

05

Резонансные изменения микроволнового коэффициента преломления в пластинах иттриевого феррита-граната

© Е.А. Кузнецов,^{1,2} А.Б. Ринкевич,¹ Д.В. Перов¹

¹ Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН,
620990 Екатеринбург, Россия

² Российский государственный профессионально-педагогический университет,
620012 Екатеринбург, Россия
e-mail: kuzeag@mail.ru

Поступило в Редакцию 24 августа 2018 г.

В окончательной редакции 24 августа 2018 г.

Принято к публикации 19 ноября 2018 г.

Экспериментально и теоретически изучено влияние микроволновых резонансных явлений на комплексный коэффициент преломления в пластинах иттриевого феррита-граната на частотах от 26 до 38 GHz. При изменении магнитного поля обнаружены сильные изменения резонансного типа в коэффициентах прохождения и отражения. Установлено, что эти изменения обусловлены как высокой эффективностью взаимодействия электромагнитных волн миллиметрового диапазона с пластинами иттриевого феррита-граната, в частности, при достижении условия ферромагнитного резонанса, так и выполнением условий геометрических резонансов, когда на толщине пластины укладывается целое число половин или целое нечетное число четвертей длины волны. Предложен алгоритм расчета комплексного коэффициента преломления с учетом тензорного характера магнитной проницаемости иттриевого феррита-граната. Получены и проанализированы полевые и частотные зависимости комплексного коэффициента преломления. Проведено сопоставление величин полей геометрических резонансов экстремумам полевых зависимостей модулей коэффициентов отражения и прохождения.

DOI: 10.21883/JTF.2019.05.47468.324-18

Введение

Ферриты нашли широкое применение при производстве СВЧ-устройств диапазона 1–110 GHz: циркуляторов, вентилях, резонаторов, фильтров, фазовращателей благодаря уникальным свойствам — большим значениям удельного сопротивления, высокой магнитной проницаемости и высокой температуре Кюри [1,2].

Первоначально применение в СВЧ-технике нашли ферриты-шпинели. В настоящее время разработчики многих устройств отдают предпочтение ферритам-гранатам — ферритам иттрия и лантаноидам, что обусловлено их наиболее низкими магнитными потерями [3]. Гранаты имеют сложную структуру и общую химическую формулу в виде $R_3Fe_5O_{12}$, где R — один из трехвалентных ионов редкоземельных элементов (Y, Gd, Tb, Dy, Ho, Er, Sm или Eu) [4]. Эти материалы обладают поликристаллической структурой и производятся на основе керамической технологии. Важнейшей характеристикой их является весьма малая ширина линии ферромагнитного резонанса (ФМР) [5]. Следует отметить, что при экспериментальном определении ширины линии ферромагнитного резонанса ΔH результат измерений зависит от качества полировки поверхности образца: чем выше класс обработки, тем уже линия ФМР [6]. Хотя ферриты-гранаты являются достаточно хорошо изученным материалом благодаря уникальным магнитным свойствам на СВЧ они еще

далеко не исчерпали своих возможностей. В настоящее время проводятся активные исследования таких явлений в тонких пленках железо-иттриевого феррита-граната (ЖИГ) как спиновые волны пар темных солитонов [7] и широкополосный динамический хаос в активном кольце [8].

Однако до настоящего времени не было проведено систематического исследования микроволнового коэффициента преломления ЖИГ. Определить микроволновой коэффициент можно по измерениям коэффициентов прохождения электромагнитных волн через пластину и отражения от нее. Исследование коэффициента преломления на микроволнах приобрело особое значение после того, как было выяснено, что этот коэффициент при определенных условиях может принимать аномальные значения, например, отрицательные или близкие к нулю [9]. Таким образом, весьма актуальной является задача изучения изменения микроволновых коэффициентов прохождения и отражения под действием постоянного магнитного поля и влияние этих изменений на поведение комплексного коэффициента преломления в условиях не только ФМР, но и геометрических резонансов, когда на толщине пластины укладывается целое нечетное число четверть или целое число полувольт. Ожидается, что совместное действие этих факторов может привести к экстраординарным изменениям коэффициентов прохождения и отражения.

