феррит (ФДФ). Расчет открытой ФДФ-структуры обычно сталкивается с большими трудностями. Предложенный подход позволил получить строгое решение для волноводных мод, у которых отсутствует зависимость полей от координаты, направленной вдоль подмагничивающего поля. Именно такой является основная мода ФДФ-структуры, которая определяет главные свойства фазированной антенной решетки. Показано, что полученные соотношения с высокой точностью описывают и моды открытого ФДФ-волновода. Рассчитаны зависимости постоянных распространения мод от подмагничивающего поля, найдены структуры электромагнитного поля для основной и высших мод, определены оптимальные параметры структуры, при которых управляемость ФДФ-структуры постоянным магнитным полем максимальна.

**Ключевые слова:** феррит; волновод; антенна; диэлектрическая структура; подмагничивающее поле

**Ссылка при цитировании:** Черепанов А.С. Распространение электромагнитных волн в трехслойной феррит-диэлектрической структуре // Научно-технические ведомости СПбГПУ. Физико-математические науки. 2018. Т. 11. № 1. С. 138 – 146. DOI: 10.18721/JPM.11113

## ELECTROMAGNETIC WAVE PROPAGATION IN THE THREE-LAYER FERRITE-DIELECTRIC-FERRITE STRUCTURE

**A.S. Cherepanov**

Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University, St. Petersburg, Russian Federation

A problem of wave propagation in a rectangular waveguide containing a three-layer ferrite-dielectric-ferrite (FDF) structure has been considered in the paper. The calculation of a free-space FDF structure usually runs into difficulties. The proposed approach has been made it possible to obtain a rigorous solution for the waveguide modes for which there is no dependence of electromagnetic fields on a coordinate directed along a magnetizing magnetic field. It is the main mode of the FDF structure that governs principal properties of a phased array. The obtained relationships were shown to describe the modes' behavior for a free-space FDF waveguide. The dependences of the mode propagation constants on the magnetizing magnetic field were calculated, electromagnetic field structures of the main and the higher modes were found. The optimal structure parameters were determined. They are optimal when the controllability of the FDF structure by a constant magnetic field is maximal.

**Key words:** ferrite; waveguide; antenna; dielectric structure; magnetizing magnetic field

**Citation:** A.S. Cherepanov, Electromagnetic wave propagation in the three-layer ferrite-dielectric structure, St. Petersburg State Polytechnical University Journal. Physics and Mathematics. 11 (1) (2018) 138 – 146. DOI: 10.18721/JPM.11113

**Введение**

На сегодняшний день остается актуальной задача создания фазированных антенных решеток, обладающих оптимальными техническими параметрами и низкой стоимостью. Одним из вариантов решения такого вопроса является использование электрически управляемых структур феррит-диэлектрик-феррит (ФДФ) для конструирования интегральных фазированных антенных решеток (ИФАР) [1 – 3]. Подобные антенные решетки имеют простую конструкцию, допускающую их изготовление методами интегральной технологии, что обеспечивает низкую стоимость производства.

ФДФ-структура представляет собой открытый волновод, работающий в многомодовом режиме. Электродинамический анализ такой структуры затруднителен, поскольку волновод является открытым (неэкранированным) и содержит намагниченный феррит, который представляет собой невзаимную среду. Ввиду указанных при-

чин анализ можно выполнить лишь приближенно.

Представляет интерес нахождение строгого дисперсионного уравнения, описывающего свойства хотя бы основного типа волн в таком волноводе (именно свойства основного типа волн в ФДФ определяют важнейшие характеристики ИФАР). Это позволит глубже изучить физические свойства предложенной структуры и оптимизировать антенну.

В данной работе предлагается рассмотреть трехслойную ФДФ-структуру в закрытом прямоугольном волноводе. Как известно, в ряде случаев [4, 5] картину распределения электромагнитных волн в таких волноводах удается описать строго. Ниже будет показано, что при высоком значении диэлектрической проницаемости диэлектрической пластины в ФДФ-структуре электромагнитное поле вне этой структуры достаточно быстро убывает, так что наличие стенок у волновода практически не оказывает влияния на основную моду.

