



УДК 537.87

© А. Л. Хвалин, 2009

МЕТОД ПОВЕРХНОСТНОЙ МАГНИТНОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ В РЕШЕНИИ ЗАДАЧИ АНАЛИЗА СЛОИСТЫХ ФЕРРИТОСОДЕРЖАЩИХ СТРУКТУР

Хвалин А. Л. – канд. техн. наук, доц. кафедры «Общая физика», тел.: (845-2) 78-44-55,
e-mail: Khvalin63@mail.ru (Саратовский государственный университет)

Включение в электродинамическую структуру ферритового слоя существенно усложняет задачу анализа в связи с возможностью существования различных типов магнитоэлектростатических волн, зависящих от анизотропии формы феррита, направления внешнего магнитного поля, доменной структуры и пр. В статье использован метод получения дисперсионных соотношений с помощью поверхностной магнитной проницаемости. В отличие от традиционного подхода на границах соответствующих областей «сшиваются» не компоненты полей, а их отношения. В общем виде решена задача анализа слоистых ферритосодержащих структур. Представленные результаты позволяют создать эффективный алгоритм для использования на ЭВМ.

Consideration of a ferrite layer in electrodynamic structure essentially complicates an analysis because of possible existence of various types of magnetic waves depending on the anisotropy of the ferrite form, direction of an external magnetic field, domain structure, and so forth. The article considers the derivation method for the dispersion relations with the use of surface magnetic permeability. Unlike the traditional approach, not field components but their relations are matched on borders. The analysis of layered ferrite structures is conducted in the general form. The results allow one to generate an effective algorithm to be run on the computer.

Ключевые слова: дисперсионное соотношение, магнитная проницаемость, доменная структура феррита, планарные структуры с ферритом.

В настоящее время в технике СВЧ особый интерес вызывает возможность миниатюризации устройств. Один из подходов состоит в использовании ферритовых плёнок с так называемыми магнитоэлектростатическими волнами (МСВ). Магнитоэлектростатические волны имеют квантовую природу и относятся к дипольным спиновым волнам, которые обладают свойством «однаправленности». МСВ распространяется только в каком-либо определённом про-

странственном направлении, а в противоположном направлении волны не существует.

Такие волны были обнаружены в 60-х годах и до сих пор широко используются в ряде пассивных и активных магнитоуправляемых устройств. Для включения плёночных структур феррита в СВЧ-тракт традиционно используются узкие микрополосковые проводники, расположенные на поверхности пленки.

С помощью внешнего магнитного поля можно управлять возникновением и распространением МСВ. Тип возбуждаемой волны определяется направлением внешнего постоянного магнитного поля относительно ферритосодержащей структуры [1–3]. Так, в нормально намагниченных плёночных структурах феррита возбуждаются прямые объёмные волны, в касательно намагниченных образцах возможно появление обратных объёмных МСВ и поверхностных МСВ.

Невзаимность МСВ, а также возможность реализации одномодового режима распространения волны определяют различные сферы использования ферритовых плёнок [1]. На их основе могут создаваться управляемые линии задержки, фазовращатели, резонаторы, перестраиваемые фильтры и генераторы, нелинейные устройства (подавители помех) и пр.

К новым направлениям относится также использование в СВЧ-устройствах структур, состоящих из ферритовых и сверхпроводящих плёнок. Открытие высокотемпературных сверхпроводников даёт возможность создания устройств, работающих при температуре жидкого азота. В настоящее время активно ведутся работы по созданию наноразмерных магниточувствительных материалов на основе ферритов.

Наиболее полно процессы в ферритовых материалах теоретически исследованы в работе Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшица [2], ставшей классической для исследователей МСВ. Однако решение практических задач требует создания методов анализа режимов возникновения и распространения МСВ во вполне конкретных слоистых ферритосодержащих структурах.

В связи с изложенным представляется актуальной разработка эффективного машинно-ориентированного алгоритма анализа ферритосодержащих структур.

