



# ОСОБЕННОСТИ РАССЕЯНИЯ ВЫСОКОЧАСТОТНОГО ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ НАНОРАЗМЕРНОЙ ФЕРРОМАГНИТНОЙ СФЕРОЙ

В.А. Тихов, В.В. Яцышен

## Введение

Большое количество публикаций в нашей стране и за рубежом, посвященных как теоретическим, так и экспериментальным исследованиям многочисленных свойств и особенностей микро- и наноструктур, дает, вне всяких сомнений, возможность полагать, что развитие физики будет происходить в направлении, связанном с этими объектами.

Это объясняется главным образом тем, что в наноструктурах движение носителей заряда происходит как минимум вдоль одной из координат, что приводит к размерному квантованию, изменяющему их энергетический спектр, и вследствие этого – к возникновению новых физических явлений и свойств этих структур.

Одной из важных характеристик ферромагнитного материала является магнитная восприимчивость, которая в общем случае представляет собой тензор второго ранга. Она представляет собой частотную характеристику ферромагнетика, позволяющую предсказать его отклик (например, зависимость намагниченности от времени) при воздействии переменным сверхвысоко-частотным электромагнитным полем, который можно зарегистрировать экспериментально. По этой причине расчет отклика таких систем является актуальной задачей. Настоящая работа посвящена использованию теории Ми для расчета линейной дифракции электромагнитной волны микроволнового диапазона на ферромагнитной пермаллоевой сфере, моделирование динамической магнитной восприимчивости которой проводится с использованием теории микромагнетизма.

## 1. Теоретические основы

Используемая в настоящей работе теория микромагнетизма представляет собой приближение электродинамики сплошной среды, позволяющее проводить вычисления распределения намагниченности и процессов перемагничивания в предположении того, что намагниченность является непрерывной функцией координат, а также получить подходящие выражения для важных вкладов обменной, магнитостатической и размагничивающей энергии.

Описание динамических процессов, протекающих в ферромагнитных материалах, проводится с использованием квазиклассического уравнения Ландау – Лифшица для намагниченности. Для однодоменного ферромагнитного образца с учетом потерь в среде в форме Ландау – Лифшица оно записывается в виде

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma[\vec{M} \times \vec{H}_{\text{eff}}] - \frac{\alpha|\gamma|}{M^2} \vec{M} \times [\vec{M} \times \vec{H}_{\text{eff}}], \quad (1)$$

где  $\vec{M}$  – намагниченность образца;

$\vec{H}_{\text{eff}}$  – напряженность эффективного магнитного поля;

$\gamma$  – гиромагнитное отношение Ландау – Лифшица;

$\alpha$  – феноменологический параметр диссипации.

Очевидно, что уравнение (1) является нелинейным неоднородным обыкновенным дифференциальным уравнением первого порядка, поэтому в общем случае оно не решается аналитически.

Эффективное поле, входящее в уравнение (1), можно записать в виде

$$\vec{H}_{\text{eff}} = -\frac{1}{\mu_0} \frac{\delta E(\vec{M})}{\delta \vec{M}}. \quad (2)$$

Входящий в него функционал полной плотности энергии  $E(\vec{M})$  в самом общем случае может включать в себя компоненты, отражающие вклад следующих энергий полей: обменного, размагничивания, анизотропии и зеемановского соответственно. В силу чего он может быть записан в виде

$$E(\vec{M}) = E_{\text{ex}} + E_{\text{dem}} + E_{\text{an}} + E_{\text{zeem}}. \quad (3)$$

Исходя из предположения о том, что вектор намагниченности является функцией координат и времени:

$$\vec{M}(\vec{r}, t) = M_s \cdot \vec{u}(\vec{r}, t), \quad \sum \vec{u}_i^2 = 1, \quad (4)$$

нетрудно записать выражение полной плотности свободной энергии для системы, находящейся внутри ограниченного объема:

$$E(\vec{M}, \Psi) = \int \left[ A \left( \frac{\nabla \vec{M}}{M_s} \right) - K_1 \left( \frac{\vec{M} \cdot \vec{u}_c}{M_s} \right) - \mu_0 \vec{M} \cdot \vec{H}_{\text{ext}} - \mu_0 \vec{M} \cdot \nabla \Psi \right] dV \quad (5)$$