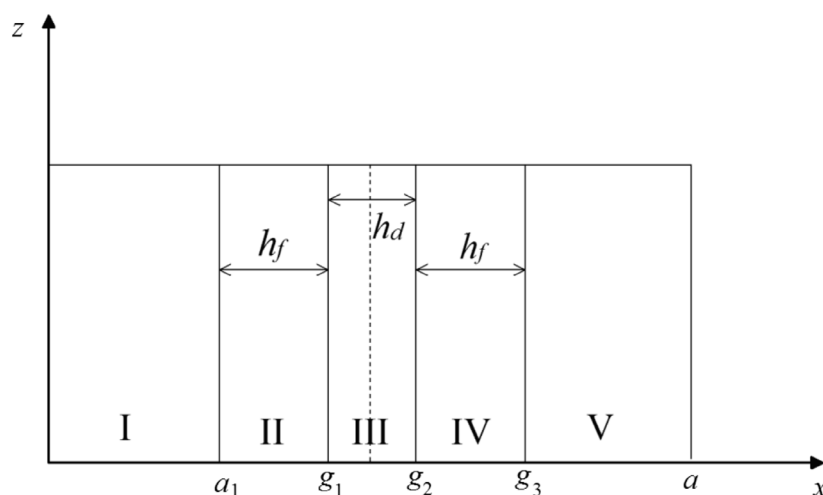


Рис. 1. Схематическое представление ФДФ-структуры в прямоугольном волноводе:  $a$  – ширина волновода;  $a_1, g_1 - g_3$  – остальные геометрические параметры;  $h_f, h_d$  – величины ширины ферритовых (II, IV) и диэлектрической (III) пластин, соответственно; области I, V – воздушное пространство; внешнее подмагничивающее магнитное поле направлено по оси  $z$

**Постановка и решение задачи**

Итак, рассмотрим задачу о прямоугольном волноводе с двумя ферритовыми пластинами и расположенной между ними диэлектрической пластиной (рис. 1). Внешнее подмагничивающее магнитное поле направлено по оси  $z$  (ферритовые пластины намагничиваются встречно).

Тензор магнитной проницаемости феррита запишем в виде

$$\hat{\mu} = \begin{bmatrix} \mu & i\mu_a & 0 \\ -i\mu_a & \mu & 0 \\ 0 & 0 & \mu_{\parallel} \end{bmatrix},$$

где  $i$  – мнимая единица;  $\mu, \mu_a, \mu_{\parallel}$  – компоненты тензора магнитной проницаемости [4, 7, 8].

В работе [4] показано, что при отсутствии зависимости полей от координаты  $z$  в прямоугольном волноводе отличными от нуля остаются только компоненты  $E_z$  электрического поля и  $H_x, H_y$ -компоненты магнитного поля. При этом компонента  $E_z$  в феррите удовлетворяет уравнению

$$\frac{d^2 E_z}{dx^2} + v_f^2 E_z = 0, \tag{1}$$

где  $v_f^2 = k^2 \varepsilon_f \mu_{\perp} - \beta^2$  ( $k$  – волновое число пустого пространства,  $\varepsilon_f$  – диэлектрическая проницаемость феррита,  $\beta$  – искомая постоянная распространения волны в волноводе;

$$\mu_{\perp} = \frac{\mu^2 - \mu_a^2}{\mu}.$$

Компоненты магнитного поля в феррите могут быть найдены при помощи следующих соотношений [4]:

$$H_x = \frac{1}{k\mu_{\perp}} \left( \beta E_z - \frac{\mu_a}{\mu} \frac{dE_z}{dx} \right), \tag{2}$$

$$H_y = \frac{j}{k\mu_{\perp}} \left( \beta \frac{\mu_a}{\mu} E_z - \frac{dE_z}{dx} \right). \tag{3}$$

Соотношения (1) – (3) описывают поля областей II и IV (ферритовые пластины). Аналогичные соотношения выполняются и для области III (диэлектрик), и для областей I, V (воздух).

Отличие заключается лишь в изменении материальных параметров. Так, для диэлектрика вместо величины  $v_f^2$  будет записана величина

$$v_d^2 = k^2 \varepsilon_d - \beta^2,$$

где  $\varepsilon_d$  – диэлектрическая проницаемость области III.

В воздушных областях I и V вместо  $v_f^2$  будет  $v_0^2 = k^2 - \beta^2$ . Аналогично в этих областях изменится вид соотношений (2) и (3).

Можно записать решение уравнения (1) для всех пяти областей и применить к ним граничные условия: равенство нулю компоненты  $E_z$  на боковых стенках и непрерывность касательных компонент полей ( $E_z$  и  $H_y$ ) на границе раздела между областями.

