05

Динамика магнитного момента ограниченных дипольных решеток в переменном поле

© А.М. Шутый, Д.И. Семенцов

Ульяновский государственный университет,
Ульяновск, Россия

E-mail: shuty@mail.ru

(Поступила в Редакцию 14 июня 2016 г.)

Исследованы динамические режимы магнитного момента квадратных дипольных решеток 2×2, 3×3 и 4×4 в переменном магнитном поле с линейной и круговой поляризацией при ортогональном ему статическом магнитном поле. Показана возможность реализации регулярной и хаотической прецессионной динамики магнитного момента решеток. Выявлено смещение основного магнитного резонанса, обусловленное диполь-дипольным взаимодействием, а также дополнительные резонансы. Обнаружены квазипериодические режимы и состояния бистабильности с метастабильным хаотическим аттрактором.

Работа проведена в рамках выполнения задания Министерства образования и науки РФ (проекты № 3.175.2014К, 14.Z50.31.0015).

DOI: 10.21883/FTT.2017.01.43953.244

1. Введение

В последние годы ведется активное изучение создаваемых с помощью нанотехнологий магнитных сверхструктур и ансамблей магнитных частиц [1–7]. Среди таких структур особый интерес представляют состоящие из однодоменных нанодиполей одномерные и двумерные структуры, в частности магнитоупорядоченные квадратные решетки. Подобные структуры могут быть сформированы, например, на основе наночастиц ферромагнитных металлов [8]. Основной вклад во взаимодействие магнитных моментов в таких решетках вносит диполь-дипольное взаимодействие [8,9]. В работах [10–13] рассмотрены равновесные состояния в линейных цепочках и квадратных решетках магнитных моментов нанодиполей и динамические режимы, возникающие в процессе их перемагничивания во внешнем статическом магнитном поле. Дискретность структур приводит к существенным отличиям статических и динамических свойств подобных решеток от свойств макроскопических монодоменных объектов. К таким отличиям, в частности, могут быть отнесены бистабильные состояния систем, обусловленные наличием разных ориентационных конфигураций, различающихся суммарным магнитным моментом систем, а также осуществление управляемых переходов между данными конфигурациями и возникновение динамических колебательных режимов магнитного момента системы при их перемагничивании.

Следует ожидать различий и в динамическом поведении таких структур в переменных магнитных полях. В настоящей работе на примере плоских квадратных решеток типа $n \times n$ с $n = 2, 3, 4$ исследуется резонансная динамика дипольных систем. С помощью бифуркационных диаграмм (БД) выявляются условия реализации периодических, квазипериодических и хаотических динамических режимов при различных значениях статического подмагничивающего поля, ориентированного перпендикулярно плоскости решетки, и разных поляризациях переменного поля.

2. Исходные уравнения

Рассмотрим систему магнитных нанодиполей с одинаковыми магнитными моментами $\mathbf{m}_i$. Считаем, что они связаны диполь-дипольным взаимодействием. В этом случае уравнения Ландау–Лифшица для каждого из моментов решетки записываются следующим образом [14]:

$$\frac{\partial \mathbf{m}_i}{\partial t} = -\gamma \mathbf{m}_i \times \mathbf{H}_i^{\text{eff}} - \frac{\alpha_i}{m_i} \mathbf{m}_i \times \frac{\partial \mathbf{m}_i}{\partial t}, \tag{1}$$

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:

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

где $\mathbf{r}_{in}$ и r_{in} — радиус-вектор и расстояние между i-м и n-м диполями. Поскольку магнитные моменты в системе являются идентичными, то $|\mathbf{m}_i| = m$, $\alpha_i = \alpha$. Далее перейдем к безразмерным параметрам: $\mathbf{e}_{in} = \mathbf{r}_{in}/r_{in}$, $\tau = (m\gamma/a^3)t$, где a — расстояние между ближайшими магнитными моментами, $l_{in} = r_{in}/a$, $\boldsymbol{\mu}_i = \mathbf{m}_i/m$, внешнее поле в этом случае равно $\mathbf{h} = \mathbf{H}a^3/m$ (для величин $m \approx 3\mu_{\text{B}}$, $a \approx 5\,\text{nm}$ и $\gamma = 1.76 \cdot 10^7\,\text{Oe} \cdot \text{s}^{-1}$ значения времени $t \approx 2.55 \cdot 10^{-7}\tau$ [s] и поля $H \approx 0.22h$ [Oe]). В безразмерных параметрах уравнения (1) примут вид

$$\frac{\partial \boldsymbol{\mu}_i}{\partial \tau} = -\boldsymbol{\mu}_i \times \mathbf{h}_i^{\text{eff}} - \alpha \boldsymbol{\mu}_i \times \frac{\partial \boldsymbol{\mu}_i}{\partial \tau}, \tag{3}$$

где

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

При дальнейшем анализе векторное уравнение (3) представляется тремя скалярными уравнениями. Так, для x-компонент $\partial\boldsymbol{\mu}_i/\partial\tau$ получаем

$$(1+\alpha^2)\frac{\partial\mu_{ix}}{\partial\tau} = (\mu_{iz} + \alpha\mu_{ix}\mu_{iy})h_{iy}^{\mathrm{eff}} - (\mu_{iy} - \alpha\mu_{iz}\mu_{ix})h_{iz}^{\mathrm{eff}} - \alpha(1-\mu_{ix}^2)h_{ix}^{\mathrm{eff}}. \quad (4)$$

Уравнения для остальных компонент величины $\partial\boldsymbol{\mu}_i/\partial\tau$ имеют аналогичный вид и могут быть получены циклической перестановкой составляющих. Система координат выбрана таким образом, что ось OX перпендикулярна плоскости решетки, а две другие оси параллельны сторонам решетки.

