

О ДИНАМИКЕ НАМАГНИЧЕННОСТИ В ДВУМЕРНЫХ МАССИВАХ КВАДРАТНЫХ МИКРОЭЛЕМЕНТОВ

В. А. Орлов^{a,b*}, Р. Ю. Руденко^{a,b}, А. В. Кобяков^{a,b}, А. В. Лукьяненко^{a,b},

П. Д. Ким^a, В. С. Прокопенко^c, И. Н. Орлова^c

^a Институт физики им. Л. В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук
660036, Красноярск, Россия

^b Сибирский федеральный университет
660041, Красноярск, Россия

^c Красноярский государственный педагогический университет им. В. П. Астафьева
660049, Красноярск, Россия

Поступила в редакцию 11 декабря 2017 г.

Представлены результаты теоретического и экспериментального исследования особенностей коллективного движения намагниченности в массиве магнитостатически взаимодействующих ферромагнитных микроэлементов квадратной формы. Получены законы дисперсии коллективных мод для некоторых частных случаев распределения топологических зарядов π_T магнитных вихрей в частицах. С учетом диссипации для различных значений π_T получены резонансные кривые. Эксперимент по исследованию ферромагнитного резонанса в двумерном массиве частиц качественно подтвердил результаты расчетов.

DOI: 10.7868/S0044451018040107

1. ВВЕДЕНИЕ

Интерес к исследованию нано- и микроразмерных объектов (нано- и микроточек) связан с перспективами использования таких материалов в устройствах сверхплотного хранения информации, устройствах спинтроники, в микрохирургии. Магнитные свойства индивидуальных наноточек и их массивов обладают некоторыми привлекательными особенностями. Например, один такой элемент в матрице способен хранить два бита информации. Один бит может быть закодирован в знаке полярности p кора магнитного вихря, второй — в знаке киральности q . Как известно, в наноточках при определенных условиях равновесное распределение намагниченности представляет собой магнитный вихрь, в центре которого расположено ядро (кор) — малая область с сильной неоднородностью намагниченности. Направление намагниченности в центре кора перпендикулярно поверхности наноточки и характеризуется полярностью $p = \pm 1$: условно

«вверх» или «вниз». Средний радиус кора можно оценить из соотношения $\delta \approx \sqrt{A/K_{eff}}$, A и K_{eff} — константы обмена и поверхностной анизотропии. Величина δ для большинства магнитомягких материалов составляет порядка десятка нанометров. Намагниченность в вихре может иметь условное направление по часовой стрелке или против часовой стрелки, что характеризуется знаком параметра $q = \pm 1$.

В основе аналитического описания динамических свойств наноточек лежат уравнение Ландау–Лифшица–Гильберта и его модификация, предложенная Тилем в работе [1]. Суть предложенного Тилем подхода заключается в следующем. Уравнение движения намагниченности при наличии неоднородностей намагниченности солитонного типа переписывается через коллективные переменные, одной из которых является координата центра этой неоднородности. В таком виде уравнение Тилия в применении к описанию магнитного вихря в наноточке принимает неньютоновский вид [2]. Ядро (кор) магнитного солитона под действием переменного поля участвует в сложном движении под действием гиросилы [3–6]. Следует отметить, что в нанопятнах с формой, отличной от круглой

* E-mail: orlhome@rambler.ru

(эллиптической), траектория движения кора может существенно отличаться от круговой, и применение уравнения Тили осложнено.

Основным методом контроля магнитного состояния субмикронных частиц является силовая микроскопия [7–10]. Для управления полярностью и киральностью в резонансном режиме используются короткие импульсы спин-поляризованного тока (см., например, работу [11]), импульсы поля [12–15], а в массивах квадратных элементов эффективными оказываются градиентные поля [16].

Для устройств хранения данных высокой плотности и, в целом, для устройств спинтроники важно, чтобы плотность размещения элементов в матрице была как можно больше. При этом в таких массивах близко расположенных магнетиков существенное влияние на динамику намагниченности оказывает взаимодействие между магнитными подсистемами. Как правило, это взаимодействие магнито-статической природы, но возможны косвенный обмен электронами проводимости [17] и даже прямой обмен при наличии магнитных «перемычек» между соседними элементами [18]. Поэтому в последние годы появился целый спектр экспериментальных и теоретических работ, в которых исследуется влияние межчастичного взаимодействия на статические и динамические магнитные свойства массивов.

Чаще всего для теоретических расчетов используются модельные представления, где магнитостатическое взаимодействие задается в дипольном приближении. Например, в работах [19, 20] представлен аналитический расчет законов дисперсии одно- и двумерных массивов, где учитывалось только дипольное взаимодействие магнитных моментов коров. В работе [21] исследован закон дисперсии в модели массива круглых элементов с одинаковой киральностью и чередующейся полярностью, в работе [9] — с чередованием обоих параметров. Как и в массивах с большим количеством нано- и микро-точек, так и в малых наборах [22–25] было предсказано и обнаружено явление снятия вырождения резонансной частоты вследствие наличия взаимодействия между элементами. В большинстве упомянутых работ, посвященных коллективным модам в массивах, расчеты проводились без учета диссипации и лишь для некоторых из возможных сочетаний полярностей и киральностей. Настоящая работа призвана частично восполнить этот пробел для массива из квадратных элементов микронных (субмикронных) размеров.

В переменных магнитных полях с относительно низкими частотами (менее 1 ГГц) поведение ко-

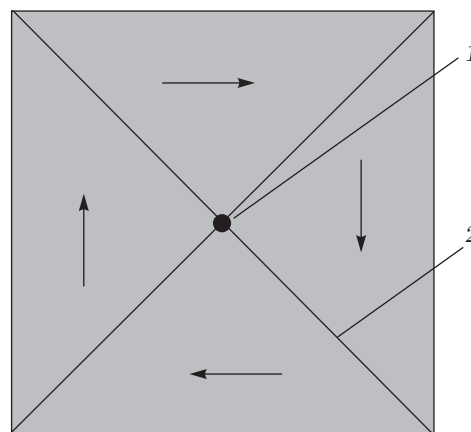


Рис. 1. Схема равновесной структуры намагниченности в квадратном ферромагнетике: 1 — кор; 2 — доменная стенка

ра подобно гиротропному движению квазичастицы, находящейся в поле эффективных сил [26–31]. В микронных и субмикронных магнетиках квадратной формы реализуется структура из треугольных доменов, разделенных 90-градусными стенками неелевского типа. При этом кор вихря образуется на пересечении доменных стенок в центре квадрата (рис. 1). При смещении кора из центра квадрата действие размагничивающих полей приводит к возникновению эффективной возвращающей силы и гиросилы. Существование последней обусловлено прецессией спинов в эффективном поле магнетика. Движение кора в этом случае подобно ларморовскому вращению заряженной частицы вокруг линий магнитного поля. Частота такого вращения составляет порядка нескольких сотен мегагерц, что значительно меньше частоты колебаний доменных стенок. Интересно отметить, что в массивах квадратных элементов оба режима движения намагниченности: вращение кора и колебания доменных стенок, были зафиксированы экспериментально [32]. Существенное различие частот этих режимов позволяет считать, что наличие доменной структуры незначительно сказывается на характере гиротропного движения кора вихря.

Запишем уравнение Тили в виде

$$\mathbf{G} \times \mathbf{v} - D\mathbf{v} - \nabla U = 0. \quad (1)$$

Здесь $\mathbf{G}$ — гировектор, $\mathbf{v}$ — вектор скорости кора магнитного вихря, D — коэффициент эффективного вязкого трения, U — эффективная потенциальная энергия кора. Гировектор может быть представлен в виде [11, 30, 33]

$$\mathbf{G} = \pi_T G_0 (1 - ph)\mathbf{k},$$

где $\pi_T = pq$ — топологический заряд магнитного вихря [34, 35], $G_0 = 2\pi M_s l / \gamma$, M_s — намагниченность насыщения, $h = H_z / H_s$, $H_s \approx 10$ кЭ — поле насыщения в направлении оси z , l — толщина элемента, γ — гиромагнитное отношение. Ось z направлена перпендикулярно поверхности пленки, $\mathbf{k}$ — единичный вектор вдоль оси z . Величина U — энергия кора в эффективном поле квадратного элемента. Эффективное поле может включать в себя слагаемые, за существование которых ответственны энергия Зеемана, энергия межчастичного взаимодействия, энергия полей рассеяния и пр. Далее мы ограничимся только упомянутыми выше факторами:

$$U = U_p + U_{dip} + U_H. \quad (2)$$

Здесь U_H — энергия кора, связанная с взаимодействием магнитной подсистемы элемента и внешнего магнитного поля. Величина U_{dip} описывает энергию парного магнитостатического взаимодействия между элементами массива. Следует разделить взаимодействие между магнитными моментами коров, которое относительно слабое (из-за малого объема самих коров) [36], и взаимодействие между магнитными моментами остального объема квадратов. Первое существует вне зависимости от координаты кора. Второе может быть большим и возникает между индуцированными магнитными моментами исключительно вследствие смещения кора из центра магнетика. Для оценки последнего продуктивным является метод магнитных зарядов в модели «жесткого» вихря [37, 38]. Параметр U_p — потенциальная энергия кора, которая увеличивается при его смещении из равновесного положения (центра пятна). Как правило рост этого слагаемого связывают с увеличением размагничивающих полей. При незначительных смещениях кора из положения равновесия можно записать $U_p = \kappa r^2 / 2$, где $\kappa = \kappa_0(1 - h^2)$ — эффективный коэффициент жесткости квазиупругой силы, действующей на кор (например, для круглых элементов см. работы [11, 30, 33]), $\mathbf{r}$ — радиус-вектор центра кора, имеющий начало в центре квадрата. Вопрос о явной зависимости параметра D от параметров магнитных элементов достаточно сложный. Получение аналитического выражения затруднено. В настоящей работе мы воспользовались результатами оценок, представленными в работах [39–42].

