

Н. А. Балакирев, В. А. Жихарев

РЕЗОНАНСНОЕ СВЧ ПОГЛОЩЕНИЕ

В ДВУМЕРНОМ МАССИВЕ СФЕРИЧЕСКИХ МАГНИТНЫХ ЧАСТИЦ

Ключевые слова: магнитный резонанс, тонкие магнитные пленки, диполь-дипольное взаимодействие, математическое моделирование.

Проведено компьютерное моделирование спектров резонансного СВЧ поглощения в двумерном массиве сферических магнитных частиц. Показано, что учет диполь-дипольного взаимодействия между частицами проявляется не только в сдвиге и уширении сигналов резонансного СВЧ поглощения, но и приводит к существенному изменению их формы. Проведен расчет сигнала резонансного поглощения при постоянном поле перпендикулярном плоской решетке на десять процентов заполненной магнитными частицами. Показано, что линия СВЧ поглощения имеет бимодальную форму, что связано с наличием макроскопических неоднородностей (полостей) в распределении частиц. Численно рассчитана функция распределения дипольного поля для двумерной квадратной решетки, заполненной на 10% сферическими магнитными частицами.

Keywords: magnetic resonance, magnetic thin film, the dipole-dipole interaction, computer simulation.

A computer simulation of resonant microwave absorption in the two-dimensional array of spherical magnetic particles was performed. It is shown that the dipole-dipole interaction between the particles leads not only to the shift and broadening of the resonance signal, but also to substantial change in its shape. The resonance signal was simulated for the case when static magnetic field was perpendicular to planar lattice 10% filled by spherical magnetic particles. It is shown that the microwave absorption line has a bimodal shape, due to the presence of macroscopic inhomogeneities (cavities) in the particle distribution over the lattice. The distribution function of the dipolar field was numerically calculated for 10% filled two-dimensional square lattice.

Введение

Композитные магнитные структуры, представляющие собой ансамбль наноразмерных магнитных частиц, стабилизированных в диэлектрической или полупроводниковой матрице, являются весьма перспективными с точки зрения создания современных сред для хранения и переработки информации, миниатюрных и высокочувствительных датчиков, новых типов приборов в микроэлектронике и спинтронике [1,2]. Этим объясняется неослабевающий в течение многих десятилетий интерес исследователей к изучению взаимосвязи структурных и морфологических характеристик подобных композитных систем и тех физических явлений, которые в них наблюдаются.

Важной проблемой в развитии спиновой электроники является создание эффективных инжекторов поляризованных электронов. Весьма перспективным магнитным материалом, обеспечивающим хорошую совместимость инжектора с кремниевой полупроводниковой основой, может служить железо-обогащенный силицид Fe_3Si . В [3] тонкие пленки Fe_3Si были синтезированы методом высокочастотной ионной имплантации. Проведение ионно-лучевого синтеза в присутствии внешнего магнитного поля приводило к возникновению ярко выраженной одноосной магнитной анизотропии в плоскости пленки. В работах [4,5] было предположено, что возникающая анизотропия связана с удлинением кластеров силицида при их росте в магнитном поле. Компьютерные расчеты показали правомерность предложенной модели, однако желательна и прямая экспериментальная проверка.

Одним из наиболее широко применяемых и эффективных методов получения детальной информации о пространственной организации композитных магнитных наноструктур является метод магнитного резонанса (см., например, обзор [6]). Существует несколько экспериментальных методик (ферромагнитный резонанс, суперпарамагнитный резонанс), основанных на наблюдении резонансного поглощения СВЧ поля системой частиц в присутствии внешнего статического магнитного поля. В массивном ферромагнитном образце положение пиков резонансного СВЧ поглощения существенно зависит от формы образца и его ориентации относительно постоянного магнитного поля H_0 . Эта магнитная анизотропия связана с наличием размагничивающего поля, которое, в свою очередь, обусловлено дипольным взаимодействием магнитных моментов в образце. В случае тонкой гранулированной пленки зависимость спектров резонанса от ориентации полей связана как с анизотропией формы отдельной магнитной частицы, так и с наличием диполь-дипольного взаимодействия между частицами, расположенными в плоскости пленки. Теоретическое описание СВЧ поглощения в реальных гранулярных системах является сложной, многопараметрической задачей, при решении которой часто применяется математическое моделирование. При этом рассматриваются модельные системы с заданными параметрами отдельных частиц и их пространственной организации. Например, исследуются двумерные массивы «наноточек» (магнитные диски диаметром ~ 100 нм) [7], тонкие пленки, содержащие нанопроволоки [8] и т.д. Проведение компьютерных экспериментов для

подобных модельных систем может дать полезную информацию о характере проявления того или иного случайного фактора в спектрах резонансного поглощения.