Традиционный подход к решению задачи анализа слоистых структур феррита с магнитостатическими волнами состоит в «сшивании» на границах компонент магнитного поля B и H [3]. К сожалению, несмотря на всю привлекательность и строгость такого подхода, для структур, содержащих несколько слоёв, метод оказывается чрезвычайно громоздким. При этом для получения хорошо сходящегося алгоритма необходимо использовать матрицы большой размерности, что затрудняет решение задачи даже на современных ЭВМ с высокой производительностью.

Методы, эффективные с точки зрения их использования на ЭВМ, пригодные для решения многослойных ферритосодержащих структур, представлены, например, в [4, 5]. Важно напомнить, что включение в структуру фер-

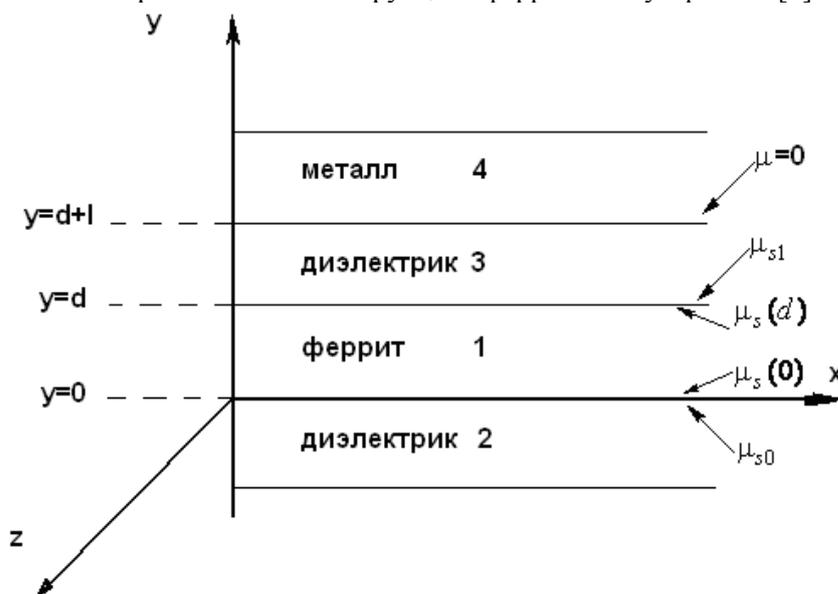


ритового слоя ещё более усложняет задачу анализа в связи с возможностью существования различных типов магнитостатических волн, зависящих от анизотропии формы феррита, направления внешнего магнитного поля, доменной структуры и пр. Представляется перспективным использование подхода [4], основанного на понятии поверхностной магнитной проницаемости.

В отличие от традиционного подхода, на границах слоёв «сшиваются» не компоненты соответствующих полей, а их отношения. Так, в структуре, изображённой на рисунке, отношение нормальной составляющей магнитной индукции B по оси y к касательной составляющей напряжённости H по оси x запишется следующим образом:

$$\mu_s = -jB_y / H_x, \text{ где } j - \text{ мнимая единица.}$$

На рисунке изображены: ферритовая структура 1 на диэлектрической подложке 2, слой диэлектрика 3 и металла 4. Подобные структуры часто встречаются в практических конструкциях ферритовых устройств [4].



Слоистая ферритосодержащая структура

На границах слоёв введём в рассмотрение поверхностные магнитные проницаемости, так, например, слой феррита 1 имеет магнитные проницаемости на нижней и верхней гранях μ_s , а со стороны слоёв 2 и 3 магнитные проницаемости на границах с ферритом будут μ_{s1} и μ_{s0} .

