

РАДИОФИЗИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ
В ТВЕРДОМ ТЕЛЕ И ПЛАЗМЕ

УДК 537.635;537.874.3

РЕЗОНАНСНЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ НЕОДНОРОДНОСТИ
ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ В ИСКУССТВЕННОМ КРИСТАЛЛЕ
С ФЕРРОМАГНИТНЫМИ ЧАСТИЦАМИ

© 2021 г. А. Б. Ринкевич^а, *, Д. В. Перов^а, **

^аИнститут физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН,
ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620108 Российская Федерация

*E-mail: rin@imp.uran.ru

**E-mail: peroff@imp.uran.ru

Поступила в редакцию 22.03.2020 г.

После доработки 22.03.2020 г.

Принята к публикации 25.08.2020 г.

На основании экспериментальных данных о прохождении электромагнитной волны миллиметрового диапазона через искусственный кристалл и отражении от него сделаны оценки неоднородности электромагнитного поля внутри кристалла и зависимости неоднородности от магнитного поля. В качестве искусственных кристаллов использованы нанокompозитные материалы на основе опаловых матриц с периодически расположенными частицами ферромагнитного никель-цинкового феррита-шпинели или ферромагнитного металлического кобальта. Измерения выполнены на частотах от 26 до 38 ГГц в магнитных полях до 12 кЭ. Расчеты показали, что неоднородность электромагнитного поля на микромасштабе резко уменьшается при достижении условия ферромагнитного резонанса.

DOI: 10.31857/S0033849421040124

ВВЕДЕНИЕ

Наноструктурные среды, содержащие магнитные компоненты, такие как металло-диэлектрические материалы, магнитофотонные кристаллы, являются популярными объектами исследования. Интерес к ним вызван как фундаментальными проблемами, так и прикладными аспектами. Все эти материалы содержат компоненты, резко отличающиеся по своим электромагнитным свойствам. Изучение метаматериалов с необычной величиной эффективного показателя преломления стало актуальной темой исследования в последние годы. Ключевое значение для развития этого направления имело установление возможности реализации отрицательного знака показателя [1–3]. Необычные значения показателя, безусловно, связаны с неоднородностью электромагнитных полей в метаматериалах. Изменение распределения полей в них с изменением частоты приводит к сильной дисперсии показателя преломления. Значительные усилия были направлены на выработку способов описания свойств метаматериалов на основе введения эффективных материальных констант [4].

Метаматериалы, обладающие диэлектрической проницаемостью, близкой к нулю ($\epsilon_{\text{near-zero}}$ – ENZ), образуют особую группу метаматериалов. Для них характерно туннелирование волны через узкие каналы, когда обычное распространение волны оказывается невозможным [5, 6]. Еще одним необычным явлением считается

увеличение амплитуды волны при прохождении малого отверстия, заполненного ENZ-материалом [7, 8].

Трудность описания электромагнитных свойств метаматериалов с ферромагнитными частицами заключается, с одной стороны, в крайне сильной неоднородности полей внутри метаматериала [9, 10], а с другой стороны – в необходимости привлечения к описанию уравнения Ландау–Лифшица дополнительно к уравнениям Максвелла. Кроме задачи разработки алгоритма расчета показателя преломления в магнитном поле, важным представляется выработка параметра, характеризующего неоднородность электромагнитного поля вблизи магнитной или металлической частицы. Этот параметр, предложенный в [10], характеризует эффективность взаимодействия электромагнитных полей с магнитными частицами.

Цель данной работы экспериментально изучить резонансные явления в магнитных метаматериалах, содержащих частицы ферритов-шпинелей и металлов, на частотах миллиметрового диапазона; рассмотреть зависимость показателя преломления от магнитного поля и оценить неоднородность пространственного распределения электромагнитных полей на микромасштабах, а также выяснить, как влияет ферромагнитный резонанс и антирезонанс на неоднородность электромагнитного поля.

1. ОЦЕНКА НЕОДНОРОДНОСТИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ ВНУТРИ МАГНИТНОГО НАНОМАТЕРИАЛА

Хорошо известно, что эффективный комплексный показатель преломления (или комплексный коэффициент рефракции) $n_{эф} = n' - in''$ можно рассчитать, если известны динамические диэлектрическая $\epsilon_{эф}$ и магнитная $\mu_{эф}$ проницаемости:

$$n_{эф} = n' - in'' = \sqrt{\epsilon_{эф} \mu_{эф}}. \quad (1)$$

Расчет по формуле (1) можно выполнить не только для макроскопического объема, но и для выбранного объема микроскопического масштаба внутри неоднородного материала [11]. В той же работе было указано, что рассчитанный на микромасштабе показатель преломления не является материальным параметром, но может быть использован для оценки неоднородности электромагнитного поля.

В работе [10] предложен параметр NU , с помощью которого можно оценивать неоднородность микроволнового поля на разных пространственных масштабах от сотен нанометров и более, и разработан алгоритм его расчета по правилам расчета показателя преломления для среды, диэлектрическая проницаемость которой равна проницаемости исследуемой среды, а магнитная проницаемость взята с комплексным сопряжением:

$$NU = \frac{1}{\left(n_{эф,внут}^*\right)^2} = \frac{1}{\epsilon_{эф,внут} \mu_{эф,внут}^*} \sim \frac{1}{E_n^0 H_n^0} \int_S E_n H_n^* dS. \quad (2)$$

В формуле (2) интегрирование выполняется по сферической области V , ограниченной поверхностью S , диаметр которой превышает размер ферромагнитной частицы, E_n и H_n^* — нормальные компоненты микроволнового электрического \vec{E} и комплексно-сопряженного магнитного поля \vec{H} , взятого на поверхности S , E_n^0 и H_n^0 — амплитуды нормальных компонент микроволновых электрического и магнитного полей, использованные для нормировки. Индекс “внут” указывает на принадлежность к объему, ограниченному поверхностью S .

