

## Магнитная структура и резонансные свойства гексагональной решетки антиточек

А.И. Марченко, В.Н. Криворучко

*Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина НАН Украины  
ул. Р. Люксембург, 72, г. Донецк, 83114, Украина  
E-mail: krivoruc@gmail.com*

Статья поступила в редакцию 27 января 2011 г., после переработки 3 августа 2011 г.

Исследованы статические и резонансные свойства ферромагнитной пленки с гексагональной решеткой антиточек (отверстий в пленке). Описание свойств системы основано на микромагнитном моделировании и аналитических решениях уравнения Ландау–Лифшица. Исследована зависимость спектра ферромагнитного резонанса от ориентации внешнего магнитного поля в плоскости пленки и геометрических параметров решетки. Изучен характер изменения динамики системы от частоты при фиксированном магнитном поле и от поля при фиксированной частоте, когда изменение поля приводит к изменению статического магнитного упорядочения. Установлено, что специфические особенности динамики системы сохраняются в обеих постановках эксперимента. При малых коэффициентах затухания в спектре магнитного резонанса наблюдается три квазиоднородные моды, отвечающие резонансу различных областей (доменов) элементарной ячейки решетки антиточек. Показано, что угловые зависимости частот резонанса отдельных мод обладают симметрией второго порядка, при этом соответствующие легкие оси повернуты друг относительно друга на  $60^\circ$ . В результате реализуется гексагональная симметрия статических и динамических магнитных характеристик системы. Наличие в спектре резонанса нескольких квазиоднородных мод, отвечающих прецессии магнитных моментов разных участков элементарной ячейки решетки, может быть принципиальным для функционирования рабочих элементов приборов магноники.

Досліджено статичні та резонансні властивості ферромагнітної плівки з гексагональною ґраткою антиточок (отворів у плівці). Опис властивостей системи базується на мікромагнітному моделюванні та аналітичному розв'язанні рівнянь Ландау–Ліфшица. Досліджено залежність спектра ферромагнітного резонансу від орієнтації зовнішнього магнітного поля у площині плівки та геометричних параметрів ґратки. Вивчено характер зміни динаміки системи від частоти при фіксованому магнітному полі та від поля при фіксованій частоті, коли зміна поля приводить до зміни статичного магнітного упорядкування. Встановлено, що специфічні особливості динаміки системи зберігаються в обох постановках експерименту. При малих коефіцієнтах згасання в спектрі магнітного резонансу спостерігаються три квазіоднорідні моди, які відповідають резонансу різних областей (доменів) елементарної комірки ґратки антиточок. Показано, що кутові залежності частот резонансу окремих мод характеризуються симетрією другого порядку, при цьому відповідні легкі вісі повернені одна відносно одної на  $60^\circ$ . Таким чином, реалізується гексагональна симетрія статичних та динамічних характеристик системи. Наявність в спектрі резонансу кількох квазіоднорідних мод, що відповідають прецесії магнітних моментів різних часток елементарної комірки ґратки, може бути принциповим для функціонування робочих елементів приборів магноники.

PACS: 75.50.Tt Системы из малых частиц (мелкодисперсные системы), нанокристаллические материалы;

75.50.-y Изучение конкретных магнитных материалов;

75.75.-c Магнитные свойства наноструктур.

Ключевые слова: решетка антиточек, микромагнитное моделирование, ферромагнитный резонанс.

## 1. Введение

Магнитные свойства решеток ферромагнитных наноточек (nanodots) и наноразмерных антиточек (antidots) (отверстий в ферромагнитной пленке) в настоящее время являются предметом интенсивных экспериментальных и теоретических исследований (см., например, [1–6] и приведенные там ссылки). В основном речь идет о нанообъектах цилиндрической формы, но иногда обсуждаются и более сложные структуры [7–9]. Интерес к таким системам обусловлен потенциальными возможностями их использования в устройствах информационных нанотехнологий следующего поколения [10]. Кроме того, изучение магнитных свойств решеток наноточек и антиточек является необходимым для понимания особенностей магнитных свойств наноструктурированных систем, что обуславливает академический интерес к ним. Оба эти фактора стимулируют формирование нового направления в физике магнетизма, получившего название магноники (magnonics) [11,12].

Важной особенностью наноструктурированных магнитных систем является существенная роль конфигурационной анизотропии. Причиной появления конфигурационной анизотропии есть магнитодипольное взаимодействие [13]. Магнитодипольное взаимодействие, в свою очередь, определяется симметрией решетки точек/антиточек и их формой; т.е. может быть сформировано на этапе создания образца. Установление характера зависимости статических и динамических свойств системы от геометрических параметров и магнитной структуры нанообъектов исключительно важно при использовании этих систем в приложениях.

Один из наиболее информативных методов исследования магнитных свойств систем наноточек и антиточек — метод ферромагнитного резонанса (ФМР). Именно результаты таких исследований чаще всего представлены и обсуждаются в литературе (см., например, [14–16]). Однако большая часть сообщений относится к рассмотрению структур с прямоугольной решеткой антиточек. Разработано несколько моделей статических и динамических свойств таких систем [17,18]. Моделирование же динамических характеристик систем с более сложной конфигурацией антиточек, например гексагональной, существенно сложнее прямоугольной, и теоретические исследования в этой области только начинаются [19–21]. Следует отметить, что особенностью теоретического описания наноструктурированных систем является то, что сложная геометрия образца не позволяет получить общие аналитические соотношения, описывающие статические и динамические характеристики системы. Поэтому основной аппарат теоретических исследований наноструктурированных систем — компьютерное моделирование, в частности микромагнитное моделирование (см., например, [22–24]).

В данном сообщении приведены результаты моделирования статических и динамических свойств тонкой ферромагнитной пленки с гексагональной решеткой антиточек, основанные на теории микромагнетизма и аналитических вычислениях. Использование аналитических выражений позволяет выявить некоторые особенности резонансных свойств системы, которые обычно теряются при «полном» численном моделировании. Основной задачей в таком подходе является нахождение равновесного распределения намагниченности, соответствующего минимуму магнитной энергии системы. При известном распределении намагниченности, используя уравнение движения для намагниченности (уравнение Ландау–Лифшица), можно восстановить динамический отклик системы на внешнее однородное переменное магнитное поле. Показано, что влияние наведенной решеткой антиточек анизотропии усиливается с увеличением отношения радиуса антиточки к параметру решетки. Установлено наличие в спектре ФМР системы локализованных мод, которые соответствуют прецессии магнитных моментов отдельных участков (доменов) элементарной магнитной ячейки решетки. Проанализированы зависимости резонансных частот локализованных мод от направления внешнего магнитного поля в плоскости пленки. Обнаружено, что локальная конфигурационная анизотропия доменов обладает симметрией второго порядка, а их легкие оси повернуты друг относительно друга на  $60^\circ$ . В результате частота резонанса всей системы, соответствующая максимуму резонансной кривой, меняется с периодом  $60^\circ$  в соответствии с гексагональной симметрией решетки. Результаты теории сравниваются с существующими экспериментальными данными. Модель позволяет описать резонансные свойства решетки антиточек в широком диапазоне полей, частот и геометрических параметров образца и адекватно воспроизводит наблюдаемые экспериментально статические и динамические свойства рассматриваемых систем.

Предварительные результаты данных исследований опубликованы в работе [25]. Здесь мы детально обсуждаем условия применимости предложенного метода вычислений, его эффективность и адекватность поставленной задаче и более полно анализируем свойства рассматриваемых систем. В частности, в данной работе рассмотрена и традиционная для магнитного резонанса (однородно намагниченных систем) постановка эксперимента — регистрация поглощаемой мощности на заданной частоте при изменении внешнего магнитного поля. Заметим, что для систем в ненасыщенном состоянии изменение поля приводит и к изменению статического магнитного упорядочения. Показано, что специфические особенности динамики системы сохраняются в таких постановках эксперимента. Отметим, что приведенные результаты численных расчетов получены для параметров системы/геометрии эксперимента, отличных от использованных в работе [25].

## 2. Аналитическая модель

Равновесное распределение намагниченности системы определяется условием минимума функционала плотности магнитной энергии. Предположим, что температура много меньше температуры Кюри и температурными эффектами можно пренебречь. Считаем также, что величина намагниченности не зависит от координат; т.е. функцией координат является только ориентация магнитного момента в пространстве. Тогда условие  $|\mathbf{M}(\mathbf{r})| = M_0 = \text{const}$  дополняет вариационную задачу нахождения распределения намагниченности, отвечающей минимуму энергии системы. В силу последнего ограничения необходимое условие минимума имеет вид [26–28]:

$$[\mathbf{M}(\mathbf{r}), \mathbf{H}_{\text{eff}}(\mathbf{r})] = 0, \quad (1)$$

где

$$\mathbf{H}_{\text{eff}}(\mathbf{r}) = -\frac{\partial W}{\partial \mathbf{M}} + \frac{\partial}{\partial x_i} \frac{\partial W}{\partial (\partial \mathbf{M} / \partial x_i)}$$

— эффективное магнитное поле, действующее на магнитный момент  $\mathbf{M}(\mathbf{r})$ ,  $W$  — плотность энергии системы.