Задача серьезно упрощается, если частицы, составляющие гранулярную пленку, имеют сферическую форму. В этом случае, анизотропия сигналов СВЧ поглощения, связанная с формой отдельной частицы, отсутствует и может быть более подробно исследована роль диполь-дипольного взаимодействия между частицами, расположенными в плоскости пленки. В зависимости от ориентации постоянного магнитного поля, в гранулированной пленке наблюдаются либо высокополевой (при H_0 перпендикулярном плоскости пленки) либо низкополевой (при H_0 лежащем в плоскости пленки) сигналы резонанса. Линии поглощения сильно асимметричны, а их максимумы испытывают сдвиги, аналогичные сдвигам резонанса в сплошной ферромагнитной пленке, но меньшей величины. В подавляющем большинстве работ, в которых теоретически рассматривается магнитный резонанс в гранулированных пленках, основное внимание уделяется определению частоты резонансного поглощения ω_{rez} или значения резонансного поля $H_{rez} = \omega_{rez} / \gamma$. При этом очень активно используется приближение «эффективной среды», основанное на учете фактора объемного заполнения p пленки магнитным материалом. В этом приближении гранулированная пленка либо рассматривается как сплошной ферромагнетик с «эффективной» намагниченностью $M_{eff} = p \cdot M_s$, либо вводятся «эффективный» тензор размагничивающих коэффициентов $N_T = (1-p)N + pN^+$, где N – размагничивающий тензор отдельной частицы, а N^+ – тензор, определяемый усредненным диполь-дипольным взаимодействием выделенной частицы с остальными частицами пленки [9]. Однако, использование таких эффективных (усредненных по системе частиц) параметров в уравнениях движения для намагниченности или в выражениях для поглощаемой мощности P при описании резонансных сигналов является не корректным. При аналитическом описании СВЧ поглощения для корректного учета взаимодействия между частицами требуется знание функции распределения дипольных полей в пленке. Задание явного вида этой функции является проблемой, связанной с целым рядом допущений. При компьютерном моделировании рассматриваются конкретные реализации распределения частиц в пленке, что позволяет определить величину дипольного поля, действующего на каждую частицу и реально проследить роль диполь-дипольного взаимодействия в СВЧ поглощении для данной модельной системы.

В настоящей работе проведено математическое моделирование резонансного СВЧ поглощения в ансамбле одинаковых сферических частиц, центры которых расположены в плоскости,

при различных уровнях заполнения плоскости частицами.

Сигнал СВЧ поглощения в пленке

Резонансное поглощение $P(\omega)$ в гранулированной пленке, между частицами которой отсутствует прямое обменное взаимодействие, может рассматриваться как сумма поглощений $P_i(\omega)$ каждой отдельной, i -ой частицей [10]:

$$P(\omega) = \sum_i P_i(\omega) \quad (1)$$

Следуя подходу Ч.Киттеля [11], поведение намагниченности \vec{M}_i i -ой сферической однодоменной частицы можно описать уравнением:

$$\dot{\vec{M}}_i = \gamma [\vec{M}_i \times \vec{H}_i] + \frac{\vec{M}_i - \vec{M}_{i0}}{T_r}, \quad (2)$$

где $\vec{H}_i = \vec{H}_0 + \vec{H}_i^{dd} + \vec{h}(t)$, \vec{H}_0 – постоянное магнитное поле, $\vec{h}(t)$ – СВЧ поле, \vec{H}_i^{dd} – дипольное поле, создаваемое на i -ой частице остальными частицами пленки. Уравнение (2) содержит предложенный Ф.Блохом член, который учитывает релаксацию намагниченности к равновесному значению намагниченности \vec{M}_{i0} с характерным временем релаксации T_r . Найдя из уравнения (2) выражение для намагниченности \vec{M}_i , легко получить выражение для сигнала резонансного поглощения i -ой частицы:

$$P_i(\omega) = \frac{2\pi M_0 h^2 \gamma \omega \omega_i}{T_r [\{\omega^2 - \omega_i^2 + \frac{1}{T_r^2}\}^2 + \frac{4\omega_i^2}{T_r^2}]} \quad (3)$$