Действительная часть показателя неоднородности NU пропорциональна энергии электромагнитных колебаний, запасенной внутри сферы,

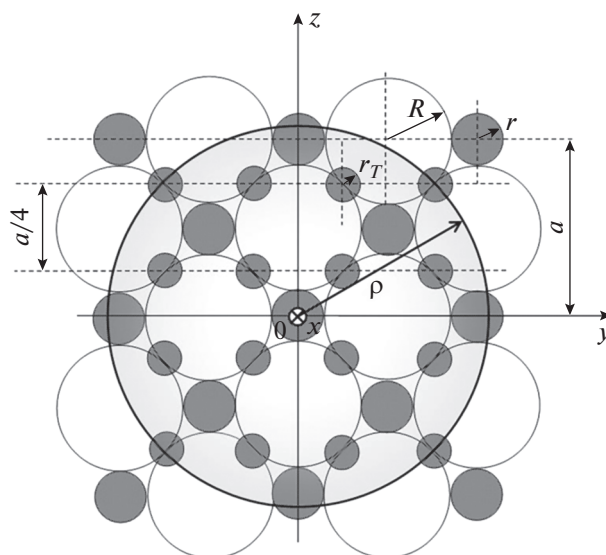


Рис. 1. Схематическое изображение модели искусственного кристалла, использованной в расчетах.

радиус которой r . Мнимая часть параметра NU пропорциональна энергии колебаний, диссипированной в этом объеме. Диэлектрическая проницаемость $\epsilon_{эф}$ для данного материала определяется экспериментально по величине коэффициентов отражения и прохождения волн для пластины известной толщины [12]. В дальнейшем считаем, что $\epsilon_{эф}$ не зависит от напряженности магнитного поля.

Возможный способ расчета $\mu_{эф,внут}^*$ предложен в [10]. Область V выбрана сферической формы с радиусом ρ и с центром в центре выбранной ферромагнитной частицы. Схема расположения ферромагнитных частиц в опаловой матрице показана на рис. 1. Сферы из SiO_2 имеют радиус R . Максимальные радиусы, которые могут иметь ферромагнитные частицы в межсферических полостях двух сортов, обозначены через r_0 и r_1 . Для произвольного радиуса ρ подсчитывается суммарный магнитный момент, образуемый частицами, попавшими в объем V .

Для расчета динамической магнитной проницаемости $\mu_{эф,внут}^*$ сначала определяем магнитную восприимчивость χ по формулам для линии ферромагнитного резонанса (ФМР) лоренцевой формы [13]:

$$\chi = \chi' - i\chi'' = \gamma M_0 \frac{\omega_H [\omega_H^2 - (1 - \alpha^2)\omega^2] - i\alpha\omega [\omega_H^2 + (1 + \alpha^2)\omega^2]}{D}. \quad (3)$$

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

где $\gamma = g|e|/2mc$ – гиромагнитное отношение, g – коэффициент спектроскопического расщепления, e и m – заряд и масса электрона, c – скорость электромагнитной волны в вакууме,

$$D = \left[\omega_H^2 - (1 + \alpha^2) \omega^2 \right]^2 + 4\alpha^2 \omega^2 \omega_H^2,$$

$\omega_H = \gamma H$; α – параметр затухания в уравнении Ландау–Лифшица–Гильберта, M_0 – намагниченность насыщения объема V .

Затем находим диагональную $\mu = 1 + 4\pi\chi$ и недиагональную $\mu_a = 4\pi\chi_a$ компоненты тензора магнитной проницаемости.

Наконец, находим эффективную магнитную проницаемость [13]

$$\mu_{\text{эф}} = \mu - \mu_a^2/\mu, \quad (5)$$

соответствующую условию нашего эксперимента $\vec{q} \perp \vec{H}$, где \vec{q} – волновой вектор, \vec{H} – вектор напряженности постоянного магнитного поля.

Безразмерная постоянная магнитного затухания α определяется экспериментально из ширины линии ФМР ΔH : $\alpha = \Delta H/H_{\text{ФМР}}$, где $H_{\text{ФМР}}$ – поле ферромагнитного резонанса. Поскольку рассматриваемый нами материал в магнитном отношении сильно неоднороден, постоянная α не является материальным параметром и используется только для аппроксимации частотной и полевой зависимостей проницаемости.

Намагниченность насыщения M_0 композитного материала определяется как отношение суммарного магнитного момента частиц, попадающих в объем V , к величине этого объема. Объемная доля ферромагнитных частиц m_s рассчитывается как отношение M_0 при $V \rightarrow \infty$ к намагниченности материала ферромагнитных частиц M_s . Для частиц размером 15...50 нм намагниченность M_s примерно равна намагниченности массивного материала.

Рассмотренная схема расчета магнитной проницаемости является приближенной, так как не учитывает два обстоятельства. Первое – это изменение среднего магнитного поля внутри образца по сравнению с внешним из-за присутствия ансамбля ферромагнитных частиц. Для наших малых концентраций $m_s \ll 1$ вносимая этим приближением погрешность мала. Второе обстоятельство связано с изменением направления постоянного магнитного поля вблизи ферромагнитной частицы. Из-за этого формула (5) выполняется лишь приближенно. Погрешности, возникающие из-за этого обстоятельства, можно учесть в рамках микромагнитного расчета.

