

*Перов Д.В., Ринкевич А.Б., Кузнецов Е.А.
Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН*

Взаимное влияние резонансов различной природы в пластинах феррита

Рассмотрены некоторые особенности взаимодействия электромагнитных волн миллиметрового диапазона с пластинами из железо-иттриевого граната при условии ферромагнитного резонанса, обуславливающего наличие материальной дисперсии в среде. Установлено, что коэффициенты отражения и прохождения волн могут подвергаться очень большим изменениям в зависимости от напряженности поля намагничивания. Показано, что при рассматриваемых условиях в пластине одновременно наблюдаются как ферромагнитный резонанс, так и геометрические резонансы, обусловленные конструктивной или деструктивной интерференцией волн, распространяющихся в пластине навстречу друг другу, которые возникают при условии, когда на толщине пластины укладывается целое число половин длины волны или целое нечетное число четвертей длины волны. Это приводит к существенным отличиям наблюдаемой здесь картины локальных особенностей полевых и частотных зависимостей коэффициентов отражения, прохождения и диссипации мощности от той, которая характерна для среды без дисперсии.

Ключевые слова: Электромагнитный волновод, коэффициенты отражения и прохождения, диссипация энергии, ферромагнитный резонанс, железо-иттриевый гранат.

Железо-иттриевый гранат (ЖИГ) является чрезвычайно распространенным материалом для создания различных устройств, работающих в микроволновом диапазоне электромагнитных волн. Это, в частности, обусловлено очень узкой линией ферромагнитного резонанса (ФМР), характерной для ЖИГ. Несмотря на достаточно долгую историю исследований физических свойств ЖИГ и его практического применения, интерес к изучению данного материала сохраняется и в настоящее время [1].

Как правило, ЖИГ применяется либо в виде тонких пленок, либо в виде трехмерных изделий: сфер, цилиндров и т.п. В представленной нами работе рассматриваются результаты теоретических и экспериментальных исследований процессов взаимодействия электромагнитных волн миллиметрового диапазона с пластинами из ЖИГ миллиметровой толщины. Это обуславливает ситуацию, когда в пластине могут одновременно наблюдаться и ФМР, и геометрические резонансы, обусловленные конструктивной или деструктивной интерференцией волн, распространяющихся в пластине навстречу друг другу, которые возникают при условии, когда на толщине пластины укладывается целое число половин длины волны или целое нечетное число четвертей длины волны.

В качестве объектов исследования нами были использованы два поликристаллических образца ЖИГ ($Y_3Fe_5O_{12}$), синтезированные по технологии золь-гель из нитратов иттрия и железа, а также водного раствора лимонной кислоты, в АО НИИ “Феррит-Домен”, г. Санкт-Петербург. Образец № 1 имеет толщину 1.1 мм и полированную поверхность. Образец № 2 имеет толщину 2.0 мм, поверхность не полирована, ее максимальная шероховатость – около 100 нм.

Микроструктурные исследования образцов были выполнены в Центре коллективного пользования ИФМ УрО РАН на сканирующем электронном микроскопе Quanta 200 с

ускоряющим напряжением до 30 кВ, который оборудован системой Pegasus, позволяющей проводить исследования дифракции на обратном рассеянии электронов (EBSD). Установлено, что средний размер зерна для образца № 1 составляет 8-10 мкм, а для образца № 2 – 12-15 мкм. Объемные доли пор между зернами ЖИГ равны, соответственно, 12 и 20 % для образцов №№ 1 и 2.

Микроволновые измерения и анализ экспериментальных данных были выполнены с использованием предложенной ранее методики, которая подробно описана, например, в работе [2]. Образец в форме пластины помещался в прямоугольный волновод перпендикулярно его стенкам, полностью перекрывая поперечное сечение волновода. Размеры сечения волновода: 7.2x3.4 мм. Диапазон рабочих частот, в котором распространяется единственная мода волновода – TE₁₀: 26–38 ГГц. С использованием внешнего электромагнита к образцу могло быть приложено поле намагничивания, направленное в плоскости образца параллельно узкой стенке волновода.