С учетом вышеизложенного, мы можем записать поля по областям волновода I – V (см. рис. 1):

I.  $E_z = A \sin(v_0 x),$

II.  $E_z = B \sin[v_f(x - a_1)] + C \cos[v_f(x - a_1)],$

III.  $E_z = D \sin[v_d(x - a_1 - h_f)] + E \cos[v_d(x - a_1 - h_f)],$

IV.  $E_z = F \sin[v_f(x - a_1 - h_f - h_d)] + G \cos[v_f(x - a_1 - h_f - h_d)],$

V.  $E_z = I \sin[v_0(a - x)].$

Здесь граничные условия на боковых стенках уже учтены.

В итоге мы приходим к однородной системе линейных уравнений восьмого порядка с неизвестными коэффициентами  $A, B, C, D, E, F, G, I$ . Нетривиальное решение данной системы существует лишь при равенстве нулю ее детерминанта:

$$\det \hat{Z} = \begin{vmatrix} z_{AA} & 0 & z_{AC} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ z_{BA} & z_{BB} & z_{BC} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & z_{CB} & z_{CC} & 0 & z_{CE} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & z_{DB} & z_{DC} & z_{DD} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & z_{ED} & z_{EE} & 0 & z_{EG} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & z_{FD} & z_{FE} & z_{FF} & z_{FG} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & z_{GF} & z_{GG} & z_{GI} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & z_{IF} & z_{IG} & z_{II} & 0 \end{vmatrix} = 0. \tag{4}$$

Итак, мы получили дисперсионное уравнение, позволяющее найти постоянные распространения мод трехслойного волновода, и, прежде всего, основной моды. При этом полученное уравнение является строгим, т. е. точность решения будет определяться только точностью процедуры вычисления его корней.

Отличные от нуля элементы матрицы  $\hat{Z}$  приведены ниже:

$$\begin{aligned} z_{AA} &= \sin(v_0 a_1), \quad z_{AC} = -1; \\ z_{BA} &= -v_0 \cos(v_0 a_1), \quad z_{BB} = v_f / \mu_{\perp}, \\ z_{BC} &= -\beta \mu_a / \mu \mu_{\perp}; \\ z_{CB} &= \sin(v_f h_f), \quad z_{CC} = \cos(v_f h_f), \quad z_{CE} = -1; \\ z_{DB} &= \frac{1}{\mu_{\perp}} \left[ \frac{\beta \mu_a}{\mu} \sin(v_f h_f) - v_f \cos(v_f h_f) \right], \\ z_{DC} &= \frac{1}{\mu_{\perp}} \left[ \frac{\beta \mu_a}{\mu} \cos(v_f h_f) - v_f \cos(v_f h_f) \right], \\ z_{DD} &= v_d; \\ z_{ED} &= \sin(v_d h_d), \quad z_{EE} = \cos(v_d h_d), \quad z_{EG} = -1; \\ z_{FD} &= v_d \cos(v_d h_d), \quad z_{FE} = -v_d \sin(v_d h_d), \\ z_{FF} &= -v_f / \mu_{\perp}, \quad z_{FG} = \beta \mu_a / \mu \mu_{\perp}; \\ z_{GF} &= \sin(v_f h_f), \quad z_{GG} = \cos(v_f h_f), \\ z_{GI} &= -\sin(v_0 a_1); \\ z_{IF} &= \frac{1}{\mu_{\perp}} \left[ -\frac{\beta \mu_a}{\mu} \sin(v_f h_f) - v_f \cos(v_f h_f) \right], \\ z_{IG} &= \frac{1}{\mu_{\perp}} \left[ -\frac{\beta \mu_a}{\mu} \cos(v_f h_f) + v_f \cos(v_f h_f) \right], \\ z_{II} &= -v_0 \cos(v_0 a_1). \end{aligned}$$

### Исследование волноводных мод ФДФ-структуры

Путем решения дисперсионного уравнения (4) можно получить зависимость постоянной распространения  $\beta$  от недиагонального члена тензора  $\hat{\mu}$  (т. е., фактически, от подмагничивающего поля), а также от других параметров. Далее, если использовать данные работ [4 – 6, 2, 3], то можно найти структуру полей каждой моды. В статье [6] была предложена и экспериментально проверена комбинация параметров ФДФ-структуры, позволившая создать работоспособную ИФАР. Однако об оптимальности такой комбинации параметров никаких заключений сделать было нельзя. Теперь же, имея аналитическое решение для основной моды ФДФ-волновода, такое исследование оказывается возможным.

