

И. В. Зависляк, Г. Л. Чумак

Киевский национальный университет имени Тараса Шевченко

4 г, просп. Акад. Глушкова, Киев, 03022, Украина

E-mail: zav@mail.univ.kiev.ua, Chumak_Hryhorii@mail.univ.kiev.ua

**Управляемые отражающие поверхности
на основе ферритового слоя**

Предмет и цель работы. Предметом исследований являются особенности отражения электромагнитных волн от слоистых структур феррит–металл и феррит–диэлектрик с ферритовым слоем субволновой толщины. Цель работы – исследование возможностей управления амплитудными, фазовыми и поляризационными характеристиками отраженных электромагнитных волн от слоистых структур, содержащих феррит.

Метод и методология работы. Анализ комплексного коэффициента отражения электромагнитных волн от ферритовых слоев на металле и диэлектрике проведен с использованием метода скалярных магнитных проницаемостей. Использованы модель циркулярно поляризованных Т-волн и теория длинных линий.

Результаты работы. Теоретически исследованы частотные и полевые зависимости модулей и фаз коэффициентов отражения электромагнитных волн от полубесконечного феррита, слоя феррита на металле или диэлектрике. Получена аналитическая формула для толщины скин-слоя в нормально подмагниченном феррите для ларморовской волны. Даны теоретические оценки изменения фаз отраженных волн в окрестности частоты ферромагнитного антирезонанса для слоя из поликристаллического железиттриевого граната, покрывающего металл. Экспериментально исследованы полевые зависимости резонансных частот мод $HE_{+11\delta}$ и $HE_{-11\delta}$ полого цилиндрического резонатора со структурой феррит–металл на торце.

Заключение. Изучены частотные и полевые зависимости абсолютных значений и фаз комплексного коэффициента отражения электромагнитных волн от ферритовой среды, ферритового слоя на металле или диэлектрике для циркулярно поляризованных падающих волн и продемонстрированы возможности управления амплитудами и фазами отраженных волн. Экспериментально проверена возможность использования теоретической модели магнитной перестройки фазы коэффициента отражения электромагнитной волны от ферритового слоя на металле на примере перестройки частот мод $HE_{\pm 11\delta}$ полого цилиндрического резонатора со структурой феррит–металл на торце. Предложено использовать градиентное распределение фазы коэффициента отражения электромагнитной волны на отражающей поверхности для управления направлением распространения отраженной волны. Ил. 6. Библиогр.: 16 назв.

Ключевые слова: частотная перестройка, ферритовый слой, коэффициент отражения.

Известны задачи отражения электромагнитных волн от полубесконечной ферритовой среды, ферритового слоя с металлическим покрытием и ферритового слоя без покрытия [1, 2]. При решении этих задач все внимание было уделено энергетическим характеристикам и эффекту Фарадея. Эффекты, связанные с изменениями фазы отраженной волны, поляризациями волн и возможностями соответствующего управления, практически не рассматривались.

В настоящее время в связи с повышенным интересом к средам, в которых возможно обращение в ноль показателя преломления [3], с отрицательным показателем преломления [4] и метаповерхностям [5, 6] имеет смысл провести ревизию представлений о слоистых структурах, содержащих ферриты. В частности, исследовать возможности создания отражающих поверхностей субволновой толщины, которые будут обладать подобными свойствами. При

этом удобно использовать современные, более общие и корректные подходы к анализу эффектов отражения и преломления электромагнитных волн на основе понятия характеристического сопротивления среды [7] и отработанной теории длинных линий.

Принципиально важным является построение такой модели отражения электромагнитных волн, которая учитывает магнитные, диэлектрические и электрические потери во всех компонентах слоистой структуры. Это необходимо для корректных количественных оценок эффектов, имеющих прикладной интерес.

Также важно обратить внимание на тот факт, что в случае поверхности непрерывной среды, как и в случае метаповерхности, состоящей из дискретных элементов, возможно управление фазовым фронтом отраженной волны. Такое управление можно осуществить градиентным магнитным полем, градиентным распределением температур и механических напряжений в феррите.

Цель данной работы – исследование особенностей фазовых и поляризационных характеристик электромагнитных волн, отраженных от ферритовой среды, ферритового слоя на металле и ферритового слоя на диэлектрике, а также анализ концепции отражающей поверхности, описываемой характеристическим сопротивлением.

Экспериментальная проверка теоретической модели управления фазой волны, отраженной от структуры феррит–металл, расположенной на торце цилиндрического резонатора.

1. Характеристики собственных волн в ферритовой среде при продольном распространении. Опишем электромагнитные свойства ферритов в СВЧ-диапазоне, используя тензор магнитной проницаемости $\hat{\mu}_a$ и скалярную диэлектрическую проницаемость ε_a . Исходим из того, что в ферритовой среде существуют две собственные циркулярно поляризованные волны. Правополяризованную поперечную волну в магнитном материале будем считать ларморовской волной [8], основанной на однозначности поляризации ларморовской прецессии ферромагнитного резонанса (ФМР). Аналогичная терминология является предпочтительной и для левополяризованной волны, которую будем называть антиларморовской. Для описания лар-

