

01

Равновесные конфигурации и переходы между ними в кольцевых системах магнитных нанодиполей

© А.М. Шутый, Д.И. Семенцов

Ульяновский государственный университет,
432970 г. Ульяновск, Россия
e-mail: shuty@mail.ru

(Поступило в Редакцию 13 мая 2015 г.)

На основе компьютерного моделирования исследованы равновесные состояния кольцевых систем магнитных диполей. Выявлены условия наличия бистабильности, когда суммарный магнитный момент одной из равновесных конфигураций равен нулю, а магнитный момент другой равновесной конфигурации лежит в плоскости кольца и по величине близок к сумме магнитных моментов диполей системы; показана также реализация других равновесных конфигураций. Исследованы переходы между равновесными конфигурациями с помощью воздействия на систему продольных и круговых статических полей и переходы от конфигурации с максимальным магнитным моментом системы к конфигурации с нулевым суммарным магнитным моментом после релаксации возбуждаемых переменным полем колебательных режимов.

Введение

Для анализа процессов самоорганизации [1,2], изучения коллективных эффектов, фазовых переходов и динамических режимов [3,4] удобными являются магнитные системы вследствие возможности эффективного управления их состоянием. В последние годы ведется систематическое изучение и внедрение в практику создаваемых нанотехнологиями [5] магнитных сверхструктур и ансамблей однодоменных магнитных частиц. Системы магнитных частиц представляют собой важный объект исследований также благодаря созданию новых сред при внедрении их в твердотельные пористые матрицы [6,7]. Упорядоченные структуры ферромагнитных наночастиц могут быть сформированы методом нанолитографии [8] при использовании диполей, состоящих из атомов железа. Подобные дипольные наночастицы могут содержать до 100 атомов, что обеспечивает их сферическую форму, размер около 10 nm и магнитный момент порядка нескольких магнетонов Бора [9]. При этом современные технологии позволяют получать ансамбли наночастиц, в которых разброс по размерам не превышает 5% [10].

Основной вклад во взаимодействие магнитных моментов в подобных системах вносят диполь-дипольное и обменное взаимодействия [8,11]. Для кристаллических магнетиков отношение энергий диполь-дипольного и обменного взаимодействий порядка 0.1–0.3 [12,13], для композитных материалов оно может достигать 1 [14]. В системах магнитных наночастиц обменное взаимодействие не может быть таким же сильным, как в магнитных кристаллах, для которых радиус обменного взаимодействия близок к параметру кристаллической решетки и обменная энергия намного превышает энергию дипольного взаимодействия [15,16]. Тем не менее это взаимодействие может оказывать существенное влияние на поведение магнитной подсистемы в наноструктурных объектах. Более того, в подобных системах обменное и

диполь-дипольное взаимодействия могут быть сравнимы, что должно приводить к реализации новых состояний и свойств. Для практического использования таких структур существенной является возможность в широких пределах менять параметры отдельной наночастицы и энергию взаимодействия между наночастицами, а также с помощью внешнего магнитного поля управлять равновесными конфигурациями структур.

В работах [17,18] рассмотрены равновесные состояния и ориентационные переходы в решетках и кольцевых системах наночастиц, магнитные моменты которых связаны только диполь-дипольным взаимодействием. В настоящей работе исследуются кольцевые системы магнитных наночастиц, между магнитными моментами которых наряду с дипольным имеет место обменное взаимодействие. Такая структура может, в частности, представлять собой систему литографированных на немагнитной поверхности магнитных наночастиц. При моделировании динамики магнитного момента системы она может быть представлена как система контактирующих цилиндрических областей или областей иной геометрии. Не ставя на данном этапе своей задачей исследование объектов с конкретной геометрией, в работе рассматриваются системы с различным отношением энергий дипольного и обменного взаимодействий. Основное внимание уделено равновесным конфигурациям кольцевых систем, характеризующимся различными значениями суммарного магнитного момента системы. Исследованы состояния бистабильности, при которых возможны переходы между равновесными конфигурациями с нулевым и отличным от нуля суммарным магнитным моментом за счет воздействия на систему статического магнитного поля. Рассмотрено действие переменных полей, вызывающих колебательные режимы в связанной системе магнитных моментов, в процессе релаксации которых реализуются переходы между равновесными конфигурациями системы.

Исходные уравнения

Рассмотрим кольцевую систему N магнитных наноточек с одинаковыми магнитными моментами \mathbf{m}_i , расположенными на окружности радиуса $R_N = a/(2 \sin(\pi/N))$, где a — расстояние между ближайшими центрами наноточек. Считаем, что магнитные моменты наноточек связаны диполь-дипольным и обменным взаимодействиями и могут вращаться в трех плоскостях. В этом случае уравнения Ландау–Лифшица для каждого из магнитных моментов запишем следующим образом:

$$\frac{\partial \mathbf{m}_i}{\partial t} = -\gamma \mathbf{m}_i \times \mathbf{H}_i^{\text{ef}} - \frac{\alpha_i}{m_i} \mathbf{m}_i \times \frac{\partial \mathbf{m}_i}{\partial t}, \quad (1)$$

где α_i — параметр диссипации, γ — гиромагнитное отношение. Эффективное поле, создаваемое в месте расположения i -го диполя остальными диполями и внешним магнитным полем \mathbf{H} , определяется выражением

$$\mathbf{H}_i^{\text{ef}} = \mathbf{H} + \sum_{n \neq i} \left[\frac{3(\mathbf{m}_n \mathbf{r}_{in}) \mathbf{r}_{in} - \mathbf{m}_n r_{in}^2}{r_{in}^5} + \Lambda \mathbf{m}_n \exp(-\sigma r_{in}) \right], \quad (2)$$