В статье [6] были рассмотрены ФДФ-волноводы, параметры которых приведены в табл. 1.

На рис. 2 приведена зависимость величины замедления  $q = \beta / k$  двух мод ФДФ-волновода, полученная с использованием параметров из табл. 1, от величины недиагонального члена  $\mu_a$  тензора  $\hat{\mu}$  (остальные элементы тензора полагаются равными единице). Результат соответствует полученному в работе [6].

На рис. 3 показана зависимость управляемости ФДФ-волновода

$$\Delta q = (\beta_{\max} - \beta_{\min}) / k$$

от толщины ферритовых пластин  $h_f / a$ . Остальные параметры были приняты такими же, что и ранее (см. табл. 1).

Из рис. 3 видно, что управляемость  $\Delta q$  растет с ростом толщины пластин, одна-

Таблица 1

Параметры ФДФ-волноводов, использованные в работе [6]

$ka$	$h_f / a$	$h_d / a$	$\epsilon_f$	$\epsilon_d$
4,82	0,097	0,042	12	40

Обозначения:  $h_f, h_d$  – величины ширины ферритовых и диэлектрической пластин, соответственно;  $\epsilon_f, \epsilon_d$  – их диэлектрические проницаемости;  $k$  – волновое число пустого пространства;  $a$  – ширина прямоугольного волновода.

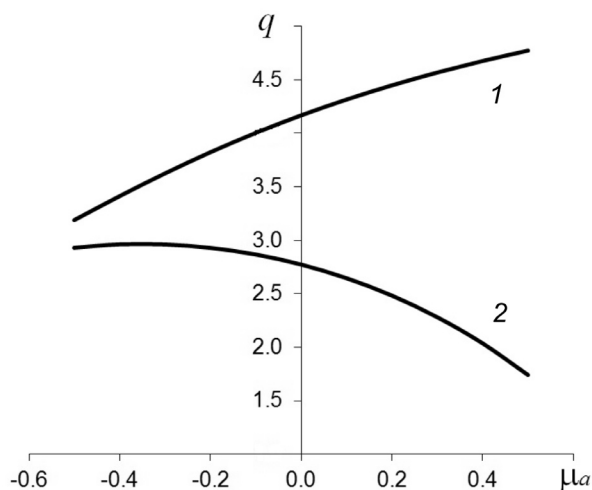


Рис. 2. Зависимость величины замедления  $q = \beta / k$  основной (1) и второй (2) мод ФДФ-волновода от величины недиагонального члена  $\mu_a$  тензора  $\mu$ ; использованы параметры из табл. 1

ко скорость роста для значений толщины  $h_f / a > 0,1$  резко падает. Это связано с тем, что феррит эффективно взаимодействует с электромагнитной волной лишь в тех областях, где поляризация магнитного поля близка к круговой; при этом величина поля должна быть достаточно велика. Эти области расположены вблизи диэлектрической пластины. При использовании толстых ферритовых пластин захватываются области, где магнитное поле мало. Поэтому большого приращения управляемости не

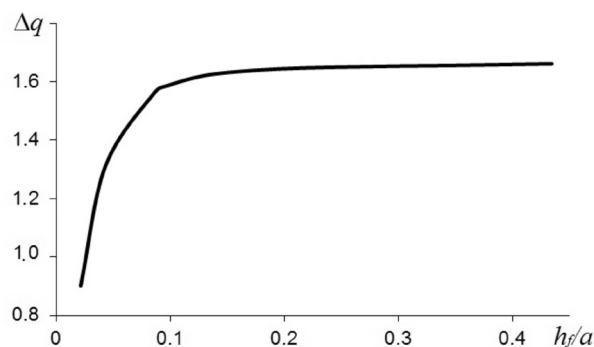


Рис. 3. Зависимость управляемости ФДФ-волновода  $\Delta q = (\beta_{\max} - \beta_{\min}) / k$  от нормированной толщины ферритовых пластин  $h_f / a$ ; использованы параметры из табл. 1

получается. Большое количество феррита в ФДФ-волноводе ведет к увеличению потерь волновода, а также к увеличению его веса. Поэтому целесообразно выбирать толщину пластины согласно неравенству  $h_f / a < 0,1$ . Указанная в работе [6] величина  $h_f / a = 0,097$  представляется оправданной.