3. Равновесные конфигурации

Равновесные конфигурации и динамические режимы определяются на основе численного анализа, который проводится с помощью метода Рунге–Кутта четвертого порядка с учетом связи всех элементов ансамбля друг с другом. При отсутствии внешних полей равновесные конфигурации находятся заданием произвольных начальных состояний магнитных моментов всех диполей, после чего система приходит к стационарному состоянию согласно приведенным уравнениям движения. При действии на решетку в заданном направлении внешнего статического поля система перемагничивается, в результате чего устанавливается новая конфигурация магнитных моментов.

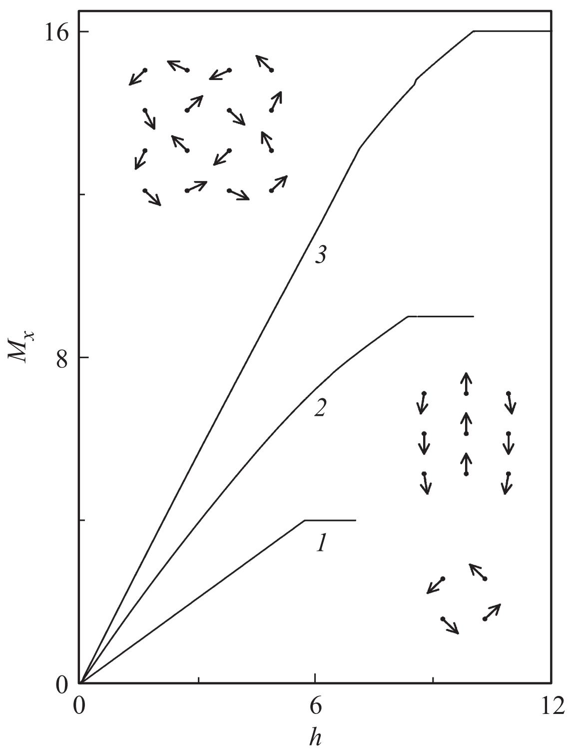

Рис. 1. Зависимость нормальной компоненты суммарного магнитного момента систем 2×2 (*1*), 3×3 (*2*) и 4×4 (*3*) от величины статического поля, приложенного перпендикулярно плоскости решеток, и конфигурации в плоскости yz решеток в отсутствие подмагничивающего поля.

Далее рассмотрим плоские квадратные дипольные решетки типа $n\times n$ при действии на них подмагничивающего поля, направленного вдоль нормали к плоскости решетки. На рис. 1 приведена зависимость x-компоненты суммарного магнитного момента $\mathbf{M} = \sum\boldsymbol{\mu}_i$ от величины статического поля для решеток с $n = 2, 3, 4$ (кривые *1–3*). Видно, что для решетки 2×2 данная зависимость до поля насыщения, начиная с которого все диполи ориентированы по полю, является практически линейной. Для решеток с $n = 3, 4$ при приближении к насыщению скорость изменения величины $\mathbf{M}_x$ уменьшается, и линейный характер зависимости $M_x(h)$ нарушается. С увеличением числа диполей в решетке величина поля насыщения возрастает, что объясняется понижением магнитостатической энергии системы, обусловленной диполь-дипольным взаимодействием. На рисунке также приведены исходные конфигурации (в плоскости yz) магнитных моментов отдельных диполей решеток, реализуемые в отсутствие внешнего поля. Суммарный магнитный момент систем с $n = 2, 4$ в исходном состоянии равен нулю, система же с $n = 3$ имеет плоскостную компоненту магнитного момента.

4. Динамические режимы суммарного магнитного момента

Рассмотрим колебания магнитного момента дипольных решеток при воздействии статического и переменного магнитных полей $\mathbf{H} = \mathbf{H}_c + \mathbf{H}_p$. Подмагничивающее поле направим перпендикулярно плоскости решетки, т.е. $\mathbf{h}_c = h_c\mathbf{e}_x$, а переменное поле зададим линейно поляризованным в плоскости решетки $H_p = H_0\sin(\omega t)$, в приведенных величинах оно записывается в виде $\mathbf{h}_p = h_0\sin(\Omega\tau)\mathbf{e}_y$, где $\Omega = (a^3/m\gamma)\omega$. Анализ будем проводить с помощью БД для y-компоненты магнитного момента решетки на плоскости (M_{ym}, Ω) [15,16]. На данных диаграммах каждому значению частоты переменного поля Ω соответствуют экстремальные значения суммарной y-компоненты магнитного момента $M_{y\,\max}$ и $M_{y\,\min}$. Если на диаграмме одному значению Ω отвечают две или большее конечное число точек, то реализуются регулярные прецессионные режимы; множеству близкорасположенных точек отвечает хаотическая или квазипериодическая динамика.