Подробности расчета показателя неоднородности для нанокompозитного материала на основе опаловых матриц с внедренными ферромагнитными частицами приведены в [10]. Там показано, что

по мере увеличения радиуса ρ параметр неоднородности NU испытывает изменения осцилляционного типа. Осцилляции NU вызваны тем, что по мере роста радиуса объем V увеличивается монотонно, а суммарный магнитный момент этого объема увеличивается скачком при попадании в него новой ферромагнитной частицы. Поскольку динамическая магнитная проницаемость является функцией приложенного внешнего магнитного поля, то следует ожидать, что и параметр неоднородности тоже будет зависеть от магнитного поля. Введение показателя неоднородности NU позволяет связать вариации неоднородностей электромагнитного поля с изменениями показателя преломления.

В данной статье изучается неоднородность микроволнового электромагнитного поля внутри материала вблизи условий ФМР и ФМАР, т.е. ферромагнитного антирезонанса. Результаты получены для волн сантиметрового и миллиметрового диапазонов и могут быть полезны при теоретическом и экспериментальном изучении процессов при распространении волн в магнитных метаматериалах и неоднородных средах, содержащих ферро- и ферримагнитные частицы.

2. АМПЛИТУДА И ПОЛЯРИЗАЦИЯ ВЫСОКОЧАСТОТНЫХ ПОЛЕЙ В ПЛАСТИНЕ

Искусственные кристаллы на основе опаловых матриц состоят из плотно упакованной системы диэлектрических сфер из SiO_2 и частиц магнитоупорядоченного вещества. Сначала были синтезированы образцы опаловых матриц с диаметром сфер SiO_2 от 240 до 270 нм. Затем методом пропитки матрицы прекурсорами – нитратами металлов – с последующей термообработкой были сформированы частицы необходимого химического состава [14]. Процедура пропитки повторялась многократно (до 10 раз) с постепенным заполнением межсферического пространства опаловой матрицы. При последующей термообработке при температурах 500...700°C полностью удаляется вода. До введения в межсферические пустоты наночастиц опаловая матрица имеет периодическую структуру плотно упакованных субмикронных сфер.

Частицы, внедренные в межсферические пустоты путем пропитки с последующей сушкой, состоят из оксидов металлов. Для получения нанокompозита с металлическими частицами образцы подвергают отжигу в атмосфере водорода при температуре 600...700°C. Структура нанокompозитов с частицами металлического кобальта и никель-цинкового феррита, полученная с помощью сканирующего электронного микроскопа Quanta-200, показана на рис. 2а и 2б. Видно, что между субмикронными сферами расположены ча-

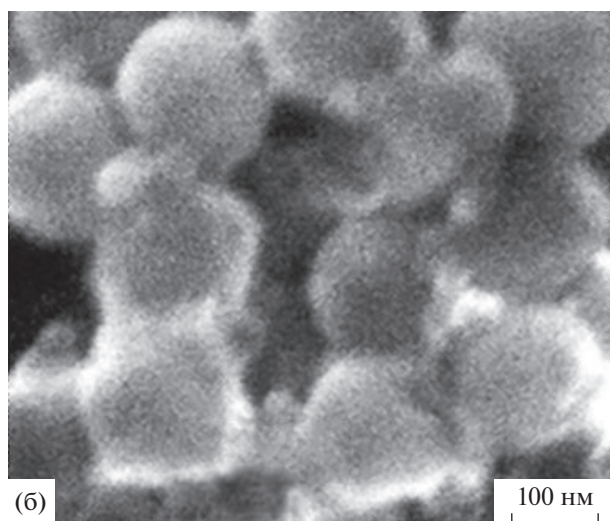
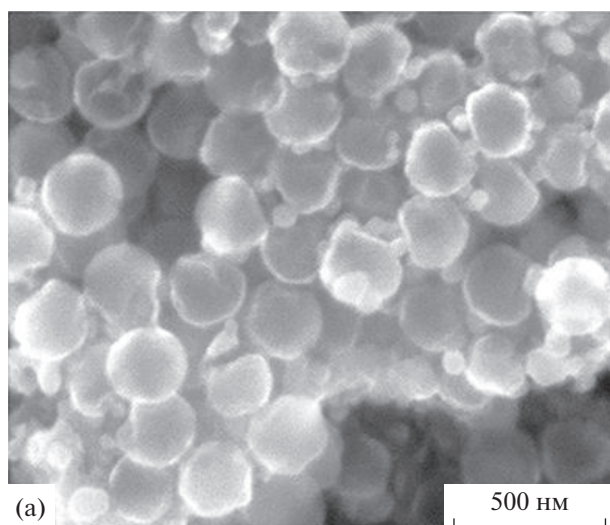


Рис. 2. Структура искусственных кристаллов на основе опаловых матриц с частицами кобальта (а) и никель-цинкового феррита $\text{Ni}_{0.5}\text{Zn}_{0.5}\text{Fe}_2\text{O}_4$ (б).

стицы внесенного вещества. Частицы имеют неправильную форму и размеры от единиц нанометров до 50 нм. Некоторые частицы объединены в конгломераты. Полученные материалы, безусловно, являются нанокompозитными. Они имеют приблизительно периодическое строение материала, поэтому для них применимо название “искусственный кристалл”. Они являются метаматериалами из-за радикального различия электромагнитных свойств компонентов.