моровской и антиларморовской волн в феррите удобно использовать метод скалярных магнитных проницаемостей [9]. Затухание в феррите учтем заменой $\omega_0 \rightarrow \omega_0 + i\alpha\omega$ [2]. Тогда выражение для скалярной магнитной проницаемости ларморовской волны имеет вид

$$\mu_l = \frac{(\omega - \omega_0)(\omega - \omega_{AR}) + \alpha^2 \omega^2 - i\alpha\omega\omega_M}{(\omega - \omega_0)^2 + \alpha^2 \omega^2}, \quad (1)$$

а для антиларморовской волны –

$$\mu_{al} = \frac{(\omega + \omega_0)(\omega + \omega_{AR}) + \alpha^2 \omega^2 - i\alpha\omega\omega_M}{(\omega + \omega_0)^2 + \alpha^2 \omega^2}, \quad (2)$$

где $\omega_0 = \gamma\mu_0(H_i + H_a)$ – частота ферромагнитного резонанса без учета потерь; α – параметр магнитной релаксации Гильберта; $\omega_{AR} = \omega_0 + \omega_M$ – частота ферромагнитного антирезонанса (ФМАР) [10], $\omega_M = \gamma\mu_0 M_0$; $H_i = H_0 - N_{zz}M_0$ – внутреннее магнитное поле в феррите; H_a – поле анизотропии; N_{zz} – размагничивающий фактор. Параметр релаксации Гильберта α варьируется от 10^{-4} для монокристаллов до 10^{-2} для ферритовых поликристаллов. Частоты ФМР и ФМАР в феррите с потерями можно найти из условия максимального значения мнимой части и нулевого значения действительной части скалярной магнитной проницаемости для ларморовской волны $\omega_{0,AR} \rightarrow \omega_{0,AR} / (1 + \alpha^2)$. Для типичных значений α это уточнение может быть опущено.

Частотные зависимости скалярной магнитной проницаемости ларморовской и антиларморовской волн имеют хорошо известный вид [2]. В отличие от ларморовской волны, частотная зависимость для антиларморовской волны не имеет резонансных особенностей.

Ларморовские и антиларморовские волны в ферритовой среде имеют различные характеристические сопротивления:

$$\frac{Z_l}{Z_0} = \sqrt{\frac{\mu_l}{\varepsilon}}, \quad (3)$$

$$\frac{Z_{al}}{Z_0} = \sqrt{\frac{\mu_{al}}{\varepsilon}}, \quad (4)$$

где $\varepsilon = \varepsilon_a / \varepsilon_0$ – относительная диэлектрическая проницаемость феррита; $Z_0 = 377$ Ом – характеристическое сопротивление вакуума.

Следует отметить, что в неоднородных внешних условиях характеристические сопротивления являются функциями координат $Z_{l,al}(x, y)$. Из формулы (1) очевидно, что в диапазоне частот $\omega_0 \leq \omega \leq \omega_{AR}$, $\text{Re}(\mu_l) < 0$ и поэтому характеристическое сопротивление для ларморовской волны имеет мнимое значение. Если учесть затухание в феррите, характеризующееся параметром α , то разница в характеристическом сопротивлении феррита с узкой и широкой линиями ФМР становится заметной только вблизи частоты ФМР. На постоянной частоте характеристические сопротивления для собственных волн в феррите можно варьировать, изменяя внешнее магнитное поле, и таким образом создавать различные граничные условия для ларморовских и антиларморовских волн на поверхности феррита.

Дисперсионные соотношения для собственных волн имеют вид $k_{l,al}^2 = \omega^2 \varepsilon_a \mu_{l,al}$. В диапазоне частот $\omega_0 \leq \omega \leq \omega_{AR}$ волна ларморовского типа, падающая на поверхность феррита (рис. 1, а), может распространяться в феррите только на некоторую глубину $\sim (2...3)\delta$, где δ – толщина скин-слоя в феррите, которую можно ввести по аналогии с толщиной скин-слоя в металле.

Именно этот слой на поверхности феррита вносит основной вклад в отраженную волну и влияет на абсолютное значение и фазу коэффициента отражения. Аналитически толщина скин-слоя может быть определена на частоте ФМР как

$$\delta = \frac{1}{\text{Im}(k_l)} \Big|_{\omega=\omega_0} \approx A\sqrt{2\alpha}, \quad (5)$$

где $A = c / \sqrt{\varepsilon\omega_0\omega_M}$, c – скорость света в вакууме. Формула (5) включает в себя основные параметры, характеризующие феррит. Используя такое понятие, как собственная добротность для феррита, которая учитывает потери энергии только в ферромагнитном образце $Q = 1/2\alpha$ [11], толщину скин-слоя для ларморовской волны можно представить как $\delta = A/\sqrt{Q}$.

На рис. 2 видно, что δ уменьшается с увеличением внешнего магнитного поля. Зависимость δ от параметра релаксации можно объяснить с физической точки зрения тем, что с увеличением величины α поглощение на частоте ФМР

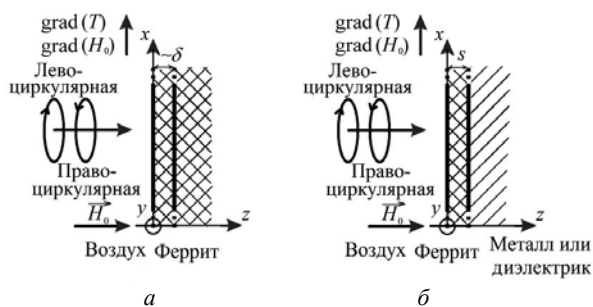


Рис. 1. Отражение: а – от ферритовой среды, б – от феррит-металлической или феррит-диэлектрической структуры