Частотные и полевые зависимости модулей коэффициентов прохождения T и отражения R измерялись с помощью скалярного анализатора цепей. На рис. 1 представлены экспериментальные зависимости квадратов модулей коэффициентов отражения и прохождения, полученные для образца № 1, а также соответствующие теоретические кривые, полученные с использованием выражений [3]

$$T = \frac{1}{\cos k_2 d + \frac{i}{2}(\xi + \xi^{-1}) \sin k_2 d}, \quad R = \frac{\frac{i}{2}(\xi - \xi^{-1}) \sin k_2 d}{\cos k_2 d + \frac{i}{2}(\xi + \xi^{-1}) \sin k_2 d}, \quad (1)$$

где $\xi = Z_2/Z_1$ – отношение импедансов пластины – $Z_2 = \sqrt{\mu_{eff}/\varepsilon_{eff}}$ и среды, заполняющей волновод по обе стороны от пластины, – $Z_1 = 1$, d – толщина пластины,

$k_2 = k_2' - ik_2'' = \sqrt{\left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \varepsilon_{eff} \mu_{eff} - \left(\frac{\pi}{a}\right)^2}$ – комплексное волновое число для волны, распространяющейся в пластине, $\omega = 2\pi f$ – круговая частота, f – частота, c – скорость электромагнитных волн в вакууме, a – ширина поперечного сечения прямоугольного волновода.

Экспериментальные зависимости, показанные на рис. 1, были получены без намагничивания образца ($H = 0$), поэтому будем полагать, что в данном случае $\mu_{eff} = 1$. Эффективная комплексная диэлектрическая проницаемость пластины полагается скалярной величиной, она определяется выражением

$$\varepsilon_{eff} = \varepsilon' - i\varepsilon'' = \varepsilon' - i\frac{4\pi\sigma}{\omega}, \quad (2)$$

которое соответствует модели Дебая для несовершенных диэлектриков [4]. В формуле (2) ε' – диэлектрическая проницаемость материала образца, σ – его удельная проводимость.

На рис. 1 показаны экспериментальные полевые зависимости коэффициентов отражения и прохождения, полученные для образца №2 при различных значениях частоты измерительного сигнала. Здесь по осям ординат отложены относительных изменений квадратов модулей коэффициентов прохождения t_n и отражения r_n , которые определяются по формулам

$$t_n = \frac{|T(H)|^2 - |T(0)|^2}{|T(0)|^2} \cdot 100; \quad r_n = \frac{|R(H)|^2 - |R(0)|^2}{|R(0)|^2} \cdot 100. \quad (3)$$

Согласно рис. 1, наблюдаются чрезвычайно сильные относительные изменения коэффициентов прохождения и отражения в области значений поля намагничивания от 6 до 12 кЭ. Особенно сильно это проявляется при отражении электромагнитных волн, когда на частоте 26 ГГц коэффициент отражения при $H \approx 8$ кЭ почти на 1000 % больше, чем в отсутствие намагничивания.