Энергию решетки антиоточек во внешнем магнитном поле можно представить в виде суммы вкладов, обусловленных энергией Зеемана, анизотропией, обменным взаимодействием и размагничивающим полем. В веществах, используемых для создания систем антиоточек (например, пермаллоя), магнитоотрицательной обычно пренебрегают. Тогда эффективное поле, действующее на магнитный момент в точке  $\mathbf{r}$ , имеет вид:

$$\mathbf{H}_{\text{eff}}(\mathbf{r}) = \mathbf{H}_{\text{app}} + \mathbf{H}_{\text{an}}(\mathbf{r}) + \mathbf{H}_{\text{ex}}(\mathbf{r}) + \mathbf{H}_{\text{dem}}(\mathbf{r}). \quad (2)$$

Здесь  $\mathbf{H}_{\text{app}}$  — внешнее магнитное поле, которое считается однородным,  $\mathbf{H}_{\text{an}}(\mathbf{r})$  — поле магнитокристаллической анизотропии,  $\mathbf{H}_{\text{ex}}(\mathbf{r})$  — поле обменного взаимодействия,  $\mathbf{H}_{\text{dem}}(\mathbf{r})$  — размагничивающее поле. Пермаллой характеризуется кубической анизотропией [29], так что поле  $\mathbf{H}_{\text{an}}(\mathbf{r})$  может быть записано в виде [27]:

$$\mathbf{H}_{\text{an}}(\mathbf{r}) = \frac{4K}{M_0^4} (M_x^3(\mathbf{r})\mathbf{e}_x + M_y^3(\mathbf{r})\mathbf{e}_y + M_z^3(\mathbf{r})\mathbf{e}_z), \quad (3)$$

где  $K$  — константа анизотропии,  $\mathbf{e}_x$ ,  $\mathbf{e}_y$ ,  $\mathbf{e}_z$  — орты. Для системы с кубической симметрией третья слагаемое в уравнении (2), которое определяется обменным взаимодействием, принимает вид [28]:

$$\mathbf{H}_{\text{ex}}(\mathbf{r}) = \lambda \mathbf{M}(\mathbf{r}) + \frac{\alpha}{M_0^2} \cdot \Delta \mathbf{M}(\mathbf{r}), \quad (4)$$

где  $\lambda$  и  $\alpha$  — постоянные однородного и неоднородного обмена. Известно [27,28], что при исследовании равновесного состояния намагниченности системы слагаемое, описывающее однородный обмен, может быть отброшено, поскольку оно не влияет на результат вычисления векторного произведения (1). Однако мы обнаружили, что при численном нахождении равновесного состояния системы учет этого слагаемого позволяет существенно ускорить сходимость итерационного процесса (см. Приложение).

Размагничивающее поле в ферромагнетике произвольной формы может быть записано в виде [27]:

$$\begin{aligned} \mathbf{H}_{\text{dem}}(\mathbf{r}) = & -\int_V \frac{(\nabla \cdot \mathbf{M}(\mathbf{q}))(\mathbf{r} - \mathbf{q})}{|\mathbf{r} - \mathbf{q}|^3} d\mathbf{q} + \\ & + \oint_S \frac{(\mathbf{M}(\mathbf{q}) \cdot \mathbf{n})(\mathbf{r} - \mathbf{q})}{|\mathbf{r} - \mathbf{q}|^3} ds', \end{aligned} \quad (5)$$

где  $\mathbf{n}$  — внешняя нормаль к поверхности  $ds'$ . Известно, что только для однородно намагниченного образца эллипсоидальной формы выражение (5) может быть сведено к стандартному виду  $\mathbf{H}_{\text{dem}} = \hat{N}_D \mathbf{M}$ , где тензор размагничивающих факторов  $\hat{N}_D$  не зависит от координат. В случае систем со сложной геометрией тензор  $\hat{N}_D$  зависит от координат и получить аналитическую зависимость для  $\mathbf{H}_{\text{dem}}$  не удастся. Более того, будучи нелокальным, поле  $\mathbf{H}_{\text{dem}}(\mathbf{r})$  есть функция не только  $\mathbf{M}(\mathbf{r})$ , но зависит от всей магнитной конфигурации системы  $\{\mathbf{M}\}$ . В результате и выражение (2) для  $\mathbf{H}_{\text{eff}}(\mathbf{r})$ , а значит, и магнитная структура основного состояния системы, могут быть найдены только в численном виде.

Динамические свойства решетки антиоточек могут быть определены из уравнения движения намагниченности Ландау—Лифшица в форме:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{M}(\mathbf{r}, t) = & -\gamma \cdot \mathbf{M}(\mathbf{r}, t) \times \mathbf{H}_{\text{eff}}(\mathbf{r}, t) - \\ & - \frac{\beta}{M_0^2} \mathbf{M}(\mathbf{r}, t) \times (\mathbf{M}(\mathbf{r}, t) \times \mathbf{H}_{\text{eff}}(\mathbf{r}, t)), \end{aligned} \quad (6)$$

где  $\gamma$  — гиромагнитное отношение,  $\beta > 0$  — коэффициент затухания. Нас будет интересовать линейный отклик системы на внешнее однородное переменное поле. При исследованиях линейного отклика намагниченность  $\mathbf{M}(\mathbf{r}, t)$  и эффективное поле  $\mathbf{H}_{\text{eff}}(\mathbf{r}, t)$  традиционно представляют в виде суммы статической  $\mathbf{M}_0(\mathbf{r})$ ,  $\mathbf{H}_{\text{eff}0}(\mathbf{r})$  и динамической  $\mathbf{m}(\mathbf{r}, t)$ ,  $\mathbf{h}_{\text{eff}}(\mathbf{r}, t)$  составляющих. Переменные части при этом считаются малыми:  $|\mathbf{m}(\mathbf{r}, t)| \ll |\mathbf{M}_0(\mathbf{r})|$ ,  $|\mathbf{h}_{\text{eff}}(\mathbf{r}, t)| \ll |\mathbf{H}_{\text{eff}0}(\mathbf{r})|$ . Поскольку  $\mathbf{M}_0(\mathbf{r})$  и  $\mathbf{H}_{\text{eff}0}(\mathbf{r})$  известны только в чис-

ленном виде, обычно (см., например, [30]) следующим шагом при исследовании динамических свойств системы является численное решение линеаризованных уравнений движения (6).

Заметим, что формально можно ввести линейный оператор — оператор размагничивания  $\tilde{N}$  — и линейное соотношение (5) записать в виде  $\{\mathbf{H}_{\text{dem}}\} = -\tilde{N}\{\mathbf{M}\}$  (явный вид оператора  $\tilde{N}$  приведен, например, в [31]). Тогда выражение для эффективного поля принимает вид  $\{\mathbf{H}_{\text{eff}}\} = -\tilde{N}\{\mathbf{M}\} + \mathbf{H}_{\text{app}}$ . При этом переменные составляющие  $\mathbf{m}(\mathbf{r}, t)$  и  $\mathbf{h}_{\text{eff}}(\mathbf{r}, t)$  связаны линейным операторным соотношением  $\{\mathbf{h}_{\text{eff}}\} = -\tilde{N}\{\mathbf{M}_0(\mathbf{r})\}\mathbf{m} + \mathbf{h}_{\text{app}}$ . Используя это соотношение, для линеаризованного уравнения (6) можно получить решение в аналитическом виде, которое будет функцией оператора размагничивания  $\tilde{N}\{\mathbf{M}_0(\mathbf{r})\}$  (см. [31]). Но как нахождение равновесной магнитной конфигурации  $[\mathbf{M}_0(\mathbf{r}), \tilde{N}\{\mathbf{M}_0(\mathbf{r})\}] = 0$ , так и решение динамического уравнения могут быть выполнены только в численном виде, что требует достаточно мощного компьютерного обеспечения (пример подобного расчета можно найти в работе [31]).

Мы предлагаем метод расчета, позволяющий при исследовании линейной динамики систем с неоднородным распределением намагниченности в основном состоянии получить *аналитические решения* уравнения Ландау–Лифшица. Метод опирается на некоторые идеи метода «эффективных размагничивающих факторов» (см., например, [32,33]) и оператора размагничивания [31]. А именно, в начале методами микромагнитного моделирования определяются равновесные распределения намагниченности  $\mathbf{M}_0(\mathbf{r})$  и эффективного поля  $\mathbf{H}_{\text{eff}0}(\mathbf{r})$ . Как уже отмечалось, при  $|\mathbf{M}(\mathbf{r})| = M_0 = \text{const}$  необходимое условие минимума энергии системы имеет вид:  $[\mathbf{M}(\mathbf{r}), \mathbf{H}_{\text{eff}}(\mathbf{r})] = 0$ . Данное условие решается численно (см. Приложение) и тем самым восстанавливаются (в численном виде) равновесные значения  $\mathbf{M}_0(\mathbf{r})$  и  $\mathbf{H}_{\text{eff}0}(\mathbf{r})$ . (Фактически это соответствует решению уравнения  $[\mathbf{M}_0(\mathbf{r}), \tilde{N}\{\mathbf{M}_0(\mathbf{r})\}] = 0$  в подходе [31].)

Далее, как обычно, считается, что переменные составляющие намагниченности малы по сравнению с постоянными, а значит,  $\mathbf{h}_{\text{eff}}(\mathbf{r}, t)$  есть линейная функция  $\mathbf{m}(\mathbf{r}, t)$ . В континуальном приближении  $\mathbf{m}(\mathbf{r}, t)$  может быть представлено в виде однородного вклада  $\mathbf{m}(t)$  и его градиентов. Предположим, что степень неоднородного распределения *динамической* части намагниченности  $\mathbf{m}(\mathbf{r}, t)$  такова (конкретные оценки будут приведены ниже), что в выражении для  $\mathbf{h}_{\text{eff}}(\mathbf{r}, t)$  можно пренебречь градиентами переменных составляющих намагниченности  $\partial\mathbf{m}(\mathbf{r}, t)/\partial\mathbf{r}$ . Тогда динамическую часть эффективного поля можно записать в виде:

$$\mathbf{h}_{\text{eff}}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{h}_{\text{app}}(t) - \hat{N}(\mathbf{M}_0(\mathbf{r}))\mathbf{m}(t), \quad (7)$$

здесь  $\mathbf{h}_{\text{app}}(t)$  — переменная составляющая внешнего поля,  $\hat{N}(\mathbf{M}_0(\mathbf{r})) \equiv \hat{N}(\mathbf{r})$  — *локальный* тензор эффективных размагничивающих факторов в системе координат, ось  $oz$  которой параллельна направлению намагниченности в данной точке  $\mathbf{r}$ .

