Письма в ЖЭТФ, том 106, вып. 6, с. 334 – 342 © 2017 г. 25 сентября

Возбуждение в решетке магнитных наночастиц волны ориентационного перехода и хаотической динамики

А. М. Шутый[1)], *Д. И. Семенцов*

Ульяновский государственный университет, 432017 Ульяновск, Россия

Поступила в редакцию 7 августа 2017 г.
После переработки 10 августа 2017 г.

Для плоских трехрядных решеток магнитных наночастиц, обладающих кубической анизотропией и связанных дипольным взаимодействием, исследовано распространение вдоль системы фронта колебательной динамики магнитных моментов, вызванной локальным возмущением решетки. При этом реализовано распространение перехода между двумя равновесными плоскостными конфигурациями, а также хаотических колебаний магнитных моментов в случае исходной их ориентации перпендикулярно плоскости решетки. Выявлена возможность управления скоростью продвижения волны ориентационного перехода и ее остановки. Возникновение движущегося фронта хаотической динамики обнаружено как при включении и выключении локального внешнего поля, так и при действии импульса переменного поля.

DOI: 10.7868/S0370274X17180035

1. Введение. В последние годы ансамбли магнитных наночастиц с различной топологией привлекают все большее внимание исследователей. Связано это с тем, что в динамическом поведении таких ансамблей проявляются не только свойства отдельных частиц, но и коллективные эффекты, определяемые типом взаимодействия наночастиц, их взаимным расположением, свойствами матрицы, в которой сформирован ансамбль [1–7]. Особый интерес представляют двумерные магнито-упорядоченные структуры, состоящие из дипольно взаимодействующих однодоменных наночастиц ферромагнитного металла. Дискретность указанных структур приводит к существенным отличиям их равновесных состояний и динамических режимов от свойств макроскопических монодоменных объектов. К таким отличиям, в частности, могут быть отнесены бистабильные состояния решеток, обусловленные наличием различных ориентационных конфигураций с неодинаковым суммарным магнитным моментом, а также возможных управляемых переходов между конфигурациями и динамических колебательных режимов магнитного момента системы при их перемагничивании [8–13].

Наряду с этим, регулярные ансамбли магнитных наночастиц различной размерности могут служить средой для сверхплотной записи и хранения информации. Возможность записи информации на решетке магнитных диполей основана на изменении равновесной конфигурации магнитных моментов за счет воздействия радиоимпульсов магнитного поля, а считывание обеспечивается возбуждением возникшей конфигурации маломощным радиоимпульсом на частоте ферромагнитного резонанса и сканированием частоты отклика дипольной системы [14–16].

В работе [17] исследована динамика квадратной решетки однодоменных наночастиц, обладающих магнитной кубической анизотропией (КА), на воздействие внешнего магнитного поля. При этом выявлены квазипериодические и хаотические режимы, а также особенности отклика различных по параметрам систем на действие импульса поля. В настоящей работе основное внимание уделено исследованию продвижения волны конфигурационного перехода в длинной трехрядной решетке, а также распространению вдоль системы хаотических колебаний отдельных магнитных моментов. Выбор трехрядной решетки обусловлен стремлением к минимизации структуры при сохранении эффективности диполь-дипольного взаимодействия, что необходимо для поставленных задач возбуждения динамики магнитной системы при помощи слабых локальных полей. В работе выявлены требуемые для данных процессов параметры системы и исходные состояния. Рассмотрены возможности управления распространением вдоль решетки фронта ориентационного перехода. Возникновение перехода между конфигурациями и хаотической динамики исследовано при различных возмущениях отдельных диполей системы с помощью внешних магнитных полей.

[1)]e-mail: shuty@mail.ru

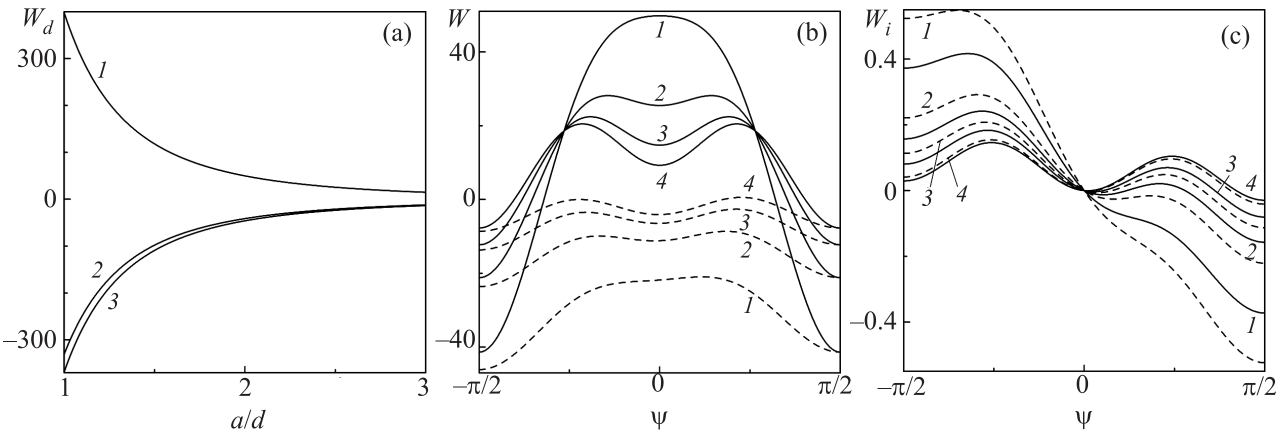

Рис. 1. (a) – Зависимость энергии диполь-дипольного взаимодействия решетки от нормированного расстояния между диполями для конфигураций: все диполи ориентированы по X (кривая *1*), по Y (кривая *2*), внешние ряды и центральный ряд имеют противоположную ориентацию в направлении $\pm Y$ (кривая *3*). (b) – Зависимость энергии решетки от полярного угла ψ всех диполей (непрерывные кривые) и диполей только центрального ряда, при ориентации остальных диполей по оси Y (пунктирные кривые); $a/d = 2$, 2.5, 3, 3.5 (кривые *1*–*4*). (c) – Зависимость от ψ энергии одного крайнего диполя центрального ряда (непрерывные кривые) и внешнего ряда (пунктирные кривые) при остальных диполях, ориентированных по Y; $a/d = 1.5$, 2, 2.5, 3.5 (кривые *1*–*4*)