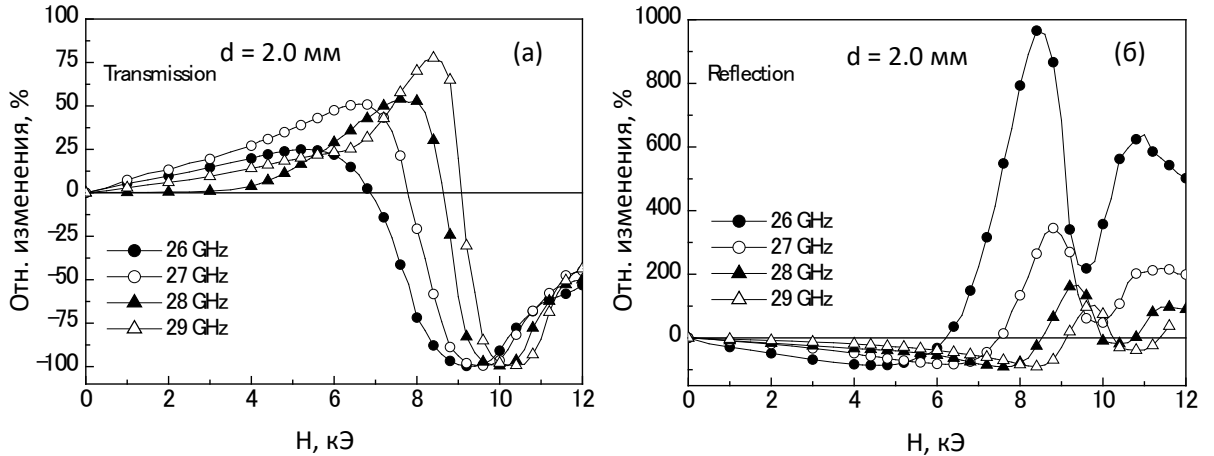


Рис. 1. Экспериментальные полевые зависимости относительных изменений квадратов модулей коэффициентов прохождения – (а) и отражения – (б) для образца № 2.

Эффективная комплексная магнитная проницаемость пластины в рассматриваемом нами случае, когда поле намагничивания направлено параллельно поверхности пластины и перпендикулярно высокочастотному магнитному полю, находится по формуле

$$\mu_{eff} = \mu - \frac{\mu_a^2}{\mu}, \quad (4)$$

где μ и μ_a – это, соответственно, диагональный и недиагональный элементы тензора магнитной проницаемости для гиротропной среды [5], которые определяются следующими выражениями:

$$\mu = 1 + \omega_M \frac{\omega_H (\omega_H^2 - (1 - \alpha^2) \omega^2) - i \alpha \omega (\omega_H^2 + (1 + \alpha^2) \omega^2)}{(\omega_H^2 - (1 + \alpha^2) \omega^2)^2 + 4 \alpha^2 \omega^2 \omega_H^2}, \quad (5)$$

$$\mu_a = \omega \omega_M \frac{(\omega_H^2 - (1 + \alpha^2) \omega^2) - i 2 \alpha \omega \omega_H}{(\omega_H^2 - (1 + \alpha^2) \omega^2)^2 + 4 \alpha^2 \omega^2 \omega_H^2}. \quad (6)$$

В формулах (5) и (6) использованы следующие обозначения: $\omega_H = \gamma H$, $\omega_M = 4\pi\gamma M_s$, H – поле намагничивания, M_s – намагниченность насыщения среды, γ – гиромагнитное отношение, α – параметр диссипации.

Для дальнейших вычислений будем использовать для ЖИГ следующее значение намагниченности насыщения [6]: $M_s = 140$ Гс. Частота и поле ФМР в рассматриваемом нами случае связаны между собой формулой Киттеля вида $\omega = \gamma \sqrt{H_{FMR}(H_{FMR} + 4\pi M_s)}$ [5]. Тогда, например, для $f = 26$ ГГц получаем, что $H_{FMR} = 8.055$ кЭ.

На рис. 2а,б для образцов №№ 1 и 2 показаны экспериментальные полевые зависимости квадратов модулей коэффициентов прохождения и отражения, а также коэффициентов диссипации D , которые определяются соотношением: $D = 1 - |R|^2 - |T|^2$.