Компоненты локального эффективного тензора  $\hat{N}(\mathbf{r})$  можно найти следующим образом (здесь мы следуем работе [34]). Представим объем рассматриваемой ферромагнитной пленки в виде набора прямоугольных параллелепипедов  $K_{ijk}$  (см. выражение (П.1) Приложения). Эффективное поле элемента равномерной сетки, согласно (2), имеет вид:

$$\mathbf{H}_{\text{eff}(ijk)} = \mathbf{H}_{\text{app}} + \mathbf{H}_{\text{an}(ijk)} + \mathbf{H}_{\text{ex}(ijk)} + \mathbf{H}_{\text{dem}(ijk)}. \quad (8)$$

Считаем, что внутри элемента  $K_{ijk}$  намагниченность постоянна. Тогда выражение для размагничивающего поля существенно упрощается. Первое слагаемое в (5) обращается в нуль, поскольку внутри элемента  $K_{ijk}$  дивергенция намагниченности отсутствует по определению. Второе слагаемое переходит в сумму интегралов по поверхностям всех элементов  $K_{ijk}$ , на которые равномерная сетка разбивает объем системы. Опуская индексы  $i, j, k$ , для компонент размагничивающего поля элемента  $K_{ijk}$  с  $q_{x1} \leq q_x \leq q_{x2}$ ,  $q_{y1} \leq q_y \leq q_{y2}$ ,  $q_{z1} \leq q_z \leq q_{z2}$  имеем:

$$H_{\text{dem}}^x(\mathbf{r}) = \int_{q_{y1}}^{q_{y2}} dq_y \int_{q_{z1}}^{q_{z2}} dq_z \frac{x - q_x}{R^3} M_{0x} |_{q_{x1}}^{q_{x2}} + \int_{q_{x1}}^{q_{x2}} dq_x \int_{q_{z1}}^{q_{z2}} dq_z \frac{x - q_x}{R^3} M_{0y} |_{q_{y1}}^{q_{y2}} + \int_{q_{x1}}^{q_{x2}} dq_x \int_{q_{y1}}^{q_{y2}} dq_y \frac{x - q_x}{R^3} M_{0z} |_{q_{z1}}^{q_{z2}}, \quad (9a)$$

$$H_{\text{dem}}^y(\mathbf{r}) = \int_{q_{y1}}^{q_{y2}} dq_y \int_{q_{z1}}^{q_{z2}} dq_z \frac{y - q_y}{R^3} M_{0x} |_{q_{x1}}^{q_{x2}} + \int_{q_{x1}}^{q_{x2}} dq_x \int_{q_{z1}}^{q_{z2}} dq_z \frac{y - q_y}{R^3} M_{0y} |_{q_{y1}}^{q_{y2}} + \int_{q_{x1}}^{q_{x2}} dq_x \int_{q_{y1}}^{q_{y2}} dq_y \frac{y - q_y}{R^3} M_{0z} |_{q_{z1}}^{q_{z2}}, \quad (9б)$$

$$H_{\text{dem}}^z(\mathbf{r}) = \int_{q_{y1}}^{q_{y2}} dq_y \int_{q_{z1}}^{q_{z2}} dq_z \frac{z - q_z}{R^3} M_{0x} |_{q_{x1}}^{q_{x2}} + \int_{q_{x1}}^{q_{x2}} dq_x \int_{q_{z1}}^{q_{z2}} dq_z \frac{z - q_z}{R^3} M_{0y} |_{q_{y1}}^{q_{y2}} + \int_{q_{x1}}^{q_{x2}} dq_x \int_{q_{y1}}^{q_{y2}} dq_y \frac{z - q_z}{R^3} M_{0z} |_{q_{z1}}^{q_{z2}}. \quad (9в)$$

Мы обозначили  $R = [(x - q_x)^2 + (y - q_y)^2 + (z - q_z)^2]^{1/2}$  — расстояние от точки наблюдения  $\mathbf{r} = (x, y, z)$  до точки интегрирования, а символ  $|_a^b$  означает разность соответствующего двойного интеграла для верхнего и нижнего параметров. Учитывая, что внутри элемента  $K_{ijk}$  намагниченность постоянна, соотношения (9) запишем в виде:

$$H_{\text{dem}}^x(\mathbf{r}) = n_{xx}(\mathbf{r})M_{0x} + n_{xy}(\mathbf{r})M_{0y} + n_{xz}(\mathbf{r})M_{0z},$$

$$H_{\text{dem}}^y(\mathbf{r}) = n_{yx}(\mathbf{r})M_{0x} + n_{yy}(\mathbf{r})M_{0y} + n_{yz}(\mathbf{r})M_{0z},$$

$$H_{\text{dem}}^z(\mathbf{r}) = n_{zx}(\mathbf{r})M_{0x} + n_{zy}(\mathbf{r})M_{0y} + n_{zz}(\mathbf{r})M_{0z}.$$

Явный вид введенных здесь компонент тензора размагничивающих факторов  $\hat{n}(\mathbf{r})$  однородно намагниченного элемента  $K_{ijk}$  легко получить из (9). Так, из (9а) имеем

$$n_{xx}(\mathbf{r}) = \int_{q_{y1}}^{q_{y2}} dq_y \int_{q_{z1}}^{q_{z2}} dq_z \frac{x - q_x}{R^3} \Big|_{q_{x1}}^{q_{x2}},$$

$$n_{xy}(\mathbf{r}) = \int_{q_{x1}}^{q_{x2}} dq_x \int_{q_{z1}}^{q_{z2}} dq_z \frac{x - q_x}{R^3} \Big|_{q_{y1}}^{q_{y2}},$$

$$n_{xz}(\mathbf{r}) = \int_{q_{x1}}^{q_{x2}} dq_x \int_{q_{y1}}^{q_{y2}} dq_y \frac{x - q_x}{R^3} \Big|_{q_{z1}}^{q_{z2}}.$$

Аналогичный вид имеют и остальные компоненты тензора. Используя табличные интегралы и восстанавливая индексы  $i, j, k$ , для диагональных компонент получаем:

$$n_{xx}^{ijk}(\mathbf{r}) = \sum_{l,p,q=1}^2 (-1)^{l+p+q} \arctg \frac{(y - q_{yq})(z - q_{zl})}{(x - q_{xp})R_{ijk}}, \quad (10a)$$

$$n_{yy}^{ijk}(\mathbf{r}) = \sum_{l,p,q=1}^2 (-1)^{l+p+q} \arctg \frac{(x - q_{xp})(z - q_{zl})}{(y - q_{yq})R_{ijk}}, \quad (10б)$$

$$n_{zz}^{ijk}(\mathbf{r}) = \sum_{l,p,q=1}^2 (-1)^{l+p+q} \arctg \frac{(x - q_{xp})(y - q_{yq})}{(z - q_{zl})R_{ijk}}. \quad (10в)$$

Недиагональные компоненты равны

$$n_{xy}^{ijk}(\mathbf{r}) = n_{yx}^{ijk}(\mathbf{r}) = \sum_{l,p,q=1}^2 (-1)^{l+p+q} \ln(z - q_{zl} + R_{ijk}), \quad (11a)$$

$$n_{xz}^{ijk}(\mathbf{r}) = n_{zx}^{ijk}(\mathbf{r}) = \sum_{l,p,q=1}^2 (-1)^{l+p+q} \ln(y - q_{yq} + R_{ijk}), \quad (11б)$$

$$n_{yz}^{ijk}(\mathbf{r}) = n_{zy}^{ijk}(\mathbf{r}) = \sum_{l,p,q=1}^2 (-1)^{l+p+q} \ln(x - q_{xp} + R_{ijk}), \quad (11в)$$

здесь  $R_{ijk} = \left[ (x - q_{xp})^2 + (y - q_{yq})^2 + (z - q_{zl})^2 \right]_{(ijk)}^{1/2}$ .

При использовании полученных значений размагничивающего поля  $H_{\text{dem}(ijk)}$  в выражении (8) для элемента

$K_{ijk}$  становится возможным определить и значения компонент тензора *эффективных* размагничивающих факторов  $\hat{N}(\mathbf{r})_{(ijk)}$ . Суммирование по всем элементам  $K_{ijk}$  позволяет найти тензор  $\hat{N}(\mathbf{r})$ . Как и в традиционном методе эффективных размагничивающих факторов [32,33] (см., также [35]), результирующий тензор  $\hat{N}(\mathbf{r})$  включает вклад как от поля размагничивания, так и соответствующие вклады от анизотропии и (однородной части) обменного взаимодействия. Подчеркнем, что координатная зависимость коэффициентов  $\hat{N}(\mathbf{r})$  воспроизводит статическую неоднородность основного состояния системы. В частности, полностью учитывается *геометрия* нанесенного на пленку «узора» антиоточек.

Линеаризация уравнения (6) с использованием соотношения (7) определяет систему линейных уравнений для изменяющейся со временем части намагниченности  $\mathbf{m}(\mathbf{r}, t)$ . Решение этой системы позволяет определить коэффициенты пропорциональности между намагниченностью и внешним переменным полем. Для переменного поля заданной частоты  $\omega$  имеем  $\mathbf{m}(\mathbf{r}, \omega) = \hat{\chi}(\mathbf{r}, \omega) \mathbf{h}_{\text{app}}(\omega)$ , где  $\hat{\chi}(\mathbf{r}, \omega)$  — тензор высокочастотной магнитной восприимчивости системы. В данном случае тензор  $\hat{\chi}(\mathbf{r}, \omega)$  есть *локальный* тензор, устанавливающий соответствие между внешним переменным магнитным полем  $\mathbf{h}_{\text{app}}(\omega)$  и динамической частью намагниченности  $\mathbf{m}(\mathbf{r}, \omega)$  в точке  $\mathbf{r}$  решетки на частоте  $\omega$ . Отметим, что, выбирая локальную систему координат с осью  $oz$ , направленной вдоль намагниченности  $\mathbf{M}_{0(ijk)}$ , переменные  $\mathbf{h}_{\text{eff}}(\mathbf{r}, t)$  и  $\mathbf{m}(\mathbf{r}, t)$  элемента  $K_{ijk}$  будут иметь только поперечные составляющие; т.е. в (7) войдут только поперечные составляющие тензора эффективных размагничивающих факторов:  $N_{xx}(\mathbf{r})_{(ijk)}$ ,  $N_{xy}(\mathbf{r})_{(ijk)}$ ,  $N_{yx}(\mathbf{r})_{(ijk)}$  и  $N_{yy}(\mathbf{r})_{(ijk)}$ . Переход в «лабораторную» систему координат осуществляется по известным формулам «поворота» координатных систем.