2. Исходные уравнения. Рассмотрим трехрядную систему 50×3 взаимодействующих друг с другом сферических однодоменных наночастиц с одинаковым магнитным моментом $|\mathbf{m}_i| = m$, пропорциональным объему наночастицы V. Энергию i-го диполя запишем в виде суммы зеемановской энергии во внешнем магнитном поле $\mathbf{H}$, энергии КА наночастицы и энергии диполь-дипольного взаимодействия:

$$W_i = -\mathbf{m}_i\mathbf{H} + W_a(\mathbf{m}_i) + \sum_n W_d(\mathbf{m}_i, \mathbf{m}_n). \quad (1)$$

Внешнее магнитное поле является суммой статического и высокочастотного полей $\mathbf{H} = \mathbf{H}_c + \mathbf{H}(t)$; энергия КА в случае, когда оси X, Y, Z направлены вдоль трех кристаллографических осей $\langle 100 \rangle$ наночастицы, имеет вид

$$W_a = \frac{VK_1}{m^4}(m_{ix}^2 m_{iy}^2 + m_{iy}^2 m_{iz}^2 + m_{iz}^2 m_{ix}^2), \quad (2)$$

где K_1 – константа КА материала наночастицы.

Будем считать ось X перпендикулярной плоскости системы, а ось Y параллельной трем ее рядам. Энергию диполь-дипольного взаимодействия запишем в виде

$$W_d(\mathbf{m}_i) = \sum_{n \neq i} \left(\frac{\mathbf{m}_i\mathbf{m}_n r_{in}^2 - 3(\mathbf{m}_i\mathbf{r}_{in})(\mathbf{m}_n\mathbf{r}_{in})}{r_{in}^5} \right), \quad (3)$$

где $\mathbf{r}_{in}$, r_{in} – радиус-вектор и расстояние между i-ым и n-ым диполями.

Динамика каждого из магнитных моментов описывается уравнением Ландау–Лифшица с релаксационным членом в форме Гильберта [18]:

$$\frac{\partial \mathbf{m}_i}{\partial t} = -\gamma \mathbf{m}_i \times \mathbf{H}_i^{\mathrm{ef}} - \frac{\alpha}{m_i}\mathbf{m}_i \times \frac{\partial \mathbf{m}_i}{\partial t}, \quad (4)$$

где γ – гиромагнитное отношение, α – одинаковый для всех частиц параметр диссипации. Эффективное магнитное поле, создаваемое в месте расположения i-го диполя остальными диполями и внешним полем $\mathbf{H}$, представляем как

$$\mathbf{H}_i^{\mathrm{ef}} = -\frac{\partial W_i}{\partial \mathbf{m}_i} = \mathbf{H} + \mathbf{H}_{ai} + \sum_{n \neq i} \frac{3(\mathbf{m}_n\mathbf{r}_{in})\mathbf{r}_{in} - \mathbf{m}_n r_{in}^2}{r_{in}^5}. \quad (5)$$

Каждая из трех компонент ($\nu \equiv x, y, z$) поля КА определяется выражением:

$$H_{ai\nu} = -\frac{2VK_1}{m}\mu_{i\nu}(1 - \mu_{i\nu}^2), \quad (6)$$

где $\boldsymbol{\mu}_i = \mathbf{m}_i/m$.

Далее перейдем к безразмерным параметрам: $\mathbf{e}_{in} = \mathbf{r}_{in}/r_{in}$, $\tau = (m\gamma/d^3)t$, где d – диаметр наночастиц; $l_{in} = r_{in}/d$. Примем, что расстояние между центрами ближайших диполей системы одинаково и равно a. В безразмерных параметрах уравнения (5) принимают вид

$$\frac{\partial \boldsymbol{\mu}_i}{\partial \tau} = -\boldsymbol{\mu}_i \times \mathbf{h}_i^{\mathrm{ef}} - \alpha\boldsymbol{\mu}_i \times \frac{\partial \boldsymbol{\mu}_i}{\partial \tau}, \quad (7)$$

где эффективное магнитное поле

$$\mathbf{h}_i^{\mathrm{ef}} = \mathbf{h} + \mathbf{h}_{ai} + \sum_{n\neq i}\left[\frac{3(\boldsymbol{\mu}_n\mathbf{e}_{in})\mathbf{e}_{in} - \boldsymbol{\mu}_n}{l_{in}^3}\right], \qquad (8)$$

$\mathbf{h} = \mathbf{H}d^3/m$ – внешнее поле, $h_{aij} = -2k_1\mu_{ij}(1-\mu_{ij}^2)$ – компоненты поля КА с константой $k_1 = K_1Vd^3/m^2$.

Векторное уравнение (7) представляется тремя скалярными уравнениями. Так, для X-компоненты получаем

$$(1+\alpha^2)\frac{\partial\mu_{ix}}{\partial\tau} = (\mu_{iz} + \alpha\mu_{ix}\mu_{iy})h_{iy}^{\mathrm{ef}} - - (\mu_{iy} - \alpha\mu_{iz}\mu_{ix})h_{iz}^{\mathrm{ef}} - \alpha(1-\mu_{ix}^2)h_{ix}^{\mathrm{ef}}. \qquad (9)$$

Остальные компоненты данного уравнения имеют аналогичный вид и могут быть получены циклической перестановкой индексов x, y, z.