Несмотря на широкий спектр работ, посвященных исследованию магнитных свойств индивидуальных квадратных магнетиков субмикронных размеров, вопрос о явном виде величины κ_0 остается открытым. Как правило, эта проблема частично сни-

мается при численном моделировании динамики намагниченности, для такого подхода нет необходимости в аналитической формуле. В настоящей работе мы ставим целью расчет спектров колебаний намагниченности, поэтому в первую очередь проведем приближенный расчет эффективной жесткости в зависимости от параметров магнетика.

2. ЭФФЕКТИВНЫЙ ПОТЕНЦИАЛ КОРА В КВАДРАТНОМ МИКРОЭЛЕМЕНТЕ

Оценим изменение потенциальной энергии магнитостатического происхождения при смещении кора жесткого вихря из центра наноточки квадратной формы (рис. 2). При смещении кора на боковой поверхности возникают магнитостатические заряды, взаимодействующие между собой. На рис. 2 видно, что можно выделить восемь знакопеременных по заряду областей, отмеченных фигурными скобками. Вычислим энергию их парного взаимодействия.

Для примера рассмотрим подробно взаимодействие областей 1–2. Выражение для поверхностной плотности магнитных зарядов в области 1 имеет вид

$$\sigma_1 = M_s \sin \phi = M_s \frac{u}{\sqrt{(L/2 - x)^2 + u^2}}. \quad (3)$$

Здесь L — длина стороны квадрата. Аналогичные формулы можно получить для остальных областей. Тогда для энергии взаимодействия выделенных маленьких площадок, находящихся на расстояниях u и v от кора вихря, можно записать

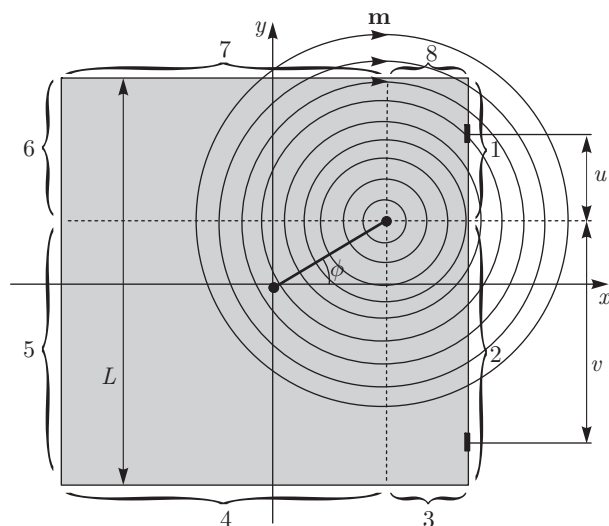


Рис. 2. Конфигурация намагниченности смещенного жесткого вихря в квадратной наноточке ($\mathbf{m}$ — единичный вектор намагниченности)

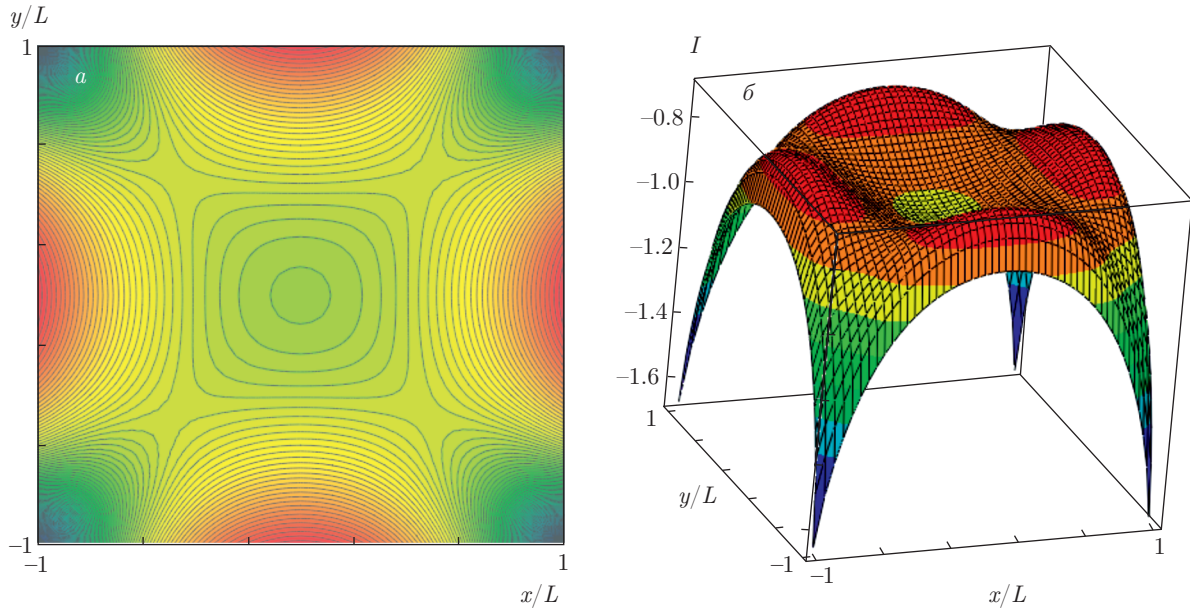


Рис. 3. (В цвете онлайн) Профиль безразмерной части потенциальной энергии (7) квадратного элемента: *a* — контурное изображение; *б* — потенциальная поверхность

$$dE_{12} = \frac{\mu_0 M_s^2 h^2}{4\pi} \frac{uv du dv}{u-v} \times \left\{ \left[\left(\frac{L}{2} - x \right)^2 + u^2 \right] \left[\left(\frac{L}{2} - x \right)^2 + v^2 \right] \right\}^{-1/2} =$$

$$= \frac{\mu_0 M_s^2 h^2 L}{4\pi} \frac{u'v' du' dv'}{u' - v'} \times \left\{ \left[\left(\frac{1}{2} - \frac{x}{L} \right)^2 + u'^2 \right] \left[\left(\frac{1}{2} - \frac{x}{L} \right)^2 + v'^2 \right] \right\}^{-1/2}, \quad (4)$$

где μ_0 — магнитная постоянная. Здесь и далее введены безразмерные переменные $u' = u/L$, $v' = v/L$. Для энергии взаимодействия целых областей на одной грани имеем

$$E_{12} = \frac{\mu_0 M_s^2 h^2 L}{4\pi} \int_{-(\frac{1}{2} + \frac{y}{L})}^{\frac{1}{2} - \frac{y}{L}} \int_{u'}^{\frac{1}{2} - \frac{y}{L}} \frac{u'v' du' dv'}{u' - v'} \times \left\{ \left[\left(\frac{1}{2} - \frac{x}{L} \right)^2 + u'^2 \right] \left[\left(\frac{1}{2} - \frac{x}{L} \right)^2 + v'^2 \right] \right\}^{-1/2}. \quad (5)$$

Аналогично получаем выражения для энергий взаимодействия остальных трех граней, E_{34} , E_{56} , E_{78} . Кроме того, необходимо провести вычисление энергий взаимодействия областей на разных гранях. Например, для парной энергии соседних граней 12–78 можно записать

$$E_{12-78} = \frac{\mu_0 M_s^2 h^2 L}{4\pi} I\left(\frac{x}{L}, \frac{y}{L}\right), \quad (6)$$

где

$$I\left(\frac{x}{L}, \frac{y}{L}\right) = \int_{-(\frac{1}{2} - \frac{x}{L}) - (\frac{1}{2} + \frac{y}{L})}^{\frac{1}{2} + \frac{x}{L}} \int_{\frac{1}{2} - \frac{y}{L}}^{\frac{1}{2} - \frac{y}{L}} \frac{u'v' du' dv'}{u' - v'} \times \left\{ \left[\left(\frac{1}{2} - \frac{x}{L} \right)^2 + u'^2 \right] \left[\left(\frac{1}{2} - \frac{y}{L} \right)^2 + v'^2 \right] \right\}^{-1/2} \times \left\{ \left[\left(\frac{1}{2} - \frac{x}{L} + v' \right)^2 + \left(\frac{1}{2} - \frac{y}{L} - u' \right)^2 \right] \right\}^{-1/2}. \quad (7)$$

Аналогичный расчет проводится для остальных пар областей. Полная энергия квадратного элемента есть

$$W_b = E_{12} + E_{34} + E_{56} + E_{78} + E_{12-34} + E_{12-56} + E_{12-78} + E_{34-56} + E_{34-78} + E_{56-78}. \quad (8)$$