Определим теперь физический смысл приближения (7) и конкретизируем условия его применимости. Заметим, что выражения (10) и (11) позволяют получить для компонент магнитостатического поля формально точные аналитические выражения в виде сумм элементарных функций для коэффициентов дискретизованной системы уравнений. Поэтому точность вычисления коэффициентов (10), (11) и компонент тензора размагничивающих факторов  $\hat{n}(\mathbf{r})$  определяется точностью самих численных расчетов (см. Приложение). Неучтенной остается неоднородная часть обменного взаимодействия (4). Чтобы оценить вклад этой части взаимодействия, удобно трактовать рассматриваемую систему как *однородно* намагниченную пленку с антиоточками, на которую наложено постоянное во времени *неоднородное* возмущающее магнитное поле  $\mathbf{H}_{nh}(\mathbf{r})$ .

Влияние неоднородного возмущающего магнитного поля на динамику магнетика достаточно хорошо изучено (см., например, [33]). Наличие  $\mathbf{H}_{nh}(\mathbf{r})$  приводит к тому, что основной — однородный тип колебаний намагниченности — будет связываться с другими — неоднородными типами колебаний и передавать им энергию. Это приведет к смещению резонансной частоты и уширению резонансной кривой. В уравнениях Ландау–Лифшица ширина резонансной кривой  $\Delta H_{\text{res}}$  определяется соответствующим слагаемым с коэффициентом, который есть *параметр* теории и формально учитывает все возможные механизмы диссипации. Задача о микроскопическом происхождении и величине вклада отдельных механизмов диссипации требует рассмотрения, выходящего за рамки феноменологического подхода Ландау—Лифшица.

Учет неоднородного обменного взаимодействия (последнее слагаемое в правой части (4)) приводит к смещению частот магнитных колебаний на величину порядка  $\alpha k_0^2 / M_0$ , где  $\pi / k_0 \sim \pi(a - r)$  — характерный масштаб неоднородного распределения намагниченности (здесь  $a$  — период решетки антиточек, а  $r$  — радиус антиточки, см. рис. 1,а). Этим вкладом в частоту колебаний можно пренебречь, если  $\alpha k_0^2 / M_0 < \Delta H_{\text{res}}$ . Кроме того, пренебрегая в выражении для  $\mathbf{h}_{\text{eff}}(\mathbf{r}, t)$  градиентами переменных составляющих намагниченности, мы не учитываем возможность возбуждения собственных неоднородных колебаний намагниченности образца однородным внешним полем. Характерный масштаб длин волн таких колебаний  $1/k \sim a$ . Отсюда следует условие пренебрежения неоднородными возбуждениями:  $k_0 \ll k \sim 1/a$ . То есть характерный масштаб неоднородного распределения намагниченности по решетке должен быть много больше периода решетки. Наконец, вкладом градиентов намагниченности в  $H_{\text{dem}}$  (5) можно пренебречь, если в объеме с линейными размерами порядка  $a$  вклад от объемного интеграла много меньше вклада от поверхностного. Это опять приводит к условию  $k_0 \ll 1/a$ .

Следовательно, описание в рамках предложенного подхода (квази)однородных колебаний неоднородно намагниченного образца справедливо до тех пор, пока можно говорить об уширении резонансных кривых. То есть, когда частоты колебаний неоднородного образца группируются около частот однородной системы, и для частот колебаний можно сохранить классификацию однородно намагниченной системы. Одновременно это означает, что одной из особенностей магнитной динамики ферромагнитной пленки с антиточками будет значительная ширина линии резонанса. Удивительно, что в сообщениях, посвященных моделированию резонансных свойств решеток антиточек, это обстоятельство игнорируется, что явно противоречит экспериментальным результатам [9,14,15,36–38], где действительно наблюдаются широкие резонансные

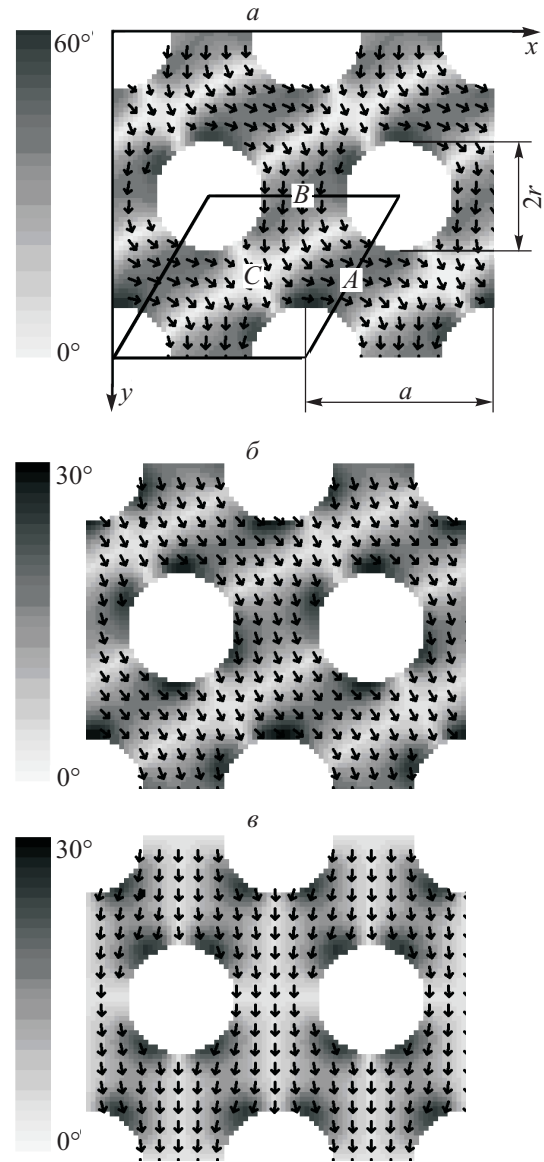


Рис. 1. Распределение намагниченности в гексагональной решетке антиточек ( $r/a = 0,30$ ). Внешнее поле  $H = 0,3$  Тл направлено вдоль оси  $oz$  (а), под углом  $60^\circ$  к оси  $ox$  в плоскости пленки (легкая ось) (б), вдоль оси  $oy$  (трудная ось) (в). Тонем показан угол отклонения проекции намагниченности на плоскость пленки от направления спонтанной намагниченности.

линии поглощения. Заметим, что значительная ширина резонансной линии характерна и для резонансного отклика ансамбля однодоменных магнитных наночастиц (см., например, [39,40]). В этом случае локальные оси намагниченности отдельных частиц могут быть ориентированы хаотически, и стандартное приближение «узкой резонансной линии» [33] тоже не выполняется. Анализ показывает (см. [39,40] и приведенные там ссылки), что в этих случаях в тензоре высокочастотной восприимчивости  $\hat{\chi}(\mathbf{r}, \omega)$  следует удерживать как резонансную (ларморовскую), так и антирезонансную (антиларморовскую) составляющие. В результате ком-

поненты тензора высокочастотной восприимчивости (в локальной системе координат) имеют вид:

$$\chi_{xx}(\mathbf{r}, \omega) = M_0 \frac{(H_{\text{eff}0}(\mathbf{r}) + M_0 N_{yy}(\mathbf{r}))(1 + \delta^2) + i\omega\delta / \gamma}{[\omega / \gamma - H_r(\mathbf{r}) - i\zeta(\mathbf{r})\delta][\omega / \gamma + H_r(\mathbf{r}) - i\zeta(\mathbf{r})\delta]}, \quad (12a)$$

$$\chi_{xy}(\mathbf{r}, \omega) = \chi_{yx}^*(\mathbf{r}, \omega) = -M_0 \frac{M_0 N_{xy}(\mathbf{r})(1 + \delta^2) - i\omega / \gamma}{[\omega / \gamma - H_r(\mathbf{r}) - i\zeta(\mathbf{r})\delta][\omega / \gamma + H_r(\mathbf{r}) - i\zeta(\mathbf{r})\delta]}. \quad (12б)$$

Выражение для  $\chi_{yy}(\mathbf{r}, \omega)$  компоненты находится заменой индексов  $x \rightarrow y \rightarrow x$  в правой части формулы (12a). Здесь

$$H_r(\mathbf{r}) = \frac{1}{2} \sqrt{4\zeta(\mathbf{r})^2 - (\delta^2 + 1)M_0^2 [4N_{xy}(\mathbf{r})^2 + (N_{yy}(\mathbf{r}) - N_{xx}(\mathbf{r}))^2]} \quad (13)$$

и  $\gamma H_r(\mathbf{r})$  — частота прецессии магнитного момента в точке  $\mathbf{r}$ ;  $\omega$  — частота микроволнового поля;  $\zeta(\mathbf{r}) = H_{\text{eff}0}(\mathbf{r}) + M_0(N_{xx}(\mathbf{r}) + N_{yy}(\mathbf{r}))/2$  и  $\delta = \beta / \gamma M_0$  — приведенный коэффициент затухания. Отметим, что в предельном случае сплошной однородно намагниченной пленки тензор обобщенных размагничивающих факторов, естественно, становится равным стандартному тензору размагничивающих факторов. Для такого образца резонансное поле (13) (при  $\delta = 0$ ) воспроизводит соответствующие формулы Киттеля.

Спектр ФМР представляет собой зависимость поглощаемой системой мощности микроволнового излучения от частоты  $\omega$  и/или постоянной части внешнего поля  $\mathbf{H}$  [27,28,33]. Мощность микроволнового излучения, поглощаемая элементарной ячейкой решетки антиточек,  $P(\omega, H)$  определяется мнимой частью внешнего тензора высокочастотной восприимчивости  $\hat{\chi}(\mathbf{r}, \omega)$ :

$$P(\omega, H) = -\frac{\omega}{8\pi} \int_V \text{Im}(\mathbf{h}_{\text{app}}^* (4\pi\hat{\chi}(\mathbf{r}, \omega))\mathbf{h}_{\text{app}}) d\mathbf{r}. \quad (14)$$

Отклик системы на высокочастотное поле представляет собой сумму откликов отдельных участков системы. Резонансные частоты этих участков в общем случае не совпадают, и можно восстановить распределение резонансных частот по элементарной ячейке решетки антиточек  $\omega_r(\mathbf{r})$ . Распределение  $\omega_r(\mathbf{r})$  позволяет определить участки элементарной ячейки, прецессия магнитных моментов в которых дает вклад в динамический отклик системы на данной частоте. Эта информация обычно теряется при традиционном численном решении уравнений динамики для намагниченности [19–24].