На рис. 2 приведены БД для y-компонент изолированного диполя, а на рис. 3 — для y-компонент суммарного магнитного момента дипольных систем с $n = 2,\ 3,\ 4$ (диаграммы *1–3*). Зависимости получены при значениях подмагничивающего поля $h_c = 100,\ 50,\ 10,\ 5$ (*a–d*) и амплитуде переменного поля $h_0 = 1$. Параметр диссипации здесь и далее принят равным $\alpha = 0.01$.

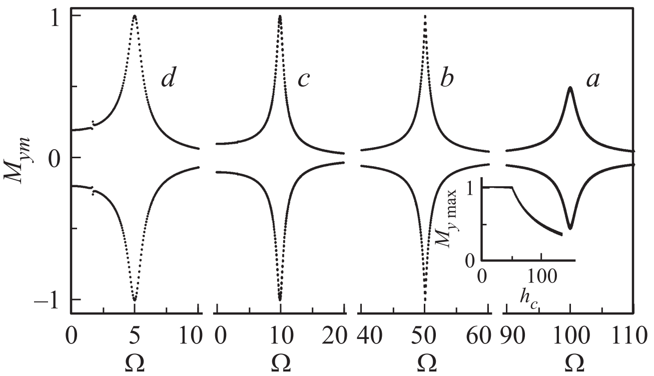

Рис. 2. Диаграммы зависимости экстремумов y-компоненты магнитного момента изолированного диполя от частоты переменного поля Ω при его амплитуде $h_0 = 1$ и величине подмагничивающего поля $h_c = 100$ (a), 50 (b), 10 (c), 5 (d); параметр диссипации $\alpha = 0.01$. На вставке — зависимость от h_c амплитуды прецессии магнитного момента диполя на частоте $\Omega_0 = h_c$ при $h_0 = 1$.

Резонансная частота изолированных магнитных моментов в статическом магнитном поле $\omega_0 = \gamma H_c$ в безразмерном виде дается выражением

$$\Omega_0 = \frac{a^3\omega_0}{m\gamma} = h_c, \tag{5}$$

что подтверждается результатами численного анализа. На вставке к рис. 2 приведена зависимость от величины подмагничивающего поля h_c амплитуды прецессии магнитного момента диполя на резонансной частоте $\Omega_0 = h_c$, из которой следует, что при $h_c \leq 50$ достигается амплитуда $M_{y\,\max} \approx 1$, а при увеличении подмагничивающего поля резонансная амплитуда падает.

Из приведенных на рис. 2 и 3 зависимостей следует, что влияние диполь-дипольного взаимодействия смещает данную частоту в сторону меньших значений. При этом увеличивается ширина резонансной кривой, и резонанс, как правило, имеет нелинейный характер:

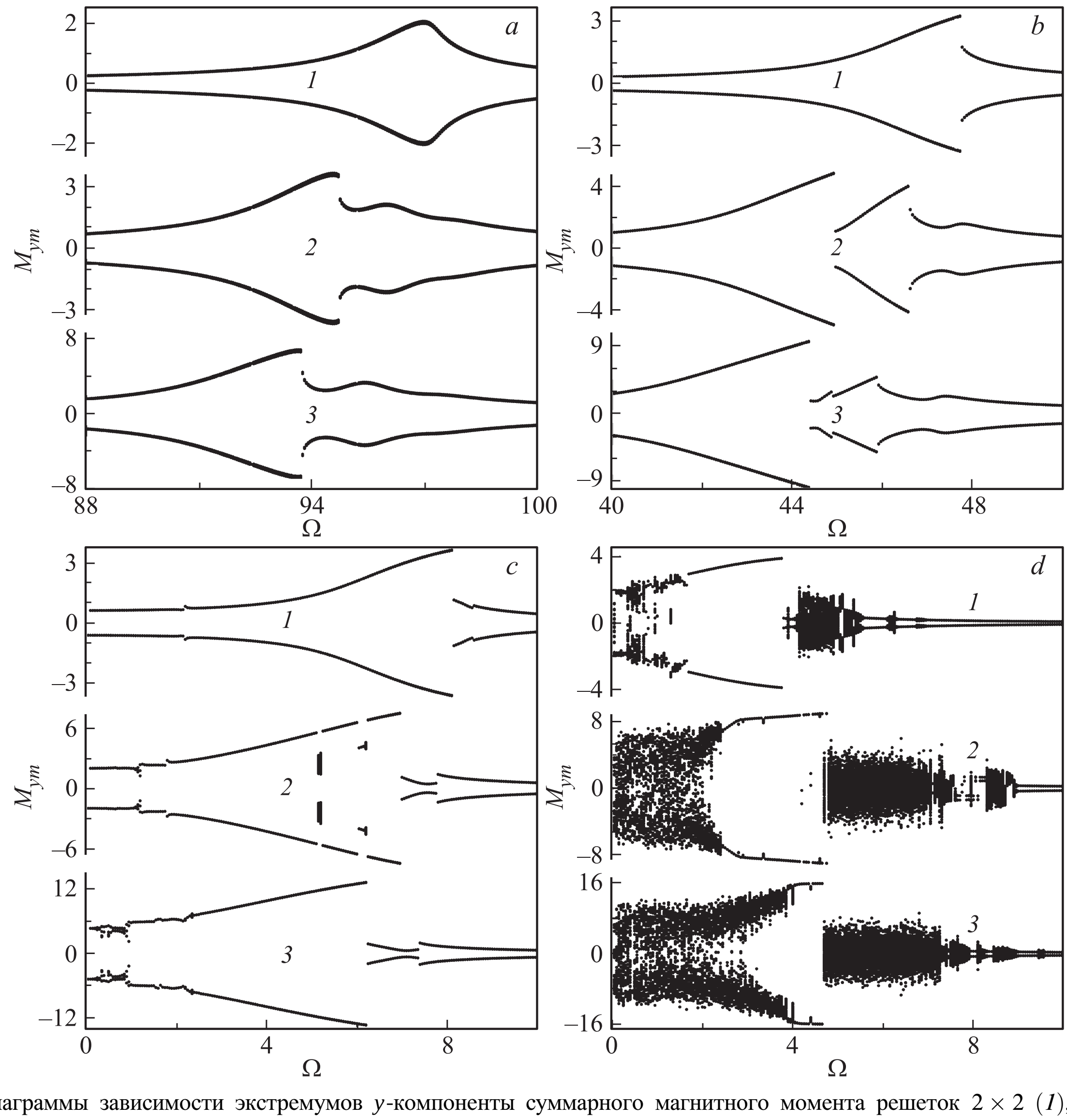

Рис. 3. Диаграммы зависимости экстремумов y-компоненты суммарного магнитного момента решеток 2×2 (*1*), 3×3 (*2*) и 4×4 (*3*) от частоты переменного поля Ω при $h_0 = 1$ и $h_c = 100$ (a), 50 (b), 10 (c) и 5 (d).

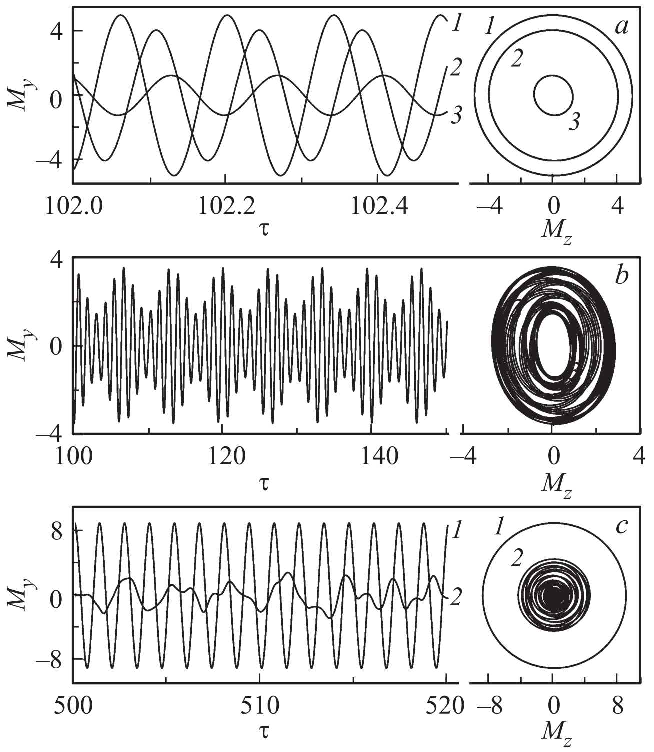

Рис. 4. Зависимость от времени y-компоненты магнитного момента системы 3×3 и проекции на плоскости решетки траектории прецессионных режимов при подмагничивающем поле $h_c = 50$ (a), 10 (b), 5 (c) и амплитуде переменного поля $h_0 = 1$ на частотах $\Omega = 45.3$ (*1*), 46.9 (*2*), 47 (*3*) (a), 4.7 (b) и 5.2 (c).