Результаты численного расчета безразмерной части энергии (интегралов) показаны на рис. 3. Из рисунка следует, что при смещении кора из центра квадрата на некоторое критическое расстояние возвращающая сила исчезает. Кор произвольно продолжает движение к краю элемента и исчезает. Этот эффект действительно имеет место, но модель жесткого вихря не позволяет получить достоверное значение критического смещения. Дальнейший анализ

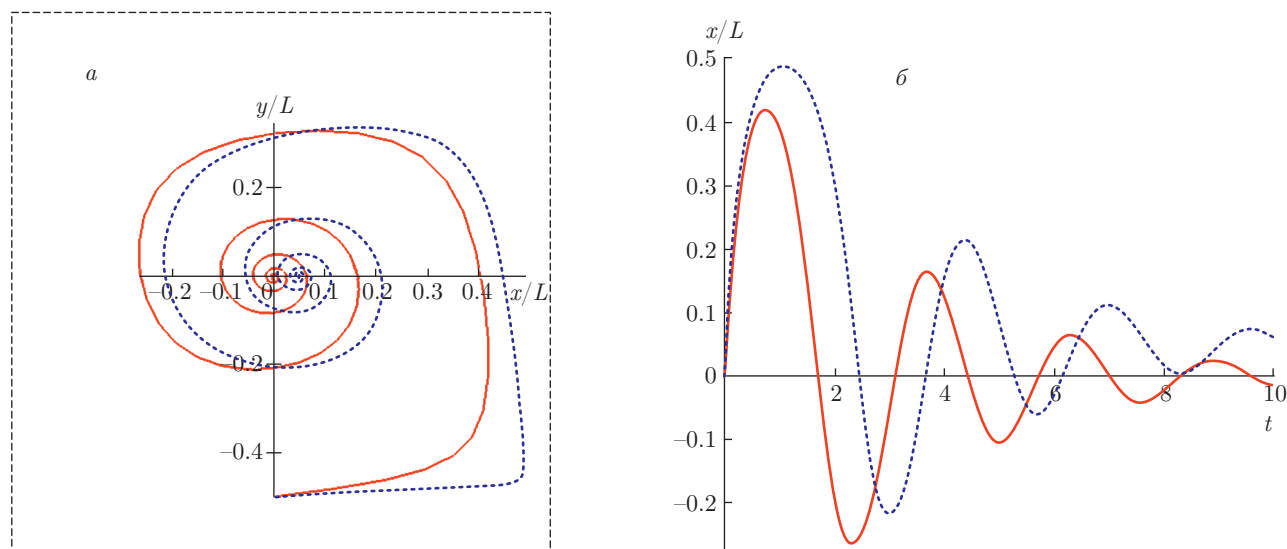


Рис. 4. Характерные траектории движения ядра магнитного вихря в квадратном микроэлементе (а) и зависимости координаты ядра от относительного времени (б); период обращения ядра растет при увеличении смещения от центра квадрата. Пунктирные линии — траектории при наличии внешнего поля в плоскости квадрата в направлении оси y ; сплошные — в отсутствие поля

будем проводить при условии малого смещения ядра из центра квадрата.

Потенциал (8) в области малых смещений ядра хорошо аппроксимируется функцией

$$W_b = 5 \frac{\mu_0 M_s^2 h^2 L}{\pi} \left[\left(\frac{x}{L} \right)^2 - \frac{1}{4} \right] \left[\left(\frac{y}{L} \right)^2 - \frac{1}{4} \right], \quad (9)$$

откуда для коэффициента квазижесткости при малых смещениях можно записать

$$\kappa_0 \approx \frac{5\mu_0 M_s^2 h^2}{4\pi L}. \quad (10)$$

Качественная (без привязки к конкретному веществу) траектория движения ядра вихря в потенциале (9) по результатам численного решения уравнения вида (1) показана на рис. 4.

При наличии постоянной составляющей силы в плоскости магнетика ядро вихря смещается из центра и оказывается в области потенциала с меньшим значением коэффициента квазижесткости, что следует из выражения (9). Период обращения ядра при увеличении плоскостной составляющей силы растет. Это объясняет высокую чувствительность резонансных кривых к ориентации образца по отношению к постоянной составляющей магнитного поля [9]. Заметим, что в круглых наноточках этот эффект выражен значительно слабее, так как эффективная жесткость магнитной подсистемы в круглых магнетиках практически не зависит от смещения ядра.

Таким образом, движение ядра в квадратном магнетике можно описывать в линейном приближении при плоскостных полях значительно меньших, чем это допустимо для круглых элементов.

3. НОРМАЛЬНЫЕ МОДЫ КОЛЛЕКТИВНОГО ДВИЖЕНИЯ КОРОВ

Рассмотрим далее модель, позволяющую качественно понять причину расщепления частот ферромагнитного резонанса (ФМР). Рассмотрим двумерный массив ферромагнитных элементов в форме квадратов, центры которых расположены на одинаковом расстоянии d друг от друга. В этом случае координаты центров элементов задаются следующим образом: $X_{n,m} = nd$, $Y_{n,m} = md$ (рис. 5).

Зависимость величины взаимодействия от расстояния между частицами в массиве стала предметом исследования в ряде работ. Авторы работ [43, 44] показали, что при отсутствии внешнего поля энергия взаимодействия пропорциональна d^{-6} . Взаимное влияние магнитных подсистем пары элементов приводит к эффекту, аналогичному поляризации молекул газа, поэтому авторы указали на аналогию с силами Ван-дер-Ваальса. В работе [41] показано, что при наличии внешнего магнитного поля, включенного перпендикулярно поверхности пленки, энергия парного взаимодействия пропорциональна

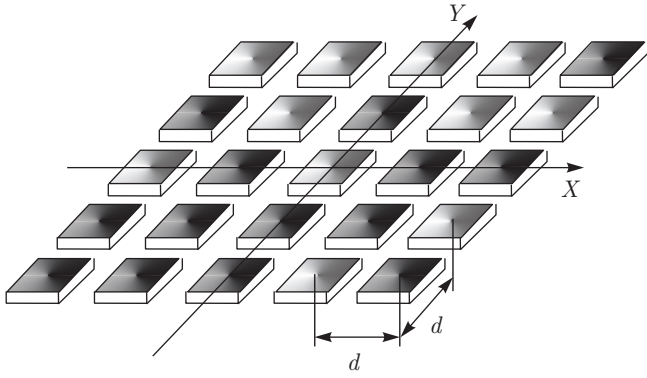


Рис. 5. Модель двумерного массива квадратных элементов

$d^{-3.6}$. Понижение степени объяснимо, если принять во внимание относительную слабость магнитостатического взаимодействия по сравнению с энергией Зеемана при величинах полей, способных существенно изменить эффективные параметры G и κ . При увеличении внешнего поля качество дипольного приближения при описании энергии взаимодействия повышается. Здесь мы ограничимся дипольным приближением с зависимостью энергии от расстояния по закону d^{-3} , что приемлемо при незначительных смещениях кора из положения равновесия и/или при преобладании постоянной перпендикулярной составляющей внешнего поля над переменной внутриплоскостной составляющей и полем, созданным намагниченностью остальных элементов массива.

Представим слагаемые из выражения (2) как функции координаты кора. Для энергии магнитостатического взаимодействия двух элементов, отстоящих друг от друга на n периодов по горизонтали и m периодов по вертикали (рис. 6), можно записать

$$W_{n,m} = \frac{\mu_0}{4\pi} \left[\frac{\mathbf{M} \cdot \mathbf{M}_{n,m}}{(n^2 + m^2)^{3/2} d^3} - \frac{3(\mathbf{M} \cdot \mathbf{r}_{n,m})(\mathbf{M}_{n,m} \cdot \mathbf{r}_{n,m})}{(n^2 + m^2)^{5/2} d^5} \right].$$

Здесь $\mathbf{r}_{n,m}$ — радиус-вектор, соединяющий центры рассматриваемых квадратов. На рис. 6 показана схема, позволяющая понять, как зависят величина и ориентация магнитного момента $\mathbf{M}$ элемента от координат кора. Очевидно, что для проекций магнитного момента элемента на оси координат можно записать

$$M_x = -qM \sin \phi = -qMy/R_0,$$

$$M_y = qM \cos \phi = qMx/R_0.$$

Тогда для энергии взаимодействия выделенного элемента с остальной матрицей получим