Получим дисперсионное уравнение. Для этого произведём «сшивание» магнитных проницаемостей на границах. Ввиду разнообразия возможных видов магнитостатических волн, ограничимся рассмотрением обратных объ-

ёмных волн, распространяющихся вдоль оси x . Вектор напряжённости внешнего магнитного поля H также направлен вдоль оси x . Тогда компоненты полей можно определить в матричной форме через тензор магнитной проницаемости $\underline{\underline{\mu}}$:

$$\begin{pmatrix} B_x \\ B_y \\ B_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mu_{11} & \mu_{12} & \mu_{13} \\ \mu_{21} & \mu_{22} & \mu_{23} \\ \mu_{31} & \mu_{32} & \mu_{33} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} H_x \\ H_y \\ H_z \end{pmatrix}, \text{ т. е. } \underline{\underline{B}} = \underline{\underline{\mu}} \underline{\underline{H}}.$$

В случае обратных объёмных волн элементы тензора записываются в виде $\mu_{11} = 1$, $\mu_{22} = \mu_{33} = \mu$, $\mu_{23} = -j\mu_a$, $\mu_{32} = j\mu_a$, $\mu_{12} = \mu_{13} = \mu_{21} = \mu_{31} = 0$.

Тогда компоненты полей принимают вид

$$B_x = H_x, B_y = -j\mu_a H_x + \mu H_y, B_z = \mu H_z + j\mu_a H_y,$$

$$\text{где } \mu = \frac{\omega_H(\omega_H + \omega_M) - \omega^2}{\omega_H^2 - \omega^2}, \mu_a = \frac{\omega_M \omega}{\omega_H^2 - \omega^2}, \omega_H = \gamma H_0,$$

$\omega_M = 4\pi\gamma M_0$, M_0 – намагниченность насыщения феррита, γ – гиромагнитное (магнитомеханическое) отношение – отношение магнитного момента электрона к его механическому моменту.

Запишем систему уравнений Максвелла в магнитоэлектростатическом приближении в случае анизотропной среды (феррит с тензором магнитной проницаемости $\underline{\underline{\mu}}$):

$$\text{rot } \underline{\underline{H}} = 0, \text{ div } \underline{\underline{B}} = 0,$$

где $\underline{\underline{B}} = \underline{\underline{\mu}} \underline{\underline{H}}$.

Введём в рассмотрение магнитоэлектростатический потенциал Ψ [4, 5]. Для этого запишем выражение, аналогичное известному для электростатического потенциала:

$$\underline{\underline{H}} = \text{grad } \Psi = \nabla \Psi.$$

Подставим выражение в уравнение Максвелла. Тогда $\text{div } \underline{\underline{B}} = \text{div}(\underline{\underline{\mu}} \nabla \Psi) = 0$,

откуда получаем модифицированное уравнение Уокера для магнитоэлектростатического потенциала:

$$\mu_{11} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + \mu_{22} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial y^2} = 0. \quad (1)$$



Зависимость от времени принимаем в виде $e^{-j\omega t}$, решение уравнения Уокера запишется в следующем виде:

$$\Psi = (Ae^{-\beta ky} + Be^{\beta ky})e^{\pm jkx}, \quad (2)$$

где k – постоянная распространения, $\beta = \sqrt{\mu_{11} / \mu_{22}}$,

$$\mu_s(y) = \mp \frac{\xi A e^{-\beta ky} + \vartheta B e^{\beta ky}}{A e^{-\beta ky} + B e^{\beta ky}}, \quad (3)$$

где $\xi = \pm \mu_{12} - \beta \mu_{22}$, $\vartheta = \pm \mu_{12} + \beta \mu_{22}$.

Из общего соотношения (3) можно получить поверхностные магнитные проницаемости на границах ферритового слоя (см. рисунок):

$$\mu_s(0) = \mp \frac{\xi A + \vartheta B}{A + B}, \quad \mu_s(d) = \mp \frac{\xi A e^{-\beta kd} + \vartheta B e^{\beta kd}}{A e^{-\beta kd} + B e^{\beta kd}}. \quad (4)$$

Запишем граничные условия для поверхностных магнитных проницаемостей (рисунок): $\mu_s(0) = \mu_{s0}$, $\mu_s(d) = \mu_{s1}$. Используя выражения (4), получим

$$\mu_{s0} = \mp \frac{\xi A + \vartheta B}{A + B}, \quad \mu_{s1} = \mp \frac{\xi A e^{-\beta kd} + \vartheta B e^{\beta kd}}{A e^{-\beta kd} + B e^{\beta kd}}. \quad (5)$$