3. НЕОДНОРОДНОСТЬ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ В УСЛОВИЯХ ФЕРРОМАГНИТНОГО РЕЗОНАНСА И АНТИРЕЗОНАНСА

Микроволновые эксперименты выполнены с образцами в форме пластины методом прохождения

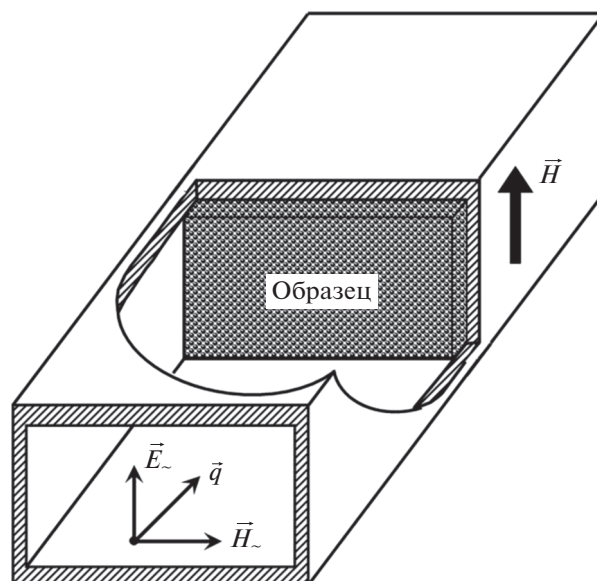


Рис. 3. Расположение образца в волноводе при микроволновых измерениях.

и отражения волн. Образец помещен в прямоугольный волновод с поперечными размерами 7.2×3.6 мм таким образом, что он перекрывает все поперечное сечение волновода, рис. 3. В интервале частот от 26 до 38 ГГц в волноводе распространяется мода TE_{10} . На рисунке указаны также направление постоянного магнитного поля \vec{H} , волнового вектора \vec{q} , микроволновых электрического \vec{E} и магнитного \vec{H} полей. Применяется следующая ориентация векторов: $\vec{H} \perp \vec{H}$, $\vec{q} \perp \vec{H}$, способствующая наблюдению ФМР.

Влияние внешнего постоянного магнитного поля на коэффициенты прохождения D и отражения R оценивалось относительным изменением во внешнем магнитном поле модуля коэффициента прохождения d и относительным изменением модуля коэффициента отражения r

$$d = \frac{|D(H)| - |D(0)|}{|D(0)|}, \quad r = \frac{|R(H)| - |R(0)|}{|R(0)|},$$

где $D(H)$, $R(H)$ – соответственно коэффициенты прохождения и отражения от образца, измеренные в поле H .

Рассмотрим сначала данные, полученные для искусственного кристалла с диэлектрическими частицами никель-цинкового феррита $\text{Ni}_{0.5}\text{Zn}_{0.5}\text{Fe}_2\text{O}_4$. На рис. 4а, 4б представлены зависимости от напряженности магнитного поля коэффициента прохождения и отражения, измеренные на нескольких частотах миллиметрового диапазона. Как видно из рисунков, на зависимостях присутствуют минимумы, вызванные ФМР. Поле минимума увеличивается при возрастании частоты. На рис. 4б, кроме

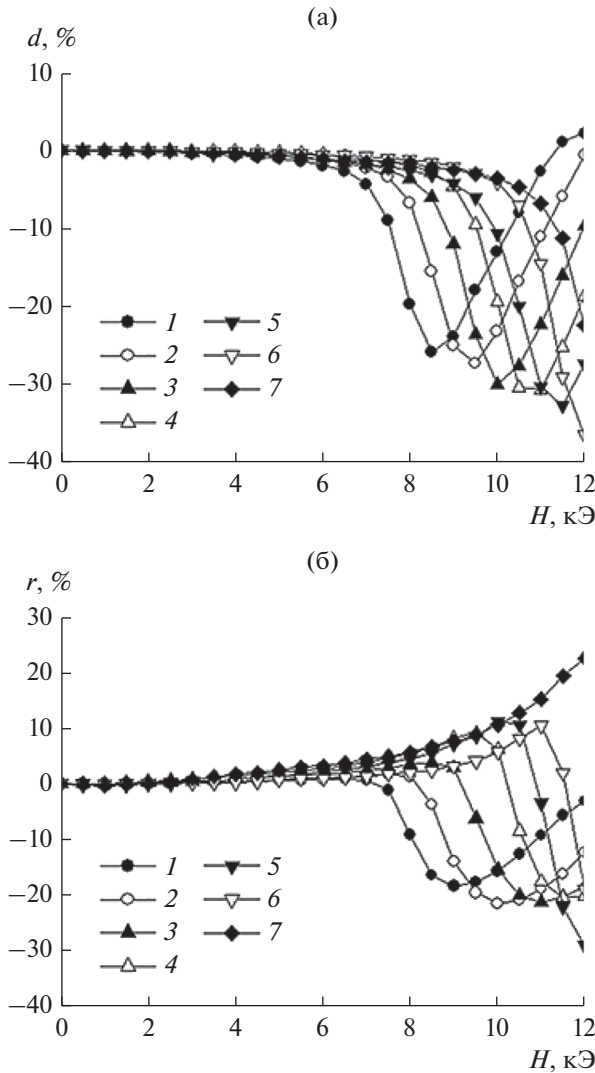


Рис. 4. Зависимость от напряженности магнитного поля коэффициента прохождения (а) и отражения (б) для искусственного кристалла с частицами никель-цинкового феррита $\text{Ni}_{0.5}\text{Zn}_{0.5}\text{Fe}_2\text{O}_4$, на следующих частотах миллиметрового диапазона: 26 (1), 28 (2), 30 (3), 32 (4), 34 (5), 36 (6), 38 ГГц (7).

минимума, на частотах свыше 32 ГГц, присутствует еще и максимум, обусловленный ФМАР [15].