где \mathbf{r}_{in} и r_{in} — радиус-вектор и расстояние между i -м и n -м диполями, Λ и σ^{-1} — константа и характерная длина обменного взаимодействия. При этом энергия межчастичного взаимодействия определяется выражением

$$W_{in} = \frac{(\mathbf{m}_i \mathbf{m}_n) r_{in}^2 - 3(\mathbf{m}_i \mathbf{r}_{in})(\mathbf{m}_n \mathbf{r}_{in})}{r_{in}^5} - \Lambda (\mathbf{m}_i \mathbf{m}_n) \exp(-\sigma r_{in}). \quad (3)$$

Так как магнитные моменты в системе являются идентичными, то $|\mathbf{m}_i| = m$, $\alpha_i = \alpha$. Далее перейдем к безразмерным параметрам: $\mathbf{e}_{in} = \mathbf{r}_{in}/r_{in}$, $\tau = \mu \gamma t/a^3$ (для $m \approx 3\mu_B$, $a \approx 5$ и $\gamma = 1.76 \cdot 10^7$ (Ое · с) $^{-1}$ время $t \approx 2.55 \cdot 10^{-7} \tau$ с), $l_{in} = r_{in}/a$, $\boldsymbol{\mu} = \mathbf{m}/m$, $\kappa = \sigma a$. Константа обменного взаимодействия в этом случае преобразуются к виду $\lambda = a^3 \Lambda$, а внешнее поле — $\mathbf{h} = \mathbf{H} a^3/m$ (для $m \approx 3\mu_B$ и $a \approx 5$ поле $H \approx 0.22h$ Ое). В безразмерных параметрах уравнение (1) примет вид

$$\frac{\partial \boldsymbol{\mu}_i}{\partial \tau} = -\boldsymbol{\mu}_i \times \mathbf{h}_i^{\text{ef}} - \alpha \boldsymbol{\mu}_i \times \frac{\partial \boldsymbol{\mu}_i}{\partial \tau}, \quad (4)$$

где

$$\mathbf{h}_i^{\text{ef}} = \mathbf{h} + \sum_{n \neq i} \left[\frac{3(\boldsymbol{\mu}_n \mathbf{e}_{in}) \mathbf{e}_{in} - \boldsymbol{\mu}_n}{l_{in}^3} + \lambda \boldsymbol{\mu}_n \exp(-\kappa l_{in}) \right].$$

Отсюда динамика x -компонент определяется уравнением

$$(1 + \alpha^2) \frac{\partial \mu_{ix}}{\partial \tau} = (\mu_{iz} + \alpha \mu_{ix} \mu_{iy}) h_{iy}^{\text{ef}} - (\mu_{iy} - \alpha \mu_{iz} \mu_{ix}) h_{iz}^{\text{ef}} - \alpha (1 - \mu_{ix}^2) h_{ix}^{\text{ef}}. \quad (5)$$

Выражения для остальных компонент магнитных моментов записываются аналогичным образом (циклической перестановкой компонент).

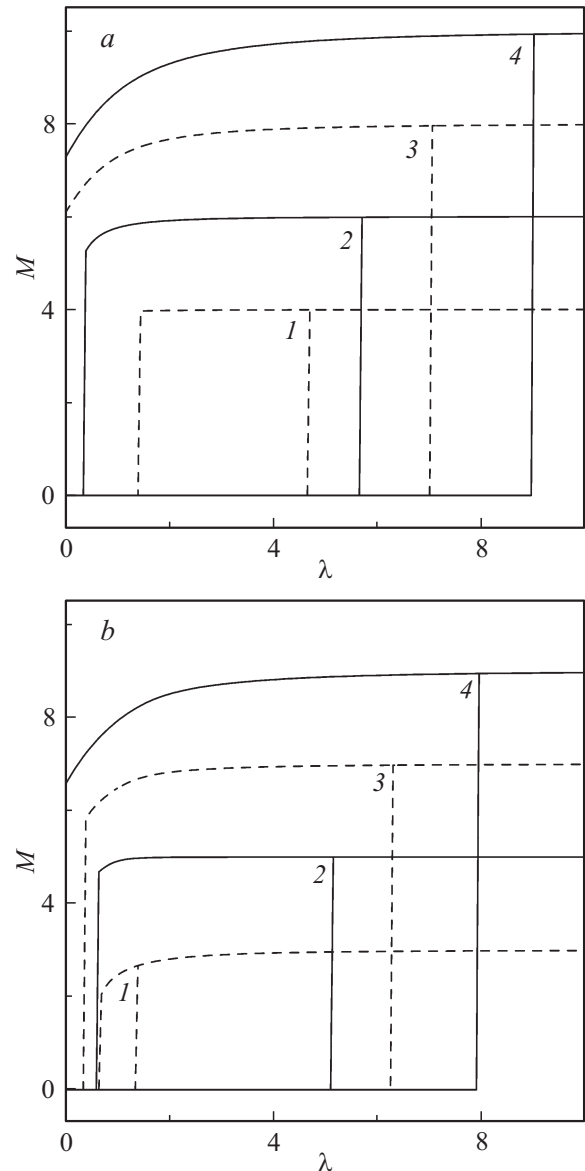


Рис. 1. Зависимость от обменного параметра λ величины суммарного магнитного момента для систем с $N = 4, 6, 8, 10$ (а, кривые 1–4) и $N = 3, 5, 7, 9$ (б, кривые 1–4); $\kappa = 1$.