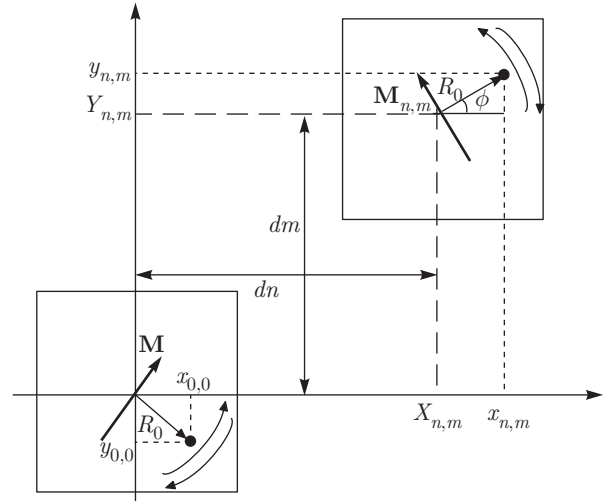


Рис. 6. Система координат и схема магнитостатического взаимодействия между квадратными элементами. Жирной точкой показано положение кора вихря, жирной стрелкой — направление магнитного момента. На обоих дисках выбрана одинаковая киральность $q = 1$ (направление намагниченности вблизи кора по часовой стрелке). Тонкими стрелками у краев дисков показаны возможные направления движения кора

$$\begin{aligned} U_{dip} &= \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{q_{0,0} M^2}{d^3 R_0^2} \times \\ &\times \sum_{(n+m) \neq 0} \left(q_{n,m} \frac{y_{0,0} y_{n,m} + x_{0,0} x_{n,m}}{(n^2 + m^2)^{3/2}} - \right. \\ &- \left. \frac{3q_{n,m}}{(n^2 + m^2)^{5/2}} (-y_{0,0} n + x_{0,0} m)(-y_{n,m} n + x_{n,m} m) \right) = \\ &= \varepsilon \sum_{(n+m) \neq 0} \frac{q_{0,0} q_{n,m}}{(n^2 + m^2)^{5/2}} \times \\ &\times \{ x_{0,0} [x_{n,m}(n^2 - 2m^2) + 3nm y_{n,m}] + \\ &+ y_{0,0} [y_{n,m}(m^2 - 2n^2) + 3nm x_{n,m}] \}. \quad (11) \end{aligned}$$

Здесь R_0 — среднеквадратичный радиус траектории кора вихря, $\varepsilon = \mu_0 M^2 / R_0^2 d^3$. Важно заметить, что от знака π_T зависят направление эффективного магнитного момента диска при смещении кора и направление вращения кора вокруг центра квадрата (по часовой стрелке или против нее) [31, 45].

Выражение для энергии Зеемана одного элемента с индексами $\{n, m\}$ имеет вид

$$U_H = -\mathbf{M}_{n,m}[\mathbf{H} + \mathbf{h}_0(t)]. \quad (12)$$

Здесь $\mathbf{H} = H_z \mathbf{k} = h H_s \mathbf{k}$ — постоянное внешнее магнитное поле, включенное перпендикулярно поверхности пленки. Величина $\mathbf{h}_0(t) = h_0(t) \mathbf{j}$ — малая переменная составляющая внешнего поля, включен-

ная вдоль оси Y (единичный вектор $\mathbf{j}$). Тогда с учетом рис. 6 для энергии U_H получим

$$U_H = U_0 - \mathbf{M} \cdot \mathbf{h}_0(t) = U_0 - \frac{q_{n,m} M h_0(t)}{R_0} x_{n,m}. \quad (13)$$

Величина $U_0 = -M_z H_z$ в установившемся режиме движения кора не меняется со временем и не зависит от радиус-вектора $\mathbf{r}$ кора.

С учетом выражений (11) и (13) для уравнения (1) в проекциях на оси координат получим систему уравнений (индексы $\{0,0\}$ для сокращения текста опущены)

$$\begin{aligned} -Gv_y - Dv_x - \kappa x + F_{dip_x} + f_x &= 0, \\ Gv_x - Dv_y - \kappa y + F_{dip_y} &= 0. \end{aligned} \quad (14)$$

Здесь введены следующие обозначения:

$$\begin{aligned} F_{dip_x} &= -\frac{\partial U_{dip}}{\partial x} = \\ &= -\varepsilon \sum_{n+m \neq 0} q q_{n,m} \left(\frac{n^2 - 2m^2}{(n^2 + m^2)^{5/2}} x_{n,m} + \right. \\ &\quad \left. + \frac{3nm}{(n^2 + m^2)^{5/2}} y_{n,m} \right), \\ F_{dip_y} &= -\frac{\partial U_{dip}}{\partial y} = \\ &= -\varepsilon \sum_{n+m \neq 0} q q_{n,m} \left(\frac{m^2 - 2n^2}{(n^2 + m^2)^{5/2}} y_{n,m} + \right. \\ &\quad \left. + \frac{3nm}{(n^2 + m^2)^{5/2}} x_{n,m} \right), \\ f_x &= -\frac{\partial U_H}{\partial x} = \frac{qM}{R_0} h_0(t), \quad v_x \equiv \frac{dx}{dt}, \quad v_y \equiv \frac{dy}{dt}. \end{aligned} \quad (15)$$

Для дальнейших расчетов предположим, что переменная составляющая внешнего поля меняется по гармоническому закону $h_0(t) = \eta \cos \omega$ с циклической частотой ω . Тогда решения системы уравнений (14) будем искать в виде бегущих волн [9]:

$$x_{n,m} = x_{0n,m} \cos(-\omega_{n,m} t + \mathbf{K} \cdot \mathbf{r}_{n,m}),$$

$$y_{n,m} = y_{0n,m} \sin(-\omega_{n,m} t + \mathbf{K} \cdot \mathbf{r}_{n,m}).$$

Здесь $\mathbf{K}$ — волновой вектор. Значения $\omega_{n,m}$ в установившемся режиме у разных элементов одинаковы по величине, а знак (направление прецессии кора) определяется параметром π_T .

Рассмотрим далее частные случаи распределения параметров p и q . Положим, что в матрице имеются элементы только двух сортов с параметрами $\{p_1, q_1\}$ и $\{p_2, q_2\}$. Расположены они симметрично относительно осей X и Y . Например, такому распределению соответствуют шахматная и полосовая

структуры, о которых речь пойдет ниже. Допущение симметричности распределения параметров элементов существенно упрощает расчет сумм в выражениях (15).

В результате подстановки пробных решений в уравнения (14) для элементов обоих сортов получим систему

$$\begin{aligned} G_1 \omega y_{0_1} + (iD\omega + \kappa) x_{0_1} &= \\ &= \frac{q_1 M \eta}{R_0} e^{i\varphi_0} - \varepsilon x_{0_1} S_1^{(1)} - \varepsilon x_{0_2} q_1 q_2 S_1^{(2)}, \\ G_1 \omega x_{0_1} + (iD\omega + \kappa) y_{0_1} &= \\ &= -\varepsilon y_{0_1} S_2^{(1)} - \varepsilon y_{0_2} p_1 p_2 S_2^{(2)}, \\ G_2 \omega y_{0_2} + (iD\omega + \kappa) x_{0_2} &= \\ &= \frac{q_2 M \eta}{R_0} e^{i\varphi_0} - \varepsilon x_{0_2} S_1^{(1)} - \varepsilon x_{0_1} q_1 q_2 S_1^{(2)}, \\ G_2 \omega x_{0_2} + (iD\omega + \kappa) y_{0_2} &= \\ &= -\varepsilon y_{0_2} S_2^{(1)} - \varepsilon y_{0_1} p_1 p_2 S_2^{(2)}. \end{aligned} \quad (16)$$

Здесь для сумм введены обозначения

$$\begin{aligned} S_1^{(1)} &= \sum_{n+m \neq 0} \frac{n^2 - 2m^2}{(n^2 + m^2)^{5/2}} \times \\ &\quad \times \cos(K_x n d) \cos(K_y m d), \\ S_1^{(2)} &= \sum_{n+m \neq 0} \frac{n^2 - 2m^2}{(n^2 + m^2)^{5/2}} \times \\ &\quad \times \cos(K_x n d) \cos(K_y m d), \\ S_2^{(1)} &= \sum_{n+m \neq 0} \frac{m^2 - 2n^2}{(n^2 + m^2)^{5/2}} \times \\ &\quad \times \cos(K_x n d) \cos(K_y m d), \\ S_2^{(2)} &= \sum_{n+m \neq 0} \frac{m^2 - 2n^2}{(n^2 + m^2)^{5/2}} \times \\ &\quad \times \cos(K_x n d) \cos(K_y m d). \end{aligned} \quad (17)$$

Суммирование в выражениях (17) следует проводить в соответствии с сортом элемента, т.е. n и m должны являться индексами элементов с одинаковым сочетанием p и q . Таким образом, суммирование $S_1^{(1)}$ и $S_2^{(1)}$ проводятся по элементам первого сорта, а суммирования $S_1^{(2)}$ и $S_2^{(2)}$ — по элементам второго сорта.