Здесь резонансная частота ω_i зависит от ориентации полей \vec{H}_0 и $\vec{h}(t)$ относительно плоскости пленки и от расположения остальных частиц пленки. В настоящей работе мы ограничимся рассмотрением «высокополевого» сигнала резонанса, который наблюдается когда поле \vec{H}_0 направлено перпендикулярно плоскости пленки (т.е. вдоль оси OZ). При описании стационарного резонансного поглощения система (2) решается в линейном по переменному полю приближении. В этом случае при расчете дипольного поля можно считать, что все частицы окружающие выделенную, имеют равновесную намагниченность. Тогда дипольное поле, создаваемое на i -ой частице остальными частицами пленки, имеет только z -компоненту $H_{iz}^{dd} = -\frac{\mu_0}{4\pi} \sum_j \frac{M_s V}{r_{ij}^3}$, где M_s –

намагниченность насыщения материала частиц, V – объем j -ой частицы, находящейся на расстоянии r_{ij} от рассматриваемой. Частота резонансного поглощения ω_i в этом случае записывается в виде:

$\omega_i = \gamma(H_0 + H_{iz}^{dd})$. Рассчитывая конкретные значения случайной величины H_{iz}^{dd} для заданной реализации распределения частиц можно из выражений (1) и (3) численно получить спектр СВЧ поглощения. Подобным образом исследовался спектр магнитного резонанса в случае, когда магнитные частицы располагались в узлах двумерной дендритоподобной структуры [12].

При компьютерном моделировании гранулированная пленка аппроксимируется плоской квадратной ($N \times N$) решеткой, в узлах которой случайно располагаются k частиц с магнитными моментами одинаковой величины $\mu = M_s \cdot V$. Степень заполнения решетки n определяется как $n = k/N^2$. В качестве исходных физических параметров задачи использовались следующие величины: частота переменного поля $\omega = 9,5$ ГГц, время релаксации $T = 10^{-8}$ сек, намагниченность насыщения $M_s = 900$ ед/см³. Результат расчета сигнала поглощения представлен на рис.1 для степени заполнения решетки $n = 10\%$. Для сравнения на этом же рисунке приведен резонансный сигнал от изолированной частицы, который соответствовал бы линии поглощения от пленки при очень малой плотности частиц. Как и ожидалось, учет диполь-дипольного взаимодействия проявляется в значительном уширении и смещении сигнала. Однако более важным является то, что это взаимодействие существенно влияет на форму сигнала. Из рис.1 видно, что при 10-ти процентном заполнении решетки сигнал имеет ярко выраженные отдельные пики.

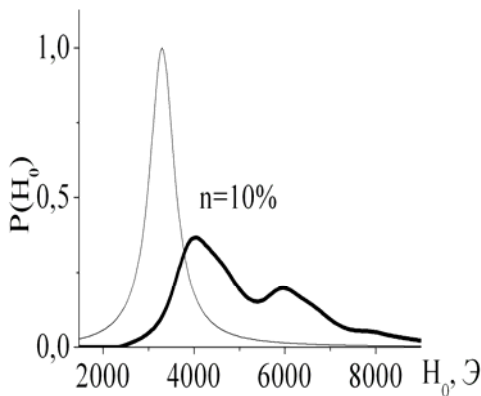


Рис. 1 - Сигнал СВЧ поглощения отдельной частицы и пленки с степенью заполнения $n = 10\%$

Бимодальность линии резонансного поглощения является весьма интересным результатом и требует отдельного обсуждения. Полученная форма сигнала обусловлена распределением дипольных полей в двумерной решетке. Модельность рассматриваемой задачи позволяет рассчитать дипольное поле H_i^{dd} для каждой из частиц, расположенных на решетке.

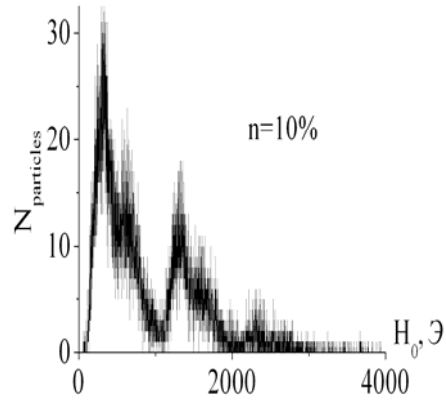


Рис. 2 - Распределение дипольного поля в плоской решетке при степени заполнения $n = 10\%$

На рис.2 приведено распределение дипольного поля, численно рассчитанное для решетки 400×400 . Мелкомасштабные биения, похожие на экспериментальные шумы, связаны с дискретностью решетки. Большие, хорошо различимые пики могут определяться наличием макроскопических неоднородностей в распределении частиц, которые можно увидеть на Рис.3. Действительно, на увеличенном участке решетки видны значительные полости. Частицы, расположенные вдоль границ полостей испытывают действие меньшего числа соседей, поскольку со стороны полости соседние частицы находятся на более далеком расстоянии.