3. Равновесные конфигурации. Равновесные ориентации отдельных магнитных моментов и динамика суммарного магнитного момента системы в целом определялись с учетом связи всех элементов ансамбля друг с другом на основе численного решения приведенных выше уравнений методом Рунге–Кутта четвертого порядка. В отсутствие внешних полей равновесные ориентационные конфигурации находятся заданием произвольных начальных состояний магнитных моментов всех диполей, из которых система приходит к стационарному состоянию согласно приведенным уравнениям движения.

Для рассматриваемых в работе решеток выбрано значение константы КА $k_1 = -0.5$, что соответствует наночастицам из атомов железа. В отсутствие внешнего статического поля при достаточно близком расположении наночастиц (параметр, определяющий расстояние между элементами $a/d < 2$), как правило, реализуется продольная (параллельной оси Y) конфигурация, при которой центральный ряд направлен противоположно внешним рядам. При этом с увеличением расстояния между частицами увеличивается число возможных равновесных конфигураций, отличающихся ориентацией отдельных диполей и значением свободной энергии системы. В случае систем с $a/d \geq 2.7$ влияние КА становится преобладающим, и равновесными оказываются любые конфигурации, при которых магнитные моменты отдельных наночастиц ориентированы по направлению кристаллографических осей. Так как нами рассмотрена анизотропия типа [100], направление ориентации магнитных моментов наночастиц приближается к осям системы X, Y или Z.

На рис. 1a приведена зависимость энергии диполь-дипольного взаимодействия от нормированного расстояния между элементами для трех различных конфигураций: все диполи ориентированы перпендикулярно плоскости системы (кривая *1*), диполи лежат в плоскости системы и ориентированы вдоль оси Y (кривая *2*), сонаправленные внешние ряды и центральный ряд имеют противоположную ориентацию в направлении $\pm Y$ (кривая *3*). Из рис. 1a следует, что последняя конфигурация имеет наименьшую энергию диполь-дипольного взаимодействия, а энергия сонаправленной перпендикулярной конфигурации сильно превосходит энергию обоих плоскостных конфигураций при близком расположении элементов системы. С увеличением расстояния между диполями разница между данными энергиями существенно уменьшается. Поэтому в результате действия КА при увеличении параметра a/d вначале устойчивой становится конфигурация с ориентацией всех диполей вдоль оси Y, а затем (при больших a/d) – вдоль перпендикулярной оси X.

На рис. 1b показана зависимость энергии рассматриваемой решетки (при отсутствии внешнего поля) от полярного угла ψ магнитных моментов всех диполей (непрерывные кривые) и диполей только центрального ряда, при ориентации диполей внешних рядов по оси Y (пунктирные линии). Полярный угол отсчитывается от оси X, отсчитываемый от оси Y азимутальный угол принимается равным нулю. Расстояние между диполями $a/d = 2$, 2.5, 3, 3.5 (кривые *1–4*). По рис. 1b можно сделать вывод, что при $a/d < 2.5$ устойчивыми оказываются только обе плоскостные конфигурации. В случае же больших расстояний между элементами решетки наблюдается энергетический минимум и при ориентации всех диполей или же диполей одного из рядов, в данном случае центрального ряда, перпендикулярно плоскости системы. С удалением диполей друг от друга потенциальная яма для поперечных конфигураций увеличивается, так как энергия диполь-дипольного взаимодействия падает, а энергия КА остается неизменной.

На рис. 1c изображена аналогичная зависимость, но лишь для одного крайнего диполя центрального ряда (непрерывные кривые) и одного крайнего диполя внешнего ряда (пунктирные кривые), при условии, что все остальные диполи ориентированы в плоскости системы вдоль оси Y. Расстояние между диполями a/d (кривые *1–4*). Из рис. 1c следует, что во всех случаях устойчивой оказывается плоскостная ориентация крайнего диполя, а при $a/d \geq 2$ реализуется также его перпендикулярная конфигурация (для центрального диполя это достигается при несколько меньших значениях данного параметра). Заметим, что при учете тепловых колебаний равновесные конфигурации со слабо выраженным энергетическим минимумом оказываются метастабильными, и интересующий нас диапазон параметра решетки a/d окажется смещенным в область больших значений.

Далее рассмотрим перпендикулярную и плоскостную однородные конфигурации. В связи с этим исследуем процессы перемагничивания системы к данным конфигурациям импульсом магнитного поля, нарастающего и через интервал времени τ_1 убывающего по экспоненциальному закону:

$$\mathbf{h}(\tau) = \qquad (10)$$

$$= \mathbf{h}_0 \begin{cases} 1 - \exp(-\tau/\tau_0), & \tau < \tau_1, \\ [1 - \exp(-\tau_1/\tau_0)] \exp(-(\tau - \tau_1)/\tau_0), & \tau \geq \tau_1. \end{cases}$$

где τ_0 – характерное время нарастания и убывания импульса.