Система уравнений (16) позволяет определить комплексные амплитуды $\{x_{0_1}, y_{0_1}, x_{0_2}, y_{0_2}\}$. Траектория движения кора магнитного вихря в квадратном элементе первого типа близка к эллиптической с полуосями $R_{0_x} = |x_{0_1}|$, $R_{0_y} = |y_{0_1}|$, где

$$x_{0_1} = \frac{q_1 M \eta}{R_0 Z} e^{i\varphi_0} \times \\ \times \left\{ \left[\left(iD\omega + \kappa + \varepsilon S_2^{(1)} \right)^2 - \varepsilon^2 S_2^{(2)2} \right] \times \right. \\ \times \left(iD\omega + \kappa + \varepsilon S_1^{(1)} - \varepsilon S_1^{(2)} \right) + \\ \left. + G_2^2 \omega^2 \left(iD\omega + \kappa + \varepsilon S_2^{(1)} \right) + G_1 G_2 \omega^2 \varepsilon S_2^{(2)} \right\}, \quad (18)$$

$$y_{0_1} = \frac{p_1 M \eta \omega}{R_0 Z} e^{i\varphi_0} \times \\ \times \left\{ \left[G_2 \varepsilon S_2^{(2)} - G_1 \left(iD\omega + \kappa + \varepsilon S_2^{(1)} \right) \right] \times \right. \\ \times \left(iD\omega + \kappa + \varepsilon S_1^{(1)} - \varepsilon S_1^{(2)} \right) + G_1 G_2 \omega^2 \left. \right\}.$$

Величина Z имеет вид

$$Z = -G_1^2 G_2^2 \omega^4 + \left(iD\omega + \kappa + \varepsilon S_1^{(1)} \right) \times \\ \times \left(iD\omega + \kappa + \varepsilon S_2^{(1)} \right) \left(G_1^2 + G_2^2 \right) \omega^2 + \\ + 2G_1 G_2 \omega^2 \varepsilon^2 S_1^{(2)} S_2^{(2)} - \\ - \left[\left(iD\omega + \kappa + \varepsilon S_1^{(1)} \right)^2 - \varepsilon^2 S_1^{(2)2} \right] \times \\ \times \left[\left(iD\omega + \kappa + \varepsilon S_2^{(1)} \right)^2 - \varepsilon^2 S_2^{(2)2} \right]. \quad (19)$$

Аналогично могут быть получены выражения для характеристик траектории кора в элементе второго сорта.

Резонансные частоты определяются не только характеристиками отдельных магнетиков (G, κ, D), но и жесткостью магнитостатической связи, которая определяется величиной ε и суммами (17). Важно заметить, что снятие вырождения частот с разными сочетаниями полярностей и киральностей объясняется наличием в выражениях (18) и (19) слагаемых с произведением $G_1 G_2$ в нечетных степенях. Кроме того, абсолютные значения параметров G, κ, D зависят от величины перпендикулярной составляющей магнитного поля, следовательно, его изменение приводит к изменению частоты и смещению резонансного пика.

Рассмотрим далее частное распределение сортов элементов в массиве, представляющее собой шахматную конфигурацию. Такое распределение топологического заряда элементов наиболее часто реализуется при изготовлении пленки [46]. На рис. 7 показаны возможные сочетания p и q .

При отсутствии внешнего основного поля ($h = 0$) абсолютные величины параметров G_1 и G_2 одинаковы, следовательно, распределения из рис. 7 образуют два набора с различающимися частотами

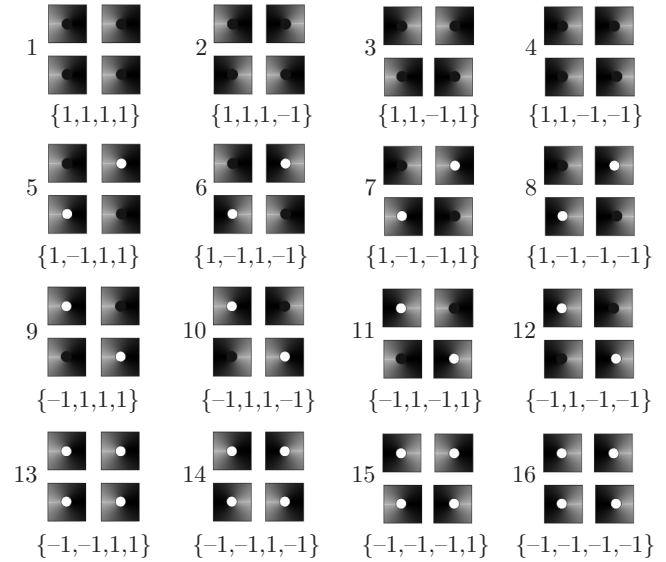


Рис. 7. Возможные сочетания полярностей и киральностей массивов $\{p_1, p_2, q_1, q_2\}$ из элементов двух сортов, расположенных в шахматном порядке. Элементам с различной киральностью соответствуют разные контрасты закрашки. Направление полярности коров обозначено черной или белой закрашкой центральной области квадратов

и каждый из них вырожден восьмикратно. Например, сочетания с номерами $\{1, 4, 5, 8, 9, 12, 13, 16\}$ имеют частоту собственных колебаний ω_1 , а набор $\{2, 3, 6, 7, 10, 11, 14, 15\}$ — частоту ω_2 . Различия резонансных кривых в этом случае обеспечивают разные знаки киральности вне зависимости от знаков полярности. При включении основного поля ($h > 0$) вырождение частот ω_1 и ω_2 частично снимается из-за зависимости параметров G и κ от величины и знака h . В этом случае шесть наборов: $\{1, 4\}$, $\{2, 3\}$, $\{5, 8, 9, 12\}$, $\{6, 7, 10, 11\}$, $\{13, 16\}$, $\{14, 15\}$, дают кривые с восемью резонансными пиками. Частоты мод можно определить из условия экстремальности поглощаемой массивом мощности, которую можно оценить из выражения

$$P(\omega, h)_{\{p_1, p_2, q_1, q_2\}} = \\ = D\omega^2 (|x_{0_1}|^2 + |y_{0_1}|^2 + |x_{0_2}|^2 + |y_{0_2}|^2). \quad (20)$$

В длинноволновом пределе ($K_x = K_y = 0$) кривые $P(\omega, h)$, полученные из (20) с учетом выражений (18) и аналогичных выражений для x_{0_2}, y_{0_2} , показаны на рисунке 8. При $K_x = K_y = 0$ из выражений (17) имеем

$$S_1^{(1)} = S_2^{(1)} = -0.474, \quad S_1^{(2)} = S_2^{(2)} = -1.256.$$

Следствием парного равенства сумм является совпадение частот мод наборов $\{2, 3\}$ и $\{5, 8, 9, 12\}$, а

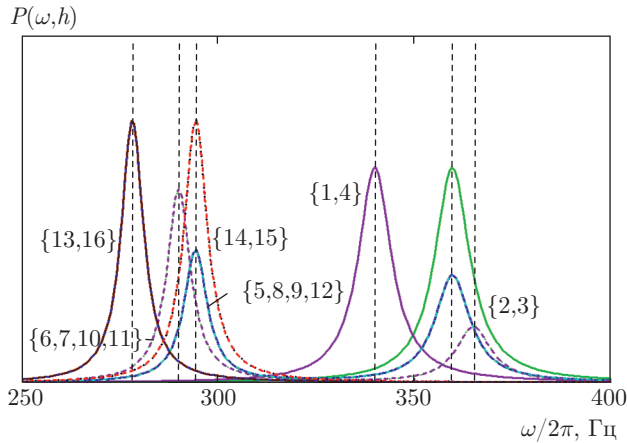


Рис. 8. Резонансные кривые, полученные из выражения (20) для шахматного распределения сортов элементов при значении основного поля $h = 0.1$ и расстоянии между центрами квадратов $d = 5L$. Вертикальными штриховыми линиями выделены резонансные частоты. В фигурных скобках при кривых указаны номера сочетаний p и q согласно рис. 7

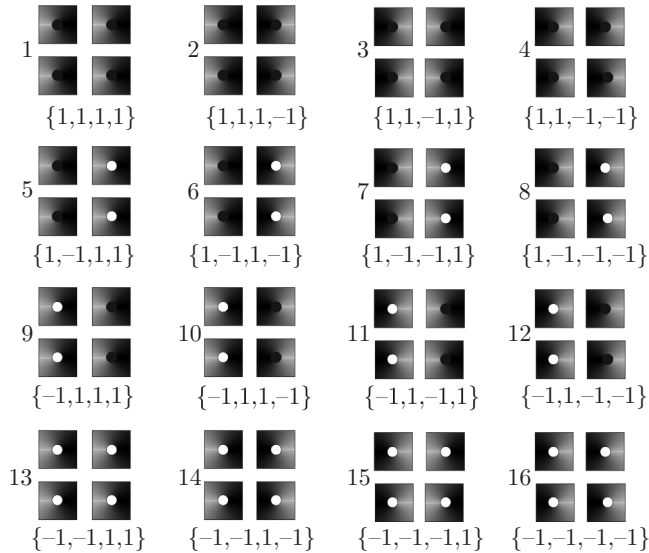


Рис. 9. Возможные сочетания полярностей и киральностей массивов $\{p_1, p_2, q_1, q_2\}$ из элементов двух сортов, образующих полосовую структуру

также $\{14, 15\}$ и $\{5, 8, 9, 12\}$. В расчетах для параметра коэффициента квазиупругой силы использовалось выражение (10).

Рассмотрим другой интересный случай распределения сортов элементов по массиву — полосовую структуру. Схема такой структуры приведена на рис. 9. Здесь мы положим, что в направлении оси Y параметры p и q не меняются, а в направлении X они чередуются.