при условии

$$\Delta \Psi = -\nabla \cdot \vec{M}. \quad (6)$$

Зависят от температуры константы  $M_s$ ,  $A$ ,  $K_1$  (намагниченность насыщения, постоянная обменного взаимодействия и постоянная кристаллографической анизотропии соответственно). Первый член выражения полной энергии – энергия обменного взаимодействия, второй – энергия кристаллографической анизотропии для одноосных систем с легкой осью  $\vec{u}_c$ , третий – зеемановское взаимодействие с внешним магнитным полем  $\vec{H}_{\text{ext}}$  и последний член – это энергия поля рассеяния, обусловленная магнитным дипольным взаимодействием.

## 2. Вычисления

Расчет динамики намагниченности проводился путем решения уравнения (1) методом конечных разностей. Для минимизации функционала полной плотности свободной энергии Гиббса (5) использовался метод сопряженных градиентов.

Были взяты следующие входные параметры: параметр затухания  $\alpha = 0,5$ ; гироманнитное отношение Ландау – Лифшица  $\gamma = 2,21 \cdot 10^5$  Гц·А/м, намагниченность насыщения пермаллоя  $M_s = 8,6 \cdot 10^5$  А/м, размер ячеек сетки – 1 нм по всем трем осям. Направление возмущающего магнитного поля  $h(t) = h_0 \sin \omega_0 t$  было выбрано вдоль оси  $Y$ ,  $h_0 = 100$  А/м,  $\omega_0 = 5\pi \cdot 10^9$  Гц. Все расчеты проведены в предположении равенства нулю энергии кристаллографической анизотропии для сферы диаметром 25 нм.

На основании полученных результатов расчета динамики намагниченности было проведено вычисление высокочастотной магнитной восприимчивости с использованием спектрального метода, в результате чего была получена зависимость линейной комплексной магнитной восприимчивости пермаллоевой сферы от частоты, приведенная на рисунке 1.

Для изучаемой модели ферромагнитной сферы выявлены две резонансные частоты  $f_1 \approx 1,4$  ГГц и  $f_2 \approx 3,0$  ГГц. Высшая резонансная частота соответствует однородной прецессии намагниченности и напрямую объясняется макроскопической моделью Ландау – Лифшица. Резонансный пик на частоте, низшей по сравнению с частотой однородной прецессии, объясняется отклонением линий намагниченности вблизи границ пермаллоевой сферы, то есть проявлением граничных эффектов.

Далее для расчета характеристик рассеянного излучения используется теория Ми как наиболее точная теория, отвечающая строгому решению электродинамической задачи рассеяния электромагнитного излучения на сферических частицах. Важным достоинством теории Ми является ее универсальность, в силу чего она была использована для расчета процесса дифракции на однодоменной ферромагнитной сфере нанометрового размера, напыленной на немагнитную подложку (рис. 2).

С использованием зависимостей действительной и мнимой частей магнитной восприимчивости пермаллоевой сферы от частоты, которые представлены на рисунке 1, для тех же характеристик ( $a = 25$  нм,  $H_0 = 8,5 \cdot 10^5$  А/м) был выполнен расчет рас-