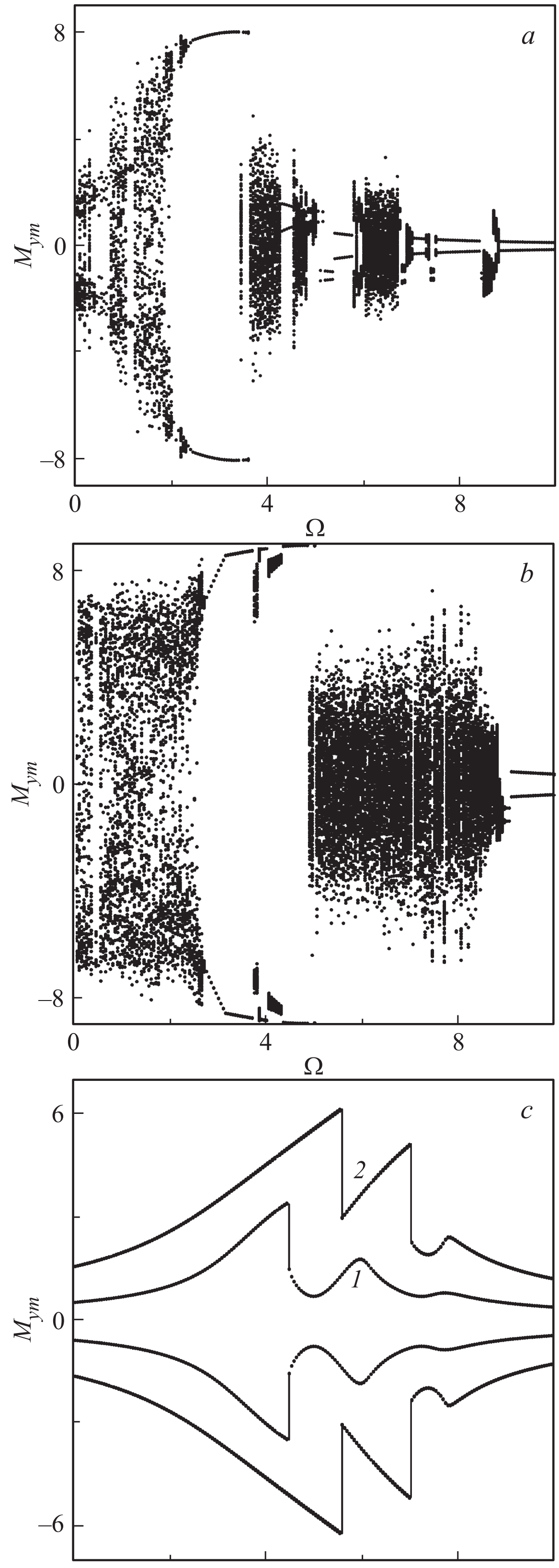

Рис. 5. Диаграммы зависимости динамических режимов магнитного момента системы 3×3 от частоты переменного поля при его амплитуде $h_0 = 0.5$ ($a; c$ — кривая *1*) и 1.5 ($b; c$ — кривая *2*) и подмагничивающем поле h_c (a, b) и 50 (c).

с увеличением частоты переменного поля наблюдается медленный рост амплитуды прецессии до резонансных значений и резкое ее падение. В случае систем с $n = 3$, 4 при $100 < h_c < 10$ имеет место явно выраженный второй резонанс, причем в наибольшей степени он проявляется у решеток 3×3. При относительно слабых подмагничивающих полях $h_c \leq 5$ преобладают частотные интервалы, отвечающие хаотической динамике магнитного момента системы. Интервалы же, отвечающие регулярным колебаниям, сокращаются с увеличением числа диполей в решетке.

На рис. 4 для решеток 3×3 приведена зависимость от времени y-компоненты суммарного магнитного момента и проекции на плоскость yz траекторий колебательных режимов при подмагничивающем поле $h_c = 50$, 10, 5 (a–c) и амплитуде переменного поля $h_0 = 1$ на частотах $\Omega = 45.3$, 46.9, 47 (a), 4.7 (b), 5.2 (c). Частоты на рис. 4, a близки к двум резонансным значениям и промежуточному значению, отвечающему минимальной амплитуде прецессии. Видно, что во всех случаях колебания близки к гармоническим, переменными являются плоскостные компоненты суммарного магнитного момента, а компонента, перпендикулярная плоскости системы, близка к константе. Рис. 4, b отвечает квазипериодическому режиму, когда при $\tau \to \infty$ траектория