Исследуем теперь зависимость управляемости  $\Delta q$  от толщины диэлектрика  $h_d$ . На рис. 4 представлена зависимость  $\Delta q$  от  $h_d/a$  (остальные параметры взяты из табл. 1). На графике видно, что имеется оптимальное значение толщины диэлектрика, обеспечивающее максимальную управляемость.

Физический смысл присутствия диэлектрической пластины в ФДФ-волноводе заключается в том, что она «втягивает в себя» электромагнитное поле, так что энергия распространяется по волноводу внутри нее и в непосредственной близости от нее, т. е. там, где находится феррит. Этим и обеспечивается хорошая управляемость. Если же диэлектрик имеет слишком большую толщину, то поле концентрируется в нем, а на феррит приходится малая величина электромагнитного поля, в результате чего управляемость падает. Слишком тонкий диэлектрик оказывается не в состоянии сконцентрировать поле, много энергии распространяется вне феррита, и управляемость также падает.

На рис. 5 представлены зависимости нормированной компоненты электрическо-

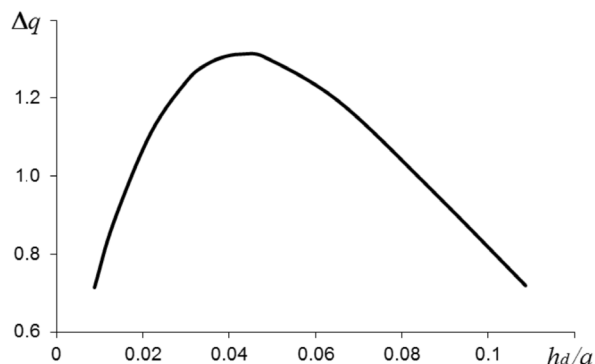


Рис. 4. Зависимость управляемости  $\Delta q$  от нормированной толщины диэлектрика  $h_d/a$ ; использованы параметры из табл. 1

Таблица 2

Набор использованных параметров и итог расчета величины замедления электромагнитных волн, распространяющихся в ФДФ-структуре

Параметр	Обозначение	Единица измерения	Значение параметра
Ширина феррита диэлектрика	$h_f$	см	0,224
	$h_d$		0,096
Недиагональный член тензора магнитной проницаемости феррита [7, 8]	$\mu_a$	—	+ 0,5
Диэлектрическая постоянная феррита диэлектрика	$\epsilon_f$	—	12
	$\epsilon_d$		40
Частота СВЧ-излучения	$f$	ГГц	10
Ширина волновода	$a$	см	2,3; 3,0; 4,0; 5,0
Полученное значение величины замедления $q = \beta / k$ составляет 4,774 для всех представленных значений параметров			

го поля  $E_z$  от координаты  $x/a$  для основной и второй мод. Видно, что электромагнитная волна основной моды сконцентрирована главным образом в ФДФ-структуре и вне ее убывает экспоненциально. Поэтому наличие боковых стенок не должно сильно влиять на постоянную распространения этой моды. Это утверждение подтверждается прямым расчетом, результаты которого приведены в табл. 2.

Как видно из данных табл. 2, при изменении ширины волновода  $a$  замедление

остается неизменным с точностью до трех знаков после запятой. Отсюда следует, что узкие стенки волновода можно «унести в бесконечность», т. е. вообще убрать. Можно убрать и широкие стенки, поскольку электрическое поле на них не имеет касательной составляющей и граничные условия не нарушаются. Мы получаем открытый волновод, в котором мы можем точно рассчитывать постоянную распространения основной моды. Структура поля нам известна в области между широкими стенка-