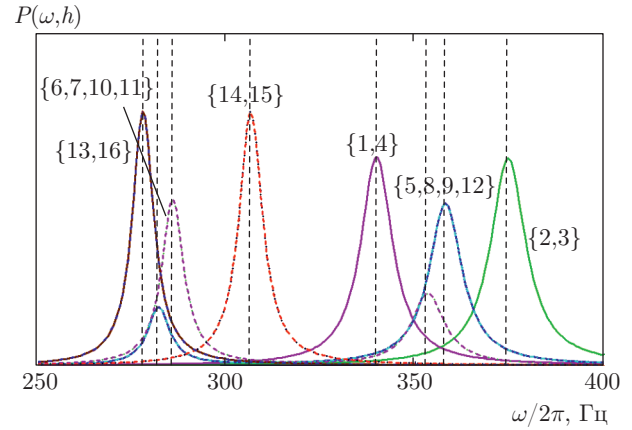


Рис. 10. Резонансные кривые, полученные из выражения (20) для полосовой структуры при значении основного поля $h = 0.1$ и расстоянии между центрами квадратов $d = 5L$. Вертикальными штриховыми линиями выделены резонансные частоты

Расчеты мощности (20) в этом случае отличаются от предыдущего только процедурой суммирования (17). Как и в шахматной структуре, в присутствии основного поля мы будем иметь восемь резонансных частот для наборов с такими же сочетаниями p и q . Суммы (17) для такой структуры принимают следующие значения:

$$S_1^{(1)} = -2.328, \quad S_1^{(2)} = 0.599,$$

$$S_2^{(1)} = 1.051, \quad S_2^{(2)} = -2.371.$$

Вследствие того, что $S_1^{(1)} \neq S_2^{(1)} \neq S_1^{(2)} \neq S_2^{(2)}$, совпадающих резонансных частот нет. Резонансные кривые для полосовой структуры показаны на рис. 10.

4. ЗАКОНЫ ДИСПЕРСИИ

Аналитический расчет зависимостей частот мод от волновых чисел K_x, K_y в общем случае с учетом затухания затруднителен, поэтому положим для простоты анализа $D \ll G_1, G_2$. В этом случае с учетом выражения (19) запишем уравнение для частот собственных колебаний:

$$\begin{aligned} & -G_1^2 G_2^2 \omega^4 + (\kappa + \varepsilon S_1^{(1)}) (\kappa + \varepsilon S_2^{(1)}) (G_1^2 + G_2^2) \omega^2 + \\ & + 2G_1 G_2 \omega^2 \varepsilon^2 S_1^{(2)} S_2^{(2)} - \left[(\kappa + \varepsilon S_1^{(1)})^2 - \varepsilon^2 S_1^{(2)2} \right] \times \\ & \times \left[(\kappa + \varepsilon S_2^{(1)})^2 - \varepsilon^2 S_2^{(2)2} \right] = 0. \quad (21) \end{aligned}$$

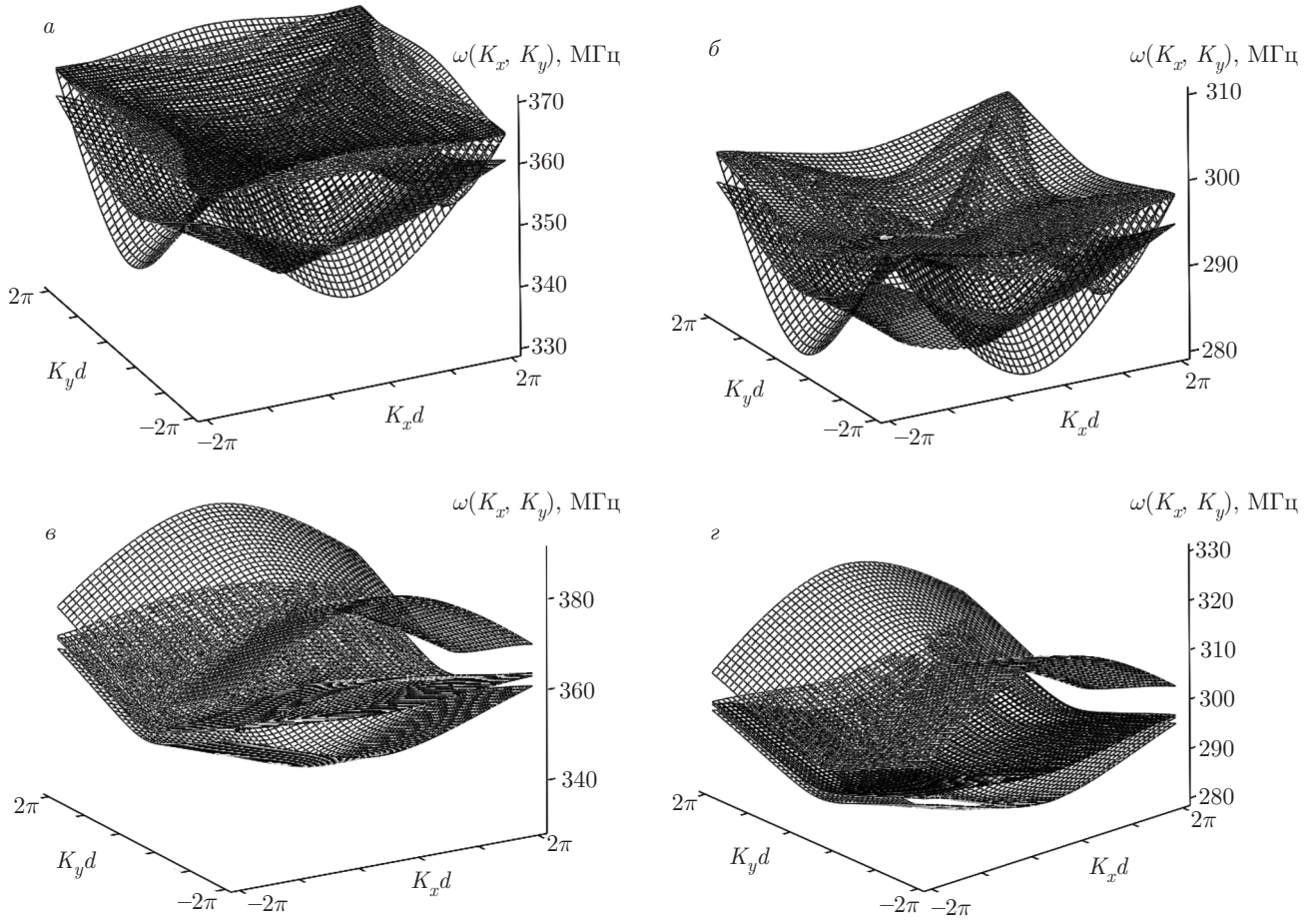


Рис. 11. Дисперсионные поверхности для шахматной (а, б) и полосовой (в, г) структур. Для удобства восприятия высокочастотный и низкочастотный диапазоны разнесены. Поверхности построены при $h = 0.1$

Это биквадратное уравнение, решением которого является выражение

$$\omega_{1,2}^2 = A \pm \sqrt{A^2 - B}, \quad (22)$$

где

$$\begin{aligned} A &= \frac{1}{2G_1^2 G_2^2} \left[(G_1^2 + G_2^2) (\kappa + \varepsilon S_1^{(1)}) \times \right. \\ &\quad \times (\kappa + \varepsilon S_2^{(1)}) + 2G_1 G_2 \varepsilon^2 S_1^{(2)} S_2^{(2)} \left. \right], \\ B &= \frac{1}{G_1^2 G_2^2} \left((\kappa + \varepsilon S_1^{(1)})^2 - \varepsilon^2 S_1^{(2)2} \right) \times \\ &\quad \times \left((\kappa + \varepsilon S_2^{(1)})^2 - \varepsilon^2 S_2^{(2)2} \right). \end{aligned} \quad (23)$$

Представляют интерес простые частные случаи. При отсутствии взаимодействия между магнитными элементами выражение (22) принимает вид

$$\omega_{1,2}^2 = \frac{\kappa^2}{2G_1^2 G_2^2} [(G_1^2 + G_2^2) \pm (G_1^2 - G_2^2)]. \quad (24)$$

Частоты (24) соответствуют хорошо известному результату для движения коров в двух независимых элементах с различающимися значениями гиревекторов.

Другой полезный случай соответствует отсутствию внешнего основного поля ($h = 0$). При этом $|G_1| = |G_2| = G$, тогда из (22) для частот получим

$$\begin{aligned} \omega_1^2 &= \frac{1}{G^2} (\kappa + \varepsilon S_1^{(1)} + \varepsilon S_1^{(2)}) \times \\ &\quad \times (\kappa + \varepsilon S_2^{(1)} + \varepsilon S_2^{(2)}), \quad q = q_2, \\ \omega_2^2 &= \frac{1}{G^2} (\kappa + \varepsilon S_1^{(1)} + \varepsilon S_1^{(2)}) \times \\ &\quad \times (\kappa + \varepsilon S_2^{(1)} - \varepsilon S_2^{(2)}), \quad q = -q_2. \end{aligned} \quad (25)$$

Здесь мы имеем частоты двух мод, соответствующих вращению коров в одном направлении (ω_1) и в противоположных направлениях (ω_2).

Вернемся к общему случаю $h \neq 0$ ($G_1 \neq G_2$). Собственные частоты соответствующих мод опре-

деляются из условия экстремальности поглощаемой мощности:

$$\frac{\partial}{\partial \omega} P(\omega, h)_{\{p_1, p_2, q_1, q_2\}} = 0.$$

Это условие позволяет получить законы дисперсии $\omega(K_x, K_y)_{\{p_1, p_2, q_1, q_2\}}$, которые представлены на рис. 11.