На рис. 2a приведена зависимость от времени Y-компоненты суммарного магнитного момента системы $\mathbf{M} = \Sigma \boldsymbol{\mu}_i$ с параметром $a/d = 1$ при ее перемагничивании из исходного плоскостного состояния с противоположно ориентированным центральным рядом диполей в однородную плоскостную конфигурацию импульсом магнитного поля, линейно поляризованным по оси Y. Параметры импульса поля приняты следующими: $\tau_1 = 150$, 140 при $h_{0y} = 3$ (кривые *1*, *3*) и $\tau_1 = 50$, 40 при $h_{0y} = 15$ (кривые *2* и *4*), $\tau_0 = 1$. На рис. 2b показана зависимость от времени X-компоненты суммарного магнитного момента при перемагничивании системы с параметром $a/d = 2.5$ из однородного плоскостного состояния в однородную перпендикулярную конфигурацию импульсом поля, поляризованным по оси X со следующими параметрами: $\tau_1 = 170$, 160 при $h_{0x} = 2$ (кривые *1*, *3*) и $\tau_1 = 100$, 90 при $h_{0x} = 3$ (кривые *2* и *4*), $\tau_0 = 1$. Параметр диссипации здесь и далее принят равным $\alpha = 0.01$. Для реализации перемагничивания увеличение амплитуды импульса внешнего магнитного поля позволяет существенно уменьшить требуемую его продолжительность.

4. Продвижение фронта ориентационного перехода. Разница в энергии связи между двумя равновесными плоскостными конфигурациями: однородной и с противоположно направленным средним слоем (или одним из крайних слоев) позволяет реализовать ориентационный переход между этими конфигурациями. При возмущении края структуры реализуется продвижение фронта ориентационного перехода вдоль решетки. На рис. 3a изображена зависимость от времени Y- компоненты магнитного момента системы с параметром $a/d = 1$ при реализации данного ориентационного перехода. Исходной является однородная плоскостная конфигурация. В случае кривых *1* и *2* локальное поле $h_{0y} = 10$ переориентирует краевой диполь центрального ряда в

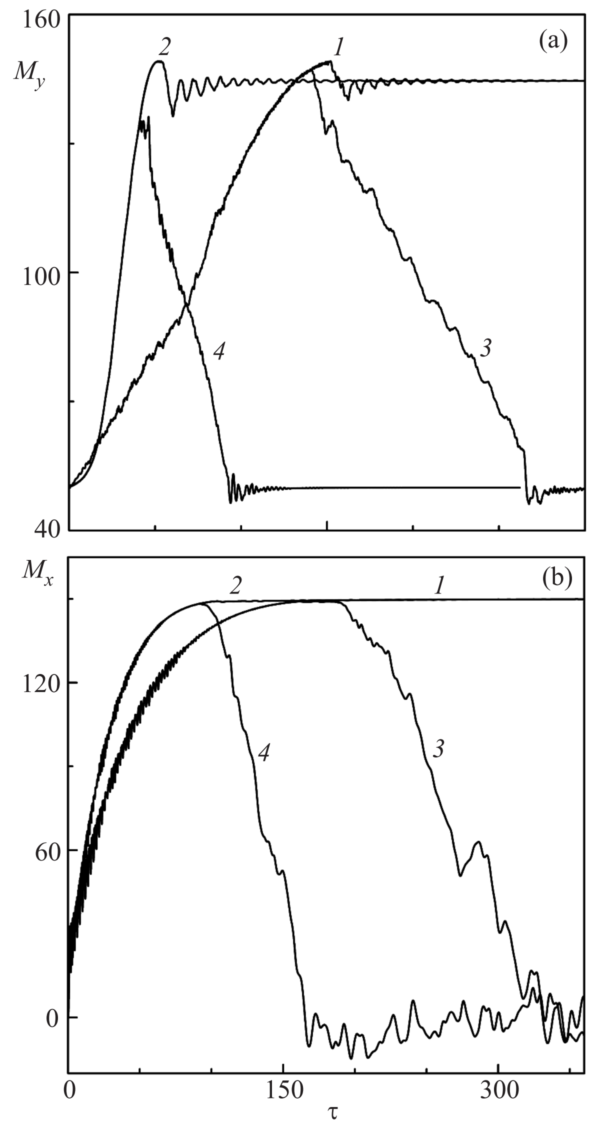

Рис. 2. (a) – Зависимость от времени Y-компоненты суммарного магнитного моментом системы с $a/d = 1$ при перемагничивании из плоскостного состояния с противоположно ориентированным рядами в однородную плоскостную конфигурацию импульсом поля с параметрами $\tau_1 = 150$, 140 при $h_{0y} = 3$ (кривые *1*, *3*) и $\tau_1 = 50$, 40 при $h_{0y} = 15$ (кривые *2* и *4*), $\tau_0 = 1$. (b) – Зависимость от времени X-компоненты магнитного момента системы с $a/d = 2.5$ при перемагничивании из однородного плоскостного состояния в перпендикулярную конфигурацию импульсом поля с параметрами $\tau_1 = 170$, 160 при $h_{0x} = 2$ (кривые *1*, *3*) и $\tau_1 = 100$, 90 при $h_{0x} = 3$ (кривые *2* и *4*), $\tau_0 = 1$; $\alpha = 0.01$