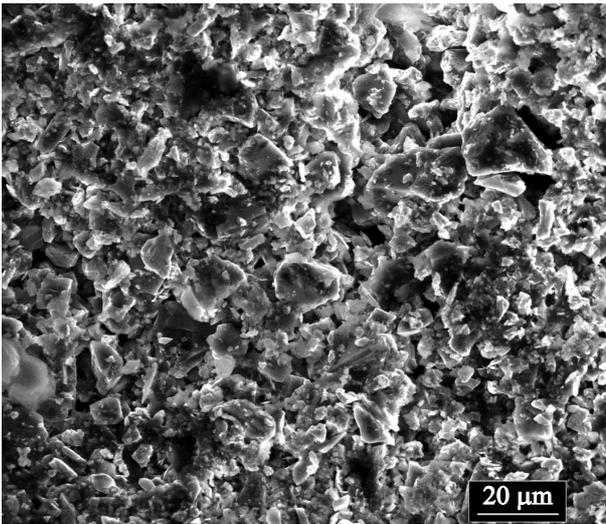


Рис. 1. Электронно-микроскопическое изображение образца № 1 толщиной 1.1 mm.

Объекты исследования

В настоящей работе исследовались два поликристаллических образца иттриевого феррита-граната $Y_3Fe_5O_{12}$, синтезированные по золь-гелевой технологии из нитрата иттрия, нитрата железа и водного раствора лимонной кислоты в АО НИИ „Феррит-Домен“ из г. Санкт-Петербурга. Образец № 1 имеет полированную поверхность с шероховатостью $\sim (1-2) \mu m$ и толщину $d = 1.1 mm$, тогда как образец № 2 имеет шероховатую поверхность с максимальной шероховатостью около $100 \mu m$ и толщиной $d = 2.0 mm$. Микроструктурные исследования выполнены в Центре коллективного пользования ИФМ УрО РАН на сканирующем электронном микроскопе Quanta 200 с ускоряющим напряжением до 30 kV. Микроскоп оборудован системой Pegasus, позволяющей проводить исследования дифракции на обратном рассеянии электронов (EBSD). Микроструктура образца № 1, полученного при обратном рассеянии электронов с усилением 2000, показана на рис. 1. Средний размер зерна — от $8-10 \mu m$. Химический анализ образцов выполнен с помощью системы EDAX. Для образца № 1 был получен следующий состав: O — 54.6%, Fe — 29.3%, Y — 16.1%. Почти идентичный результат был получен для образца № 2: O — 53.8%, Fe — 27.3%, Y — 18.9%. Все эти результаты приблизительно соответствуют номинальному химическому составу $Y_3Fe_5O_{12}$, (O — 60.0%, Fe — 25.0%, Y — 15%).

Методика микроволновых измерений и их результаты

Измерения были выполнены в полосе частот 26–38 GHz методом, развитым ранее и описанным в [10]. Образец размещен в поперечном сечении пря-

моугольного волновода и полностью его перекрывает. Волновод имеет размеры $7.2 \times 3.4 mm$ и работает на основной моде H_{10} . Для разделения прямых и обратных волн использованы направленные ответвители. Модули коэффициентов прохождения D и отражения R и их зависимости от внешнего магнитного поля измерены с помощью скалярного анализатора цепей. Их относительные изменения определены как $d_m = [|D(H)| - |D(0)|]/|D(0)|$, где $|D(H)|$ — модуль коэффициента прохождения в магнитном поле H , и $r_m = [|R(H)| - |R(0)|]/|R(0)|$, где $|R(H)|$ — модуль коэффициента отражения в постоянном магнитном поле H . Постоянное магнитное поле H лежит в плоскости пластины и направлено перпендикулярно к сверхвысокочастотному магнитному полю H_{\sim} , $H \perp H_{\sim}$. Все микроволновые измерения выполнены при комнатной температуре.