В заключение этого раздела следует отметить, что современные экспериментальные средства в принципе допускают возбуждение и наблюдение коротковолновых мод, а значит, и исследование зависимости $\omega(K_x, K_y)$ в массивах ферромагнитных нано- и микроэлементов [11].

5. ЭКСПЕРИМЕНТ

Для экспериментов массивы квадратных наноточек были сформированы методом взрывной литографии (lift-off) из сплошной пленки термическим напылением в высоком вакууме сплава 80НХС на кремниевую подложку, покрытую фоторезистом. Для создания требуемой морфологии на поверхности подложки использовался негативный фоторезист AZ Nlof 2035. Для наблюдения магнитной структуры ферромагнитных нанопятен использовался сканирующий зондовый силовой микроскоп Veeco MultiMode NanoScope IIIa SPM System. На рис. 12 показан характерный скан магнитной структуры, полученный по двухпроходной методике в режиме частотной модуляции кантилевера. Высота обратного прохода $z_0 = 50$ нм. Полученные изображения позволяют сделать вывод о том, что в квадратных элементах чаще всего реализуется равновесная структура с замкнутым магнитным потоком (квазивихрь) из четырех доменов, разделенных 90-градусными неелевскими границами. В центре квадрата на пересечении диагоналей имеется ядро (кор), подобный тому, что имеется в центре круглых элементов.

Резонансное поведение намагниченности исследовалось на ФМР-спектрометре. Образец помещался в пучность высокочастотного магнитного поля частоты $\omega = 415$ МГц. Амплитуда переменного магнитного поля, приложенного в плоскости массива составляла 1 Э. Основное поле прикладывалось перпендикулярно плоскости волновода. Сигнал с образца усиливался селективным усилителем на частоте модуляции 1 кГц и подавался на синхронный детектор. Величина основного поля H менялась в интервале от 0 до 5 кЭ. Толщина квадратных элементов порядка 12 нм.

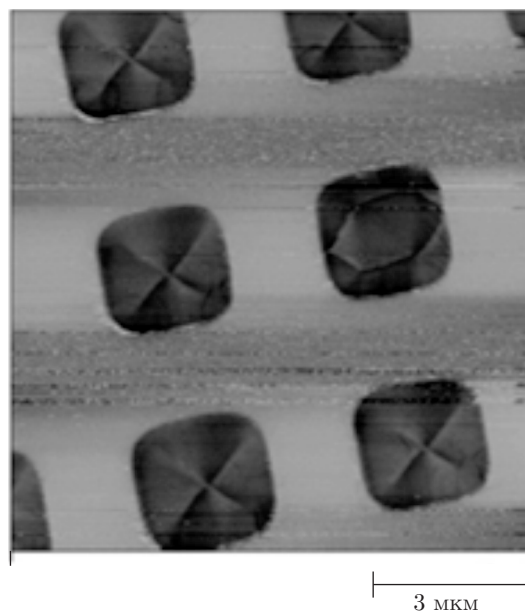


Рис. 12. Изображение структуры намагниченности, полученное на части массива квадратных элементов с помощью силового микроскопа

Важно заметить, что в процессе изготовления образцов управлять киральностью не было возможности, поэтому ожидалось, что параметр q элементов массива распределен случайно. Но силовая микроскопия показала, что пленка фактически разбита на островки — семейства соседствующих элементов с одинаковой киральностью. Количество элементов в таких островках случайно и варьируется в широких пределах, но в среднем составляет порядка десятка. Киральности элементов, принадлежащих соседним островкам и расположенных на их границе, противоположны. Таким образом, в массиве частиц имеется разнообразие структур с разными сочетаниями параметров $\{p, q\}$. Заметим, что одинаковое значение полярности p можно обеспечить, намагнитив пленку до насыщения в перпендикулярном направлении в резонансном режиме.

В результате эксперимента были получены кривые поглощения, интегральный вид которых показан точками на рис. 13. Сплошной линией показана теоретическая зависимость, полученная суммированием выражения (20) по различным сочетаниям полярности и киральности для шахматной структуры как самого общего случая. Расчет проведен в длинноволновом пределе ($K_x = K_y = 0$) суммированием по всевозможным сочетаниям параметров p и q с весовыми множителями как подгоночными параметрами.

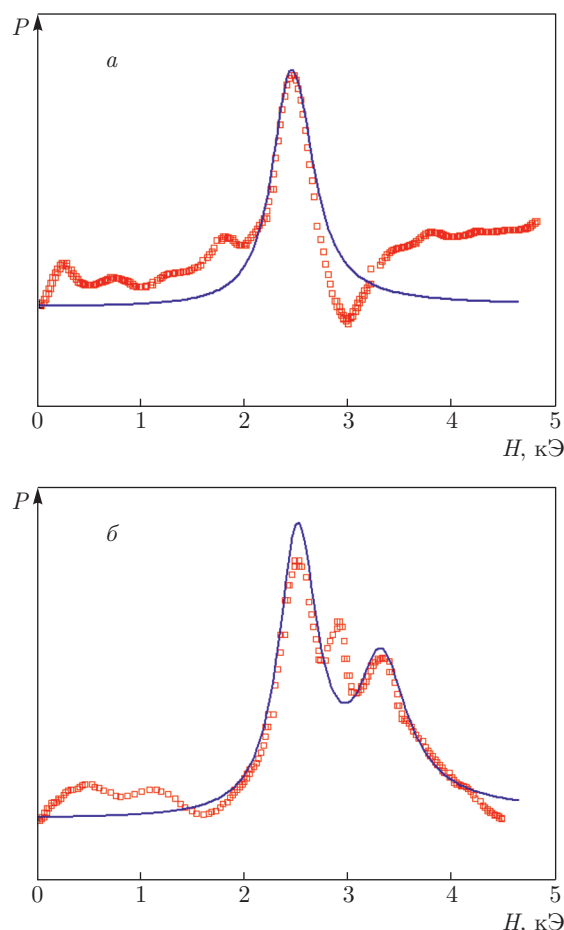


Рис. 13. Интегральные кривые поглощения мощности, полученные из данных эксперимента (точки) в сравнении с расчетной мощностью поглощения (сплошные кривые) для массивов, в которых расстояние между центрами элементов составляло 9 мкм (а) и 5 мкм (б)

На рис. 13 видно, что при больших расстояниях между элементами массива, когда их взаимное влияние ничтожно, наблюдается один пик поглощения. Этот пик соответствует резонансному движению коров вихрей в тех элементах, в которых сочетание знаков полярности и киральности оказалось благоприятным для заданного направления и величины основного поля. При малых расстояниях между элементами взаимодействие между ними приводит к связанному движению коров и при определенных сочетаниях полярности и киральности возбуждаются разные моды колебаний при различных величинах основного поля. В результате мы наблюдаем набор резонансных частот. Так как непосредственного контакта или магнитных перемычек между элементами не наблюдается, разумно предположить, что взаимодействие намагниченностей происходит посредством магнитостатики.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В модели невзаимодействующих элементов резонансное поведение намагниченности будут демонстрировать только элементы с благоприятной полярностью кора. В этом случае фиксируется лишь одна резонансная частота. При частоте генератора $\omega > \omega_0$ благоприятным является направление полярности вдоль основного магнитного поля (ω_0 — частота кора в изолированном элементе в отсутствие основного поля). При $\omega < \omega_0$ резонанс фиксируется при полярности, противоположной направлению основного поля [8]. При наличии взаимодействия между магнитными подсистемами элементов открывается возможность коллективного движения коров в нормальных модах. Такие моды возбуждаются при наличии в массиве элементов с благоприятным направлением полярности.

Удовлетворительное качественное согласие экспериментальных данных и аналитических оценок (см. рис. 13) позволяет считать верным предположение о магнитостатической причине расщепления частоты ФМР. При большом расстоянии между элементами массива вследствие слабости их взаимодействия частоты нормальных мод колебаний намагниченности мало отличаются от резонансной частоты движения кора в индивидуальном элементе. Кривые поглощения мощности в этом случае, накладываясь друг на друга, визуально дают лишь один максимум. При уменьшении расстояния между элементами в массиве связь между магнитными моментами элементов становится существенной и различия в частотах нормальных мод столь велики, что отдельные пики на кривых поглощения начинают себя проявлять.

Количественное несовпадение результатов расчетов по формуле (20) и экспериментальных данных может быть объяснено несколькими причинами: неучетом магнитостатического взаимодействия между магнитными моментами коров, нецилиндрической симметрией потенциала, в котором находится кор как квазичастица, погрешностью, связанной с применением модели жесткого вихря. Кроме того, существуют другие интересные факторы: а) при расчете энергии магнитостатического взаимодействия некруглых элементов желателен учет квадрупольного слагаемого [47]; б) форма элементов обеспечивает существование анизотропии в плоскости пленки, причем направление оси может меняться в зависимости от расстояния между элементами [48] и пр. Следует заметить, что учет упомянутых

выше факторов внесет количественные поправки, не меняя общей картины снятия вырождения частот.