Расчет ФМР спектра гексагональной решетки антиточек производился в два этапа. На первом этапе методами микромагнитного моделирования определялось

равновесное распределение намагниченности  $\mathbf{M}_0(\mathbf{r})$  и эффективного поля  $\mathbf{H}_{\text{eff}0}(\mathbf{r})$  по ячейке решетки антиточек. На втором этапе, используя аналитические выражения (12)–(14), по известным распределениям эффективного поля и намагниченности восстанавливались резонансные характеристики системы. В данном подходе отпадает необходимость в численном решении динамических уравнений для намагниченности, что существенно сокращает объем компьютерных вычислений. В целом, это соответствует общим правилам квантовой механики, согласно которым поправка первого приближения к энергии (собственному значению) состояния определяется волновой функцией этого же состояния [41].

### 3. Результаты моделирования

Типичными материалами, используемыми при изготовлении решеток антиточек, являются железосодержащие и никельсодержащие сплавы. Нами в качестве параметров материала пленки были выбраны величины, характерные для сплава  $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$  (пермаллой). В этом случае имеем: намагниченность насыщения  $M_0 = 830 \text{ эме/см}^3 (= 8,3 \cdot 10^5 \text{ А/м})$ , константа неоднородного обменного взаимодействия  $\alpha = 10^{-6} \text{ эрг/см} (= 10^{-11} \text{ Дж/м})$  [42], постоянная однородного обмена принималась равной  $\lambda = 1,39 \cdot 10^2 \text{ эрг}\cdot\text{см}^3/\text{эме}^2 (= 1,39 \cdot 10^{-5} \text{ Дж}/(\text{А}^2\text{м}))$ . В соответствии с [29] константа магнитокристаллической анизотропии для пермаллоя может изменяться в широком интервале значений. В нашем случае она полагалась равной  $100 \text{ эрг/см}^3 (= 10 \text{ Дж/м}^3)$ . Параметр гексагональной решетки антиточек имел значение  $a = 100 \text{ нм}$ , а толщина пленки  $d = 10 \text{ нм}$ , что соответствует экспериментально получаемым образцам решеток антиточек на пленке пермаллоя, выращенных на подложке из анодированного алюминия (см., например, [1,16,36,37]). Некоторые детали численного расчета приведены в Приложении.

#### 3.1. Магнитоэлектрические свойства

Для выявления характера влияния решетки антиточек на распределение намагниченности в ферромагнитной пленке наиболее информативной является геометрия «внешнее магнитное поле перпендикулярно плоскости пленки». В этой геометрии сохраняется симметрия решетки и магнитная структура воспроизводит основное состояние системы.

На рис. 1,а приведен пример распределения намагниченности по ячейке гексагональной решетки антиточек в поле  $H = 0,3 \text{ Тл}$ , направленном перпендикулярно плоскости пленки. Стрелками на рисунке показано направление проекции намагниченности на плоскость пленки. Темным тоном отмечена степень (угол) отклонения проекции намагниченности на плоскость пленки от направления спонтанной намагниченности элемен-

тарной ячейки решетки. В соответствии с гексагональной (конфигурационной) симметрией решетки, легкие оси повернуты друг относительно друга на  $60^\circ$ . Вдоль одной из этих легких осей *спонтанно* и ориентируется магнитный момент ячейки. (В реальной вычислительной процедуре «выбор» оси анизотропии определяется выбором области ячейки, с которой начинается итерационный процесс.) На рис. 1,а намагниченность направлена вдоль короткой диагонали элементарной ячейки (под углом  $60^\circ$  к оси *ox*). Направление вдоль длинной диагонали является «трудным».

Как это видно на рис. 1,а, существует два типа областей. Области первого типа обозначены на рисунке *A* и *B*. Направление магнитных моментов в них перпендикулярно прямой, соединяющей ближайшие антиоточки, между которыми эта область локализована. В отличие от областей *A* и *B*, область второго типа *C* своей формой практически повторяет форму элементарной ячейки гексагональной структуры. Проекция магнитных моментов на плоскость пленки в области *C* близка по направлению к соответствующей проекции полного магнитного момента элементарной ячейки решетки антиоточек. Такое распределение позволяет существенно снизить как обменную, так и магнитостатическую энергию системы.

В случае магнитного поля, приложенного в плоскости пленки (рис. 1,б,в), распределение намагниченности меняется. В этой геометрии магнитные моменты направлены в основном вдоль поля. Доля областей, в которых магнитный момент отклонен от направления поля (на рисунке это области темного цвета), мала. Фактически эти области сосредоточены в основном в окрестности антиоточек, где магнитостатическое поле наиболее сильно. На рис. 1,б, соответствующему направлению внешнего магнитного поля вдоль «легкой» оси системы, темные области соединены небольшой перетяжкой. На рис. 1,в, где поле направлено вдоль «трудной» оси, видно, что каждая темная область распадается на локализованные у антиоточек области.

Полученная нами статическая магнитная структура тонкой пленки с гексагональной решеткой антиоточек воспроизводит аналогичные расчеты, выполненные ранее в работах [43,44]. Это, в частности, подтверждает корректность выбранного нами численного метода. Отметим также, что подобная магнитная доменная структура действительно наблюдается экспериментально [36,43].

### 3.2. Динамические свойства

Традиционно [33] при экспериментальных исследованиях ФМР измеряется динамический отклик системы на заданной частоте при изменении магнитного поля. Однако в системе антиоточек насыщение намагниченности не происходит практически во всех исследуемых магнитных полях.

То есть мы имеем дело с резонансными свойствами системы в ненасыщенном состоянии, когда изменение магнитного поля приводит к изменению магнитного упорядочения системы. В этом случае корректно изучение ФМР в постоянном магнитном поле. Ниже изложены результаты моделирования динамических свойств простой гексагональной решетки антиоточек во внешнем магнитном поле, направленном в плоскости пленки.

Зная распределение эффективного поля  $\mathbf{H}_{\text{eff}0}(\mathbf{r})$  по ячейке решетки и используя выражения (12)–(14), можно определить отклик системы на высокочастотное магнитное поле. Зависимость динамического отклика системы от направления приложенного магнитного поля иллюстрирует рис. 2. Здесь изображены спектры резонанса во внешнем магнитном поле  $H = 0,3$  Тл, ориентированном в плоскости пленки в направлении «легкой» оси (*a*), «трудной» оси (*b*) и произвольном направлении (*в*). На вставках изображены соответствующие распределения резонансных частот по элементарной ячейке решетки.

Как видно на рис. 2, при любой ориентации внешнего магнитного поля в спектре ФМР (кривая 1) наблюдается несколько мод. Анализ спектра и соответствующего ему распределения резонансных частот по элементарной ячейке решетки (см. вставки на рис. 2) показывает, что каждая из мод в основном определяется колебаниями одной из трех областей (доменов) *A*, *B* или *C*. На рис. 2 мода и область ее локализации обозначены общей буквой. Сумма трех мод (кривая 2) показывает, насколько приближение тремя модами соответствует спектру исследуемой системы. Для сравнения на рисунке также приведен резонанс однородной (сплошной) пленки (кривая 3), рассчитанный для того же коэффициента затухания.

Когда направление внешнего поля совпадает с «легким» направлением системы, области *A* и *B* дают в спектр резонанса системы одинаковые вклады (см. рис. 2,а). Это приводит к формированию в спектре ФМР двух максимумов, один из которых определяется резонансом в области *C*, а другой — резонансом в областях *A* и *B*. Когда магнитное поле направлено вдоль «трудного» направления (рис. 2,б), симметрично относительно поля расположены области *A* и *C*, их колебания вырождены и они формируют один из двух максимумов резонанса. При произвольном направлении внешнего магнитного поля в плоскости пленки каждая из областей (*A*, *B* и *C*) имеет свою собственную частоту резонанса (рис. 2,в). Таким образом, в отличие от однородной пленки, в спектре гексагональной решетки антиоточек в общем случае наблюдается три локальных резонанса. Кроме того, пик результирующего спектра смещается в сторону низких частот и ширина спектра возрастает.



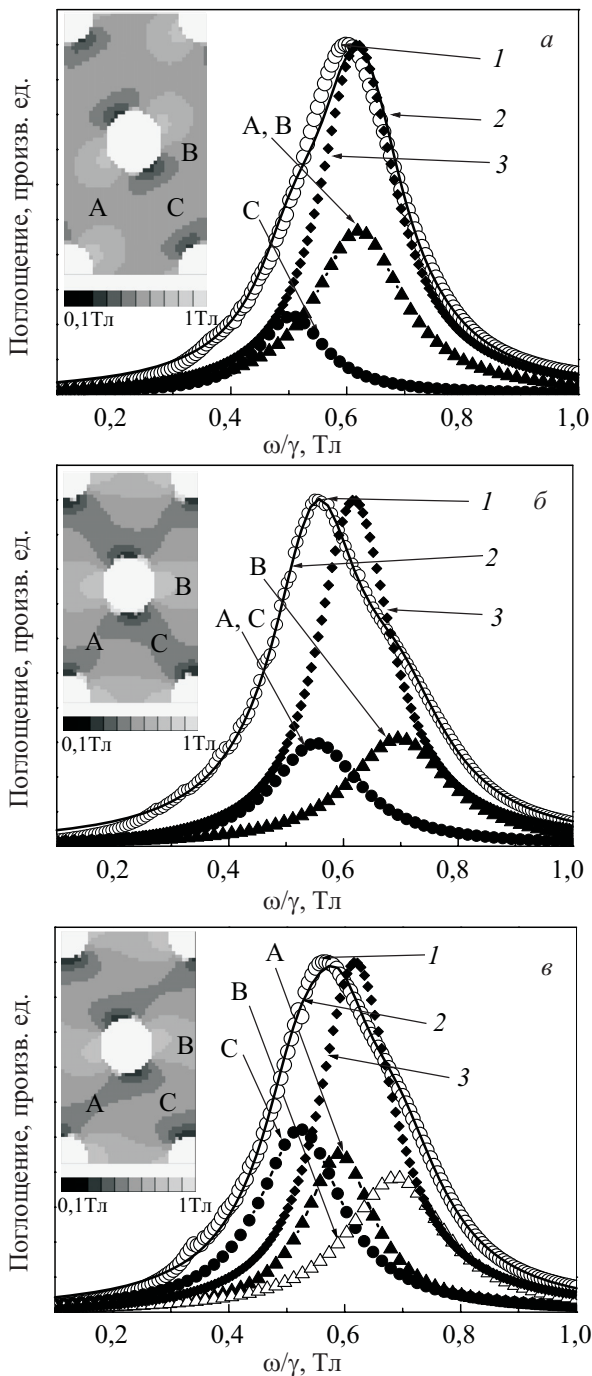


Рис. 2. Спектр ФМР решетки антиточек. Кривая 1 — результат вычисления по формулам (12)–(14); кривая 2 — сумма трех мод, локализованных в областях *A*, *B*, *C*, кривая 3 — резонанс однородной пленки. Угол между внешним полем и осью *ox* 60° («легкое» направление) (*a*), 90° («трудное» направление) (*б*), 78° (*в*). Внешнее поле ориентировано в плоскости пленки  $H = 0,3$  Тл;  $r/a = 0,20$ ;  $\delta = 0,10$ . На вставках показано распределение резонансных частот по элементарной ячейке решетки.