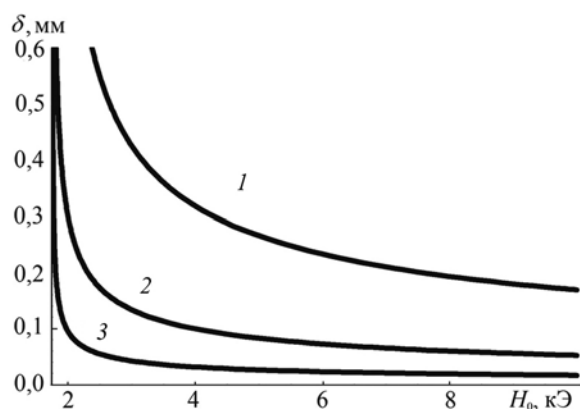


Рис. 2. Полевая зависимость толщины эффективного скин-слоя для ларморовской волны в ЖИГ ($\omega = \omega_0$): кривая 1 – $\alpha = 10^{-2}$; кривая 2 – $\alpha = 10^{-3}$; кривая 3 – $\alpha = 10^{-4}$

уменьшается по абсолютной величине и поэтому толщина эффективного скин-слоя становится больше.

Для поликристаллического железиттриевого граната (ЖИГ), который используется в сантиметровом диапазоне, эффективная толщина скин-слоя при $\alpha = 10^{-2}$ в подмагничивающем поле $H_0 = 5$ кЭ составляет $\delta = 0,3$ мм, что значительно меньше длины волны $\lambda \approx 3$ см и удовлетворяет критерию субволновой толщины эффективного скин-слоя.

2. Комплексный коэффициент отражения электромагнитной волны от границы «воздух–феррит». Рассмотрим ситуацию, когда волны с круговой поляризацией падают нормально к границе раздела «воздух–феррит» (рис. 1, а).

Пусть внешнее магнитное поле приложено вдоль нормали. При прохождении ларморовской и антиларморовской волн в феррит их поляризации не меняются.

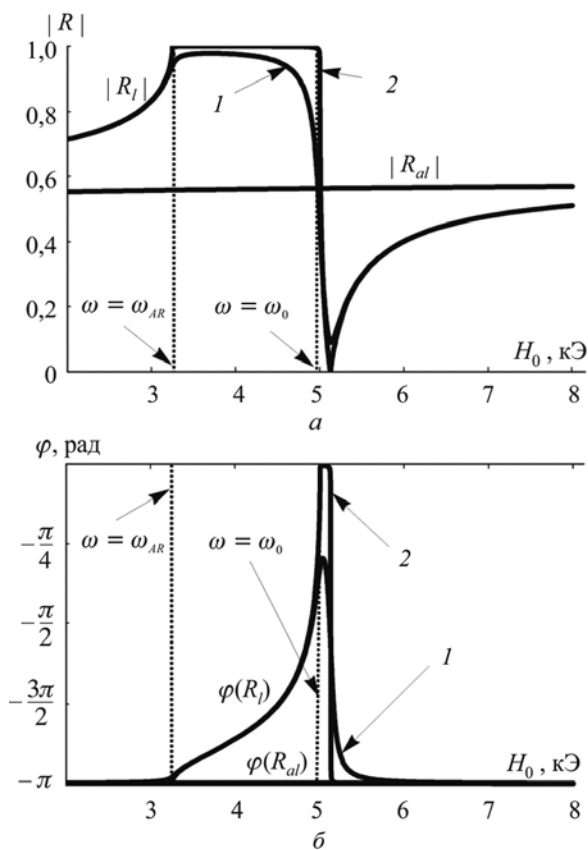


Рис. 3. Полевые зависимости абсолютных значений (а) и фаз (б) коэффициента отражения ларморовских и антиларморовских волн на частоте 9 ГГц, $\omega_M = 2\pi \cdot 5 \cdot 10^9$ рад/с для ЖИГ: кривая 1 – $\alpha = 10^{-2}$; кривая 2 – $\alpha = 10^{-4}$

Комплексные коэффициенты отражения для таких волн описываются формулой [12]

$$R_{l,al} = \frac{Z_{l,al} - Z_0}{Z_{l,al} + Z_0}. \tag{6}$$

Это выражение имеет ту же форму, что и коэффициент отражения от границы двух линий передачи с характеристическими сопротивлениями Z_0 и $Z_{l,al}$. Полевые зависимости для абсолютных значений и фаз комплексного коэффициента отражения приведены на рис. 3, а, б. Здесь показано, что абсолютное значение коэффициента отражения при внешних магнитных полях $3,2 \leq H_0 \leq 5$ кЭ для ларморовской волны близко к единице, а фаза изменяется на π в этом диапазоне. Таким образом, на определенной частоте из диапазона частот $\omega_0 \leq \omega \leq \omega_{AR}$ можно изменять фазу отраженной волны, изменяя внешнее магнитное поле. В то же время коэффициент отражения для антиларморовской волны лишь незначительно меняет фазу, что не может быть применено на практике.

Поскольку абсолютное значение коэффициента отражения близко к единице, то резонаторы Фабри–Перо, образованные двумя такими поверхностями, могут обладать высокой добротностью. Подходящий диапазон частот находится между частотами ФМР и ФМАР для ферритов с малым α (кривая 2 на рис. 3). Следует отметить, что значительные потери вблизи ФМР ограничивают практическую реализацию таких резонаторов. Зависимость фаз коэффициентов отражения от внешнего магнитного поля (рис. 3, б) позволяет перестраивать полем частоты таких резонаторов.