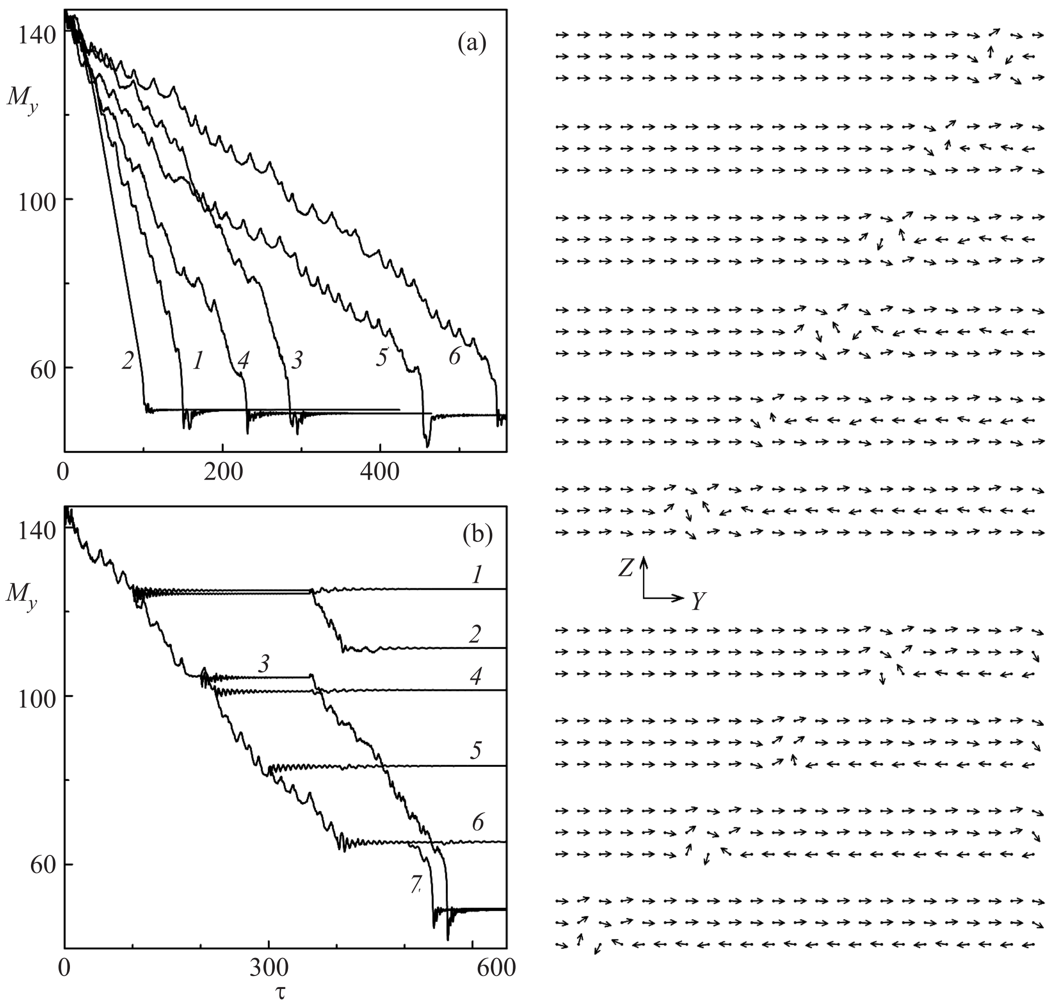

Рис. 3. (a) – Зависимость от времени Y-компоненты магнитного момента системы с $a/d = 1$ при реализации ориентационного перехода из исходной однородной плоскостной конфигурации; переориентация центрального ряда в отсутствии внешнего поля (кривая *1*) и при $h_{0y} = 0.3$ (кривая *2*), переориентация крайнего ряда при внешнем поле $-h_{0z} = 0.1$, 0.3, 0.45, 0.5 (кривые *3–6*). (b) – Управление волной ориентационной перестройки крайнего ряда системы при действии полей с параметрами $\tau_0 = 1$, $\tau_1 = 100$ (кривые *1*, *2*), $\tau_1 = 200$, 220, 300 (кривые *3–5*), $\tau_1 = 400$ (кривые *6*, *7*); $\tau_2 = 350$ (кривые *1–4*), $\tau_2 = 400$, 500, 550 (кривые *5–7*); $h_{1z} = 0.1$ (кривые *5–7*), $h_{1z} = 0.2$ (кривые *1*, *4*), $h_{1z} = 0.5$ (кривые *2*, *3*). Конфигурации отдельных фаз продвижения волны переориентации среднего ряда (в $\tau \approx 3$, 6, 22, 32, 42, 54) и внешнего ряда (в $\tau \approx 32$, 64, 96, 128)

направлении $-Y$, в случае кривых *3–6* переориентируется краевой диполь одного из внешних рядов. Данное воздействие на один диполь вызывает распространение ориентационного перехода вдоль системы. Однако при переориентации одного из крайних рядов продвижение фронта ориентационного перехода может остановиться в любом месте решетки. В этом случае для изменения конфигурации всей системы нужно приложить плоскостное постоянное магнитное поле, перпендикулярное рядам системы, т.е. направленное вдоль оси Z. При переориентации "первого" ряда (на рис. 3a он находится внизу) поле должно быть направлено в отрицательном направлении оси Z, при переориентации "третьего" ряда – в положительном направлении. При изменении направления поля на противоположное распространение фронта волны перестройки останавливается. Изменением значения данного поля может в определенных пределах регулироваться скорость продвижения фронта ориентационного перехода. Однако зависимость скорости продвижения фронта от приложенного поля не является линейной. Кривым *3–6* отвечает постоянное поле $-h_{0z} = 0.1$, 0.3, 0.45, 0.5. Видно, что при $h_{0z} = -0.3$ скорость движения волны ориентационной перестройки большая. При переориентации среднего ряда вся решетка охватывается рассматриваемым переходом даже при отсутствии внешнего поля (кривая *1*), причем скорость распространения фронта больше, чем в случае переориентации крайнего ряда. Приложение внешнего поля также изменяет данную скорость. В частности, кривая *2* отвечает внешнему полю, направленному вдоль оси Y со значением $h_{0y} = 0.3$ и соответствует наибольшей скорости фронта. Следует заметить, что распространение фронта переориентации носит нерегулярный характер и в определенных пределах может существенно меняться при воздействии различных флуктуаций. На рис. 3a приведены конфигурации отдельных фаз продвижения фронта ориентационного перехода при переориентации среднего ряда (в моменты времени $\tau \approx 3$, 6, 22, 32, 42, 54) и при переориентации "первого" ряда (в моменты времени $\tau \approx 32$, 64, 96, 128).