Важным фактором, определяющим статические и динамические свойства решетки антиточек, является отношение размера антиточки к параметру гексаго-

нальной решетки  $r/a$ . С увеличением этого отношения конфигурационная анизотропия растет, что проявляется, в частности, в резонансных характеристиках системы. Формирование сложной структуры спектра ФМР с ростом отношения  $r/a$  иллюстрирует рис. 3, где показано уширение и усложнение ФМР спектра с увеличением размера антиточек. Видна эволюция спектра от однородного резонанса до двух хорошо различимых максимумов, характерных для ФМР спектра в направлении «трудной» оси конфигурационной анизотропии. (Аналогичные зависимости для поля вдоль «легкой» оси приведены в работе [25].) Как показывает эксперимент (см., например, [9,14,15,36–38]), для решеток антиточек наряду с увеличением ширины резонансной кривой действительно наблюдается сложная (многопиковая) структура линии ФМР. Для прямоугольных решеток антиточек пространственная локализация мод ФМР установлена экспериментально методами кервской спектроскопии с временным разрешением (time-resolved Kerr microscopy) [14,36].

Размагничивающее поле влияет на изменение спектра и формы линии резонанса с изменением параметров системы. Возрастание радиуса антиточки и, соответственно, возрастание свободных поверхностей системы приводит к увеличению магнитоэлектронной энергии, следствием чего является смещение спектра в сторону более низких частот. Кроме этого, увеличиваются градиенты эффективного поля, что, в свою очередь, оказывает влияние на ширину спектра. Резонансный отклик системы демонстрирует сложную структуру даже в сильных полях, когда неоднородности в распределении намагниченности локализованы только вблизи поверхностей антиточек.

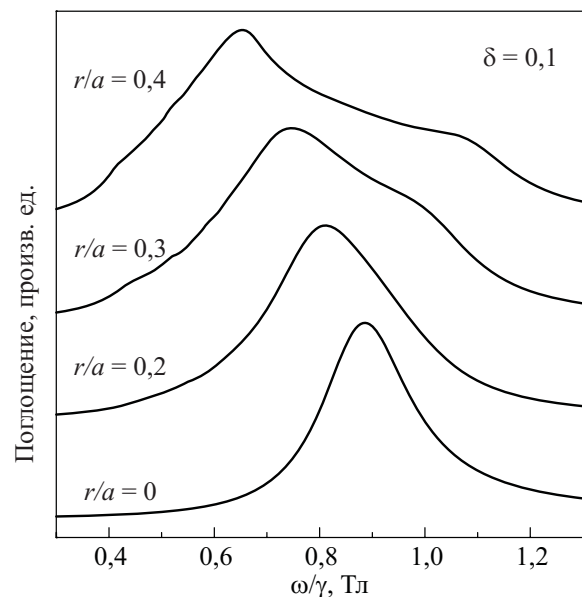


Рис. 3. Спектр ФМР гексагональных решеток антиточек с различным отношением  $r/a$ . Внешнее поле  $H = 0,5$  Тл направлено вдоль «трудной» оси (ось *ay*);  $\delta = 0,10$ .

При изменении направления внешнего магнитного поля резонансная частота каждой локальной моды смещается. Анализ зависимости локальных резонансных мод от ориентации поля показывает, что период угловой зависимости частот равен  $180^\circ$ . Рисунок 4 иллюстрирует указанное поведение трех мод резонанса. На нем изображены зависимости резонансных частот соответствующих (*A*, *B* и *C*) мод как функции от угла поворота внешнего поля  $H = 0,3$  Тл в плоскости пленки. Видно, что «легкие» оси каждой из мод повернуты друг относительно друга на  $60^\circ$ . В результате восстанавливается симметрия гексагональной решетки антиоточек и угловая зависимость резонансного поля (максимум резонансной кривой) решетки имеет период  $60^\circ$ . На рис. 5 приведена угловая зависимость частоты ФМР решетки с  $r/a = 0,20$  и  $0,25$ . Видно, что величина гексагональной анизотропии растет с ростом отношения  $r/a$ .

Считается (см., например, [5,9,36,45,46]), что формирование решетки нанобъектов приводит к появлению в системе анизотропии, соответствующей симметрии этой решетки. Однако, как показывает проведенный нами анализ (см. рис. 4), наведенная таким образом анизотропия в общем случае имеет более сложный характер. Отдельные участки (домены) магнитной решетки могут иметь локальную анизотропию более низкой симметрии. Симметрия решетки восстанавливается только в суммарном отклике системы. Данное обстоятельство может оказаться важным фактором при использовании решеток антиоточек для сверхплотной записи информации.

Как уже отмечалось, феноменологический коэффициент затухания  $\delta$  включает в себя все микроскопические механизмы затухания. Как показывают результаты исследований [30,47,48], для наноструктурированных магнетиков параметр затухания может превышать соответствующие значения для монокристаллов на несколько порядков. Наш анализ показал [25], что ши-

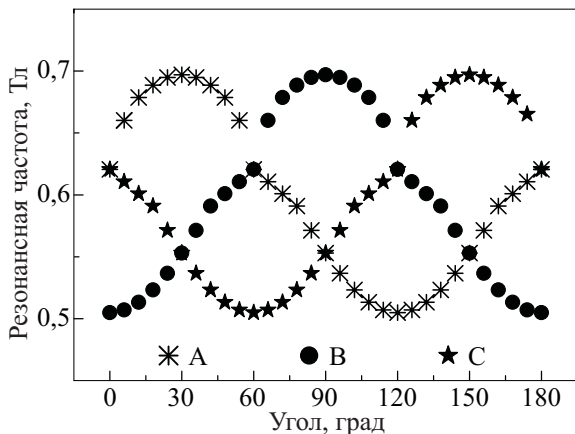


Рис. 4. Зависимость частот прецессии намагниченности в областях *A*, *B*, *C* решетки антиоточек от направления внешнего поля в плоскости пленки;  $H = 0,3$  Тл;  $\delta = 0,10$ ;  $r/a = 0,20$ .

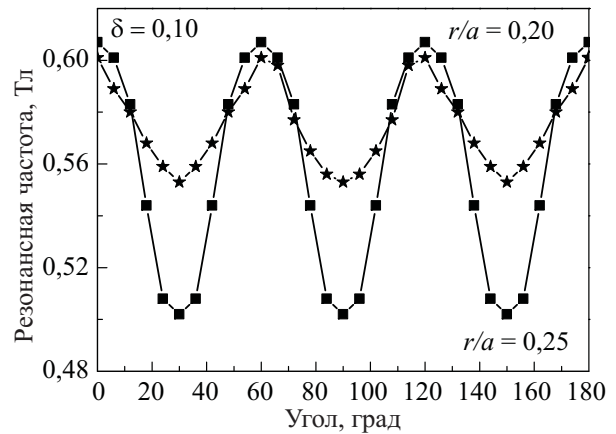


Рис. 5. Зависимость максимума линии ФМР решетки антиоточек от направления внешнего поля в плоскости пленки;  $H = 0,3$  Тл;  $r/a = 0,20, 0,25$ ;  $\delta = 0,10$ .

рина спектра резонанса гексагональной решетки действительно определяется не только приведенным коэффициентом затухания  $\delta$ , но и размером антиоточек, т.е. степенью неоднородности внутреннего магнитного поля. Влияние радиуса антиоточки на ширину линии ФМР для систем с различным периодом решетки удовлетворительно аппроксимируется выражением  $[\Delta H(r/a) - \Delta H(0)] / \Delta H(0) \sim (r/a)^\xi$ , где параметр  $\xi$  является функцией размеров антиоточек и равен 2,22, 2,30 и 3,33 для  $a = 50, 75$  и  $100$  нм соответственно.

Как уже отмечалось в начале этого раздела, резонансные исследования часто выполняются при фиксированной частоте и изменяющейся статической частью магнитного поля. В случае неоднородного основного состояния изменение магнитного упорядочения с изменением поля, естественно, проявляется и в динамических характеристиках системы. Представление о характере изменения динамики системы в этом случае можно получить из трехосных диаграмм, где поглощаемая мощность представлена как функция частоты и величины постоянного поля. На рис. 6,а представлена типичная для рассматриваемых систем зависимость поглощаемой мощности микроволнового излучения от поля и частоты для внешнего поля, ориентированного в плоскости пленки под углом  $45^\circ$  к оси  $ox$ . Спектры резонанса системы, полученные сечением поверхности плоскостями, параллельными осям  $\omega/\gamma = \text{const}$  и  $H = \text{const}$ , изображены на рис. 6,б,в соответственно. Видно, что во всем исследованном диапазоне полей и частот спектры ФМР представляют собой результирующий отклик от отдельных областей решетки антиоточек. В качестве примера на рис. 6,б представлено разложение одного из спектров ФМР на отдельные моды при  $\omega/\gamma = 1,0$  Тл. Эволюцию формы резонансной кривой с изменением поля иллюстрирует рис. 6,в.