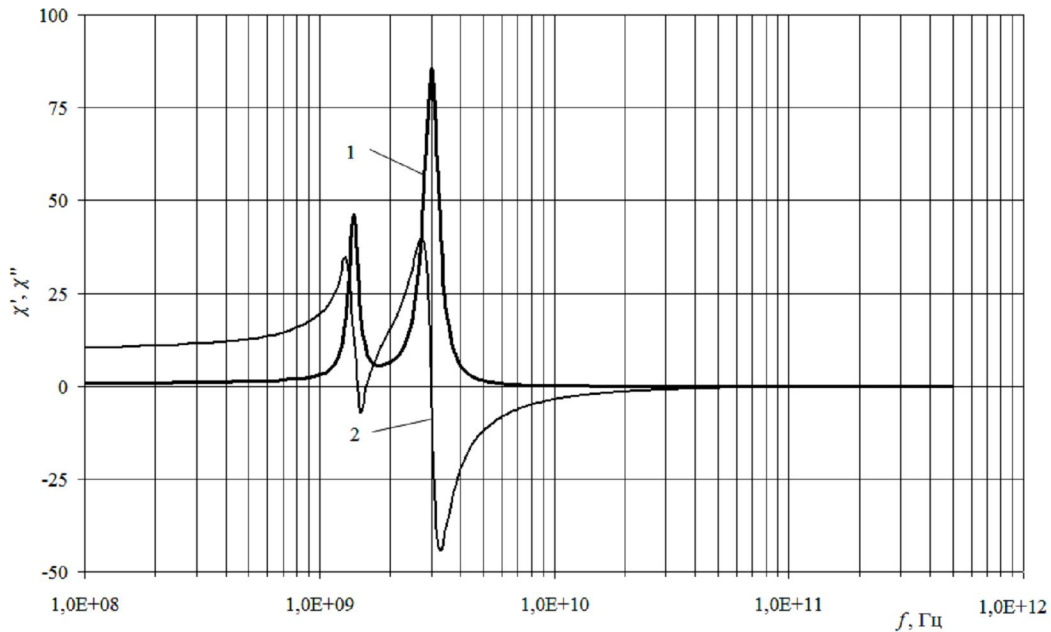


Рис. 1. Действительная (1) и мнимая (2) части магнитной восприимчивости пермаллоевой сферы

сеяния плоской  $y$  – поляризованной волны и построены индикатрисы рассеяния для ТМ и ТЕ волн для двух частот, близких к резонансным частотам  $f_1 \approx 1,4$  ГГц и  $f_2 \approx 3,0$  ГГц (рис. 3–4).

На рисунках 3 и 4 ниже представлены расчеты зависимости рассеянной интенсивности  $i_{\parallel}$ , приходящейся на единичную падающую интенсивность (при условии, что падающий свет поляризован параллельно плоскости рассеяния), от частоты излучения, а также зависимости  $i_{\perp}$  – рассеянной интенсивности, приходящейся на единичную падающую интенсивность (при условии, что падающий свет поляризован перпендикулярно плоскости рассеяния).

В ходе проведенного исследования было показано, что при рассеянии электромагнитного излучения на пермаллоевой сфере вблизи области ферромагнитного резонанса среды индикатрисы рассеяния являются несимметричными, причем с явным доминированием рассеяния в обратном направлении. Главной особенностью, отмечаемой на этих индикатрисах, является сильное рассеяние назад, свидетельствующее в пользу того, что подобные напыления наночастиц могут быть успешно применены для создания в будущем устройств, позволяющих экранировать электромагнитное излучение микроволнового диапазона.