Бистабильные состояния

Рассмотрим равновесные конфигурации кольцевых систем при различном числе N составляющих их элементов. На рис. 1 приведена зависимость от обменного параметра λ модуля суммарного магнитного момента $\mathbf{M} = \sum \boldsymbol{\mu}_i$ для систем с $N = 4, 6, 8, 10$ (а, кривые 1–4) и $N = 3, 5, 7, 9$ (б, кривые 1–4). Здесь и далее принято, что характерная длина обменного взаимодействия $\kappa = 1$. Из рисунка видно, что в отсутствие обменного взаимодействия (или когда им можно пренебречь $\lambda \approx 0$) системы с $N < 8$ имеют только одну равновесную конфигурацию, при которой суммарный магнитный момент равен нулю. В этом случае все магнитные моменты наноточек лежат в плоскости кольца и направлены по

касательным к окружности в одном из двух направлений. Системы с $N \geq 8$ могут находиться, как минимум, в двух равновесных конфигурациях: с $M = 0$ и с $M \neq 0$, и, таким образом, имеет место состояние бистабильности. При достаточно большом обменном взаимодействии (величина которого зависит от числа элементов в системе) состояние с $M = 0$ оказывается неустойчивым, а суммарный магнитный момент устойчивой равновесной конфигурации близок к своему максимальному значению $M \approx N$. При этом для всех систем существует интервал обменного параметра λ , в котором реализуется

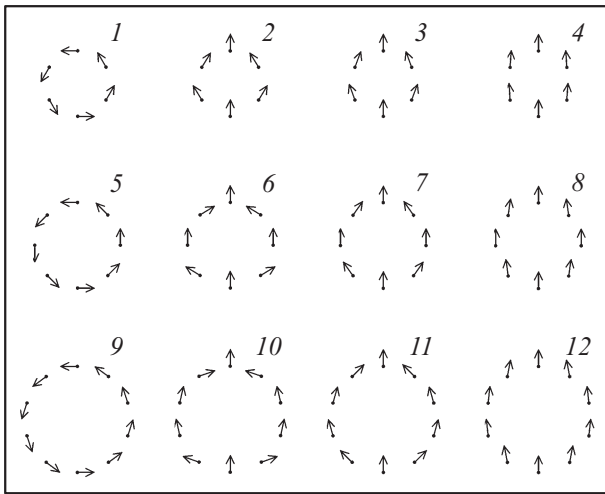


Рис. 2. Равновесные конфигурации кольцевых систем при $\lambda = 0$ (конфигурации 1, 5, 6, 9, 10), $\lambda = 0.5$ (конфигурация 2), $\lambda = 1$ (конфигурации 3, 7, 11) и $\lambda = 8$ (конфигурации 4, 8, 12).

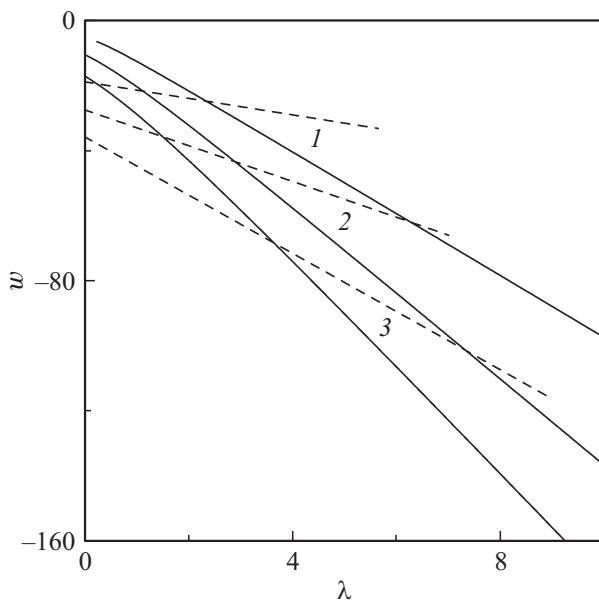


Рис. 3. Зависимость от обменного параметра нормированной энергии связи системы при $N = 6, 8, 10$ (кривые 1–3) в случае конфигурации с нулевым и максимальным суммарным магнитным моментом (штриховая и сплошная линии).

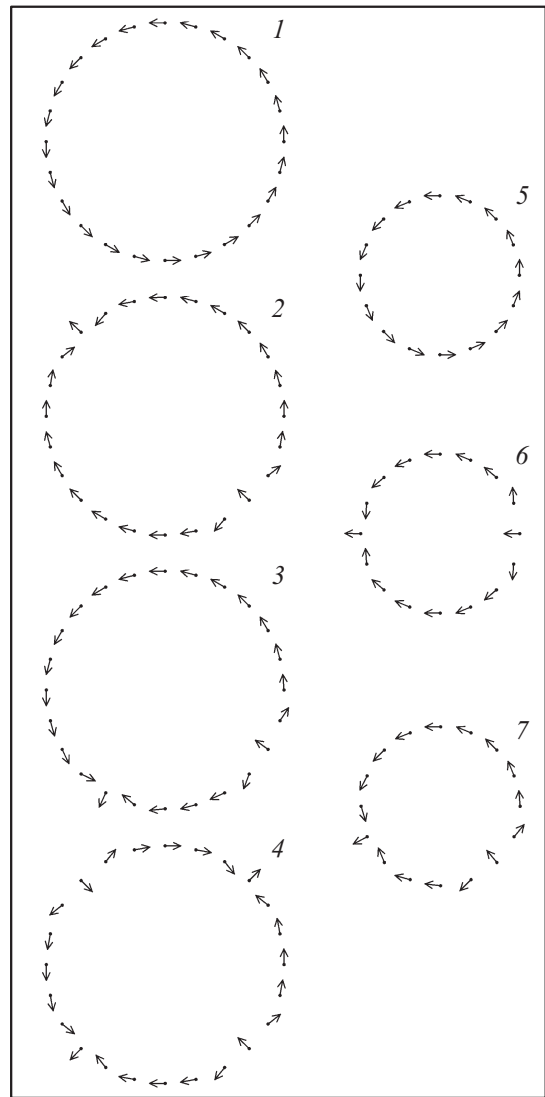


Рис. 4. Равновесные конфигурации при $\lambda = 0$: с нулевым суммарным магнитным моментом (1 и 5), с максимальным M (2 и 6) и с минимальным отличным от нуля суммарным магнитным моментом (3 и 7); наименьшая система, допускающая при $\lambda = 0$ разбиение на четыре области (4).

как конфигурация с нулевым суммарным магнитным моментом, так и конфигурация с $M \neq 0$. Увеличение числа элементов в кольце приводит к увеличению данного интервала значений λ .