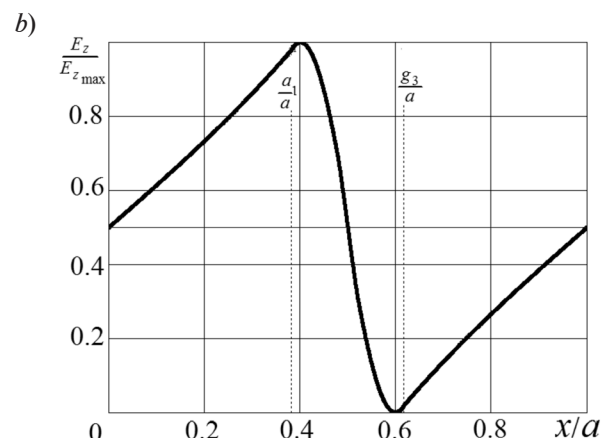
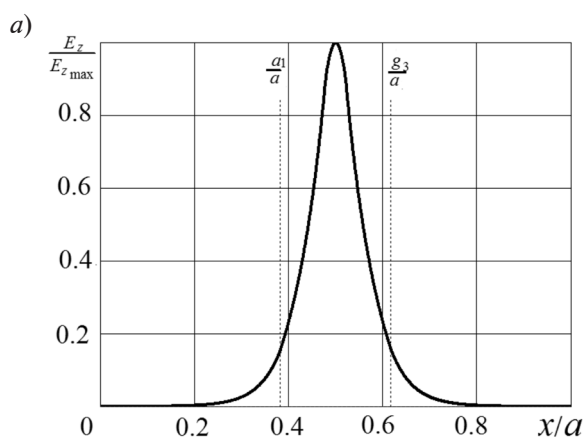


Рис. 5. Зависимости нормированной компоненты электрического поля  $E_z$  от нормированной координаты  $x$  для основной (а) и второй (б) мод.