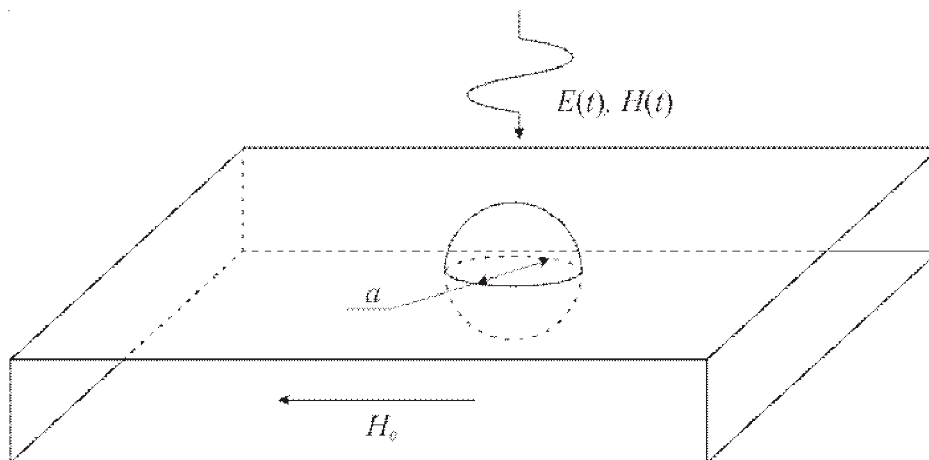


Рис. 2. Геометрия задачи

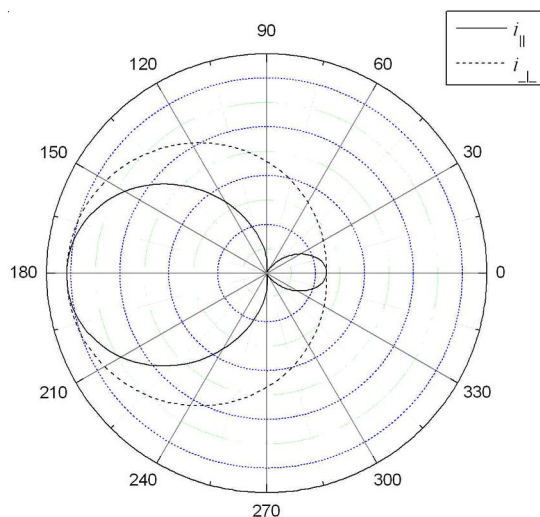


Рис. 3. Индикатрисы рассеяния на сфере радиуса  $a$  вблизи первой резонансной частоты  $f_1 \approx 1,4$  ГГц

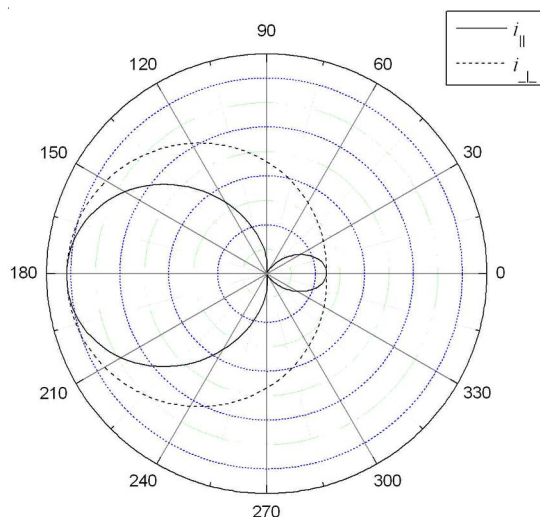


Рис. 4. Индикатрисы рассеяния на сфере радиуса  $a$  вблизи второй резонансной частоты  $f_2 \approx 3,0$  ГГц.

Отметим, что проводимый в настоящей работе расчет динамической магнитной восприимчивости для наноструктур  $\chi(\omega)$  является актуальным по нескольким причинам. Во-первых, с использованием этой функции можно на основе дисперсионного уравнения рассчитывать нормальные возбуждения внутри наноразмерных структур – магнитные поляритоны, которые носят смешанный (магнитно-механический) характер. Во-вторых, оказывается, что одним из мощных методов передачи энергии наноструктурам является возбуждение поверхно-

стных мод, приводящих к существенному оттоку энергии, что влечет за собой их разогрев. В этом случае решение получаемого дисперсионного уравнения позволяет определить поверхностные поляритоны на границе наноструктуры.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гольденберг, Л. М. Цифровая обработка сигналов: учеб. пособие для ВУЗов / Л. М. Гольденберг, Б. Д. Матюшкин, М. Н. Поляк. – М. : Радио и связь, 1990. – 256 с.

2. Гуревич, А. Г. Магнитные колебания и волны / А. Г. Гуревич, Г. А. Мелков. – М. : Физматлит, 1994. – 464 с.

3. Тихов, В. А. Расчет мнимой части магнитной восприимчивости для пермалловых сферических образцов / В. А. Тихов, В. В. Яцышен // Приложение к журналу «Физика волновых процессов и радиотехнические системы» : Тез. докл. VIII Междунар. науч.-техн. конф. «Физика и технические приложения волновых процессов», Санкт-Петербург, 2009. – С. 10–11.

4. Aharoni, A. Introduction to the theory of ferromagnetism / A. Aharoni. – Oxford : Oxford U.P., 1996.

5. Micromagnetic simulation studies of ferromagnetic part spheres / R. P. Boardman [et al.] // J. Appl. Phys. – 2005. – Vol. 97. – P. 10E305.

6. Schrefl, T. Dynamic micromagnetics of nanocomposite NdFeB magnets / T. Schrefl, H. Roitner, J. Fidler // J. Appl. Phys. – 1997. – Vol. 81. – P. 5567–5569.