Построим зависимость показателя преломления от напряженности магнитного поля. Согласно (1) для расчета показателя преломления n нужно знать динамические диэлектрическую $\epsilon_{\text{эф}}$ и магнитную $\mu_{\text{эф}}$ проницаемости. Комплексная диэлектрическая проницаемость определяется экспериментально из коэффициентов прохождения и отражения. Для искусственного кристалла с частицами никель-цинкового феррита $\text{Ni}_{0.5}\text{Zn}_{0.5}\text{Fe}_2\text{O}_4$ нами получено $\epsilon' = 3.1$, $\epsilon'' = 0.13$. Мы полагаем, что диэлектрическая проницаемость этого материала очень слабо зависит от магнитного поля. Эффективная магнитная проницаемость рассчитывает-

ся по формулам (3)–(5). В эти формулы подставляем постоянную затухания в магнитной системе $\alpha = 0.13$, которую определяем из ширины линии ФМР на рис. 4а. Объемная доля частиц феррита в образце $m_s = 0.076$ и намагниченность насыщения $M_s = 400$ Гс. Из компонент тензора динамической магнитной проницаемости с учетом симметрии формируется эффективная магнитная проницаемость $\mu_{\text{эф}}$. Результат расчета для частоты $f = 26$ ГГц показан на рис. 5а.

Полевые зависимости показателя преломления, рассчитанные по формуле (1) для искусственного кристалла с частицами никель-цинкового феррита $\text{Ni}_{0.5}\text{Zn}_{0.5}\text{Fe}_2\text{O}_4$, показаны на рис. 5б. Действительная часть показателя испытывает в области ФМР немонотонные изменения, а мнимая часть имеет максимум, вызванный поглощением электромагнитного поля при ФМР.

Теперь перейдем к расчету показателя неоднородности. Прежде всего запишем выражения для n и показателя преломления n^* для среды с комплексно-сопряженной магнитной проницаемостью:

$$n = n' - in'' = \sqrt{(\epsilon' - i\epsilon'')(\mu' - i\mu'')};$$

$$n^* = n'^* - in''^* = \sqrt{(\epsilon' - i\epsilon'')(\mu' + i\mu'')}.$$

Квадраты показателей выражаются следующими формулами:

$$n^2 = (\epsilon'\mu' - \epsilon''\mu'') - i(\epsilon'\mu'' + \epsilon''\mu'), \quad (6)$$

$$(n^*)^2 = (\epsilon'\mu' + \epsilon''\mu'') - i(-\epsilon'\mu'' + \epsilon''\mu'). \quad (7)$$

Расчеты по формулам (6) и (7) можно выполнить для объема среды, ограниченного сферой радиусом ρ (см. разд. 1). Результат расчета, выполненного для частоты $f = 26$ ГГц и магнитного поля $H = 8.5$ кЭ, показан на рис. 6а. Показатель неоднородности NU как функция радиуса ρ испытывает осцилляции при $\rho < 1500$ нм и выходит на постоянное значение при $\rho > 1500$ нм. Эти результаты подобны полученным в [10]. Наша задача – исследовать влияние внешнего магнитного поля на показатель неоднородности. Результаты расчета комплексного коэффициента рефракции приведены на рис. 6б. Налицо качественное подобие зависимостей для $\text{Re } n$ и $\text{Im } n$ зависимостям для макроскопического показателя преломления, показанным на рис. 5б.

На рис. 6в приведены результаты расчета полевой зависимости показателя неоднородности NU . Отметим, что положение максимума мнимой части рассчитанного коэффициента рефракции очень близко к положению ФМР для выбранного микромасштаба $\rho = 200$ нм. Вблизи поля ФМР и в полях, превышающих поле ФМР, показатель неоднородности резко уменьшается. Таким образом, значения показателя неоднородности велики ниже поля ФМР и уменьшаются при достижении поля ФМР.

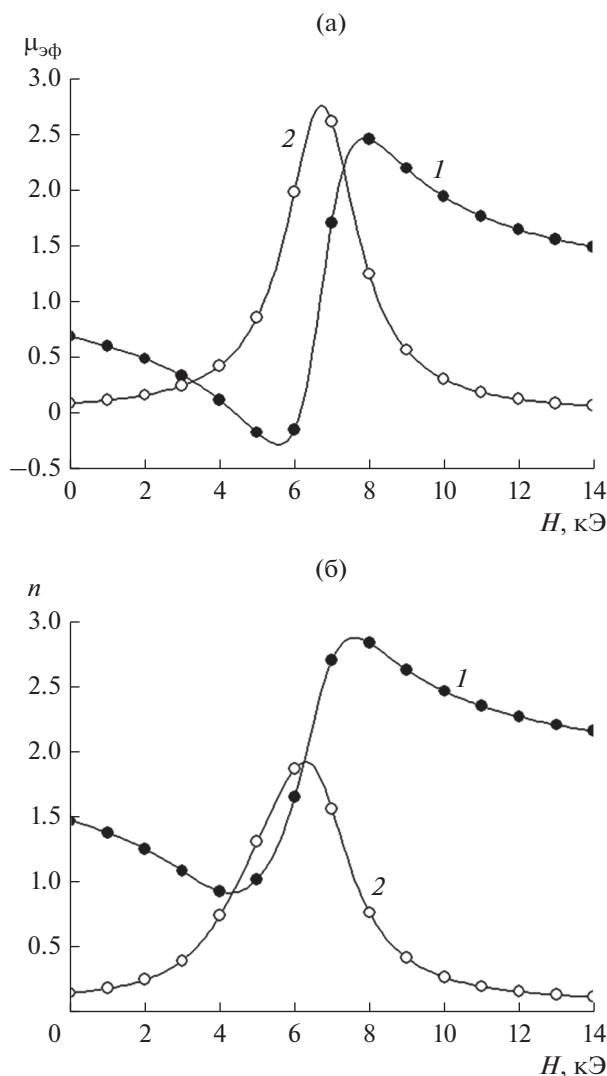


Рис. 5. Зависимость действительной (1) и мнимой (2) компоненты динамической магнитной проницаемости (а) и комплексного коэффициента рефракции (б) от магнитного поля на частоте $f = 26$ ГГц для искусственного кристалла с частицами никель-цинкового феррита.