Воздействием внешнего поля может быть остановлено распространение волны перестройки конфигурации на различных участках системы. На рис. 3b для указанного процесса показана зависимость от времени Y-компоненты суммарного магнитного момента рассмотренной выше системы при переориентации "первого" ряда. На начальном этапе включено внешнее поле $h_{0z} = -0.5$, что способствует распространению ориентационной волны вдоль системы (кривая ее движения отличается от кривой *6* (см. рис. 3a), так как там учитывалось экспоненциальное нарастание поля, а данный процесс сильно зависит от различных внешних факторов). В момент τ_1 внешнее поле h_{0z} выключается и включается противоположно направленное поле h_{1z}, которое после τ_2 экспоненциально затухает с параметром $\tau_0 = 1$. Приведенным зависимостям отвечают следующие параметры: $\tau_1 = 100$(кривые *1*, *2*), $\tau_1 = 200$, 220, 300 (кривые *3*–*5*), $\tau_1 = 400$ (кривые *6*, *7*); $\tau_2 = 350$ (кривые *1*–*4*), $\tau_2 = 400$, 500, 550 (кривые *5*–*7*); $h_z = 0.1$ (кривые *5*–*7*), $h_{1z} = 0.2$ (кривые *1*, *4*), $h_{1z} = 0.5$ (кривые *2*, *3*). Как следует из рис. 3b, во всех случаях включение противоположно направленного поля приводит к остановке волны ориентационного перехода. Однако, после выключения поля h_{1z} иногда система остается стационарной (кривые *1*, *4*, *5*, *6*), в других случаях процесс переориентации возобновляется и охватывает всю решетку (кривые *3*, *7*) или через некоторое время самопроизвольно останавливается (кривая *2*). Возобновление процесса переориентации может произойти, в частности, при достаточно большом поле h_{1z} (сравните кривые *1* и *4* с кривыми *2* и *3*) или при слишком малом действии данного поля (сравните кривую *6* с кривой *7*). В этих случаях выключение данного поля приводит к сильным возмущениям диполей на границе раздела двух различно ориентированных областей системы, что и вызывает дальнейшее распространение волны переориентации рассматриваемой решетки.

5. Распространение вдоль решетки хаотизации системы. Как было показано при обсуждении рис. 1, в некоторой области параметра a/d, в частности при $a/d = 2.5$, система с диполями, ориентированными перпендикулярно плоскости решетки, оказывается слабо устойчивой. В результате возмущение отдельных магнитных моментов решетки может привести к распространению на всю систему процесса ориентационной перестройки. Так как при данном расстоянии между элементами системы диполь-дипольное взаимодействие не является основным, то устанавливающаяся равновесная конфигурация имеет хаотический характер (как правило, система разбивается на области с регулярной ориентацией). На рис. 4 приведена зависимость от времени перпендикулярной X- и продольной Y-компонент магнитного момента системы с $a/d = 2.5$ при исходной ориентации всех диполей вдоль оси X. В качестве возмущения решетки в случае (a) используется изменение ориентации крайнего диполя центрального ряда локальным полем вида (10), направленным вдоль оси Y с параметрами $\tau_0 = 10$, $\tau_1 = 100$, $h_{1y} = 10$. В случае (b) данным полем укладываются в плоскость решетки три крайние диполя. Выключение локального поля приводит к возвращению диполей к исходному состоянию (в направлении к оси X), и возникающая динамика магнитных моментов переходит на соседние диполи. В результате по структуре распространяется фронт хаотической динамики дипольных магнитных моментов, скорость которого может быть найдена, исходя из зависимости $\mathrm{M}_x(\tau)$.

В случаях, изображенных на рис. 4c, d, исходной является конфигурация с одним крайним диполем внешнего ряда, ориентированным по оси Y, и остальными диполями, направленными по оси X. На систему действует импульс вешнего магнитного поля, который имеет гауссову временную огибающую:

$$\mathbf{h}(\tau) = \mathbf{h}_0 \sin(\Omega\tau) \exp(-\tau^2/2\tau_0^2) \qquad (11)$$

с длительностью импульса $\tau_0 = 30$ и безразмерной несущей частотой $\Omega = 1$, 0.5 (см. рис. 4c, d), связанной с реальной частотой соотношением $\Omega = (d^3/m\gamma)\omega$. Поле линейно поляризовано вдоль оси Y и имеет амплитуду $h_{0y} = 0.2$. При этом импульс внешнего поля, эффективно действуя только на один крайний диполь, вызывает колебания так-