В заключение следует заметить, что факт взаимного влияния элементов может оказаться препятствием в попытках найти надежный метод управления состоянием намагниченности (поляриностью и киральностью) в массивах плотноупакованных элементов, что важно для устройств спинтроники. Особенно это важно на частотах внешнего поля, близких к собственным. Вместе с тем, этот фактор открывает возможность практически одновременно управлять состоянием целого набора элементов, охваченных одной модой колебаний. В любом случае при проектировании устройств на основе больших массивов нано- и микроэлементов нельзя пренебрегать взаимным влиянием их магнитных подсистем.

Авторы посвящают эту работу светлой памяти П. Д. Кима, который был вдохновителем, организатором, генератором идей и примером для всего коллектива.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 16-32-00103 и частично проекта № 18-02-00161.

ЛИТЕРАТУРА

1. A. Thiele, Phys. Rev. Lett. **30**, 230 (1973).
2. Б. А. Иванов, Г. Г. Аванесян, А. В. Хвальковский, Н. Е. Кулагин, К. Э. Заспел, К. А. Звездин, Письма в ЖЭТФ **91**, 190 (2010).
3. J. Kim and S.-B. Choe, J. Magn. **12**(3), 113 (2007).
4. A. Puzic, B. Van Waeyenberge, K. W. Chou, P. Fischer, H. Stoll, G. Schutz, T. Tylliszczak, K. Rott, H. Bruckl, G. Reiss, I. Neudecker, Th. Haug, M. Buess, and C. H. Back, J. Appl. Phys. **97**, 10E704 (2005).
5. B. Pigeau, G. de Loubens, O. Klein, A. Riegler, F. Lochner, G. Schmidt, L. W. Molenkamp, V. S. Tiberkevich, and A. N. Slavin, Appl. Phys. Lett. **96**, 132506 (2010).
6. K. Yu. Guslienko, V. Novosad, Y. Otani, H. Shima, and K. Fukamichi, Phys. Rev. B **65**, 024414 (2001).
7. С. Н. Вдовичев, Б. А. Грибков, С. А. Гусев, В. Л. Миронов, Д. С. Никитушкин, А. А. Фраерман, В. Б. Шевцов, ФТТ **48**, 1791 (2006).
8. G. Loubens, A. Riegler, B. Pigeau, F. Lochner, F. Boust, K. Y. Guslienko, H. Hurdequint, L. W. Molenkamp, G. Schmidt, A. N. Slavin, S. Tiberkevich, N. Vukadinovic, and O. Klein, Phys. Rev. Lett. **102**, 177602 (2009).
9. P. D. Kim, V. A. Orlov, R. Yu. Rudenko, V. S. Prokopenko, I. N. Orlova, and A. V. Kobayakov, J. Magn. Mater. **440**, 171 (2017).
10. V. S. Prokopenko, P. D. Kim, V. A. Orlov, B. V. Vasiliev, D. K. Vovk, S. E. Zatsepin, and R. Yu. Rudenko, J. Siberian Federal Univ. Math. and Phys. **6**, 262 (2013).
11. S. Erokhin and D. Berkov, Phys. Rev. B **89**, 144421 (2014).
12. B. Van Waeyenberge, A. Puzic, H. Stoll, K. W. Chou, T. Tylliszczak, R. Hertel, M. Fahnle, H. Bruckl, K. Rott, G. Reiss, I. Neudecker, D. Weiss, C. H. Back, and G. Schutz, Nature Lett. **444**, 461 (2006).
13. A. Vogel, T. Kamionka, M. Martens, A. Drews, K.-W. Chou, T. Tylliszczak, H. Stoll, B. Van Waeyenberge, and G. Meier, Phys. Rev. Lett. **106**, 137201 (2011).
14. S.-B. Choe, Y. Acremann, A. Scholl, A. Bauer, A. Doran, J. Stohr, and H. A. Padmore, Science **304**, 420 (2004).
15. F. Peng and D. Hui, Ann. der Phys. **523**, 417 (2011).
16. M. Konoto, T. Yamada, K. Koike, H. Akoh, T. Arima, and Y. Tokura, J. Appl. Phys. **103**, 023904 (2008).
17. Ю. И. Горобец, Ю. И. Джежеря, А. Ф. Кравец, ФТТ **42**, 121 (2000).
18. J. Dou, S. C. Hernandez, Ch. Yu, M. J. Pechan, L. Folks, J. A. Katine, and M. J. Carey, J. Appl. Phys. **107**, 09B514 (2010).
19. A. Yu. Galkin, B. A. Ivanov, and C. E. Zaspel, Phys. Rev. B **74**, 144419 (2006).
20. А. Ю. Галкин, Б. А. Иванов, ЖЭТФ **136**, 87 (2009).
21. J. Shibata and Y. Otani, Phys. Rev. B **70**, 012404 (2004).
22. П. Д. Ким, В. А. Орлов, Р. Ю. Руденко, В. С. Прокopenko, И. Н. Орлова, С. С. Замай, Письма в ЖЭТФ **101**, 620 (2015).
23. H. Jung, Y.-S. Yu, Ki-Suk Lee, Mi-Young Im, P. Fischer, L. Bocklage, A. Vogel, M. Bolte, G. Meier, and S.-K. Kim, Appl. Phys. Lett. **97**, 222502 (2010).

24. Ki-Suk Lee, H. Jung, D.-S. Han, and S.-K. Kim, *J. Appl. Phys.* **110**, 113903 (2011).
25. D.-S. Han, A. Vogel, H. Jung, Ki-Suk Lee, M. Weigand, H. Stoll, G. Schutz, P. Fischer, G. Meier, and S.-K. Kim, *Sci. Report* **3**:2262, DOI: 10.1038/srep02262 (2013).
26. O. Klein, G. de Loubens, V. V. Naletov, F. Boust, T. Guillet, H. Hurdequint, A. Leksikov, A. N. Slavin, V. S. Tiberkevich, and N. Vukadinovic, *Phys. Rev. B* **78**, 144410 (2008).
27. K.-S. Lee and S.-K. Kim, *Appl. Phys. Lett.* **91**, 132511 (2007).
28. V. P. Kravchuk, Yu. Gaididei, and D. D. Sheka, *Phys. Rev. B* **80**, 100405(R) (2009).
29. K.-S. Lee, K. Yu. Guslienko, J.-Y. Lee, and S.-K. Kim, *Phys. Rev. B* **76**, 174410 (2007).
30. B. A. Ivanov and G. M. Wysin, *Phys. Rev. B* **65**, 134434 (2002).
31. K. Yu. Guslienko, B. A. Ivanov, V. Novosad, Y. Otani, H. Shima, and K. Fukamichi, *J. Appl. Phys.* **91**, 8037 (2002).
32. J. P. Park, P. Eames, D. M. Engebretson, J. Berezovsky, and P. A. Crowell, *Phys. Rev. B* **67**, 020403(R) (2003).
33. Б. А. Иванов, Е. Г. Галкина, А. Ю. Галкин, *ФНТ* **36**, 941 (2010).
34. А. К. Звездин, К. А. Звездин, *ФНТ* **36**, 1034 (2010).
35. R. G. Elrias and A. D. Verga, *Phys. Rev. B* **89**, 134405 (2014).
36. S. S. Cherepov, B. C. Koop, V. Korenivski, D. C. Worledge, A. Yu. Galkin, R. S. Khymyn, and B. A. Ivanov, *Phys. Rev. Lett.* **109**, 097204 (2012).
37. K. Yu. Guslienko, X. F. Han, D. J. Keavney, R. Divan, and S. D. Bader, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 067205 (2006).
38. M. Wolf, U. K. Robler, and R. Schafer, *J. Magn. Magn. Mater.* **314**, 105 (2007).
39. E. G. Galkina, B. A. Ivanov, and V. A. Stephanovich, *J. Magn. Magn. Mater.* **118**, 373 (1993).
40. П. Д. Ким, В. А. Орлов, В. С. Прокопенко, С. С. Замай, В. Я. Принц, Р. Ю. Руденко, Т. В. Руденко, *ФТТ* **57**, 29 (2015).
41. A. D. Belanovsky, N. Locatelli, P. N. Skirdkov, F. Abreu Araujo, J. Grollier, K. A. Zvezdin, V. Cros, and A. K. Zvezdin, *Phys. Rev. B* **85**, 100409(R) (2012).
42. B. A. Ivanov and C. E. Zaspel, *Phys. Rev. Lett.* **99**, 247208 (2007).
43. A. Vogel, A. Drews, T. Kamionka, M. Bolte, and G. Meier, *Phys. Rev. Lett.* **105**, 037201 (2010).
44. J. Shibata, K. Shigeto, and Yo. Otani, *Phys. Rev. B* **67**, 224404 (2003).
45. F. G. Mertens and A. R. Bishop, *arXiv: cond-mat/9903037v1*.
46. А. Ю. Галкин, Б. А. Иванов, А. Ю. Меркулов, *ЖЭТФ* **128**, 1260 (2005).
47. C. Phatak, R. Pokharel, M. Beleggia, and M. De Graef, *J. Magn. Magn. Mater.* **323**, 2912 (2011).
48. Li Sun, Xiao Zou, Wen Zhang, Guodong Li, Ya Zhai, Jing Wu, Yongbing Xu, and Hongru Zhai, *Phys. Stat. Sol. (c)* **9**, 66 (2012).