3. Комплексный коэффициент отражения электромагнитных волн от слоистых структур феррит–металл и феррит–диэлектрик. Рассмотрим случай нормального падения поляризованных по кругу электромагнитных волн на феррит-металлическую и феррит-диэлектрическую структуры (рис. 1, б).

Для анализа таких идеализированных структур можно использовать теорию длинных линий. Входное сопротивление участка линии передачи, с учетом потерь и нагрузки, можно описать формулой [13]

$$Z_{in} = Z_w \frac{Z_n / Z_w + \text{th}(\dot{\gamma}s)}{1 + (Z_n / Z_w) \text{th}(\dot{\gamma}s)}, \tag{7}$$

где s – длина линии передачи; Z_n, Z_w – сопротивление нагрузки и характеристическое сопротивление линии передачи; $\dot{\gamma}$ – комплексная постоянная распространения в линии передачи. Формула (7) может быть использована для анализа многослойных структур. В случае, когда ферритовый слой толщиной s лежит на металле, могут быть использованы такие параметры: $Z_n = 0$, $Z_w = Z_{l,al}$, $\dot{\gamma} = i \cdot k_{l,al}$. Подставляя данные параметры в (7), можно найти входное сопротивление для этой структуры:

$$Z_{in} = iZ_{l,al} \text{tg}(k_{l,al}s). \tag{8}$$

Коэффициенты отражения для ларморовской и антиларморовской волн (при нормальном падении) можно найти с помощью подстановки (8) в (6) и замены $Z_{l,al} \rightarrow Z_{in}$ в (6).

В случае, когда ферритовый слой лежит на полубесконечном диэлектрике, в (7) можно использовать следующие параметры:

$$Z_n = Z_0 / \sqrt{\epsilon_d}, \quad Z_w = Z_{l,al}, \quad \dot{\gamma} = i \cdot k_{l,al}.$$

Если ферритовый слой лежит на подложке и его толщина составляет несколько толщин скин-слоя, то ларморовская волна не чувствует присутствия подложки и при увеличении толщины результирующие полевые зависимости сводятся к случаю отражения от ферритовой среды.

На высоких частотах параметры металла и диэлектрика существенно изменяются. В простых случаях необходимо учитывать проводимость металла σ в формуле для электрической постоянной $\epsilon_a = \epsilon_0(1 - (i\sigma / \omega\epsilon_0))$ [14] (модель Друде в приближении низких частот) и использовать известную формулу Дебая для диэлектрика $\epsilon_a = \epsilon_0(\epsilon_\infty + (\epsilon_s - \epsilon_\infty) / (1 + i\omega\tau))$ [15], где $\epsilon_{\infty,s}$ – значения диэлектрической проницаемости на бесконечной и на нулевой частоте, соответственно. Характеристические сопротивления для металла и диэлектрика можно находить по формулам, аналогичным (3), с учетом частотных зависимостей диэлектрических проницаемостей.

Полевые зависимости абсолютных значений и фаз комплексного коэффициента отражения от ферритового слоя на медной подложке показаны на рис. 4.

Толщина ферритового слоя была выбрана таким образом, чтобы частоты размерных резонансов данного слоя были значительно выше частоты ФМР.

Из рис. 4 видно, что типичный сдвиг фазы волны, отраженной от структуры феррит–металл, вблизи ФМАР составляет $\sim 0,1$ рад по сравнению с чистым металлом с возможностью его изменения магнитным полем $\sim 2,5 \times 10^{-5}$ рад/Э.

Полевые зависимости абсолютных значений и фаз комплексного коэффициента отражения от ферритового слоя на диэлектрической подложке приведены на рис. 5.

На рис. 4, а показано, что абсолютное значение коэффициента отражения вблизи ФМР для феррита ($s = 100$ мкм) на диэлектрике может быть незначительно выше, чем для чистого диэлектрика. Это может быть использовано для увеличения добротности резонаторов, когда потери из-за ФМР малы по сравнению с другими источниками потерь. Возможности управления фазой магнитным полем такие же, как и для феррит-металлической структуры.