Сравним значения параметра неоднородности при условиях ФМР и ФМАР, т.е. при $\mu' = 0$. Из (6), (7) видно, что квадраты показателей принимают следующие значения:

$$n^2 = -\epsilon''\mu'' - i\epsilon'\mu'' = -\mu''(\epsilon' + i\epsilon'');$$

$$n^{*2} = \epsilon''\mu'' + i\epsilon'\mu'' = \mu''(\epsilon' + i\epsilon'').$$

(8)

При $\mu' = 0$ модуль параметра неоднородности выражается формулой

$$|NU| = \frac{1}{|(n^*)^2|} = \frac{1}{\mu'' \sqrt{\epsilon'^2 + \epsilon''^2}}.$$

(9)

При условии ФМАР μ'' мало, отсюда следует, что параметр неоднородности NU принимает

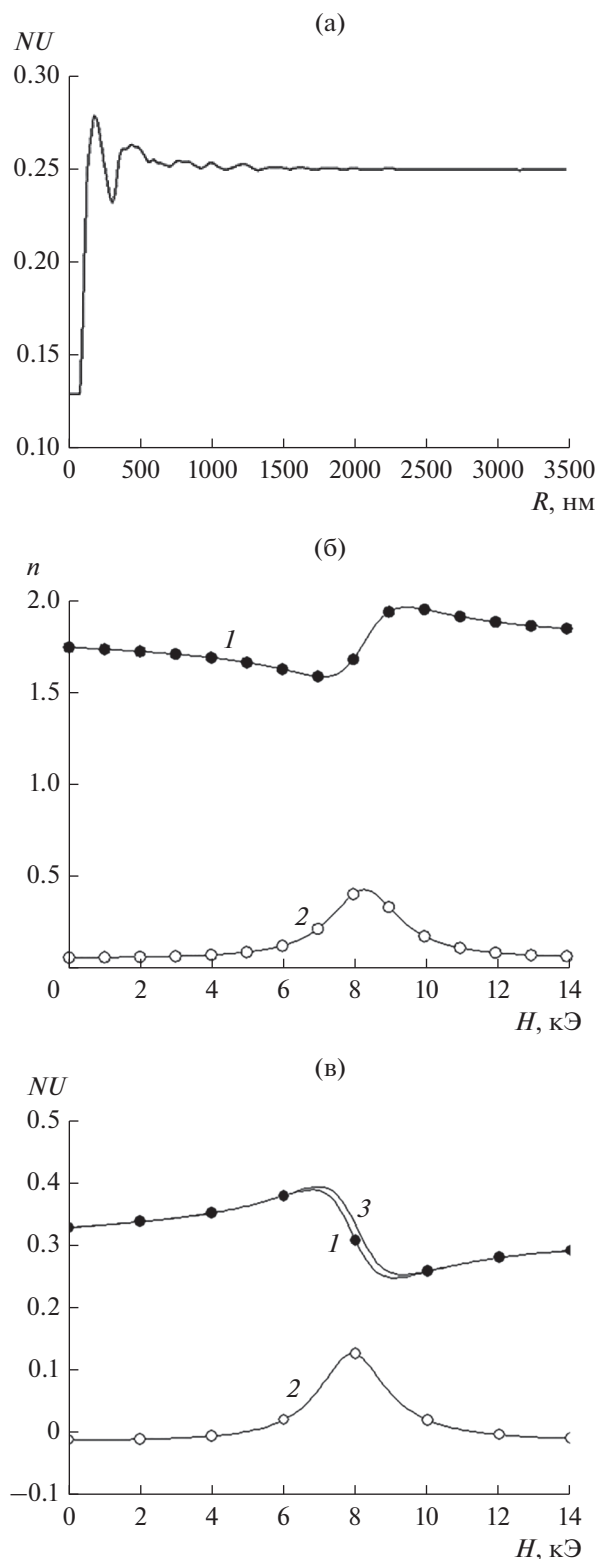


Рис. 6. Зависимость параметра неоднородности электромагнитного поля от радиуса сферы, в пределах которой проводится расчет при $H = 8.5$ кЭ (а), зависимость от напряженности магнитного поля показателя преломления, рассчитанного на микромасштабе $\rho = 200$ нм (б), и показателя неоднородности (в); 1, 2 и 3 – вещественные, мнимые части параметров и их модули соответственно.