На рис. 2 для систем с $N = 6, 8, 10$ приведены равновесные конфигурации, отвечающие вышеприведенным зависимостям при $\lambda = 0$ (конфигурации 1, 5, 6, 9, 10), $\lambda = 0.5$ (конфигурация 2), $\lambda = 1$ (конфигурации 3, 7, 11) и $\lambda = 8$ (конфигурации 4, 8, 12). Конфигурации 1, 5 и 9 имеют нулевой суммарный магнитный момент и не меняются при изменении обменного параметра (в пределах интервала, отвечающего бистабильному состоянию). Остальные конфигурации имеют при выбранных параметрах максимальный суммарный магнитный момент, который с увеличением обменного взаимодей-

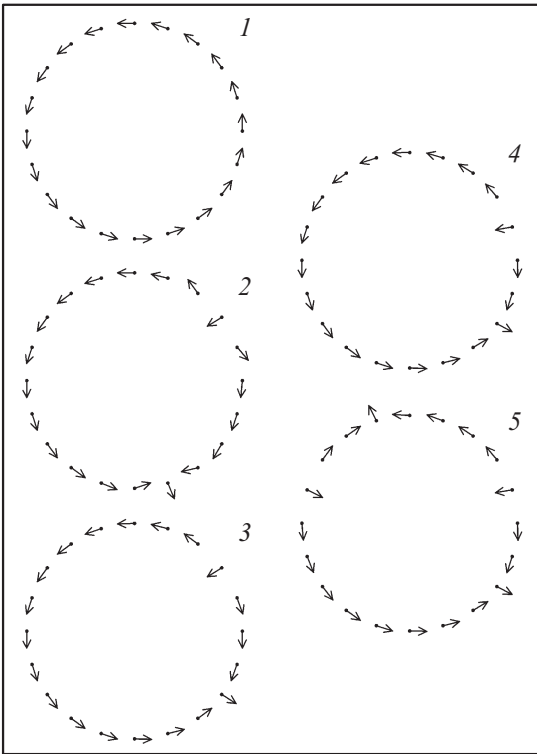


Рис. 5. Конфигурация с нулевым суммарным магнитным моментом (1) и с минимальной противоположно ориентированной областью при $\lambda = 0, 1, 1.5$ (2–4); система при $\lambda = 1.5$, разбита на четыре области (5).

ствия приближается к значению N . В случае максимального значения M магнитные моменты отдельных элементов системы можно разбить на две симметричные области, имеющие равные сонаправленные ($M_{1\parallel} = M_{2\parallel}$, где $M_{1,2}^2 = M_{1,2\parallel}^2 + M_{1,2\perp}^2$ и $M_1 + M_2 = M$) и противоположно направленные ($M_{1\perp} = -M_{2\perp}$) компоненты магнитного момента. С увеличением обменного параметра значения $M_{1,2\perp}$ уменьшаются, и направления всех магнитных моментов наноточек кольца приближаются к направлению вектора M .

На рис. 3 приведена зависимость от обменного параметра λ нормированной энергии связи системы

$$w = \frac{1}{2} \sum_{i \neq n} W_{in} a^3 / m^2 \quad (6)$$

при $N = 6, 8, 10$ (кривые 1–3) в случае конфигурации с нулевым и максимальным суммарным магнитным моментом (штриховая и сплошная линии). Видно, что при слабом обменном взаимодействии ($\lambda \leq 2$) энергия связи меньше у конфигураций с $M = 0$. При зависящем от N значении обменной константы $\lambda_u = \lambda(N)$ энергии двух равновесных состояний сравниваются, а при больших λ наименьшей энергией обладают конфигурации с максимальным значением M (когда направления магнитных моментов отдельных диполей сближаются).

В кольцевых структурах реализуются также несимметричные конфигурации, когда систему в отличие от предыдущих случаев можно разбить на две различных по числу элементов области с противоположной круговой ориентацией магнитных моментов диполей. На рис. 4 для систем с $N = 16, 24$ при $\lambda = 0$ приведены равновесные конфигурации с нулевым суммарным магнитным моментом (конфигурации 1 и 5), с максимальным M (2 и 6) и с минимальным отличным от нуля суммарным магнитным моментом (3 и 7), когда одна из двух областей, на которые разбивается система, включает минимальное число элементов. Наименьшей системой, допускающей в отсутствие обменного взаимодействия разбиение на четыре области, является система с $N = 24$ (конфигурация 4). Размер минимальной области кольца, с противоположной круговой ориентацией входящих в нее магнитных моментов, зависит также от величины обменного взаимодействия. На рис. 5 для систем с $N = 20$ приведена конфигурация с нулевым суммарным магнитным моментом (1) и с минимальной противоположно ориентированной областью при $\lambda = 0, 1, 1.5$ (конфигурации 2–4). В конфигурации 5 система при $\lambda = 1.5$ разбита на четыре области, две из которых имеют минимальный размер. Формирование приведенных конфигураций может быть осуществлено с помощью локального магнитного поля, приложенного к части диполей кольцевой структуры.

Переключение между конфигурациями

При реализации бистабильности возможно осуществление переключения между конфигурациями, характеризуемыми определенными значениями суммарного магнитного момента кольцевой системы. Наиболее легко может быть осуществлено переключение между состояниями с нулевым и максимальным магнитным моментом (рис. 1). Конфигурация с максимальным M реализуется после временного воздействия на всю систему лежащего в плоскости кольца продольного магнитного поля, после выключения которого устанавливаются симметричные конфигурации (приведенные, в частности, на рис. 1, за исключением конфигураций 1, 5, 9). При этом магнитный момент ориентируется по направлению приложенного поля. Конфигурация с нулевым суммарным магнитным моментом может быть реализована круговым магнитным полем (которое можно создать, например, с помощью тока, проходящего через центр кольца перпендикулярно его плоскости).