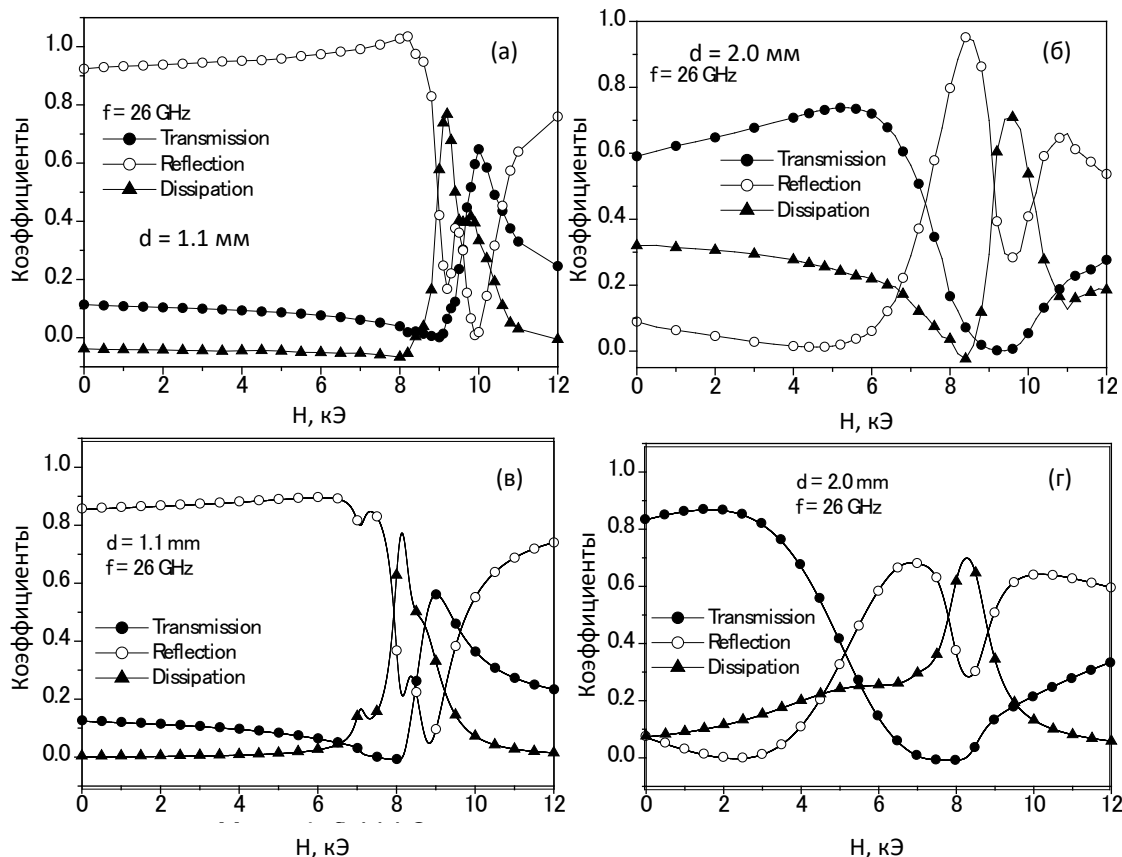


Рис. 2. Экспериментальные – (а),(б) и теоретические – (в),(г) полевые зависимости квадратов модулей коэффициентов прохождения и отражения, а также коэффициентов диссипации для образца № 1 – (а),(в) и образца № 2 – (б),(г).

Для того, чтобы аппроксимировать эти кривые теоретическими зависимостями необходимо использовать определение μ_{eff} , задаваемое формулами (4)-(6), для расчета коэффициентов T и R по выражениям (1). Аппроксимация будет выполняться путем определения значения параметра α , обеспечивающего равенство ширины линий ФМР на экспериментальной и теоретической полевых зависимостях коэффициентов диссипации.

Выполненные расчеты дают следующие значения: $\alpha = 0.010$ для образца № 1 и $\alpha = 0.043$ для образца №2. Соответствующие теоретические полевые зависимости квадратов модулей коэффициентов прохождения и отражения, а также коэффициентов диссипации показаны на рис. 2в,г. Анализируя представленные на рис. 2 кривые, мы видим, что все они имеют сложный, немонотонный характер. На примере теоретических зависимостей для образца № 2, см. рис. 2г, выполним идентификацию резонансов в пластине ЖИГ толщиной 2.0 мм.

Данные кривые также приведены на рис. 3а, а на рис. 3б показана полевая зависимость отношения толщины пластины к длине волны в пластине – d/λ_2 , где длина волны определяется, как $\lambda_2 = 2\pi/k'_2$. Форма данной кривой обусловлена резонансным характером полевой зависимости μ_{eff} вследствие ферромагнитного резонанса,

обуславливающего наличие материальной дисперсии в среде. Поэтому длина волны изменяется немонотонно при изменении поля намагничивания или частоты.