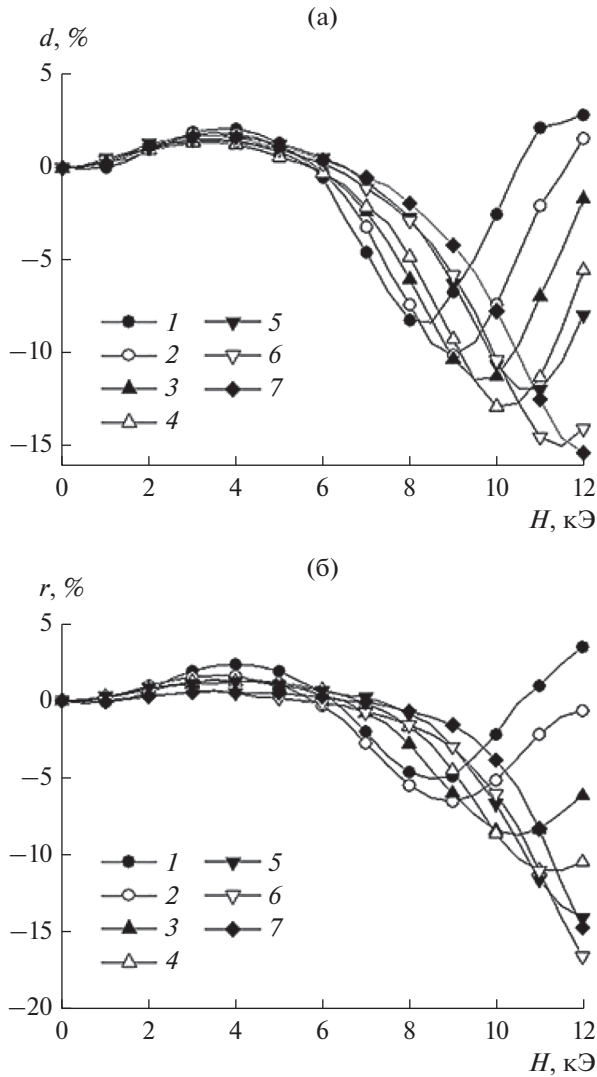


Рис. 7. Зависимости от напряженности магнитного поля коэффициентов прохождения (а) и отражения (б) для искусственного кристалла с частицами металлического кобальта на следующих частотах миллиметрового диапазона: 26 (1), 28 (2), 30 (3), 32 (4), 34 (5), 36 (6), 38 (7) ГГц.

большое значение по сравнению с условием ФМР, когда мнимая часть магнитной проницаемости μ'' имеет максимум. В условиях ФМР осуществляется однородная прецессия магнитных моментов. Поэтому уменьшение неоднородности микроволнового поля имеет качественное обоснование, связанное с тем, что однородная прецессия способствует большей однородности микроволнового поля по сравнению с условиями, когда могут возбуждаться спиновые волны, вносящие неоднородность по своей природе. В магнитных полях, меньших поля ФМР, рассеяние прецессии магнитных моментов может служить источником неоднородности. Большее затухание волн при

условии ФМР также способствует большей однородности микроволнового поля.

Сопоставим поле максимума параметра неоднородности на частоте $f = 32$ ГГц, равное $H_{\max} = 8.0$ кЭ, и экспериментально измеренное по максимуму коэффициента отражения значение поля ФМАР $H_{\text{ФМАР}} = 9.0$ кЭ. Поле минимума коэффициента неоднородности $H_{\min} = 11.6$ кЭ, а поле ФМАР $H_{\text{ФМАР}} = 11.5$ кЭ. На частоте $f = 26$ ГГц $H_{\min} = 8.7$ кЭ и $H_{\text{ФМР}} = 9.0$ кЭ. Таким образом, оценки, основанные на формуле (9), соответствуют экспериментальным данным.

Вывод о резком уменьшении неоднородности микроволнового поля при ФМР был сделан на основании анализа результатов, полученных на искусственном кристалле с частицами диэлектрического никель-цинкового феррита. Проверим справедливость полученных результатов для искусственного кристалла с частицами ферромагнитного металлического кобальта. Из частотной зависимости коэффициентов прохождения и отражения в интервале частот 26...38 ГГц была определена комплексная диэлектрическая проницаемость: $\epsilon' = 11.2$, $\epsilon'' = 7.6$. На рис. 7а и 7б показаны полевые зависимости коэффициентов прохождения и отражения. Толщина образца $d = 1.9$ мм, намагниченность насыщения частиц $M_s = 1194$ Гс, объемная доля частиц в образце $m_s = 0.08$. Качественно зависимости для нанокompозита с частицами кобальта на рис. 7 подобны зависимостям, показанным на рис. 4 для нанокompозита с частицами $\text{Ni}_{0.5}\text{Zn}_{0.5}\text{Fe}_2\text{O}_4$.

Измерения ширины линии ФМР дают значение параметра затухания в магнитной системе $\alpha = 0.22$. Результаты, полученные на частоте $f = 26$ ГГц для радиуса $\rho = 200$ нм, приведены на рис. 8. На рис. 8а показаны зависимости от напряженности магнитного поля действительной и мнимой частей недиагональной компоненты тензора динамической магнитной проницаемости μ_a . Максимум мнимой части и нулевое значение действительной указывают на поле ФМР около 9 кЭ. Не следует удивляться отрицательному значению магнитной проницаемости μ_a вблизи нулевого поля, ведь это расчетное значение для выделенного объема радиусом $\rho = 200$ нм, а не материальная константа для макроскопического объема материала. Полевая зависимость показателя преломления, рассчитанная для масштаба $\rho = 200$ нм, показана на рис. 8б, а полевая зависимость параметра неоднородности — на рис. 8в. Видно, что минимальное значение параметра неоднородности приходится примерно на то же значение поля $H_{\min} = 8.2$ кЭ. Сравнить значения поля ФМАР и поля максимума неоднородности электромагнитного поля в данном случае нет возможности. Расчет показывает, что ФМАР в рассматриваемом