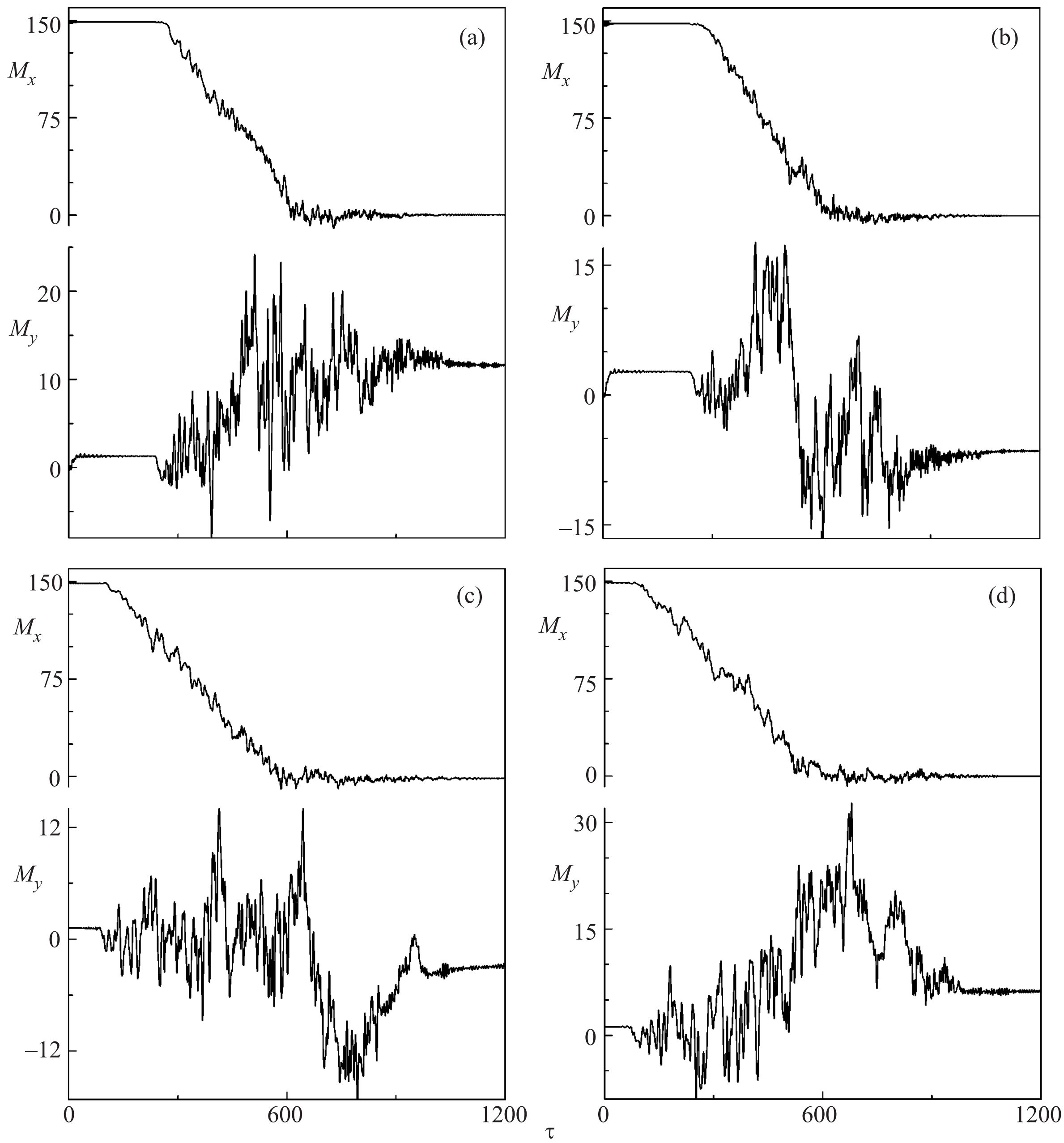

Рис. 4. Зависимость от времени X- и Y-компонент магнитного момента системы с $a/d = 2.5$ при исходной перпендикулярной конфигурации. В качестве возмущения используется изменение ориентации крайнего диполя центрального ряда (a), трех крайних диполей (b), действие на один диполь импульса поля с параметрами $h_{0y} = 0.2$, $\tau_0 = 30$ и $\Omega = 1$, 0.5 (c, d)

же соседних с ним диполей. Фронт хаотических колебаний со временем распространяется на всю систему, что приводит к падению X-компоненты магнитного момента системы и большим по амплитуде продолжительным хаотическим колебаниям плоскостных компонент суммарного магнитного момента. В случае выбранных параметров нижней границей частоты, при которой возникает переход магнитной системы к хаотической динамике, является значение $\Omega \approx 0.04$ (на длительности импульса укладывается три максимума поля на несущей частоте). Верхней границей является значение $\Omega \approx 1$, что отвечает резонансной частоте изолированного магнитного момента $\omega_0 = \gamma H$, когда в качестве действующего поля выступает только поле анизотропии, т.е. $\Omega_r = 2|k_1|$.

На рис. 5 приведены различные фазы распространения вдоль решетки фронта хаотических колеба-

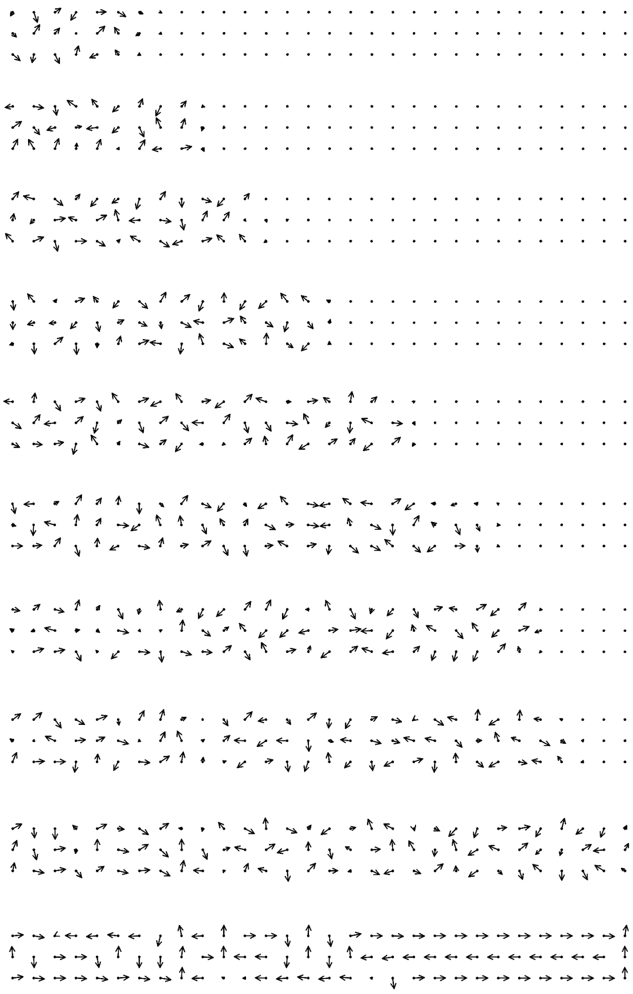

Рис. 5. Фазы распространения вдоль решетки фронта хаотических колебаний магнитных моментов при шаге $\Delta\tau \approx 32$, нижняя конфигурация отвечает стационарному состоянию