В измерениях были получены anomalously большие — до +950% — относительные изменения в магнитном поле модулей коэффициентов прохождения d_m и отражения r_m . На рис. 2 показаны полевые зависимости коэффициентов отражения, прохождения и диссипации для образца № 2 на частоте 29 GHz. Диссипация Δ рассчитывается из измеренных коэффициентов D и R :

$$\Delta = 1 - |D|^2 - |R|^2.$$

Параметр Δ выражает долю мощности, поглощенную и рассеянную в образце. При увеличении магнитного поля от 0 до 8.4 kOe коэффициент отражения достигает минимума в 0.046, коэффициент прохождения — максимума 0.637 при локальном максимуме диссипации 0.317. В полях 9.6–9.8 kOe диссипация становится минимальной, $\Delta = 0.013$, как и коэффициент прохождения $D = 0.054$, а коэффициент отражения оказывается максимальным — $R = 0.958$. И, наконец, внутри интервала полей 10.4–10.8 kOe диссипация достигает максимума 0.697, коэффициент прохождения — минимума $D = 0.003$ при локальном минимуме отражения

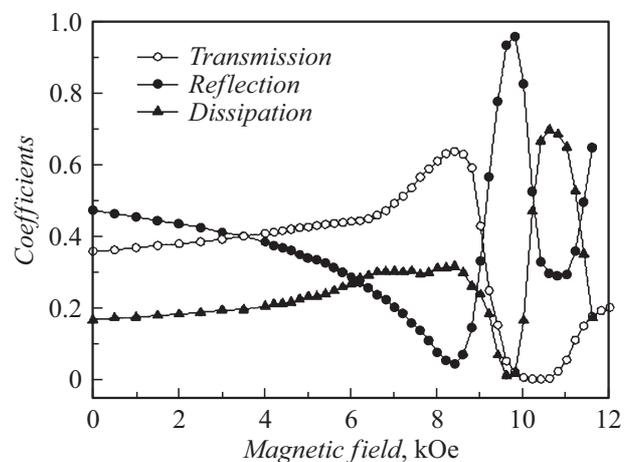


Рис. 2. Прохождение микроволн через пластину YIG образца № 2: сравнение полевых зависимостей коэффициентов прохождения, отражения и диссипации на частоте 29 GHz.

0.290; этот интервал соответствует условию ФМР. Итак, в интервале полей 0–12 кОе коэффициент отражения меняется в 21 раз, диссипации в 52 раза, а коэффициент прохождения — почти в 240 раз.

Обсуждение

Вычисление комплексного коэффициента преломления было выполнено с использованием материальных констант: диэлектрической проницаемости ϵ и эффективной динамической магнитной проницаемости μ_{eff} . Он определяется следующим образом:

$$n = n' - in'' = \sqrt{\epsilon\mu_{\text{eff}}}, \quad (1)$$

где n' — коэффициент преломления и n'' — коэффициент поглощения.

Для нахождения комплексной диэлектрической проницаемости ϵ использовался алгоритм ее восстановления с помощью вычисления разности между модулями теоретических и экспериментальных частотных зависимостей коэффициентов прохождения и отражения, описанный

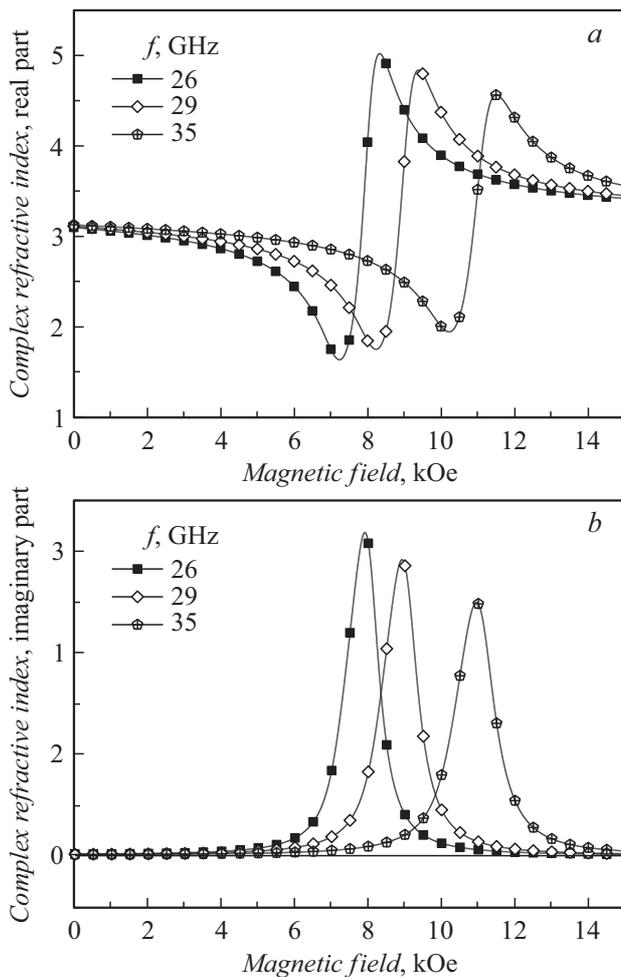


Рис. 3. Полевые зависимости комплексного коэффициента преломления микроволн в образце № 2: *a* — действительная часть, *b* — мнимая часть.