На рис. 6 для системы с $N = 6$ приведена зависимость от времени суммарного магнитного момента при включении и последующем выключении внешнего магнитного поля. В случае a исходной является конфигурация с нулевым магнитным моментом, а действующее на систему поле — продольное. В случаях b и c исходная конфигурация — симметричная (величина M максимальна), а внешнее поле — круговое, имеющее

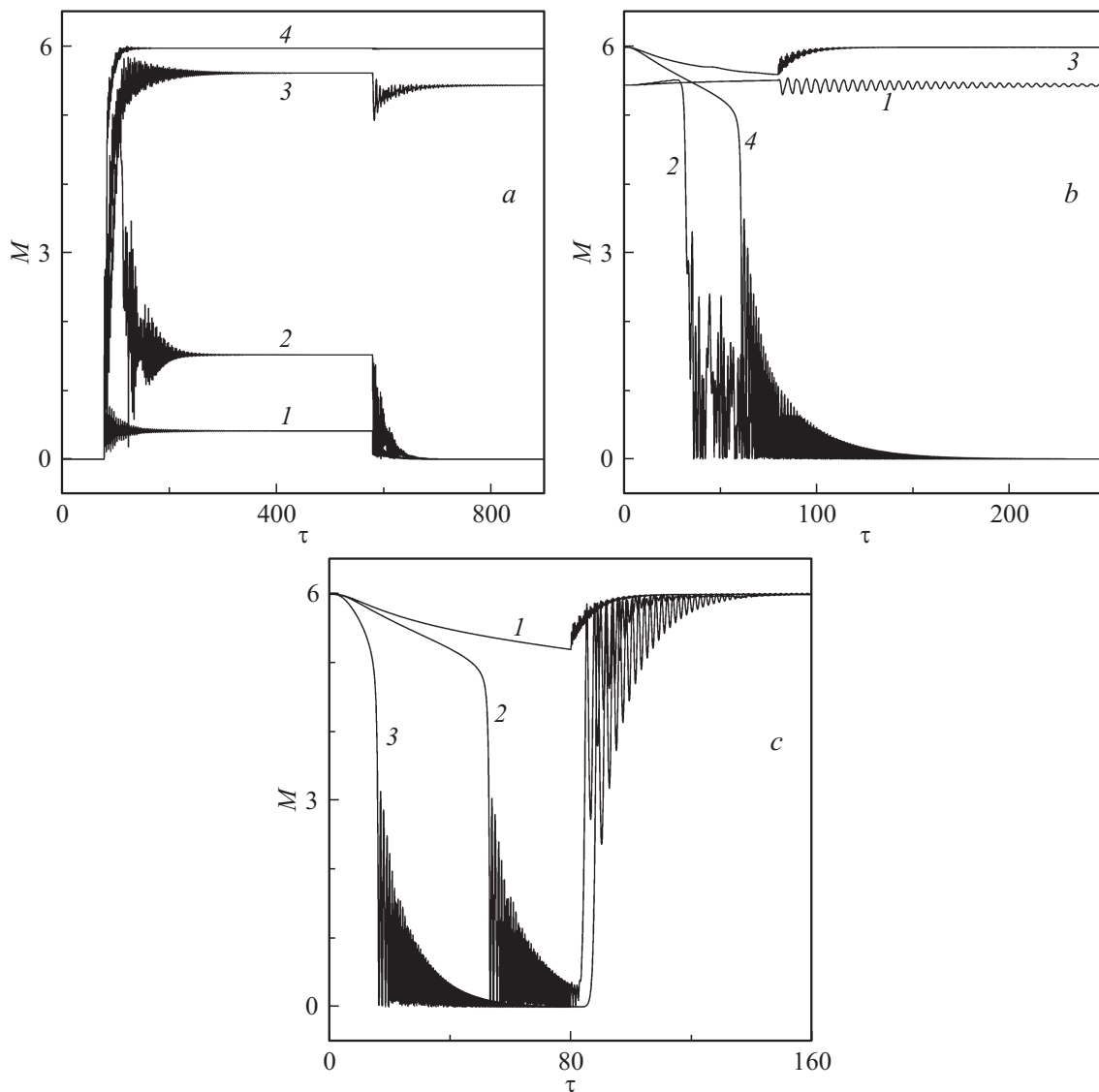


Рис. 6. Зависимость от времени суммарного магнитного момента системы с $N = 6$ при включении и последующем выключении внешнего продольного (а) и кругового (b) магнитного поля; $\lambda = 0, h = 1, 10$ (а — 1,2), $\lambda = 0.5, h = 5$ (а — 3), $\lambda = 3, h = 1$ (а, кривая 4); $\lambda = 0.5, h = 0.3, 0.4$ (b — 1,2), $\lambda = 4, h = 2, 2.5$ (b — 3,4), $\lambda = 6, h = 4, 4.5, 7$ (с — 1–3).

величину h на кольце (в месте расположения диполей). Параметр обменного взаимодействия и величина статического поля следующие: $\lambda = 0, h = 1, 10$ (а, кривые 1,2), $\lambda = 0.5, h = 5$ (а, кривая 3), $\lambda = 3, h = 1$ (а, кривая 4); $\lambda = 0.5, h = 0.3, 0.4$ (b, кривые 1,2), $\lambda = 4, h = 2, 2.5$ (b, кривые 3,4), $\lambda = 6, h = 4, 4.5, 7$ (с, кривые 1–3). Видно, что для систем с $N = 6$ при отсутствии обменного взаимодействия реализуется только конфигурация с $M = 0$ — во время действия внешнего поля магнитный момент системы изменяется, но после выключения поля система приходит к исходной конфигурации. При $\lambda = 0.5$ магнитное поле, начиная с $h \approx 5$, переводит систему в другую конфигурацию. Усиление обменного взаимодействия позволяет снизить величину переключающего внешнего поля. В случае исходного состояния с максимальным значением M

переключение на конфигурацию с $M = 0$ реализуется круговым полем, значение которого может быть тем меньше, чем слабее обменное взаимодействие b . Если обменное взаимодействие достаточно большое, бистабильность отсутствует, и переключение невозможно — после выключения внешнего поля система возвращается к конфигурации с максимальным равновесным магнитным моментом (с).