Тонкие монокристаллические ферритовые пленки на внутренней стороне диэлектриче-

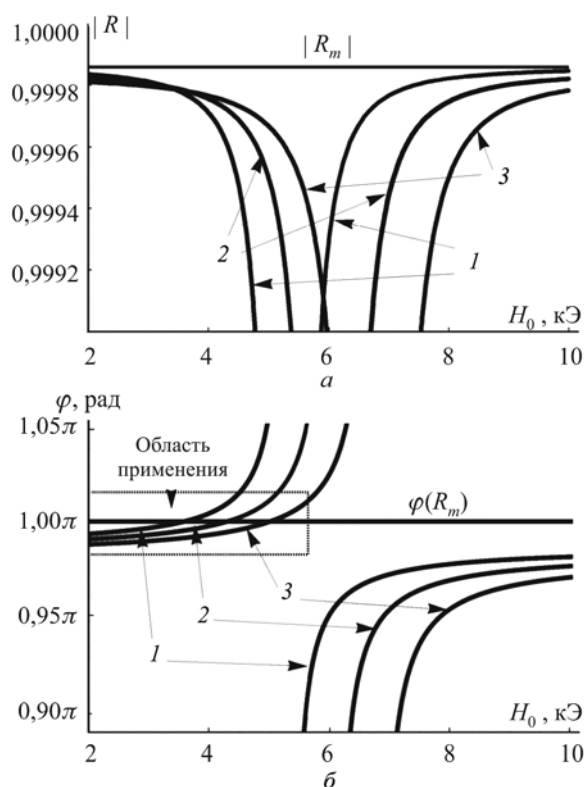


Рис. 4. Абсолютные значения (а) и фазы (б) коэффициента отражения ларморовской волны от ферритового слоя лежащего на меди (и от меди без ферритового слоя R_m) при $\alpha = 0,001$: кривая 1 – 10 ГГц; кривая 2 – 12 ГГц; кривая 3 – 14 ГГц

ских пластин в резонаторах Фабри–Перо могут служить альтернативой металлическому покрытию. В этом случае добротность уменьшается из-за меньшего значения коэффициента отражения для ферритового слоя, покрывающего диэлектрик, по сравнению с металлическим слоем с $|R| \approx 1$. Однако изменение фазы коэффициента отражения от стенок резонатора в магнитном поле позволит использовать это как альтернативу механическому перемещению диэлектрических пластин для изменения его параметров.

4. Цилиндрический полый резонатор с ферритовым слоем на торце. Рассмотрим случай, когда один торец такого резонатора представлен ферритовым слоем на металлической стенке, а другой выполнен из металла. Если пренебречь ограничением радиуса цилиндра, то можно снова использовать аппарат теории длинных линий для T -волн (поперечных волн). Исходя из связи между $E \rightarrow U$, $H \rightarrow I$, волны тока и напряжения имеют падающие и отраженные

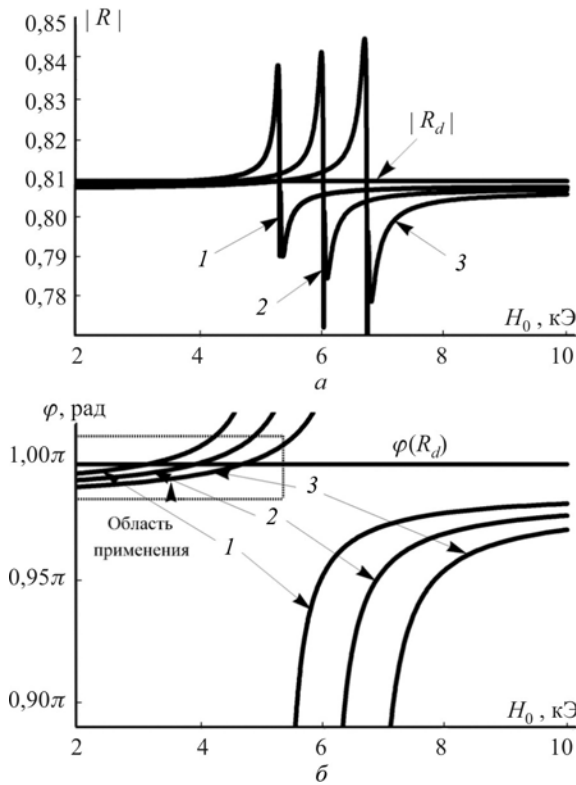


Рис. 5. Абсолютные значения (а) и фазы (б) коэффициента отражения ларморовской волны от ферритового слоя толщиной $s = 100$ мкм, лежащего на диэлектрике (и от диэлектрика без ферритового слоя R_d) для $\epsilon_\infty = 5$, $\epsilon_s = 90$, $\tau = 10^{-12}$ с: кривая 1 – 10 ГГц; кривая 2 – 12 ГГц; кривая 3 – 14 ГГц

части, описываемые формулами

$$U = U^+ e^{-i\beta z} + U^- e^{i\beta z}; \quad (9)$$

$$I = \frac{U^+}{Z_w} e^{-i\beta z} - \frac{U^-}{Z_w} e^{i\beta z}, \quad (10)$$

где β – продольное волновое число, первые части в (9), (10) – падающие волны, а вторые – отраженные волны. Граничные условия для металлической стенки:

$$\left. \frac{U}{I} \right|_{z=0} = 0; \quad (11)$$

для ферритового слоя на металле:

$$\left. \frac{U}{I} \right|_{z=L} = Z_{in}. \quad (12)$$

Подставляя (9), (10) в граничные условия, можно найти характеристическое уравнение для собственных мод резонатора

$$\dot{R} e^{-i\beta L} + e^{i\beta L} = 0. \quad (13)$$

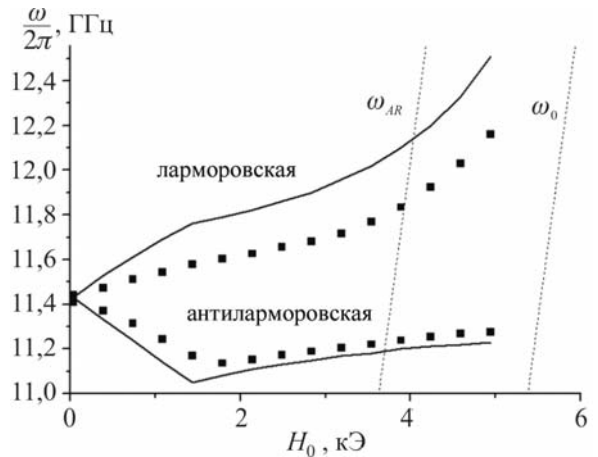


Рис. 6. Полевые зависимости резонансных частот мод $HE_{\pm 11\delta}$. Сплошная линия – решение (16) для слоя поликристаллического ЖИГ ($s = 1$ мм, $\alpha = 0,01$)