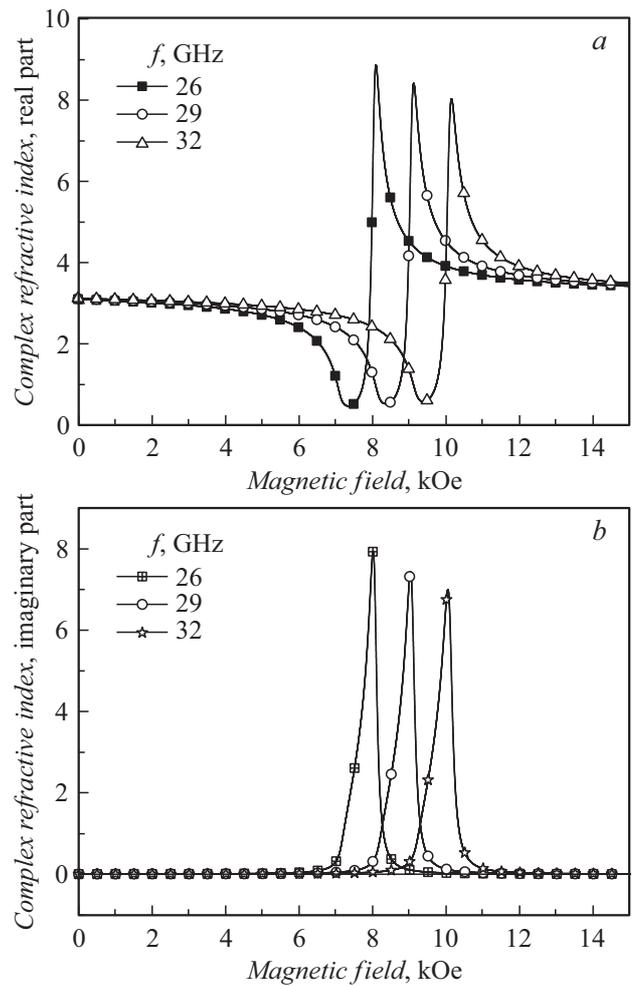


Рис. 4. Полевые зависимости комплексного коэффициента преломления микроволн в образце № 1: *a* — действительная часть, *b* — мнимая часть.

в [10]. Затем применялся метод наименьших квадратов для минимизации этой разности. Было получено, что вещественная часть комплексной диэлектрической проницаемости $\epsilon' = 10.8$, а мнимая часть ϵ'' много меньше, чем вещественная, $\epsilon'' \ll \epsilon'$. Мы далее полагаем значение ϵ' постоянным, не зависящим от магнитного поля.

Магнитная проницаемость ЖИГ в магнитном поле есть величина тензорная. В наших экспериментальных условиях волновой вектор перпендикулярен вектору напряженности постоянного магнитного поля и плоскости пластины образца, $\mathbf{q} \perp \mathbf{H}_0$, и эффективная магнитная проницаемость μ_{eff} может быть выражена через компоненты тензора динамической проницаемости [5]:

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

В формуле (2) μ — диагональные и μ_a — недиагональные компоненты тензора магнитной проницаемости.