Переход систем из конфигурации с максимальным M к конфигурации с нулевым значением магнитного момента может быть осуществлен также с помощью переменного магнитного поля $h = h_0 \sin(\omega t)$, которое поляризовано вдоль нормали к плоскости кольца (вдоль оси x). Под воздействием поля определенной частоты устанавливается колебательный режим магнитного момента кольца, после релаксации которого система приходит к конфи-

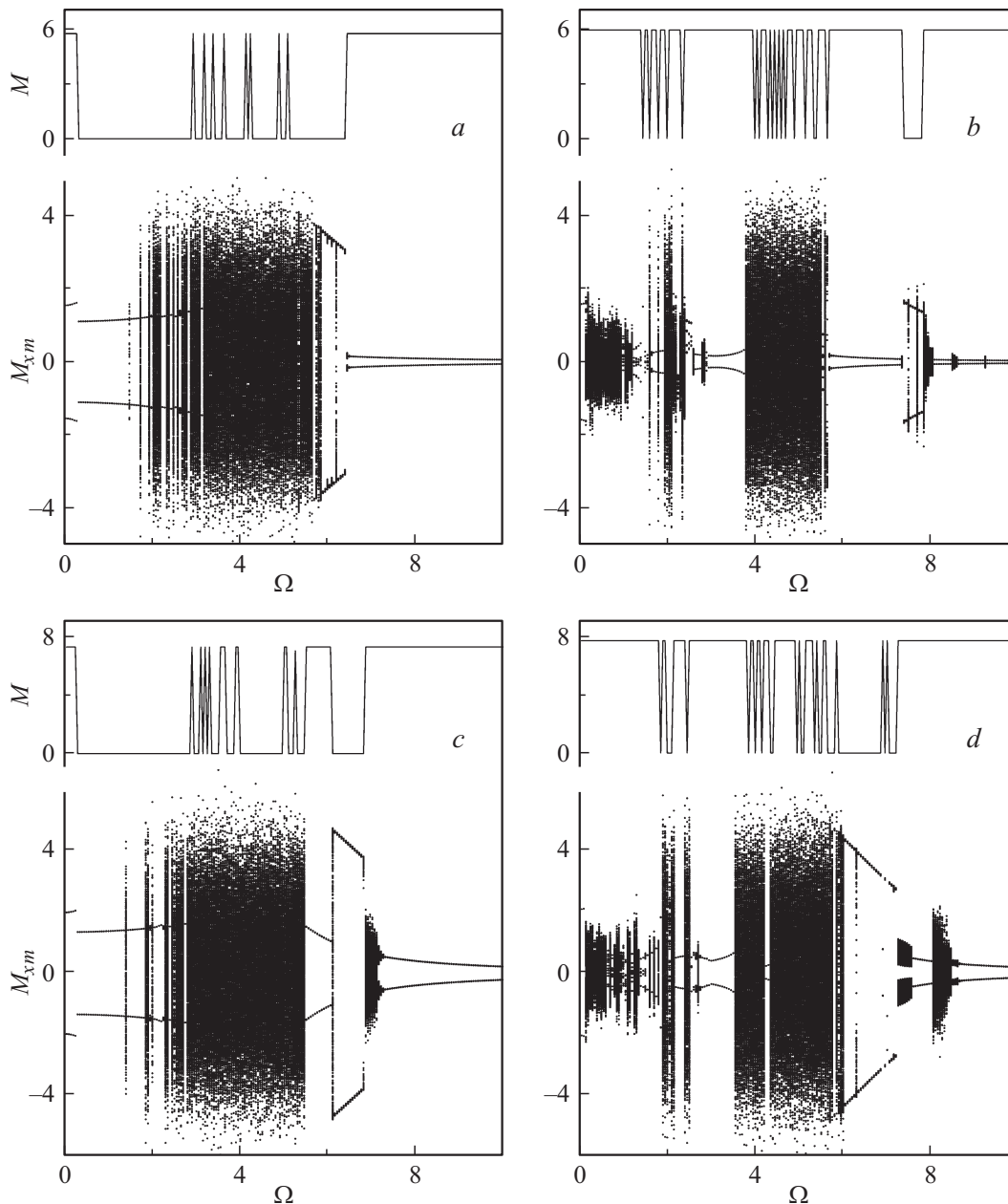


Рис. 7. Диаграммы зависимости экстремумов x -компоненты суммарного магнитного момента систем с $N = 6$ (a, b) и с $N = 8$ (c, d) от частоты внешнего поля при его амплитуде $h_0 = 1$ и обменном параметре $\lambda = 1$ (a, c), $\lambda = 2$ (b, d); $\alpha = 0.01$. Зависимость от Ω суммарного магнитного момента M конфигурации после релаксации колебательного режима.

гурации с $M = 0$. Исследования данных переходов удобно проводить с помощью бифуркационных диаграмм. На рис. 7 приведены диаграммы для x -компоненты суммарного магнитного момента систем с $N = 6$ (a, b) и с $N = 8$ (c, d) на плоскости $(M_{xm}; \Omega)$, где $M_{xm} = M_{x \max}, M_{x \min}$ и каждому нормированному значению частоты переменного поля $\Omega = a^3 \omega / (m\gamma)$ соответствуют экстремальные значения суммарного магнитного момента. Поляризация поля ориентирована вдоль нормали к системе — вдоль оси x . Диаграммы рассчитаны при величине обменного параметра $\lambda = 1$ (a, c), $\lambda = 2$ (b, d) и амплитуде поля $h_0 = 1$; параметр диссипации

$\alpha = 0.01$. При этом если на диаграмме одному значению частоты Ω (управляющего параметра) отвечают две точки (или большее конечное их число), то реализуются регулярные колебательные режимы; множеству близко расположенных точек отвечает хаотическая (в редких случаях квазипериодическая) динамика. На рисунке приведена также зависимость от Ω суммарного магнитного момента той конфигурации, к которой приходит система после выключения переменного поля и релаксации колебательного режима (исходной является симметричная конфигурация с максимальным магнитным моментом). Из рисунка видно, что после возбуждения высокоам-