В общем случае \dot{R} – комплексная функция, зависящая от H_0 , ω , релаксационных параметров (и координат – при градиентных внешних условиях). В нашем случае ее можно представить как $R = |R| e^{i\varphi(\omega)}$. Условием для решения характеристического уравнения есть $|R|=1$. Тогда из (13) следует фазовое условие для резонатора

$$\beta(\omega)L = \frac{\pi + \varphi(\omega)}{2} + \pi p, \quad (14)$$

где $p = 1, 2, 3, \dots$. Продольное волновое число $\beta(\omega)$ является функцией фазы коэффициента отражения электромагнитных волн от ферритового слоя на металле. В этом случае на частоте ФМАР характеристическое сопротивление для ларморовской волны равно нулю, что эквивалентно граничному условию на идеальном металле. Из рис. 4, б следует, что фаза коэффициента отражения равна π , и с учетом этого в (14) можно найти продольное волновое число для цилиндрического полого резонатора. Из формулы (6), с учетом экспоненциальной формы представления коэффициента отражения, находим

$$\varphi = \arctg \left(\frac{2Z_0 \operatorname{Im}(Z_{in})}{|Z_{in}|^2 - Z_0^2} \right), \quad (15)$$

где Z_{in} – входное сопротивление на воздушно-ферритовой границе.

Резонансные частоты мод $H_{\pm 11\delta}$ полого цилиндрического резонатора могут быть найдены

из формулы:

$$\left(\frac{\omega}{\tilde{n}}\right)^2 = \left(\frac{1,84}{a}\right)^2 + (\beta(\omega))^2, \quad (16)$$

где $\beta(\omega)$ – определяется формулами (7), (15), (14) для ферритового слоя на металле.

Как следует из рис. 4, a , аппроксимация $|R| \approx 1$ выполняется на СВЧ, за исключением области частот вблизи к ФМР для ларморовской волны. Если образец имеет форму диска, то внутреннее поле определяется с учетом размагничивающего фактора N_{zz} [16], в нашем случае он равен 0,885. Также нужно учитывать, что в области подмагничивающих полей, когда ферритовый слой находится в ненасыщенном состоянии, следует использовать другие выражения для частоты ФМР: $\omega_0 \approx 0$, поскольку полем анизотропии для ЖИГ можно пренебречь, и $\omega_M = \gamma(H_0 / N_{zz})$ – в формулах (1), (2). Здесь учтена приближенная линейная зависимость намагниченности феррита без учета гистерезиса. Экспериментальные результаты для полевой зависимости частот $H_{+11\delta}$ (квазиларморовской) и $H_{-11\delta}$ (квазиантиларморовской) мод показаны на рис. 6.

Различие между теорией и экспериментом на рис. 6 объясняется тем, что теоретическая модель описывает только циркулярно поляризованные T -волны. Аппроксимация, что моды $H_{\pm 11\delta}$ имеют ларморовскую и антиларморовскую поляризацию, справедлива только в центральной части торцевой стенки. Заметим, что в области полей, близких к ФМР ($H_0 \approx 5500$ Э), добротность резонатора резко ухудшается.

Из рис. 6 следует, что эффективность перестройки частоты ларморовской моды максимальна в области частот и полей между ФМР и ФМАР, что предсказано представленной теорией.

Этот факт необходимо учитывать при создании градиентных распределений магнитных полей.

Выводы. Изучены частотные и полевые зависимости абсолютных значений и фаз комплексного коэффициента отражения электромагнитных волн от ферритовой среды, ферритового слоя на металле или диэлектрике для циркулярно поляризованных падающих волн и продемонстрированы возможности управления амплитудами и фазами отраженных волн.

Получена формула для эффективной толщины скин-слоя для ларморовской волны в ферритовой среде при нормальном подмагничивании. Показано, что для ЖИГ, во внешнем подмагничивающем поле $H_0 \geq 3$ кЭ, толщина скин-слоя находится в диапазоне 0,01...0,4 мм, что отвечает критерию его субволновых размеров.

Экспериментально проверена возможность использования теоретической модели магнитной перестройки фазы коэффициента отражения электромагнитной волны от ферритового слоя на металле на примере перестройки частот мод $H_{\pm 11\delta}$ полого цилиндрического резонатора с ферритовым слоем на торце. Получено удовлетворительное соответствие экспериментальных кривых результатам расчетов по предложенной модели.