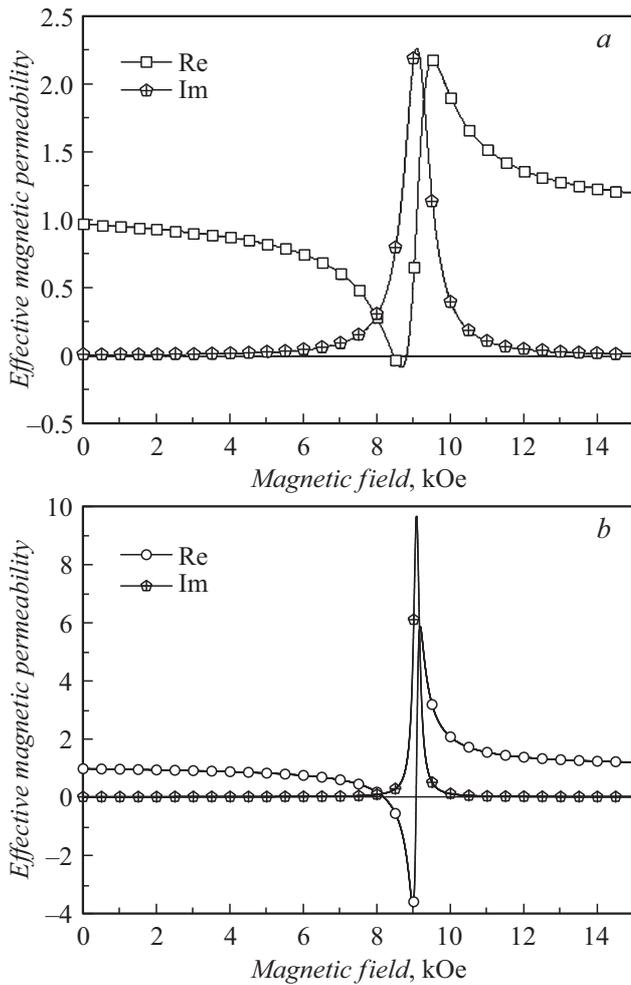


Рис. 5. Полевые зависимости комплексной эффективной магнитной проницаемости на частоте 29 GHz: *a* — образца № 2, *b* — образца № 1.

Чтобы вычислить эффективную магнитную проницаемость, нужны частотные зависимости и зависимости компонент μ и μ_a от магнитного поля, выраженные в явной форме. Для оценки достаточно предположить обычную лоренцеву форму зависимостей.

Далее воспользуемся выражением для тензора динамической магнитной проницаемости [5]:

$$\vec{\mu} = \begin{pmatrix} \mu & i\mu_a & 0 \\ -i\mu_a & \mu & 0 \\ 0 & 0 & \mu_{\parallel} \end{pmatrix}, \quad (3)$$

где $\mu = 1 + 4\pi\chi$, $\mu = 4\pi\chi_a$ и $\mu_{\parallel} = 1 + 4\pi\chi_{\parallel}$. Динамическая магнитная восприимчивость здесь выражена в виде

$$\chi = \chi' - i\chi'' = \gamma M_0 \times \frac{\omega_H[\omega_H^2 - (1 - \alpha^2)\omega^2] - i\alpha\omega[\omega_H^2 + (1 + \alpha^2)\omega^2]}{L}, \quad (4a)$$

$$\chi_a = \chi'_a - i\chi''_a = \gamma M_0 \omega \frac{[\omega_H^2 - (1 + \alpha^2)\omega^2] - i2\alpha\omega\omega_H}{L}, \quad (4б)$$

$$\chi_{\parallel} = -\frac{i\alpha\gamma M_0}{\omega - i\alpha\omega_H}, \quad (4в)$$

где $L = [\omega_H^2 - (1 + \alpha^2)\omega^2]^2 + 4\alpha^2\omega^2\omega_H^2$, $\gamma = (g|e|)/(2mc)$ — гиромагнитное отношение, g — коэффициент спектроскопического расщепления, e — электрический заряд электрона, m — эффективная масса электрона, c — скорость распространения электромагнитной волны в вакууме, $\omega_H = \gamma H_0$, α — безразмерный параметр затухания в уравнении Ландау–Лифшица–Гильберта и M_0 — намагниченность насыщения [5]. Ширина линии ферромагнитного резонанса ΔH определялась из эксперимента. Для граната $Y_3Fe_5O_{12}$ намагниченность насыщения $4\pi M_0 = 1750$ G. Параметр затухания определялся по ширине пика коэффициента диссипации и составил для образца № 2 $\alpha = 0.043$, а для образца № 1 $\alpha = 0.01$.