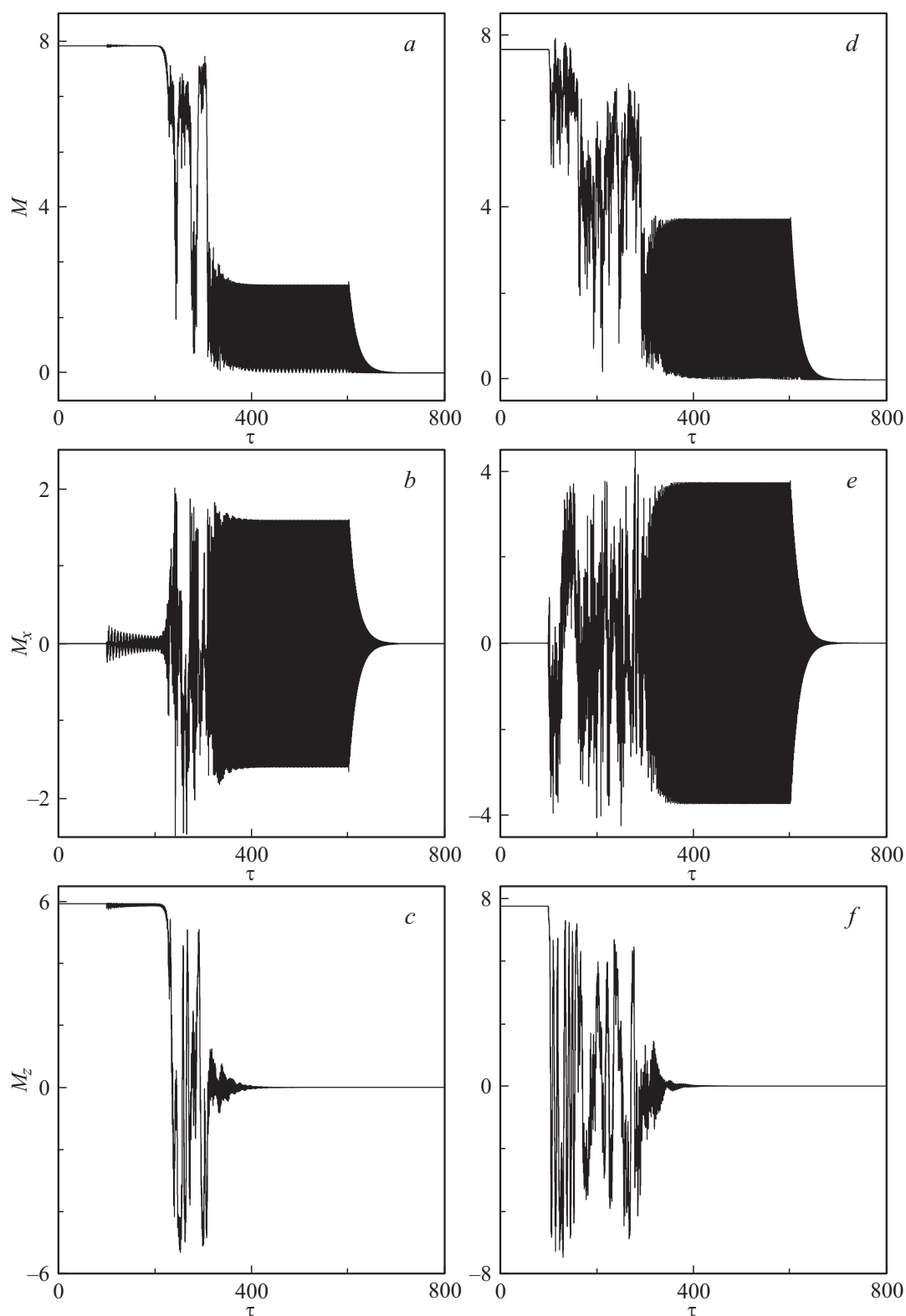


Рис. 8. Переключение к конфигурации с $M=0$ для колец с $N=6$ (a–c) и $N=8$ (d–f) при $\lambda=2$ за счет возбуждения колебательного режима перпендикулярным ($h_x = h$) переменным полем с $h_0 = 1$, $\Omega = 7.5$ для $N=6$ и $\Omega = 6.5$ для $N=8$.

плитудных хаотических режимов (в рассматриваемом случае $\Delta M_x \leq 4$) система может перейти как к конфигурации с M , так и вернуться к исходному состоянию. Од-

нако при этом имеют также место частотные интервалы, отвечающие возбуждению регулярных режимов, после релаксации которых система переходит только в конфи-

гурацию с $M = 0$. Данные режимы имеют место только при достаточно слабом обменном взаимодействии, и с ростом параметра λ соответствующие частотные интервалы уменьшаются и далее исчезают.

На рис. 8 приведены диаграммы процессов переключения к конфигурации с нулевым магнитным моментом для колец с $N = 6$ ($a-c$) и $N = 8$ ($d-f$) при обменном параметре $\lambda = 2$ за счет возбуждения колебательного режима переменным полем $h_x(\tau)$. Амплитуда поля $h_0 = 1$, частота $\Omega = 7.5$ для $N = 6$ и $\Omega = 6.5$ для $N = 8$. Исходной является конфигурация с максимальным магнитным моментом. В обоих случаях устанавливаются колебания величины суммарного магнитного момента, направленного по нормали к системе (компоненты $M_{y,z} = 0$). После выключения переменного поля и релаксации динамического режима устанавливаются конфигурации с нулевым суммарным магнитным моментом кольца.