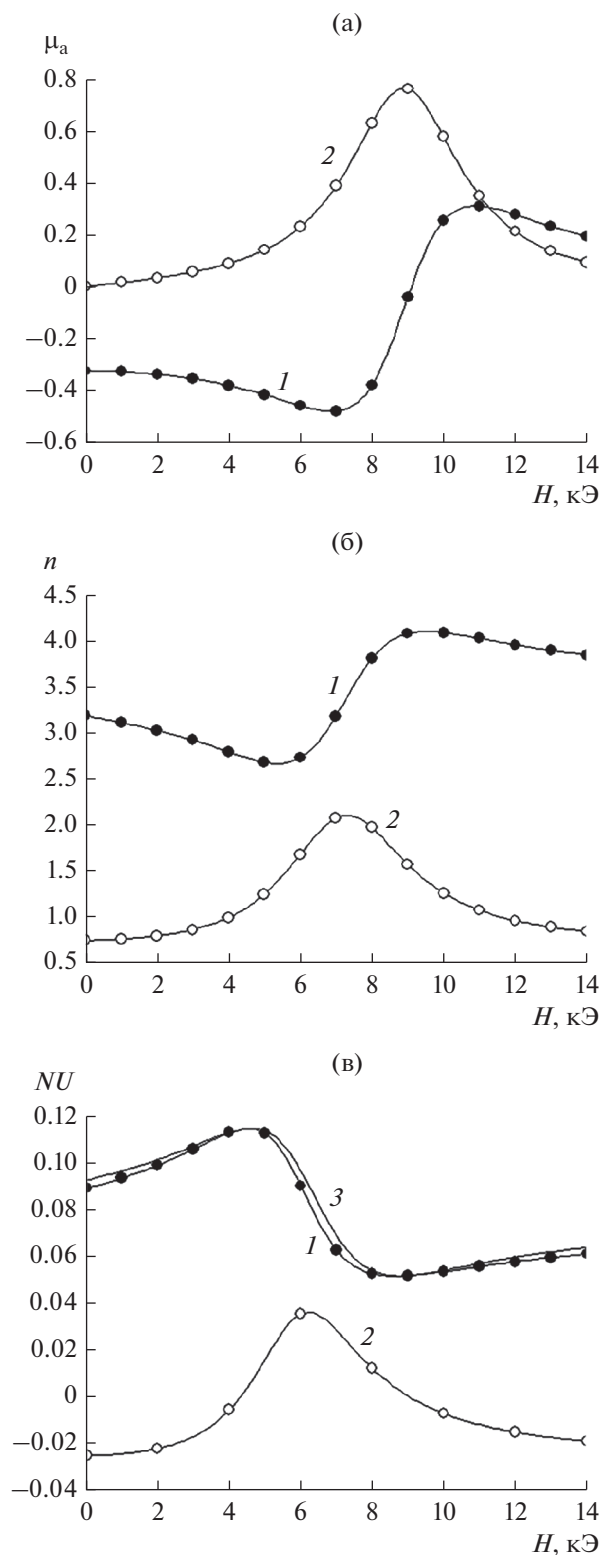


Рис. 8. Зависимости от напряженности магнитного поля недиагональной компоненты тензора динамической магнитной проницаемости (а), показателя преломления, рассчитанного на микромасштабе $\rho = 200$ нм (б), и показателя неоднородности (в); 1, 2 и 3 – вещественные, мнимые части параметров и их модули соответственно.

материале осуществляется только на частотах, превышающих 44 ГГц. Таким образом, сделанный ранее вывод о существенном уменьшении неоднородности микроволнового поля при условии ФМР подтверждается и для искусственного кристалла с проводящими частицами.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследованы комплексный показатель преломления и показатель неоднородности электромагнитного поля в нанокompозитном материале с периодически расположенными наночастицами никель-цинкового феррита и металлического кобальта. Измерения зависимостей от напряженности магнитного поля коэффициентов прохождения и отражения выполнены на частотах от 26 до 38 ГГц в полях до 12 кЭ. Показано, что комплексный показатель преломления испытывает изменения, вызванные ферромагнитным резонансом. Выполнены расчеты показателя неоднородности электромагнитного поля внутри материала. Расчеты показали, что неоднородность микроволнового электромагнитного поля уменьшается при достижении поля резонанса ФМР. Однородная прецессия и большее затухание при условии ФМР способствуют большей однородности микроволнового поля. Этот вывод справедлив для материалов, содержащих как диэлектрические ферромагнитные, так и металлические ферромагнитные частицы.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарны М. И. Самойловичу за приготовление образцов искусственных кристаллов.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 17-12-01002), результаты раздела 3 получены в рамках государственного задания (тема “Функция” № АААА-А19-119012990095-0).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Веселаго В.Г.* // Успехи физ. наук. 2003. Т. 173. № 7. С. 790.
2. *Pendry J.B.* // Phys. Rev. Lett. 2000. Т. 85. № 18. Р. 3966.
3. *Гуляев Ю.В., Лагарьков С.А., Никитов С.А.* // Вестн. РАН. 2008. Т. 78. № 5. С. 438.
4. *Metamaterials: Physics and Engineering Explorations* / Eds N. Engheta, R.W. Ziolkowski. Hoboken: Wiley-IEEE Press, 2006.
5. *Silveirinha M.G., Engheta N.* // Phys. Rev. Lett. 2006. V. 97. № 15. 157403.

6. *Edwards B., Alù A., Young M. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2008. V. 100. № 3. 033903.
7. *Ebbesen T.W., Lezec H.J., Ghaemi H.F. et al.* // Nature. 1998. V. 391. № 6668. P. 667.
8. *Silveirinha M.G., Engheta N.* // Phys. Rev. Lett. 2009. V. 102. № 10. P. 103902.
9. *Smith D.S., Vier D.C., Koschny T. et al.* // Phys. Rev. E. 2005. V. 71. № 3. P. 036617.
10. *Rinkevich A.B., Perov D.V., Demokritov S.O. et al.* // Photon. Nanostruct. Fund. Appl. 2015. V. 15. P. 59.
11. *Rinkevich A.B., Perov D.V., Samoïlovich M.I. et al.* // Metamaterials. 2012. V. 6. № 1-2. P. 27.
12. *Rinkevich A.B., Samoïlovich M.I., Klescheva S.M. et al.* // IEEE Trans. 2014. V. TNANO-13. № 1. P. 3.
13. *Гуревич А.Г., Мелков Г.А.* Магнитные колебания и волны. М.: Физматлит, 1994.
14. *Ринкевич А.Б., Бурханов А.М., Самоïлович М.А. и др.* // Росс. хим. журн. 2012. Т. 61. № 1-2. С. 26.
15. *Устинов В.В., Ринкевич А.Б., Перов Д.В. и др.* // ЖТФ. 2013. Т. 83. № 4. С. 104.