На рис. 3 и 4 приведены полевые зависимости для комплексного коэффициента преломления n , а на рис. 5 — полевые зависимости для комплексной эффективной магнитной проницаемости $\mu_{\text{эф}}$. Зависимости действительных частей показателя преломления имеют вид резонансных кривых, положение которых по оси абсцисс смещается в область более сильных полей при увеличении частоты. Зависимости мнимых частей показателя преломления имеют вид резонансных максимумов. Разумеется, полученные резонансные зависимости коэффициента преломления — это результат изменения динамической магнитной проницаемости при ФМР. Поскольку, как уже упоминалось, образцы различаются не только толщиной, но и качеством обработки поверхности, ширина пика мнимой части эффективной магнитной проницаемости и соответственно коэффициента преломления для образца № 1 меньше, а высота его больше. Действительные части $\mu_{\text{эф}}$ и n также сильнее изменяются у образца № 1.

Весьма интересным результатом является то, что у образца № 1 в диапазоне магнитных полей, меньших поля ФМР, вещественная часть комплексного коэффициента преломления становится меньше единицы, $n' < 1$. Эти аномальные значения показателя преломления получились в результате сильных изменений $\mu_{\text{эф}}$. Возникает вопрос, не подобен ли ЖИГ при условии $n' < 1$ так называемому ENZ-материалу [11]? В обоих случаях действительная часть показателя преломления положительна, но меньше единицы. Для ENZ-материала это необычное значение показателя преломления достигается за счет малой действительной части диэлектрической проницаемости. В нашем случае диэлектрическая проницаемость велика $|\epsilon'| \gg 1$, а необычное значение n' достигается благодаря изменениям магнитной проницаемости, причем в условиях сильного поглощения. Из-за сильного поглощения между нашим случаем и ENZ-материалами нет прямой аналогии, подобно работе [12]. Отметим, что в нашем случае не следует

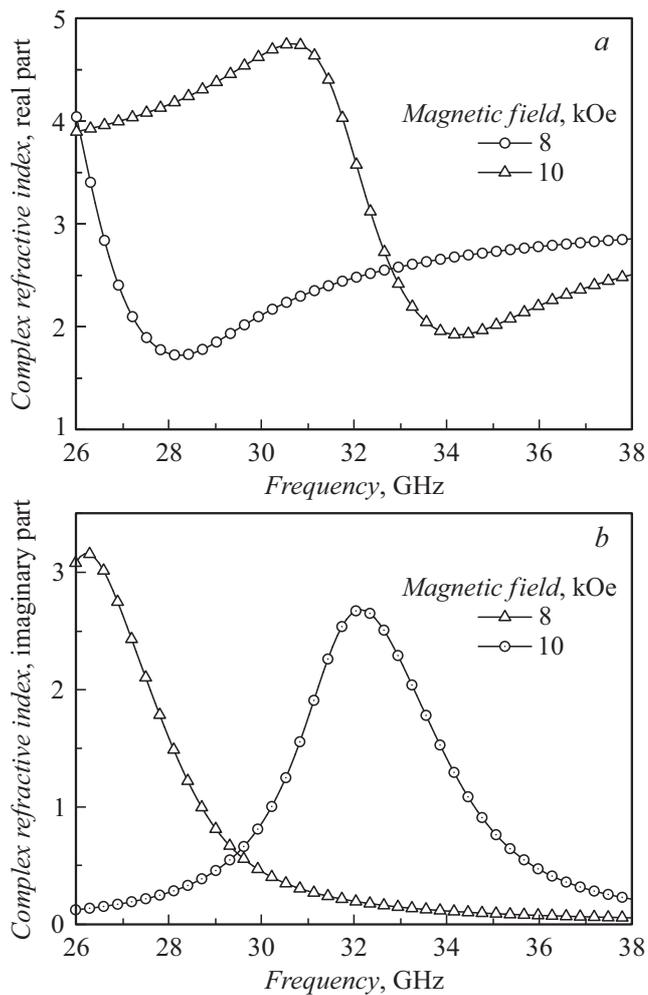


Рис. 6. Частотные зависимости комплексного коэффициента преломления микроволн в образце № 2 в магнитных полях 8 и 10 кОе: *a* — действительная часть, *b* — мнимая часть.

ожидать, что изменениями параметров можно добиться отрицательных значений показателя преломления $n' < 0$. Действительно, отрицательный знак у показателя преломления получается, если действительные части обеих материальных постоянных — и диэлектрической, и магнитной проницаемостей — отрицательны, т.е. в „double left-handed media“ [9]. В нашем случае диэлектрическая проницаемость положительна.