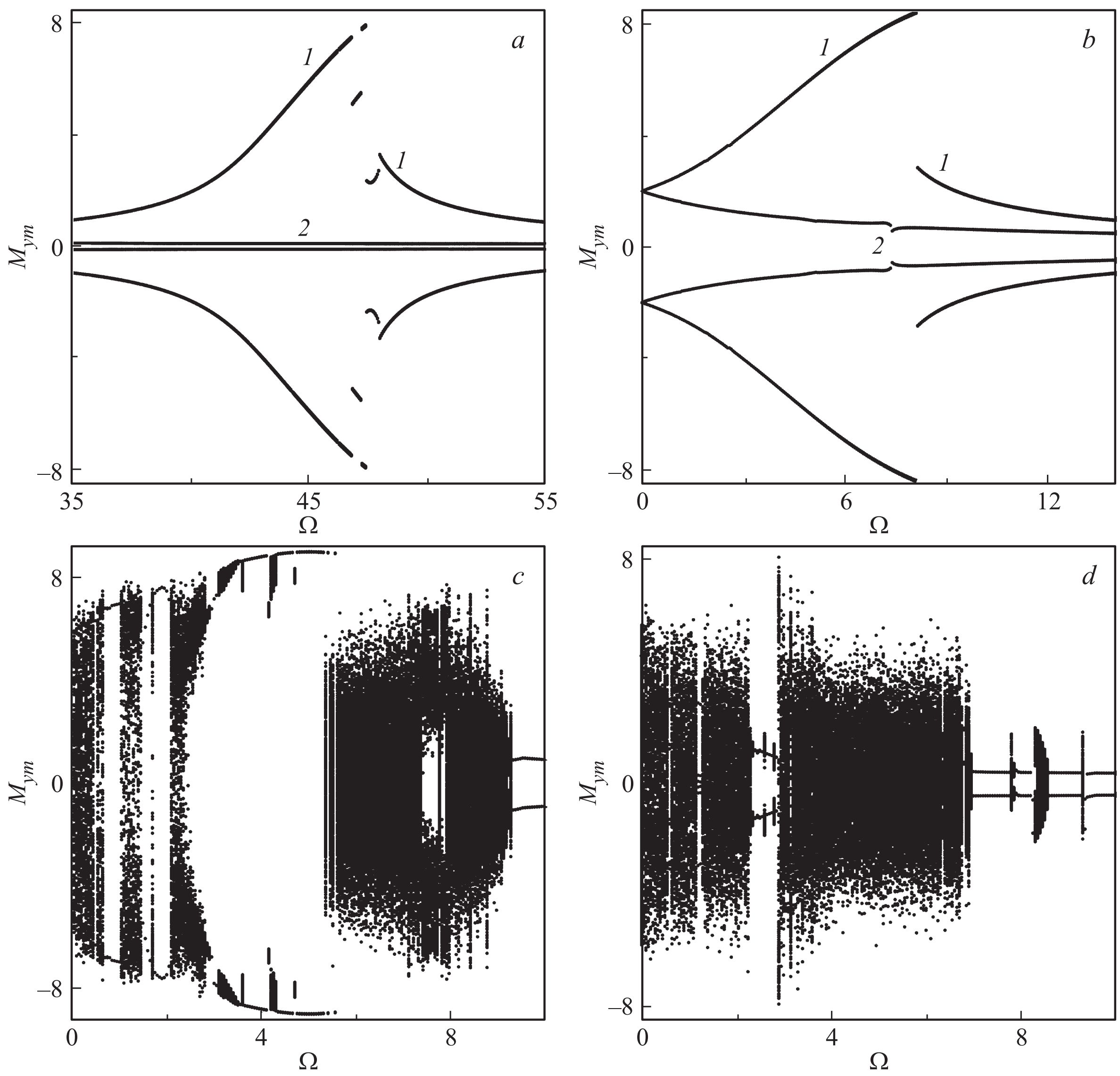

Рис. 6. Диаграммы $(M_{ym}; \Omega)$ динамических режимов магнитного момента системы 3×3 при правой (*1* — на a, b; c) и левой (*2* — на $a, b; d$) круговой поляризации переменного поля; амплитуда переменного поля $h_0 = 1$, величина подмагничивающего поля $h_c = 50$, 10 (a, b) и 5 (c, d).

полностью зачерчивает аттрактор, представляющий собой тор. Рис. 4, c отвечает состоянию бистабильности, т. е. наличию при одних и тех же параметрах двух аттракторов, выбор между которыми реализуется в результате действия различных флуктуаций в динамической системе. В данном случае первым режимом, входящим в бистабильность, является режим регулярных колебаний (*1* на рис. 4, c), а вторым — метастабильный режим хаотической динамики (*2* на рис. 4, c). Из второго режима после значительного времени хаотических колебаний магнитный момент может выйти на стационарный гармонический режим.

На рис. 5 приведены БД для динамических режимов при подмагничивающем поле $h_c = 5$ (a, b) и 50 (c) и двух амплитудах переменного поля: $h_0 = 0.5$ (a; c — кривая *1*) и 1.5 (b; c — кривая *2*). Видно, что в случае достаточно больших подмагничивающих полей (рис. 5, c) увеличение амплитуды переменного поля приводит к сдвигу резонансных частот в область бóльших значений, а также к росту амплитуды прецессии как при основном резонансе, так и на дополнительных резонансных частотах. В случае же малых подмагничивающих полей наряду с отмеченным происходит расширение частотных интервалов, отвечающих хаотической динамике. Заметим также, что при малых h_c имеют место „резонансные" интервалы частот, в которых амплитуда колебаний магнитного момента практически не изменяется.