Одноосная анизотропия типа „легкая плоскость“ с выделенным направлением, перпендикулярным плоскости кольца, не влияет на равновесные конфигурации системы, так как магнитные моменты во всех случаях лежат в плоскости кольца. Влияние одноосной анизотропии типа „легкая ось“ (с тем же выделенным направлением) приводит к тому, что начиная с определенной величины энергии анизотропии (которая возрастает с увеличением числа элементов в системе) магнитные моменты диполей ориентируются перпендикулярно плоскости системы. В отсутствие обменного взаимодействия (или когда оно слабо) соседние диполи имеют противоположное направление — магнитный момент системы при этом равен нулю. С ростом обменного взаимодействия увеличивается вероятность сонаправленной ориентации соседних магнитных моментов, в результате увеличивается суммарный магнитный момент системы, направленный перпендикулярно плоскости кольца.

Заключение

Исследование кольцевых систем магнитных диполей показало, что в отсутствие обменного взаимодействия равновесным состоянием систем с числом элементов $N < 8$ является конфигурация с нулевым суммарным магнитным моментом. В случае больших систем помимо данной конфигурации равновесными являются конфигурации с ненулевым суммарным магнитным моментом, лежащим в плоскости системы. При симметричной конфигурации, когда магнитные моменты всех элементов кольца имеют сонаправленные составляющие, равновесный магнитный момент системы максимален. В случае достаточно большого обменного взаимодействия (величина которого возрастает с увеличением числа элементов в кольце) равновесной является только одна конфигурация, при которой ориентация магнитных моментов диполей системы близка по направлению. Таким образом, для всех кольцевых систем имеет место интервал значений обменного параметра, отвечающий состоянию

бистабильности — когда система может находиться в конфигурации с нулевым суммарным магнитным моментом и в конфигурации (или в нескольких конфигурациях), магнитный момент которой отличен от нуля.

Переход от равновесной конфигурации с нулевым суммарным магнитным моментом к симметричной конфигурации с максимальным M может быть осуществлен продольным магнитным полем, лежащим в плоскости кольца и действующим на всю систему. При включении и последующем выключении данного поля устанавливается равновесная конфигурация с суммарным магнитным моментом, ориентированным по направлению приложенного поля. Обратный переход — к конфигурации с $M = 0$ — реализуется круговым полем, создаваемым, в частности, током, пропускаемым перпендикулярно кольцу через его центр. В случае достаточно слабого обменного взаимодействия переход к конфигурации с нулевым суммарным магнитным моментом может быть осуществлен также с помощью переменного поля, линейно поляризованного вдоль нормали к плоскости системы. При исходной конфигурации с ненулевым суммарным магнитным моментом переменное поле на определенной частоте возбуждает колебательные режимы вектора \mathbf{M} , при которых переменный магнитный момент системы ориентируется в направлении, перпендикулярном плоскости кольца. После выключения поля и релаксации динамического режима устанавливается круговая равновесная конфигурация с нулевым магнитным моментом. Таким образом, на основе рассматриваемых кольцевых дипольных наносистем может быть сформирована среда с намагниченностью, управляемой внешними статическими и переменными магнитными полями.

Результаты работы были получены в рамках выполнения задания Министерства образования и науки РФ (№ 3.175.2014К от 18 июля 2014 г.).

Список литературы

- [1] Филиппов Б.Н., Корзунин Л.Г. // ЖЭТФ. 2002. Т. 121. Вып. 2. С. 372–387.
- [2] Кандаурова Г.С., Осадченко В.Х., Пауко А.Г. // ФТТ. 2005. Т. 47. Вып. 10. С. 1806–1812.
- [3] Семенцов Д.И., Шутый А.М. // УФН. 2007. Т. 177. № 8. С. 831–857.
- [4] Шутый А.М. // ЖЭТФ. 2009. Т. 135. Вып. 5. С. 1009–1010.
- [5] Skomski R. // J. Phys.: Condens. Matter. 2003. Vol. 15. P. R841–R896.
- [6] Eliseev A.A., Vyacheslavov A.S., Lukashin A.V., Tretyakov Yu.D., Suzdalev I.P., Maximov Yu.V., Goernert P. // International Journal of Nanoscience. 2006. Vol. 5. N 4–5. P. 459–463.
- [7] Головань Л.А., Тимошенко В.Ю., Каушаров П.К. // УФН. 2007. Т. 177. № 6. С. 619–638.
- [8] Гусев С.А., Ноздрин Ю.Н., Сапожников М.В., Фраерман А.А. // УФН. 2000. Т. 170. № 3. С. 331–333.
- [9] Billas I.M.L., Becker J.A., Chatelain A., de Heer W.A. // Phys. Rev. Lett. 1993. Vol. 71. P. 4067–4070.

- [10] Губин С.П., Кокиаров Ю.А. // Неорган. материалы. 2002. Т. 38. С. 1287–1304.
- [11] Каретникова И.Р., Нефедов И.М., Сапожников М.В., Фраерман А.А., Шерешевский И.А. // ФТТ. 2001. Т. 43. Вып. 11. С. 2030–2034.
- [12] Sosin S.S., Prozorova L.A., Bonville P., Zhitomirsky M.E. // Phys. Rev. B. 2009. Vol. 79. P. 014419 (8).
- [13] Söllinger W., Heiss W., Lechner R.T., Rumpf K., Granitzer P., Krenn H., Springholz G. // Phys. Rev. B. 2010. Vol. 81. P. 155213 (8).
- [14] Киреев В.Е., Иванов Б.А. // Письма в ЖЭТФ. 2011. Т. 94. Вып. 4. С. 330–334.
- [15] Kasyutich O., Desautels R.D., Southern B.W., van Lierop J. // Phys. Rev. Lett. 2010. Vol. 104. P. 127205 (5).
- [16] Krivoruchko V.N., Marchenko M.A., Melikhov Y. // Phys. Rev. B. 2010. Vol. 82. 064419 (11).
- [17] Шутый А.М. // ЖТФ. 2013. Т. 83. Вып. 6. С. 601–606.
- [18] Шутый А.М. // Письма в ЖЭТФ. 2013. Т. 97. Вып. 9. С. 98–103.