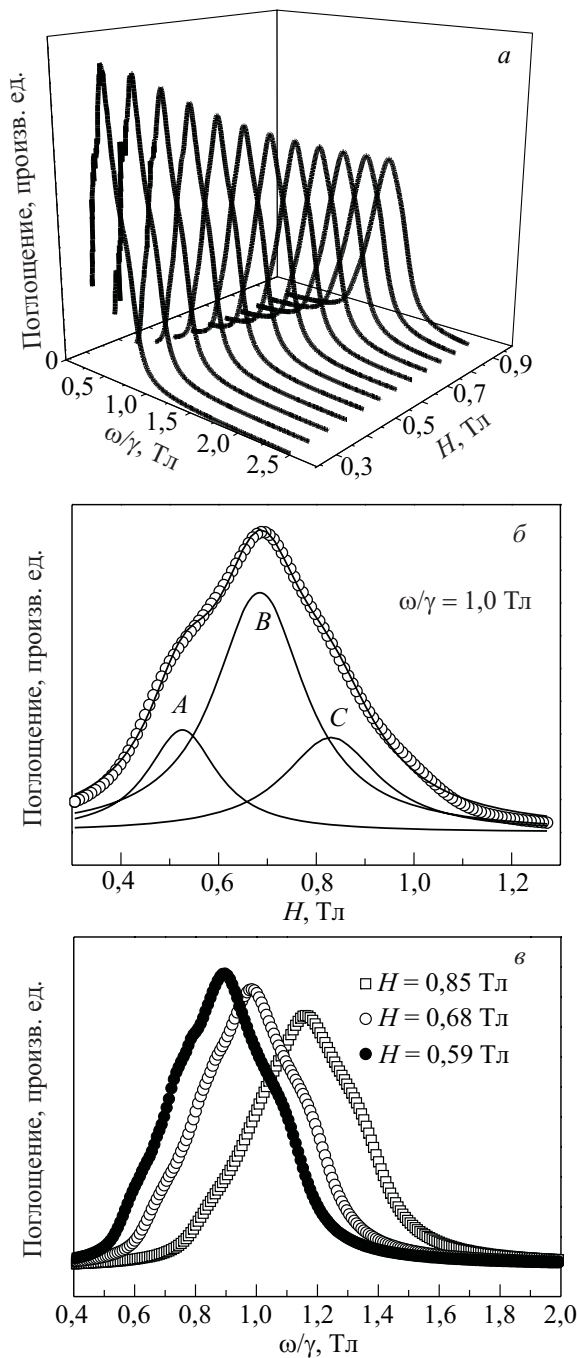


Рис. 6. Зависимость резонансного отклика системы: от внешнего поля и частоты (а); от внешнего поля при  $\omega/\gamma = 1,0$  Тл (буквами показан резонанс соответствующих областей элементарной ячейки решетки) (б); от частоты при  $H = 0,59, 0,68, \text{ и } 0,85$  Тл; поле в плоскости пленки направлено под углом  $45^\circ$  к оси  $ox$  (в);  $r/a = 0,35, \delta = 0,06$ .

При переходе от частотных к полевым зависимостям, для одной и той же ориентации внешнего поля в плоскости пленки, порядок резонансных частот отдельных областей решетки меняется. Так, при постоянном поле с повышением частоты для выбранной ориентации внешнего поля резонанс происходит в области C, затем в области B и наконец в области A ре-

шетки. При повышении внешнего поля при неизменной частоте порядок оказывается противоположным.

Изменение частоты максимума резонансной кривой при изменении внешнего поля иллюстрирует рис. 7. Сплошной линией на этом рисунке показана также зависимость частоты резонанса от внешнего магнитного поля тонкой ферромагнитной пленки, определенная по формуле Киттеля. Разница между этими частотами остается приблизительно постоянной на протяжении всего исследованного интервала полей и, согласно данным на рис. 5, определяется направлением внешнего поля и отношением  $r/a$ .

#### 4. Заключение

В работе исследованы статические и динамические свойства простой гексагональной решетки антиточек. Теоретическое рассмотрение резонансных свойств системы основано на аналитическом решении уравнений Ландау–Лифшица с явным учетом неоднородного статического распределения намагниченности и эффективного поля в системе. Предложенный метод позволяет адекватно описать (квази)однородные колебания неоднородно намагниченного образца, если частоты колебаний неоднородного образца группируются около частот резонанса однородной системы (для частот колебаний сохраняется классификация однородно намагниченной системы) и можно говорить об уширении резонансных кривых.

Результаты исследований показывают, что влияние гексагональной решетки антиточек на магнитные свойства ферромагнитной пленки проявляется не только формированием в ней дополнительной (конфигурационной) анизотропии, но и появлением сложной магнитной (доменной) структуры пленки. В результате в ФМР спектре системы различаются три локализованные мо-

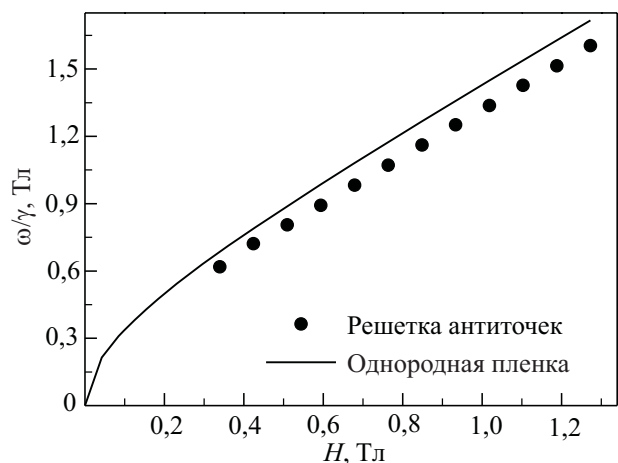


Рис. 7. Зависимость частот резонанса гексагональной решетки антиточек и однородной пленки от внешнего поля; поле в плоскости пленки направлено под углом  $45^\circ$  к оси  $ox$ ;  $r/a = 0,35, \delta = 0,06$ .

ды, соответствующие прецессии магнитных моментов определенных участков (доменов) элементарной ячейки решетки. Угловые зависимости резонансных частот отдельных мод демонстрируют анизотропию второго порядка, при этом легкие оси локальных колебаний повернуты на  $60^\circ$  друг относительно друга. Таким образом, формируется конфигурационная анизотропия, которая в некоторых случаях, например при больших коэффициентах затухания, может трактоваться как гексагональная. Данное обстоятельство может быть важным при использовании этих систем в приложениях, например при разработке новых приборов магноники. Модель позволяет описать резонансные свойства решетки антиоточек в широком диапазоне полей, частот и геометрических параметров системы и адекватно воспроизводит существующие экспериментальные данные.

Авторы выражают признательность В. Кругляку и К. Метлову за обсуждение работы и полезные замечания.

### Приложение. Микромагнитное моделирование

Микромагнитное моделирование магнитных свойств решетки антиоточек требует замены непрерывного распределения намагниченности набором намагниченностей дискретных областей. Для этого в объеме  $V$  ферромагнитной пленки вводится равномерная сетка:

$$w_{ijk} = \{x_i = ih, i = 0, 1, \dots, N_x; y_j = jh, j = 0, 1, \dots, N_y; z_k = kh, k = 0, 1, \dots, N_z\}, \quad (\text{П.1})$$

которая разделяет область  $V$  на элементы  $K_{ijk}$ . При решении дискретной задачи по нахождению равновесного распределения намагниченности в равномерной сетке считается, что внутри любого элемента  $K_{ijk}$  эффективное поле и намагниченность не изменяются по величине и направлению. В наших расчетах элемент  $K_{ijk}$  имел кубическую форму с размерами  $2,5 \times 2,5 \times 2,5$  нм. Чтобы убедиться, что размер элемента не влияет на результат, выполнялись дополнительные вычисления с меньшим размером ячейки  $K_{ijk}$ . Предполагались периодические граничные условия. Для анализа эффектов нелокальности выполнялись также вычисления с расширенной ячейкой, включающей несколько элементарных ячеек решетки антиоточек.

Для нахождения равновесного распределения намагниченности на сеточном множестве  $K_{ijk}$  необходимо задать некоторое распределение намагниченности  $\mathbf{M}_{ijk}^0$ , которое является начальным для итерационного процесса. При расчете распределения намагниченности считалось, что начальные направления намагниченности и внешнего поля совпадают. Итерационный процесс при нахождении равновесного распределения намагниченности в решетке антиоточек может быть представлен в виде трех повторяющихся шагов.

1. Вычисляются значения эффективного поля  $\mathbf{H}_{ijk}^{(n)}$  всех элементов равномерной сетки  $K_{ijk}$  на  $n$ -м шагу.

2. По определенному правилу  $\mathbf{M}_{ijk}^{(n+1)} = f(\mathbf{M}_{ijk}^{(n)}, \mathbf{H}_{ijk}^{(n)})$  строится новое  $(n+1)$ -е распределение намагниченности.

3. Проверяется критерий коллинеарности векторов намагниченности и эффективного поля [дискретный аналог условия (1) вида  $\max(\mathbf{M}_{ijk}^{(n)}, \mathbf{H}_{ijk}^{(n)}) < \varepsilon$ , где

$\varepsilon$  — наперед заданная ошибка (в работе она составляла  $\sim 10^{-10}$ )]. При его выполнении вычисления прерываются, а последнее найденное распределение намагниченности считается равновесным. В противном случае расчеты продолжаются с пункта 1. В качестве функции  $f(\mathbf{M}_{ijk}^{(n)}, \mathbf{H}_{ijk}^{(n)})$  нами использовалась функция

$f(\mathbf{M}_{ijk}^{(n)}, \mathbf{H}_{ijk}^{(n)}) = M_{0(ijk)} \mathbf{H}_{ijk}^{(n)} / |\mathbf{H}_{ijk}^{(n)}|$ , которая была впервые предложена, по-видимому, в работе [49], где была продемонстрирована практическая сходимость этого метода при исследовании структуры доменных границ. Можно показать [26], что этот метод расчета является вариантом метода условного градиентного спуска. Заметим, что наличие (даже доминирующего) ферромагнитного взаимодействия между магнитными моментами элементов сетки  $K_{ijk}$  не исключает появления в процессе итераций неравновесных магнитных конфигураций. Включение в  $\mathbf{H}_{\text{eff}}(\mathbf{r})$  вклада от однородного обменного взаимодействия позволяет избежать (особенно на первых шагах итерационного процесса) появления нефизических конфигураций, что существенно ускоряет нахождение равновесного распределения намагниченности в системе.