На рис. 6 приведены частотные зависимости n , измеренные в разных полях и имеющие немонотонный характер изменения. Немонотонные изменения коэффициентов отражения и прохождения обусловлены как высокой эффективностью взаимодействия электромагнитных волн миллиметрового диапазона с пластинами иттриевого феррита-граната, особенно в условиях ФМР, так и выполнением условий геометрических резонансов, когда на толщине пластины укладывается целое нечетное число четверть и целое число полуволн. Выполнение условий геометрических резонансов соответствует установлению стоячих волн в пластине.

Проанализируем особенности поведения этих коэффициентов для образца № 2 (рис. 7, *a, b*). Налицо подобие качественного характера экспериментальных и расчетных зависимостей. Количественного согласия нет из-за того, что рассчитанное и экспериментально измеренное поле ФМР отличаются друг от друга, возможно, из-за пористости в образце и из-за влияния размагничивающего фактора образца. На рисунках отмечено положение геометрических резонансов, когда $d = \lambda/2$ и $3\lambda/4$. Под величиной λ мы понимаем длину электромагнитной волны в волноводе при выбранной частоте и данном значении магнитного поля. Наличие двух полей, при которых выполняется условие резонанса $d = \lambda/2$, вызвано немонотонным изменением действительной части комплексной магнитной проницаемости μ' (рис. 5, *a*).

Максимум коэффициента прохождения D и минимум коэффициента отражения R вблизи поля $H = 6.2$ кОе обусловлены геометрическим резонансом $d = \lambda/2$, при

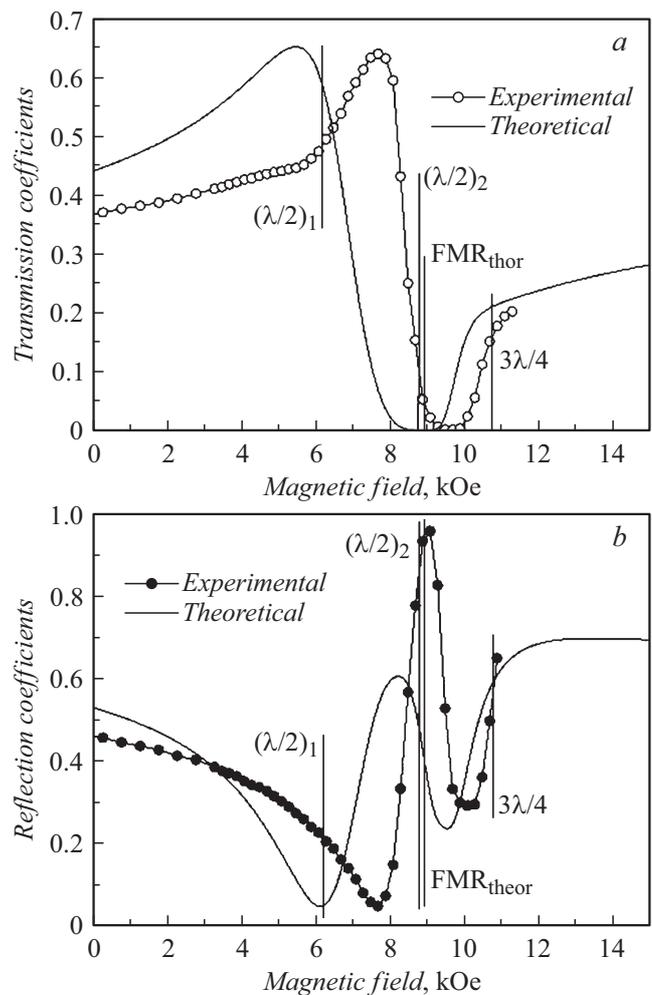


Рис. 7. Прохождение микроволн через пластину YIG образца № 2: сравнение экспериментальных и теоретических полевых зависимостей коэффициентов прохождения (*a*) и отражения (*b*) на частоте 29 GHz с указанием теоретических значений полей геометрических резонансов и поля ФМР.

этом модуль отношения входных импедансов волновода и пластины ЖИГ $\xi = |Z_{in1}/Z_{in2}| \approx 1.54$.

При $H \approx 8.8$ кОе еще раз выполняется условие резонанса $d = \lambda/2$. При этом условии обычно достигается большая величина коэффициента прохождения [13]. Однако у нас из-за немоного изменения μ' велико отношение импедансов $\xi \approx 3.76$ и получается довольно большое отражение $R \approx 0.48$ (мы сравниваем коэффициенты в условиях геометрических резонансов с расчетной кривой).