Получим выражения для μ_{s0} и μ_{s1} . Подставим в (5) ξ , ϑ из (3):

$$\mu_{s0} = \mp \frac{\beta \mu_{s1} \mu_{22} + (\mu_{11} \mu_{22} - \mu_{s1} \mu_{12} - \mu_{12}^2) \operatorname{th}(\beta kd)}{\beta \mu_{22} \pm (\mu_{12} + \mu_{s1}) \operatorname{th}(\beta kd)}. \quad (6)$$

Чтобы найти μ_{s1} , необходимо удовлетворить граничным условиям на слое диэлектрика 3 (рисунок) при $y=d$. Из выражения (3) следует:

$$\mu_{s1} = \pm \frac{\mu_{12}^2 - \mu_{22} \pm \mu_{12} \mu_{s0} + \beta \mu_{22} \operatorname{th}(\beta kd)}{(\mu_{s0} + \mu_{12}) \operatorname{th}(\beta kd) - \beta \mu_{22}}. \quad (7)$$

При удовлетворении граничных условий в плоскости $y=d+l$ получим выражение для μ_{s0} в явном виде:

$$\mu_{s0} = \pm \frac{\beta^2 \mu_{22}^2 - \mu_{12}}{\operatorname{th}(\beta k(d+l)) \beta \mu_{22} + \mu_{12}}. \quad (8)$$

Полученные выражения (6)–(8) позволяют получить дисперсионные соотношения для объёмных волн в пластине феррита. Так как с точки зрения эффективности использования на практике ферритосодержащих слоистых структур наибольший интерес представляет обратная объёмная волна, в ре-

шениях (6)- (8) оставим «верхний» знак. Промежуточные выкладки, ввиду их громоздкости, не приводятся. В результате получим:

$$\frac{(\mu_{12}^2 - \mu_{22}^2)\chi + \mu_{12}(\eta^2 - \mu_{12}) + th(\beta kd)\eta\chi}{(\eta^2 - \mu_{12})th(\beta kd) + \mu_{12}th(\beta kd)\chi - \eta\chi} - \frac{\eta^3 - \mu_{12}th(\beta kd)\eta - (\mu_{11}\mu_{22} - \mu_{12}^2)th(\beta kd)\chi}{th(\beta k(d+l))\eta^2 + \mu_{12}\eta - \mu_{12}th(\beta kd)\chi - (\eta^2 - \mu_{12})th(\beta kd)} = 0, \quad (9)$$

где $\chi = th(\beta k(d+l))\beta\mu_{22} + \mu_{12}$, $\eta = \beta\mu_{22}$.

Выражение (9) представляет собой дисперсионное соотношение для обратных объёмных волн в исследуемой ферритосодержащей структуре и может быть использовано следующим образом.

При построении ряда конкретных устройств СВЧ часто используются последовательно соединённые отрезки однородных линий передачи. Исследованные выше ферритосодержащие линии передачи могут применяться для разработки устройств с управлением от внешнего магнитного поля (датчиков магнитных полей, управляемых генераторов и пр.). Строгий электродинамический анализ подобных устройств предполагает представление соответствующих полей по частичным областям, отрезкам регулярных линий передачи, в виде рядов по собственным типам волн. Полученное выше дисперсионное уравнение (9) позволяет определить постоянные распространения k для собственных типов волн в слоистой ферритосодержащей структуре. Далее может быть использован традиционный подход к решению подобных задач методом частичных областей.

Библиографические ссылки

1. Гласс Х. Л. Ферритовые пленки для СВЧ- устройств // ТИИЭР, 1988. Т. 76. № 2.
2. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. 2-е изд. М., 1982.
3. Курушин Е. И., Нефёдов Е. И. Электродинамика анизотропных волноведущих структур. М., 1983.
4. Ваиковский А. В., Стальмахов В. С., Шараевский Ю. П. Магнитостатические волны в электронике сверхвысоких частот. Саратов, 1993.
5. Ваиковский А. В., Локк Э. Г. Влияние «магнитной стенки» на характеристики магнитостатических волн в касательно намагниченной ферритовой пластине // Радиотехника и электроника, 2006. Т. 51. № 5.