Предложено использовать градиентное распределение фазы коэффициента отражения электромагнитной волны на отражающей поверхности для управления направлением распространения отраженной волны. Это можно осуществить путем создания в феррите градиентного распределения температур, градиентного распределения внутреннего магнитного поля или градиентного распределения механических напряжений.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Lax В., Button К. J. *Microwave Ferrites and Ferrimagnetics*. McGraw Hill, 1962. 752 p.
2. Гуревич А. Г. *Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках*. Москва: Наука, 1973. 591 с.
3. Liberal I., Engheta N. The rise of near-zero-index technologies. *Science*. 2017. Vol. 358, Iss. 6370. P. 1540–1541. DOI: <https://doi.org/10.1126/science.aag0459>.
4. Smith D. R., Pendry J. B., Wiltshire M. C. K. Metamaterials and negative refractive index. *Science*. 2004. Vol. 305, Iss. 5685. P. 788–792. DOI: <https://doi.org/10.1126/science.1096796>.
5. Glybovski S. B., Tretyakov S. A., Belov P. A., Kivshar Y. S., Simovski C. R. Metasurface: From microwaves to visible. *Phys. Rep.* 2016. Vol. 634. P. 1–72. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.physrep.2016.04.004>.
6. Ремнев М. А., Климов В. В. Метаповерхности: новый взгляд на уравнения Максвелла и новые методы управления светом. *Успехи физ. наук*. 2018. Том. 188, № 2. С. 169–205. DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2017.08.038192>.
7. Пименов Ю. В. *Линейная макроскопическая электродинамика*. Долгопрудный: Интеллект, 2008. 536 с.

8. Зависляк И. В., Чумак Г. Л. Эффект расщепления частот вырожденных мод ферритовых резонаторов. *Изв. вузов. Радиоэлектроника*. 2017. Т. 60, № 11. С. 607-619. DOI: <https://doi.org/10.20535/S0021347017110012>.
9. Helszajin J. *Passive and Active Microwave Circuits*. John Wiley & Sons Inc., 1978. 284 p.
10. Каганов М. И., Пустыльник Н. Б., Шалаева Т. И. Магноны, магнитные поляритоны, магнитоэлектронные волны. *Успехи физ. наук*. 1997. Т. 167, № 2. С. 191–237. DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.0167.199702d.0191>.
11. Gurevich A. G., Melkov G. A. *Magnetization Oscillations and Waves*. CRC Press, 1996. 464 p.
12. Гуревич А. Г. *Ферриты на сверхвысоких частотах*. Москва: Физматгиз, 1960. 407 с.
13. Бакалов В. П., Игнатов Н. А., Крук Б. И. *Основы теории электрических цепей и электроники*. Москва: Радио и связь, 1989. 525 с.
14. Григорьев А. Д. *Электродинамика и техника СВЧ*. Москва: Высшая школа, 1990. 335 с.
15. Agilent Technologies. Agilent Basics of Measuring the Dielectric Properties of Materials. USA. 2006. URL: http://academy.cba.mit.edu/classes/input_devices/meas.pdf.
16. Bellegia M., De Graef M., Millev Y. T. Demagnetization factors for elliptic cylinders. *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2006. Vol. 39, N 5. P. 891–899. DOI: <https://doi.org/10.1088/0022-3727/39/5/001>.

Стаття надійшла 05.06.2018

REFERENCES

1. Lax, B., Button, K. J., 1962. *Microwave Ferrites and Ferrimagnetics*. McGraw Hill.
2. Gurevich, A. G., 1973. *Magnetic resonance in ferrite and antiferromagnets*. Moscow: Nauka Publ. (in Russian).
3. Liberal, I., Engheta, N., 2017. The rise of near-zero-index technologies. *Science*, **358**(6370), pp. 1540–1541. DOI: <https://doi.org/10.1126/science.aag0459>.
4. Smith, D. R., Pendry, J. B., Wiltshire, M. C. K., 2004. Metamaterials and negative refractive index. *Science*, **305**(5685), pp. 788–792. DOI: <https://doi.org/10.1126/science.1096796>.
5. Glybovski, S. B., Tretyakov, S. A., Belov, P. A., Kivshar, Y. S., Simovski, C. R., 2016. Metasurface: From microwaves to visible. *Phys. Rep.*, **634**, pp. 1–72. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.physrep.2016.04.004>.
6. Remnev, M. A., Klimov, V. V., 2018. Metasurfaces: a new look at Maxwell's equations and new ways to control light. *Phys. Usp.*, **61**(2), pp. 157–190 (in Russian). DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2017.08.038192>.
7. Pimenov, Yu. V., 2008. *Linear macroscopic electrodynamics*. Dolgoprudnyy: Intellect Publ. (in Russian).
8. Zavislyak, I. V., Chumak, H. L., 2017. Frequency Splitting Effect of Degenerate Modes in Ferrite Resonators. *Izv. Vyssh. Uchebn. Zaved. Radioelektronika*, **60**(11), pp. 607–619 (in Russian). DOI: <https://doi.org/10.20535/S0021347017110012>.
9. Helszajin, J., 1978. *Passive and Active Microwave Circuits*. John Wiley & Sons Inc.
10. Kaganov, M. I., Pustyl'nik, N. B., Shalaeva, T. I., 1997. Magnons, magnetic polaritons, and magnetostatic waves. *Phys. Usp.*, **40**(2), pp. 181–224 (in Russian). DOI: <https://doi.org/10.1070/PU1997v040n02ABEH000194>.
11. Gurevich, A. G., Melkov, G. A., 1996. *Magnetization Oscillations and Waves*. CRC Press.
12. Gurevich, G., 1960. *Ferrites at microwave frequencies*. Moscow: Fizmatgiz (in Russian).
13. Bakalov, V. P., Ignatov, A. N., Kruk, B. I., 1989. *The Basic of Electric Circuit Theory and Electronics*. Moscow: Radio i svyaz Publ. (in Russian).
14. Grigoryev, A. D., 1990. *Electrodynamics and microwave technique*. Moscow: Vysshaya shkola (in Russian).
15. Agilent Technologies. Agilent Basics of Measuring the Dielectric Properties of Materials [pdf]. USA. 2006. Available at: http://academy.cba.mit.edu/classes/input_devices/meas.pdf.
16. Bellegia, M., De Graef, M., Millev, Y. T., 2006. Demagnetization factors for elliptic cylinders. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **39**(5), pp. 891–899. DOI: <https://doi.org/10.1088/0022-3727/39/5/001>.