В случае круговой поляризации плоскостного переменного поля БД динамических режимов для решеток 3×3 приведены на рис. 6 при подмагничивающем поле $h_c = 50$, 10 (a, b) и 5 (c, d) и амплитуде переменного поля $h_0 = 1$. Зависимости *1* на рис. 6, a, b и зависимость

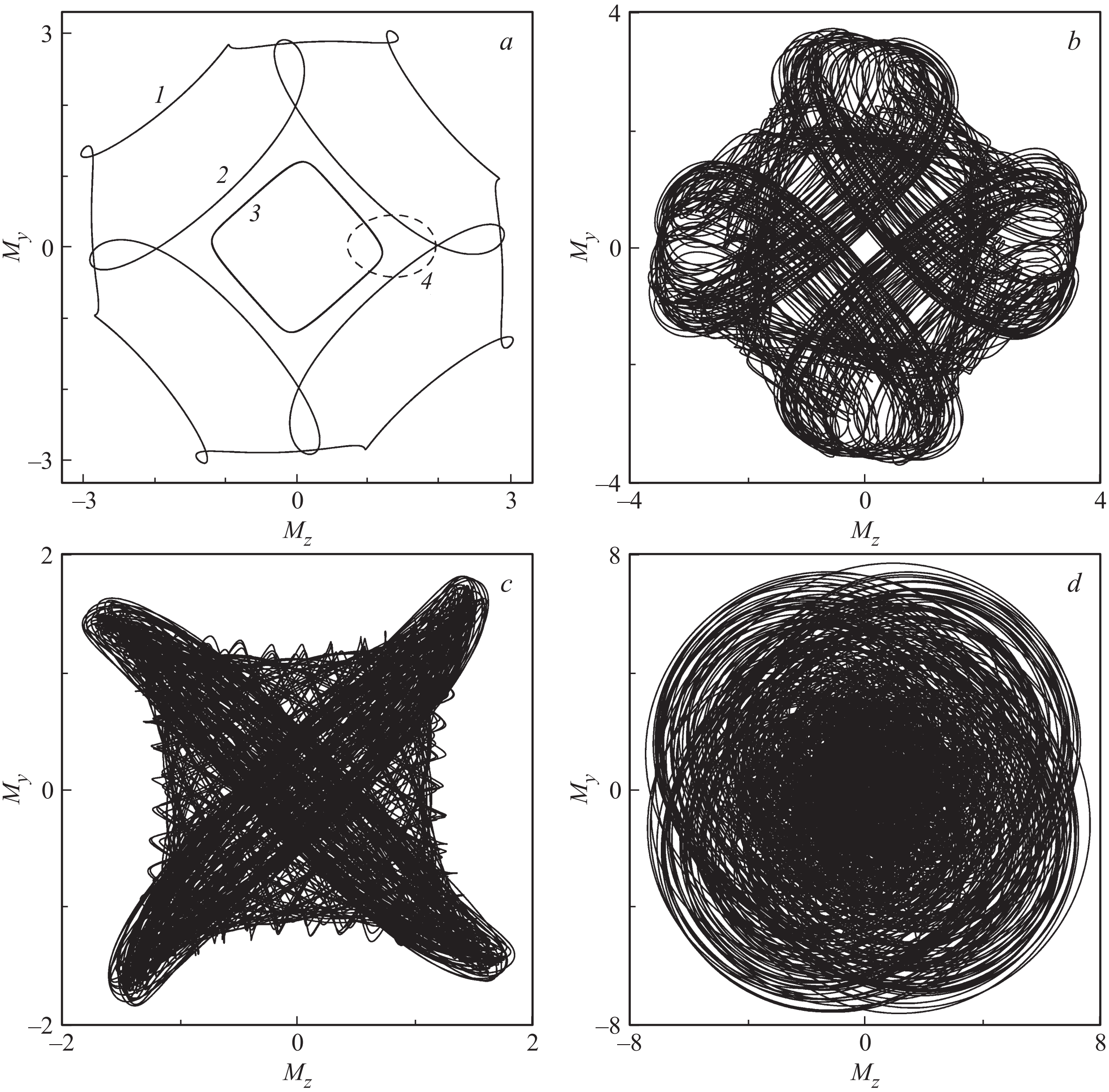

Рис. 7. Проекции на плоскость решетки траекторий регулярных (a) и хаотических (b–d) режимов прецессии магнитного момента системы 3×3 при левой круговой поляризации переменного поля с $h_0 = 1$ на частотах $\Omega = 0.6$ (*1*), 1.2 (*2*), 2.5 (*3*), 7 (*4*) (a), 1.3 (b), 2.6 (c) и 2.9 (d); $h_c = 5$.

на рис. 6, c отвечают правой круговой поляризации переменного поля $h_{py} = h_0 \cos(\Omega\tau)$ и $h_{pz} = h_0 \sin(\Omega\tau)$; зависимости *2* на рис. 6, a, b и зависимость на рис. 6, d отвечают левой круговой поляризации: $h_{py} = h_0 \cos(\Omega\tau)$ и $h_{pz} = -h_0 \sin(\Omega)\tau$. Видно, что в большинстве случаев положение и амплитуда резонанса при правой круговой поляризации переменного поля близки к соответствующим характеристикам при линейной поляризации. При левой круговой поляризации резонанс отсутствует. Только в случае достаточно малых подмагничивающих полей (рис. 6, c, d) на малых частотах устанавливаются высокоамплитудные хаотические колебания ($M_{y\,\max} \approx 6$) и имеют место узкие частотные интервалы, отвечающие регулярным колебаниям с амплитудой $M_{y\,\max} \approx 3$.