Зная статическое распределение намагниченности, по формуле (14) можно определить отклик системы на микроволновое поле. Компоненты тензора высокочастотной магнитной восприимчивости могут быть получены из выражений вида (12) переходом от зависимостей по координатам к зависимостям по индексам элементов равномерной сетки с учетом ориентации системы координат в точке  $\mathbf{r}$  относительно лабораторной системы координат.

Зная статическое распределение намагниченности, по формуле (14) можно определить отклик системы на микроволновое поле. Компоненты тензора высокочастотной магнитной восприимчивости могут быть получены из выражений вида (12) переходом от зависимостей по координатам к зависимостям по индексам элементов равномерной сетки с учетом ориентации системы координат в точке  $\mathbf{r}$  относительно лабораторной системы координат.

1. J.I. Martín, J. Nogués, Kai Liu, J.L. Vicent, and Ivan K. Schuller, *J. Magn. Magn. Mater.* **256**, 449 (2003).
2. J. Jorzick, S.O. Demokritov, B. Hillebrands, M. Bailleul, C. Fermon, K.Y. Guslienko, A.N. Slavin, D.V. Berkov, and N.L. Gorn, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 047204 (2002).
3. G.N. Kakazei, P.E. Wigen, K.Yu. Guslienko, V. Novosad, A.N. Slavin, V.O. Golub, N.A. Lesnik, and Y. Otani, *Appl. Phys. Lett.* **85**, 443 (2004).
4. V.V. Kruglyak, A. Barman, R.J. Hicken, J.R. Childress, and J.A. Katine, *Phys. Rev.* **B71**, 220409 (R) (2005).
5. G.N. Kakazei, Yu.G. Pogorelov, M.D. Costa, T. Mewes, P.E. Wigen, P.C. Hammel, V.O. Golub, T. Okuno, and V. Novosad, *Phys. Rev.* **B74**, 060406 (R) (2006).

6. V.V. Kruglyak, P.S. Keatley, R.J. Hicken, J.R. Childress, and J.A. Katine, *Phys. Rev.* **B75**, 024407 (2007).
7. L. Thevenard, H.T. Zeng, D. Petit, and R.P. Cowburn, *J. Appl. Phys.* **106**, 063902 (2009).
8. N. Singh, C.C. Wang, and A.O. Adeyeye, *J. Magn. Magn. Mater.* **320**, 113 (2008).
9. M. Yu, L. Malkinski, L. Spinu, W. Zhou, and S. Whittenburg, *J. Appl. Phys.* **101**, 09F501 (2007).
10. R.P. Cowburn, A.O. Adeyeye, and J.A.C. Bland, *J. Magn. Magn. Mater.* **173**, 193 (1997).
11. S.A. Nikitov, P. Tailhades, and C.S. Tsai, *J. Magn. Magn. Mater.* **236**, 320 (2001).
12. S. Neusser and D. Grundler, *Adv. Mater.* **21**, 2927 (2009).
13. K.L. Metlov, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 127205 (2006).
14. C. Yu, M.J. Pechan, and G.J. Mankey, *Appl. Phys. Lett.* **83**, 3948 (2003).
15. O.N. Martyanov, V.F. Yudanov, R.N. Lee, S.A. Nepijko, H.J. Elmers, R. Hertel, C.M. Schneider, and G. Schönhense, *Phys. Rev.* **B75**, 174429 (2007).
16. N.N. Phuoc, S.L. Lim, F. Xu, Y.G. Ma, and C.K. Ong, *J. Appl. Phys.* **104**, 093708 (2008).
17. L. Torres, L. Lopez-Diaz, and J. Iñiguez, *Appl. Phys. Lett.* **73**, 3766 (1998).
18. L.J. Heyderman, F. Nolting, D. Backes, S. Czekaj, L. Lopez-Diaz, M. Kläui, U. Rüdiger, C.A.F. Vaz, J.A.C. Bland, R.J. Matelon, U.G. Volkman, and P. Fischer, *Phys. Rev.* **B73**, 214429 (2006).
19. S.L. Vysotskii, S.A. Nikitov, E.S. Pavlov, and Yu.A. Filimonov, *J. Commun. Technol. Electronics* **55**, 800 (2010).
20. M. Krawczyk, J. Klos, M.L. Sokolovskyy, and S. Mamica, *J. Appl. Phys.* **108**, 093909 (2010).
21. S. Tacchi, M. Madami, G. Gubbiotti, G. Carlotti, A.O. Adeyeye, S. Neusser, B. Botters, and D. Grundler, *IEEE Trans. Magn.* **46**, 1440 (2010).
22. M.J. Donahue and D.G. Porter, <http://math.nist.gov/oommf>.
23. Sang-Koog Kim, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **43**, 264004 (2010).
24. R. Hertel, *J. Appl. Phys.* **90**, 5752 (2001).
25. V.N. Krivoruchko and A.I. Marchenko, *J. Appl. Phys.* **109**, 083912 (2011).
26. С.Г. Осипов, М.М. Хапаев, *Математическое моделирование* **3**, 12 (1991).
27. А.И. Ахиезер, В.Г. Барьяхтар, С.В. Пелетминский, *Спиновые волны*, Наука, Москва (1967); [A.I. Akhiezer, V.G. Baryakhtar, and S.V. Peletminskii, *Spin Waves*, North-Holland, Amsterdam (1968)].
28. В.Г. Барьяхтар, В.Н. Криворучко, Д.А. Яблонский, *Функции Грина в теории магнетизма*, Наукова думка, Киев (1984).
29. *Физические величины*, Под ред. И.С. Григорьева, Е.З. Мейлихова, Энергоатомиздат, Москва (1991).
30. N. Vukadinovic, *J. Magn. Magn. Mater.* **321**, 2074 (2009).
31. S. Labbé and P.-Y. Bertin, *J. Magn. Magn. Mater.* **206**, 93 (1999).
32. C. Kittel, *Phys. Rev.* **73**, 155 (1948).
33. А.Г. Гуревич, Г.А. Мелков, *Магнитные колебания и волны*, Наука, Москва (1973); [A.G. Gurevich and G.A. Melkov, *Magnetization Oscillations and Waves*, CRC Press, New York (1996)].
34. В.В. Альчиков, *Математическое моделирование* **15**, 84 (2003).
35. J.R. Macdonald, *Proc. Phys. Soc.* **A64**, No. 383, 968 (1951).
36. M. Pechan, C. Yu, R.L. Compton, J.P. Park, and P.A. Crowell, *J. Appl. Phys.* **97**, 10J903 (2005).
37. A. Vovk, L. Malkinski, V. Golub, S. Whittenburg, C. O'Connor, J.-S. Jung, and S.-H. Min, *J. Appl. Phys.* **97**, 10J506 (2005).
38. E.V. Brigneti, C.A. Ramos, E.B. Urena, K. Pirola, M. Vazquez, P. Prietod, and J.M. Sanz, *J. Magn. Magn. Mater.* **320**, e257 (2008).
39. R. Berger, J. Kliava, J.-C. Bissey, and V. Baïetto, *J. Appl. Phys.* **87**, 7389 (2000).
40. В.Н. Криворучко, А.И. Марченко, А.А. Прохоров, *ФНТ* **33**, 578 (2007) [*Low Temp. Phys.* **33**, 433 (2007)].
41. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц, *Квантовая механика. Нерелятивистская теория*, Наука, Москва (1974); [L.D. Landau and E.M. Lifshitz, *Quantum Mechanics: Non-Relativistic Theory*, Pergamon Press. (1977)].
42. C. Wilts and S. Lai, *IEEE Trans. Magn.* **8**, 280 (1972).
43. C.C. Wang, A.O. Adeyeye, and N. Sing, *Nanotechnology* **17**, 1629 (2006).
44. O.F. Schilling, *Eur. Phys. J.* **B68**, 543 (2009).
45. E.Th. Papaioannou, V. Kapaklis, P. Patoka, M. Giersing, P. Fumagalli, A. Garcia-Martin, E. Ferreira-Vila, and G. Ctistis, *Phys. Rev.* **B81**, 054424 (2010).
46. N.G. Deshpande, M.S. Seo, X.R. Jin, S.J. Lee, Y.P. Lee, J.Y. Rhee, and K.W. Kim, *Appl. Phys. Lett.* **96**, 122503 (2010).
47. J.L. Dormann, F. D'Orazio, F. Lucari, E. Tronc, P. Prene, J.P. Jolivet, D. Fiorani, R. Cherkaoui, and M. Noguees, *Phys. Rev.* **B53**, 14291 (1996).
48. W.T. Coffey, D.S.F. Crothers, J.L. Dormann, Yu.P. Kalmykov, E.C. Kennedy, and W. Wernsdorfer, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 5655 (1998).
49. A.E. La Bonte, *J. Appl. Phys.* **40**, 2450 (1969).

## Magnetic structure and resonance properties of hexagonal antidot lattice

A.I. Marchenko and V.N. Krivoruchko

Static and resonance properties of ferromagnetic films with an antidot lattice (pores in the film) are studied. The description of the system is based on micromagnetic modeling and analytical solution of the Landau–Lifshitz equation. The dependences of ferromagnetic resonance spectra on the in-plane direction of applied magnetic field and on the lattice parameters are investigated. The dependences of a dynamic system response on frequency at fixed magnetic field and on field at fixed frequency, when the field changes cause the static magnetic order to change are explored. It is found that the specific peculiarities of the system

dynamics leave unchanged for both of these experimental conditions. Namely, for low damping the resonance spectra contain three quasi-homogeneous modes which are due to the resonance of different regions (domains) of the antidot lattice cell. It is shown the angular field dependences of each mode are characterized by a two-fold symmetry and the related easy axes are mutually rotated by 60 degrees. As the result, a hexagonal symmetry of the system static and dynamic magnetic cha-

acteristics is realized. The existence in the resonance spectrum of several quasi-homogeneous modes related to different regions of the unit cell could be fundamental for working elements of magnonic devices.

PACS: 75.50.Tt Fine-particle systems; nanocrystalline materials;

**75.50.-y** Studies of specific magnetic materials;

**75.75.-c** Magnetic properties of nanostructures.

Keywords: antidot lattice, micromagnetic simulation, ferromagnetic resonance.