ний магнитных моментов диполей при шаге во времени $\Delta\tau \approx 32$. Нижняя конфигурация соответствует части рассматриваемой решетки 50×3, находящейся в стационарном состоянии, установившемся после релаксации хаотических колебаний отдельных диполей.

6. Заключение. Исследование дипольных решеток 50×3 с кубической анизотропией показало, что из-за разницы между энергиями связи различных плоскостных конфигураций, а также из-за наличия слабоустойчивых состояний реализуются распространяющиеся вдоль решетки ориентационные переходы и хаотические колебания магнитных моментов системы. При параметре решетки $a/d = 1$ и исходной однородной конфигурации, когда все магнитные моменты сонаправленны и лежат в плоскости системы, возмущением крайнего диполя вызывается волна конфигурационной перестройки, проходящая по всей системе. Возмущение диполя среднего ряда приводит к переориентации всех диполей данного ряда на противоположное направление. Возмущение диполя внешнего ряда приводит к переориентации магнитных моментов данного ряда, однако для распространения этого процесса на всю систему, как правило, требуется приложение дополнительного внешнего поля. Изменением значения или направления приложенного поля достигается управление скоростью волны ориентационного перехода, а также осуществляется ее остановка на различных участках дипольной решетки.

При параметре решетки $a/d \cong 2.5$ и исходной ориентации магнитных моментов перпендикулярно плоскости системы в результате возмущения одного из диполей реализуется распространение вдоль всей решетки фронта хаотических колебаний. В качестве такого возмущения может быть использовано включаемое, и впоследствии выключаемое, локальное поле, переориентирующее один из диполей. В этом случае при выключении поля возникают колебания магнитного момента, которые переходят на соседние элементы системы, что и запускает волну хаотизации. Возмущением может выступать также импульс внешнего переменного поля, действующий на один или несколько диполей, предварительно уложенных внешним полем в плоскость системы.

Формирование распространяющейся вдоль системы волны ориентационного перехода между двумя стационарными конфигурациями, отличающимися суммарным магнитным моментом системы, и реализация фронта хаотических колебаний магнитных моментов решетки могут быть использованы при создании логических элементов, включающих исследуемые дипольные системы. Существенной является также возможность остановки распространения ориентационного перехода на различных участках решетки и получения различных значений суммарного магнитного момента, что также может быть использовано в элементах памяти информационных систем. Рассмотренные процессы должны иметь место в различных дипольных решетках с кубической анизотропией, причем их продолжительность и возможности управления распространением фронта конфигурационных изменений будут возрастать с увеличением длины рядов данных систем.

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки РФ в рамках Государственного задания # 3.6825.2017/БЧ и проекта 14.Z50.31.0015.

1. С. А. Гусев, Ю. Н. Ноздрин, М. В. Сапожников, А. А. Фраерман, УФН **170**, 331 (2000).
2. J. G. Zhu, Y. Zheng, and G. A. Prinz, J. Appl. Phys. **87**(9), 6668 (2000).
3. R. Skomski, J. Phys.: Condens. Matter. **15**, R841 (2003).
4. А. Ю. Галкин, Б. А. Иванов, А. Ю. Меркулов, ЖЭТФ **128**, 1260 (2005).
5. C. Chappert, A. Fert, and F. Nguyen Van Dau, Nature Mater. **6**, 813 (2007).
6. Y. J. Chen, T. L. Huang, S. H. Leong, S. B. Hu, K. W. Ng, Z. M. Yuan, B. Y. Zong, B. Liu, and V. Ng, J. Appl. Phys. Lett. **105**(7), 07C105 (2009).
7. В. Л. Миронов, О. Л. Ермолаева, Е. В. Скороходов, J. Blackman, Изв. РАН **77**, 37 (2013).
8. П. В. Бондаренко, А. Ю. Галкин, Б. А. Иванов, ЖЭТФ **139**, 1127 (2011).
9. А. М. Шутый, ЖЭТФ **145**, 1048 (2014).
10. А. М. Шутый, Д. И. Семенцов, Письма в ЖЭТФ **99**, 806 (2014).
11. A. M. Shutyi, S. V. Eliseeva, and D. I. Sementsov, Phys. Rev. B **91**, 024421 (2015).
12. S. Khizroev and D. Litvinov, *Perpendicular magnetic recording*, Kluwer, NY–Boston–Dodrecht–London–Moscow (2004).
13. Л. Н. Котов, Л. С. Носов, Ф. Ф. Асадуллин, ЖТФ **78**, 60 (2008).
14. N. Eibagi, J. J. Kan, F. E. Spada, and E. E. Fullerton, IEEE Magn. Lett. **3**, 4500204 (2012).
15. Е. З. Мейлихов, Р. М. Фарзетдинова, ЖЭТФ **121**, 875 (2002).
16. Е. З. Мейлихов, Р. М. Фарзетдинова, ФТТ **56**, 2326 (2014).
17. А. М. Шутый, Д. И. Семенцов, ФТТ **59**, 1703 (2017).
18. А. Г. Гуревич, Г. А. Мелков, *Магнитные колебания и волны*, Наука, М. (1994).