Received 05.06.2018

I. V. Zavislyak, H. L. Chumak

Taras Shevchenko National University of Kyiv
4g, Acad. Glushkov ave., Kyiv, 03022, Ukraine

CONTROLLED REFLECTIVE SURFACES BASED ON FERRITE LAYER

Subject and purpose. The subject of the research are the specific features of electromagnetic waves reflection from layered ferrite-metal and ferrite-dielectric structures with a ferrite layer of subwavelength thickness. The purpose of the work is to study the possibilities of controlling the amplitude, phase and polarization characteristics of electromagnetic waves reflected from layered structures containing ferrite.

Method and methodology. The analysis of electromagnetic wave complex reflection coefficient for electromagnetic waves reflected from ferrite layers on metal and dielectric was carried out using the method of scalar permeability. The model of circularly polarized T -waves and transmission line theory were applied.

Results. The frequency and field dependences of the reflection coefficients' absolute values and phases for electromagnetic waves reflected from semi-infinite ferrite and ferrite layers on metal or dielectric were theoretically investigated. An analytical formula for the skin depth in a normally-magnetized ferrite for a larmor wave is obtained. Theoretical estimates for the reflected

waves phase tuning near the ferromagnetic antiresonance frequency for a layer of polycrystalline iron-yttrium garnet, covering the metal, are given. The field dependences of the of $HE_{+11\delta}$ and та $HE_{-11\delta}$ modes resonant frequencies of cylindrical cavity resonator with the ferrite-metal structure at the end face have been experimentally investigated.

Conclusion. The frequency and field dependences of the absolute values and phases of the complex coefficient of reflection from the ferrite medium and ferrite layer on the metal or dielectric for a circularly polarized incident electromagnetic wave are studied and possibility of the reflected waves amplitudes and phases control is demonstrated. The possibility of using a theoretical model for the reflection coefficient phase tuning, due to the magnetic field, for an electromagnetic wave reflected from a ferrite layer on a metal was experimentally verified, using the example of frequency tuning of the $HE_{\pm 11\delta}$ modes of a cylindrical cavity resonator with a ferrite-metal structure at the end face. The gradient distribution of the phase of coefficient of reflection from reflective surface was proposed as a way to control the direction of propagation of the reflected wave.

Key words: frequency tuning, ferrite layer, reflection coefficient.

I. В. Зависляк, Г. Л. Чумак

Київський національний університет імені Тараса Шевченка
4 г, просп. Акад. Глушкова, Київ, 03022, Україна

КЕРОВАНІ ВІДБИВНІ ПОВЕРХНІ НА ОСНОВІ ФЕРИТОВОГО ШАРУ

Предмет і мета роботи. Предметом досліджень є особливості відбиття електромагнітних хвиль від шаруватих структур ферит–метал та ферит–діелектрик з феритовим шаром субхвильової товщини. Мета роботи – дослідження можливостей керування амплітудними, фазовими та поляризаційними характеристиками відбитих електромагнітних хвиль від шаруватих структур, які містять ферит.

Метод та методологія роботи. Аналіз комплексного коефіцієнта відбиття електромагнітних хвиль від феритових шарів на металі та діелектрику проведений з використанням методу скалярних магнітних проникностей. Використано модель циркулярно поляризованих T -хвиль та теорію довгих ліній.

Результати роботи. Теоретично досліджено частотні та польові залежності абсолютних значень і фаз коефіцієнтів відбиття електромагнітних хвиль від напівнескінченного фериту, шару фериту на металі чи діелектрику. Отримано аналітичну формулу для товщини скін-шару в нормально підмагніченому фериті для ларморівської хвилі. Наведено теоретичні оцінки зміни фаз відбитих хвиль в околі частоти феромагнітного антирезонансу для шару з полікристалічного залізоітрієвого гранату, який вкриває метал. Експериментально досліджено польові залежності резонансних частот мод $HE_{+11\delta}$ та $HE_{-11\delta}$ порожнистого циліндричного резонатора зі структурою ферит–метал на торці.

Висновки. Досліджено частотні та польові залежності абсолютних значень та фаз коефіцієнтів відбиття електромагнітних хвиль від феритового середовища, шару фериту на металі чи діелектрику для циркулярно поляризованих падаючих хвиль, продемонстровано можливості керування амплітудами і фазами відбитих хвиль. Експериментально перевірено можливість використання теоретичної моделі магнітного перестроювання фази коефіцієнта відбиття електромагнітної хвилі від феритового шару на металі на прикладі перестроювання частот мод $HE_{\pm 11\delta}$ порожнистого циліндричного резонатора зі структурою ферит–метал на торці. Запропоновано використовувати градієнтний розподіл фази коефіцієнта відбиття електромагнітної хвилі на відбивній поверхні для керування напрямком розповсюдження відбитої хвилі.

Ключові слова: частотне перестроювання, феритовий шар, коефіцієнт відбиття.