Указанные геометрические параметры соответствуют представленным на рис. 1

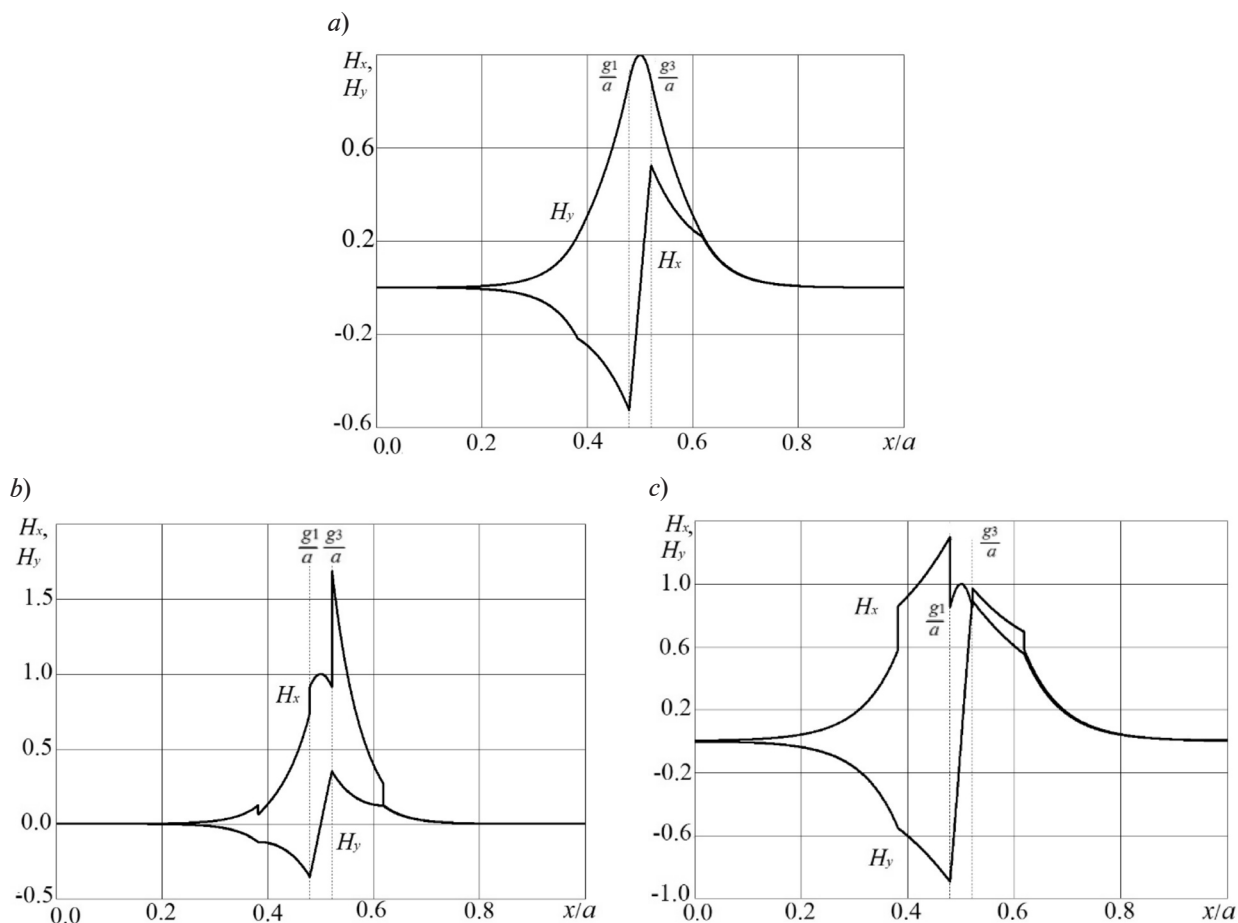


Рис. 6. Результаты расчета распределений магнитных полей (компоненты  $H_x$ ,  $H_y$ ) в ФДФ-структуре для ее размагниченного состояния (a) и для максимальных значений намагничивания (b, c); магнитная проницаемость  $\mu_a = 0$  (a);  $+0,5$  (b);  $-0,5$  (c). Поля нормированы на величину  $H_{y\max}$  при  $\mu_a = 0$

ми. Вне таких широких стенок поле можно восстановить, так как на этих стенках известны касательные компоненты магнитного поля.

Таким образом, фактически решена задача расчета основной моды для открытой ФДФ-структуры.

Вторая мода существенно медленнее убывает вне ФДФ-структуры, поэтому для ее точного расчета надо брать бóльшую ширину волновода  $a$ .

На рис. 6 приведены графики структуры магнитных полей для размагниченного состояния ( $\mu_a = 0$ ) и для максимальных значений намагничивания ( $\mu_a = \pm 0,5$ ). Поля нормированы на величину  $H_{y\max}$  при  $\mu_a = 0$ . Видно, что при  $\mu_a = -0,5$  магнитные поля

в феррите больше, чем при  $\mu_a = 0,5$ . Кроме того, при  $\mu_a = -0,5$  поляризация магнитного поля в ферритовых пластинках близка к круговой, в то время как при  $\mu_a = 0,5$  поле в феррите, особенно в правой пластине, сильно отличается от поляризованной по кругу. Поэтому, как видно из графика на рис. 2, при отрицательных  $\mu_a$  крутизна зависимости  $q(\mu_a)$  выше.

### Заключение

В работе строго решена задача о распространении волн в прямоугольном волноводе, содержащем трехслойную структуру феррит-диэлектрик-феррит. Предложенный подход позволяет исследовать моды электромагнитных колебаний, у которых отсут-



стует зависимость полей от координаты, направленной вдоль подмагничивающего поля. Показано, что полученные соотношения описывают и моды колебаний для открытого ФДФ-волновода. Именно основная мода колебаний в открытой ФДФ-структуре определяет главные свойства интегральных фазированных антенных решеток, такие как сектор сканирования и ширина диаграммы направленности. В результате применения предложенного подхода к исследованию

открытого ФДФ-волновода не требуется привлекать громоздкие численные методы, требующие много машинного времени. Тем самым расчет рабочих характеристик интегральных фазированных антенных решеток существенно упрощается.

Полученные результаты могут быть также использованы при создании ферритовых фазовращателей [9, 10] на базе закрытого прямоугольного волновода с трехслойной ФДФ-структурой.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Зайцев Э.Ф., Черепанов А.С., Гуськов А.Б. Новые электрически сканирующие антенны миллиметрового диапазона волн // Известия вузов России. Радиоэлектроника. 2003. № 4. С. 3–12.
2. Черепанов А.С., Гузенко К.В., Крутов И.А. Щелевая интегральная фазированная антенная решетка // Научно-технические ведомости СПбГПУ. Сер. Информатика. Телекоммуникации. Управление. 2012. № 2 (145). С. 41–45.
3. Зайцев Э.Ф., Черепанов А.С., Гуськов А.Б. Новые антенны миллиметрового диапазона волн с электрическим сканированием // Научно-технические ведомости СПбГТУ. 2001. № 2 (24). С. 47–52.
4. Гуревич А.Г. Ферриты на сверхвысоких частотах. М.: Физматгиз, 1960. 408 с.
5. Гуревич Г.А., Богомаз Н.А. Невзаимные фазовые сдвиги и коэффициент затухания в волноводе с ферритовой пластиной // Радиотехника и электроника. 1958. Т. 3. № 9. С. 1133–1143.