На рис. 7 приведены проекции на плоскость решеток траекторий регулярных (a) и хаотических (b–d) режимов прецессии магнитного момента системы 3×3 при левой круговой поляризации переменного поля с $h_0 = 1$ на частотах $\Omega = 0.6$, 1.2, 2.5, 7 (a, кривые *1*–*4*) и 1.3, 2.6, 2.9 (b–d) при подмагничивающем поле $h_c = 5$. Видно, что при данной поляризации переменного поля на аттракторах как регулярных, так и хаотических режимов сказывается геометрия (в данном случае квадратная) дипольной решетки: аттракторы имеют ось симметрии четвертого порядка. Исключение составляют регулярные режимы низкоамплитудных колебаний (рис. 7, a, кривая *4*), которые могут быть различно ориентированы (когда ось прецессии не совпадает с нормалью к системе диполей).

Отметим, что проведенный анализ может быть обобщен на случай наличия в структуре одноосной анизотропии с осью анизотропии, направленной вдоль нормали к решетке. При этом статическое поле необходимо заменить на $H_c \to H_c + \beta m$, где константа анизотропии β может быть как положительной („легкая ось“), так и отрицательной („легкая плоскость“).

5. Заключение

Исследование динамических режимов магнитного момента квадратных дипольных решеток в случае лежащего в плоскости системы переменного поля и ориентированного по нормали подмагничивающего поля показало, что в сравнении с единичным диполем частота резонанса оказывается смещенной в область меньших значений. При этом выявляются дополнительные резонансы, в которых амплитуда колебаний может быть сравнима с амплитудой на основной (более низкой) частоте и определяется величинами подмагничивающего и переменного полей, а также размером дипольной решетки. При рассмотрении систем 2×2, 3×3 и 4×4 наибольшая амплитуда колебаний магнитного момента в дополнительном резонансе выявлена для решеток 3×3.

Среди динамических режимов имеют место близкие к гармоническим регулярные колебания, при которых переменными являются плоскостные компоненты магнитного момента системы, а также хаотические колебания, возникающие в случае слабых подмагничивающих полей (сравнимых с амплитудой переменного поля). При увеличении числа диполей в решетке частотные интервалы, соответствующие хаотической динамике, расширяются. Обнаружены также квазипериодические режимы и бистабильные состояния, в которые входят регулярный режим и хаотический режим колебания с более низкой амплитудой. Входящий в бистабильность хаотический режим является метастабильным, так как осуществляется самопроизвольный переход от хаотического аттрактора к аттрактору периодических колебаний. В области слабых подмагничивающих полей имеют место интервалы резонансных частот, в которых амплитуда колебаний близка к максимальной (к значению насыщения магнитного момента системы). В случае круговой поляризации переменного поля резонанс возникает только при правой поляризации. При левой круговой поляризации поля в случае слабых подмагничивающих полей устанавливающиеся регулярные и хаотические колебания имеют траектории, отражающие геометрию дипольной решетки.

Список литературы

[1] R. Skomski. J. Phys.: Condens. Matter **15**, R841 (2003).
[2] А.А. Фраерман. УФН **182**, 1345 (2012).
[3] П.В. Бондаренко, А.Ю. Галкин, Б.А. Иванов. ЖЭТФ **139**, 1127 (2011).
[4] С.А. Дзян, Б.А. Иванов. ЖЭТФ **142**, 969 (2012).
[5] С.А. Дзян, Б.А. Иванов. ЖЭТФ **143**, 1131 (2013).
[6] Ю.П. Иванов, А.И. Ильин, Е.В. Пустовалов, Л.А. Чеботкеич. ФТТ **52**, 1576 (2010).
[7] В.А. Кособукин, Б.Б. Кричевцов. ФТТ **52**, 759 (2010).
[8] С.А. Гусев, Ю.Н. Ноздрин, М.В. Сапожников, А.А. Фраерман. УФН **170**, 331 (2000).
[9] И.Р. Каретникова, И.М. Нефедов, М.В. Сапожников, А.А. Фраерман, И.А. Шерешевский. ФТТ **43**, 2030 (2001).
[10] A.M. Shutyĭ, S.V. Eliseeva, D.I. Sementsov. Phys. Rev. B **91**, 024421 (2015).
[11] A.M. Shutyĭ, D.I. Sementsov. J. Magn. Magn. Mater. **401**, 1033 (2016).
[12] А.М. Шутый. ЖЭТФ **145**, 1048 (2014).
[13] А.М. Шутый, Д.И. Семенцов. Письма в ЖЭТФ **99**, 806 (2014).
[14] А.Г. Гуревич, Г.А. Мелков. Магнитные колебания и волны. Наука, М. (1994). 464 с.
[15] А.Ю. Лоскутов, А.С. Михайлов. Основы теории сложных систем. НИЦ „РХД“, Ижевск (2007). 620 с.
[16] Д.И. Семенцов, А.М. Шутый. УФН **177**, 831 (2007).