В области ФМР при $H \approx 9.1$ кОе видны минимумы D и R из-за большого поглощения. Сравнение опять ведется с расчетной зависимостью. Из рис. 5, а видно, что μ''_{eff} в этом поле достигает максимума.

В поле $H \approx 10.8$ кОе выполняется условие $d = 3\lambda/4$. Это условие обычно соответствует минимуму отражения [13]. В нашем случае из-за изменения эффективной магнитной проницаемости отношение входных импедансов достигает большой величины $\xi \approx 8-8.75$. Поэтому неудивительно, что коэффициент отражения велик, $R \approx 0.6-0.7$.

Заключение

Экспериментально и теоретически исследовано влияние микроволновых резонансных явлений на комплексный коэффициент преломления в пластинах иттриевого феррита-граната на частотах от 26 до 38 GHz двух образцов $Y_3Fe_5O_{12}$.

Разработан алгоритм расчета комплексного коэффициента преломления n при падении электромагнитной волны на пластину ферромагнитного диэлектрика, помещенного в магнитное поле, с учетом тензорного характера магнитной проницаемости.

Получены и проанализированы полевые и частотные зависимости комплексного коэффициента преломления. Показано, что большие изменения коэффициентов отражения и прохождения приводят к большим изменениям комплексного коэффициента преломления. Физическими причинами его больших изменений являются ферромагнитный резонанс и выполнение условий геометрических резонансов $d = \lambda/2$ и $d = 3\lambda/4$.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 17-12-01002 „Показатель преломления неоднородных сред в магнитном поле и неоднородность микроволнового поля“. Электронно-микроскопические исследования выполнены в Центре коллективного пользования ИФМ УрО РАН.

Список литературы

- [1] Özgür Ü., Alivov Y., Morkoç H. // J. Mater. Sci.: Materials in Electronics. 2009. Vol. 20. N 9. P. 789–834.
- [2] Harris V.G. // IEEE Trans. Mag. 2012. Vol. 48. P. 1075–1104.

- [3] Мартынов М.И., Никитин А.А., Устинов А.Б., Калинин Б.А. Исследование спин-волнового согласованного фильтра на пленке железо-иттриевого граната. Всероссийская научно-техническая конф. „Электроника и микроэлектроника СВЧ“. СПб., СПбГЭТУ, 1–4 июня, 2015. С. 130–134.
- [4] Яковлев Ю.М., Генделев С.Ш. Монокристаллы ферритов в радиоэлектронике / Под ред. Г.А. Матвеева. М.: Советское радио, 1975. 360 с.
- [5] Гуревич А.Г., Мелков Г.А. Магнитные колебания и волны. М.: Физматлит, 1994. 464 с.
- [6] Устинов А., Кочемасов В., Хасьянова Е. // Электроника. 2015. № 8 (00148). С. 86–92.
- [7] Wang Z., Cherkasskii M., Kalinikos B.A., Wu M. // Phys. Rev. B. 2015. 91. article 174418.
- [8] Kondrashov A., Ustinov A., Cherkasskii M., Kalinikos B.A., Demokritov S.O. Broadband Dynamical Chaos in Active Ring Based on Metalized YIG Film // 8th Joint European Magnetics Symposia, 21–26 August 2016, Glasgow UK.
- [9] Electromagnetic Metamaterials: Physics and Engineering Explorations / Ed. by Nader Engheta, R.W. Ziolkowski, Wiley-IEEE Press, 2006. 440 p.
- [10] Rinkevich A.B., Samoilovich M.I., Klescheva S.M., Perov D.V., Burkhanov A.M., Kuznetsov E.A. // IEEE Transactions on Nanotechnology. 2014. Vol. 13. N 1. P. 3–9.
- [11] Silveirinha M.G., Engheta N. // Phys. Rev. Lett. 2006. Vol. 97. P. 157403 (1–4).
- [12] Rinkevich A.B., Perov D.V., Samoilovich M.I., Klescheva S.M. // Metamaterials. 2012. Vol. 6. N 1–2. P. 27–36.
- [13] Бреховских Л.М. Волны в слоистых средах. М.: Изд-во АН СССР, 1957. 504 с.