6. Зайцев Э.Ф., Черепанов А.С., Гуськов А.Б. Элементарная теория интегральных фазированных антенных решеток. СПб.: Изд-во Санкт-Петербургского государственного технического университета, 1999. Деп. в ВИНТИ, №3849–В99.
7. Шаров Г.А. Волноводные устройства сантиметровых и миллиметровых волн. М.: Научно-техническое издательство «Горячая линия – Телеком», 2016. 638 с.
8. Шаров Г.А. Основы теории сверхвысоко-частотных линий передачи, цепей и устройств. М.: Научно-техническое издательство «Горячая линия – Телеком», 2016. 470 с.
9. Катин С.В., Назаров А.В., Попов Е.А., Рожкова М.С. Электромагнитные волны в круглом открытом слоистом феррит-диэлектрическом волноводе // Антенны. 2012. № 8. С. 20–24.
10. Милевский Н.П., Треховицкий О.В. Некоторые вопросы управления ферритовым фазовращателем // Радиотехника. 2012. № 4. С. 84–92.

Статья поступила в редакцию 16.01.2018, принята к публикации 30.01.2018.

### СВЕДЕНИЯ ОБ АВТОРЕ

**ЧЕРЕПАНОВ Андрей Сергеевич** – доктор физико-математических наук, профессор Высшей школы прикладной физики и космических технологий Санкт-Петербургского политехнического университета Петра Великого, Санкт-Петербург, Российская Федерация.

195251, Российская Федерация, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29  
ASCherSPb@mail.ru

### REFERENCES

- [1] E.F. Zaytsev, A.S. Cherepanov, A.B. Guskov, New electrically scanning antennas of millimeter wave range, Radioelectronics and Communication Systems. 46 (4) (2003) 3–12.
- [2] A.S. Cherepanov, K.V. Guzenko, I.A. Kroutov, The slot integrated phased array, St. Petersburg State Polytechnical University Journal. Computer Science, Telecommunications and Control Systems. No. 2 (145) (2012) 41–45.

- [3] E.F. Zaytsev, A.S. Cherepanov, A.B. Guskov, New millimeter-wave electrically scanned antennas, St. Petersburg State Polytechnical University Journal. (2) (2001) 47–52.
- [4] A.G. Gurevich, Ferrity na sverkhvysokikh chastotakh [Microwave ferrite devices], Fizmatgiz, Moscow, 1960.
- [5] G.A. Gurevich, N.A. Bogomaz, Nonreciprocal phase shifts and a decay factor in the phase-plate-



loaded waveguide, J. Commun., Techn. & Electron. 3 (9) (1958) 1133 – 1343.

[6] **E.F. Zaytsev, A.S. Cherepanov, A.B. Guskov**, Elementarnaya teoriya integralnykh fazirovannykh antenykh reshetok [Elementary theory of integrated phase arrays], St. Petersburg State Technical University Publishing House, St. Petersburg, 1999. Dep. v VINITI, No. 3849–V99.

[7] **G.A. Sharov**, Volnovodnye ustrojstva santimetrovyh i millimetrovyh voln [Waveguide devices of centimeter and millimeter waves], Goryachaya Liniya Telekom, Moscow, 2016.

[8] **G.A. Sharov**. Osnovy teorii sverhvyso-kochastotnyh linij peredachi cepej i ustrojstv

[Foundations of the theory of microwave link communications for chains and devices], Goryachaya Liniya Telekom, Moscow, 2016.

[9] **S.V. Katin, A.V. Nazarov, E.A. Popov, M.S. Rozhkova**, Elektro-magnitnye volny v kruglom otkrytom sloistom ferrit-dielektricheskom volnovode [Electromagnetic waves in the circular open layed ferrite-dielectric waveguide], Antennas. (8) (2012) 20–24.

[10] **N.P. Milevskij, O.V. Trekhovickij**, Nekotorye voprosy upravleniya ferritovym fazovrashchatelem [Some aspects of a ferrite phase-shifter control], Radioengineering. (4) (2012) 84–92.

*Received 16.01.2018, accepted 30.01.2018.*

#### THE AUTHOR

**CHEREPANOV Andrey S.**

*Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University*

29 Politechnicheskaya St., St. Petersburg, 195251, Russian Federation

ASCherSPb@mail.ru