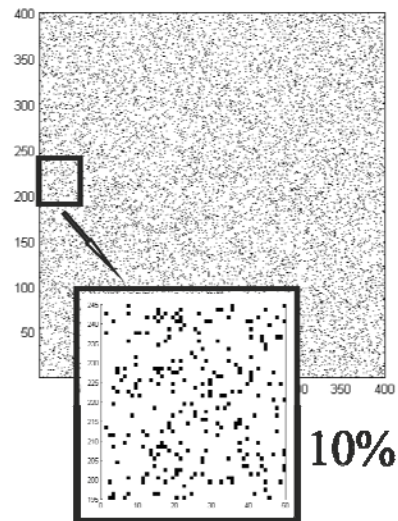


Рис. 3 - Пример распределения частиц по решетке 400×400 при степени заполнения $n = 10\%$

При этом дипольные поля, которые они испытывают, различны, но примерно одинаковы, существенно отличаясь от полей на тех частицах, в ближайшем окружении которых со всех сторон находятся соседи (внутри участков, разделяющих полости). Приведенное на Рис.2 распределение полей характерно для 10%-ного заполнения

решетки, что подтверждается воспроизведением данной бимодальной зависимости в многократных реализациях распределения частиц по решетке. Кроме того, такое распределение дипольных полей сохраняется для решеток 600x600 и 1000x1000 при их заполнении на 10 процентов.

Таким образом, при достаточно низких степенях заполнения тонкой пленки магнитными частицами в спектрах СВЧ поглощения начинают проявляться макроскопические неоднородности (наличие полостей) распределения частиц. Эти особенности распределения не могут быть учтены в рамках подхода «эффективной» среды или «эффективного» тензора размагничивающих коэффициентов. Компьютерное моделирование позволяет выявить их влияние на наблюдаемые спектры. Более того, функция распределения дипольных полей определяется величиной уровня заполнения решетки и практически не зависит от размера решетки. Следовательно, компьютерные «спектры» могут дать дополнительную полезную информацию для обработки экспериментальных спектров СВЧ поглощения и расшифровки их формы.

Выводы

В настоящей работе проведено компьютерное моделирование спектров СВЧ поглощения двумерного массива сферических магнитных частиц. Показано, что учет диполь-дипольного взаимодействия между частицами проявляется не только в сдвиге и уширении

сигналов резонансного СВЧ поглощения, но и приводит к существенному изменению их формы. Проведен расчет «высокополюевого» сигнала резонанса при десяти процентном заполнении плоской решетки магнитными частицами. Показано, что линия СВЧ поглощения имеет бимодальную форму, что связано с наличием макроскопических неоднородностей (полостей) в распределении частиц. Численно рассчитана функция распределения дипольного поля в массиве для степени заполнения 10%.

Литература

- [1] Nanoparticles. From Theory to Application. G.Schmid ed.; Willey-VCH, Weinheim, 2004 P.444.
- [2] Magnetic Nanoparticles. Sergey P.Gubin ed.; Willey-VCH Verlag GmBH and Co. KGaA, Weinheim 2009 P.466.
- [3] Gumarov G.G., Petukhov V.Yu., Zhikharev V.A., Valeev V. F., Khaibullin R.I. Nucl.Instr.and Meth.in Phys.Res. **B 267**, n 8, doi: 10.1016/j.nimb2009.01.111, (2009)
- [4] Balakirev N.A., Gumarov G.G., Zhikharev V.A., Petukhov V.Yu. Comp.Mater.Science **50**, 2925-2929 (2011)
- [5] Балакирев Н.А., Жихарев В.А. Вестник КНИТУ **n 2**, 21-24 (2013).
- [6] J.Kliava in Magnetic Nanoparticles. Sergey P.Gubin ed.; Willey-VCH Verlag GmBH and Co. KGaA, Weinheim 2009 P. 255-302.
- [7] Miyake K., Noh S.M., Kaneko T., Imamura H., Sahashi M. IEEE T.Magn. **48**, 1782 -1788 (2012).
- [8] Jung S., Watkins B., DeLong L., Ketterson J.B., Chandrasekhar V. Phys. Rev. **B66**, 132401 (2002).
- [9] Netzelmann U. J.Appl.Phys. **68**, 1800-1806 (1990).
- [10] I.Azarov, V.Zhikharev J.Appl.Mag.Rez. **9**, 2, 165-171 (1995).
- [11] Ch.Kittel. Phys.Rev. **73**, 155-161 (1948).
- [12] Балакирев Н.А., Жихарев В.А. Вестник КНИТУ **20**, 16-20 (2011).