Известно [3], что если на толщине пластины укладывается целое число половин длины волны, то коэффициент отражения принимает минимальное значение, а коэффициент прохождения – максимальное. Если же на толщине пластины укладывается целое нечетное число четвертей длины волны, то картина становится прямо противоположной.

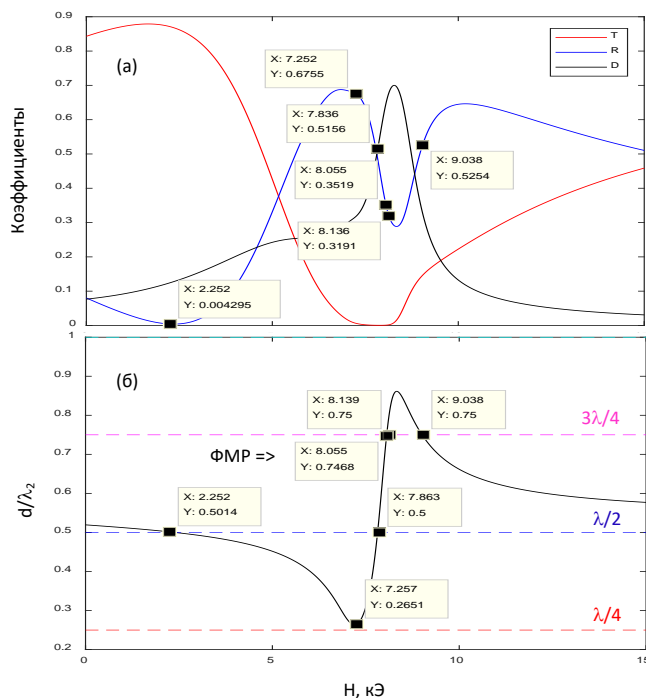


Рис. 3. Идентификация резонансов в пластине ЖИГ (образец №2) на полевых зависимостях коэффициентов – (а) и отношения толщина пластины/длина волны – (б).

Сопоставляя рис. 3а и 3б, мы можем определить, что при $H = 2.252$ кЭ и $H = 7.257$ кЭ наблюдаются, соответственно, полу- и четвертьволновые геометрические резонансы. В диапазоне полей намагничивания от 5 до 10 кЭ мы видим геометрические резонансы: один полуволновой и два четвертьволновых, а также ФМР. Здесь картина локальных особенностей коэффициентов отражения, прохождения и диссипации мощности существенно отличается от той, которая характерна для среды без дисперсии. Это необходимо учитывать, в частности, при получении оценок параметров среды при микроволновых измерениях. Кроме того, появляется принципиальная возможность создания управляемых магнитным полем микроволновых устройств с нестандартными параметрами прохождения и отражения электромагнитных волн.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ №17-12-01002.

Библиографический список

1. Bozhko D.A., Serga A.A., Agrawal M., Hillebrands B, Kostylev M.P. Low-damping transmission of spin waves through YIG/Pt-based layered structures for spin-orbit-torque applications. – ArXiv: 1603.09201v1 [cond-mat.mes-hall], 30 Mar 2016.
2. Rinkevich A.B., Samoilovich M.I., Klescheva S.M., Perov D.V, Burkhanov A.M., Kuznetsov E.A. Millimeter-wave properties and structure of gradient Co-Ir films deposited on opal matrix // IEEE Transactions on Nanotechnology, 2014. – V. 13, No 1. – P. 3-9.

3. Семенов Н.А. Техническая электродинамика. – М.: Связь, 1973. – 480 с.
4. Chen L.F., Ong C.K., Neo C.P., Vardan V.V., Vardan V.K. Microwave electronics: Measurements and material characterization. – Chichester: John Wiley & Sons Ltd, 2004. – 537 p.
5. Гуревич А.Г., Мелков Г.А. Магнитные колебания и волны. – М.: Физматлит, 1994. – 464 с.
6. Яковлев Ю.М., Генделев С.Ш. Монокристаллы ферритов в радиоэлектронике. М.: Советское радио, 1975. – 360 с.