

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА

УДК 537.624

ОТКЛИК РЕШЕТКИ МАГНИТНЫХ НАНОЧАСТИЦ НА ГАУССОВ ИМПУЛЬС МАГНИТНОГО ПОЛЯ

© 2019 г. А. М. Шутый^а, *, Д. И. Семенцов^а

^аУльяновский государственный университет, 432970 Россия, Ульяновск, ул. Л.Толстого, 42

*e-mail: shuty@mail.ru

Поступила в редакцию 10.07.2018 г.

После доработки 14.08.2018 г.

Принята к публикации 15.10.2018 г.

Исследован отклик однородных и бинарных плоских решеток магнитных наночастиц с одноосной анизотропией на действие короткого гауссова импульса магнитного поля. Показано, что влияние диполь-дипольного взаимодействия и наличие двух типов наночастиц приводит к модуляции амплитуды отклика и ее уменьшению. Выявлена сложная периодическая зависимость амплитуды и продолжительности отклика системы от длительности и пикового значения действующего на нее импульса. Показана возможность импульсного перемагничивания как всей решетки, так и отдельных ее частей при выборе состава решетки, а также параметров подмагничивающего поля и импульса.

Ключевые слова: магнитный момент решетки диполей, одноосная анизотропия, импульсное перемагничивание системы, отклик системы на импульс магнитного поля, однородные и бинарные решетки

DOI: 10.1134/S0015323019030136

ВВЕДЕНИЕ

В последние годы ведется активное изучение создаваемых нанотехнологиями магнитных сверхструктур и ансамблей магнитных наночастиц [1–7]. Среди таких структур особый интерес представляют двумерные магнитоупорядоченные структуры, состоящие из однодоменных наночастиц, сформированных, например, на основе 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 и динамические режимы, возникающие в процессе перемагничивания линейных цепочек и плоских квадратных решеток наночастиц во внешнем магнитном поле. Проведены исследования процессов перемагничивания решеток, состоящих из связанных в результате диполь-дипольного взаимодействия магнитных наночастиц, обладающих кристаллографической кубической анизотропией [14]. Показано, что дискретность структур приводит к существенным отличиям равновесных состояний и динамических режимов, возникающих в процессе перемагничивания линейных цепочек и квадратных решеток наночастиц от свойств макроскопических однодоменных объектов. К таким отличиям, в частности, могут быть отнесены бистабильные состояния, 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.

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 [15–17].

В настоящей работе на основе численного решения динамических уравнений исследуется отклик плоской решетки 6×6 магнитных наночастиц на импульс магнитного поля. При этом, в отличие от работы [14], наночастицы обладают одноосной анизотропией, так как именно данный случай наиболее распространен, а также важен для информационных систем записи информации. Рассмотрены как решетки из одного сорта наночастиц (однородные решетки), так и решетки с чередующимися двумя типами наночастиц,

отличающихся величиной магнитного момента (бинарные). Исследовано влияние параметров гауссова импульса на амплитуду колебаний магнитных моментов и продолжительность отклика решетки, а также процессы перемагничивания однородных и бинарных решеток под действием импульса магнитного поля.

ИСХОДНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Рассмотрим плоский массив 6×6 наночастиц с магнитным моментом $|\mathbf{m}_i| = m_i$ и формой, близкой к сферической. Будем считать, что каждая наночастица обладает одноосной магнитной анизотропией и имеет размер, при котором еще находится в одномономном состоянии. Энергию i -й наночастицы запишем в виде суммы зеемановской энергии во внешнем магнитном поле H , энергии диполь-дипольного взаимодействия, энергий анизотропии и полей рассеяния:

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

Здесь внешнее магнитное поле является суммой статического и высокочастотного полей. Энергия диполь-дипольного взаимодействия

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

где \mathbf{r}_{in} и r_{in} – радиус-вектор и расстояние между i и n диполями. Энергия одноосной анизотропии

$$W_a = -\frac{K_u(\mathbf{m}_i \mathbf{n})^2}{2}, \quad (3)$$

где K_u и \mathbf{n} – константа одноосной анизотропии и орт оси легкого намагничивания. Энергия полей рассеяния

$$W_s(\mathbf{m}_i) = \frac{\mathbf{m}_i \hat{\mathbf{N}} \mathbf{m}_i}{2V}, \quad (4)$$

где $\hat{\mathbf{N}}$ – тензор размагничивающих коэффициентов, для сферической частицы его компоненты $N_x = N_y = N_z = 4\pi/3$; V – объем частицы.

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

$$\frac{\partial \mathbf{m}_i}{\partial t} = -\gamma \mathbf{m}_i \times \mathbf{H}_i^{\text{ef}} - \frac{\alpha}{m_i} \mathbf{m}_i \times \frac{\partial \mathbf{m}_i}{\partial t}, \quad (5)$$

где γ – гиромангнитное отношение, α – одинаковый для всех частиц параметр диссипации. Эффективное магнитное поле, создаваемое в месте

расположения i -го диполя остальными диполями и внешним полем H , с учетом (1) имеет вид

$$\mathbf{H}_i^{\text{ef}} = -\frac{\partial W_i}{\partial \mathbf{m}_i} = \mathbf{H} + K_u \mathbf{n}(\mathbf{m}_i \mathbf{n}) - \frac{\hat{\mathbf{N}} \mathbf{m}_i}{V} + \sum_{n \neq i} \frac{3(\mathbf{m}_n \mathbf{r}_{in}) \mathbf{r}_{in} - \mathbf{m}_n r_{in}^2}{r_{in}^5}. \quad (6)$$

Далее перейдем к безразмерным параметрам: $\boldsymbol{\mu}_i = \mathbf{m}_i/m$, $\mathbf{e}_{in} = \mathbf{r}_{in}/r_{in}$, $\tau = (m\gamma/R^3)t$, где R – радиус наночастицы; $l_{in} = r_{in}/R$. В безразмерных параметрах уравнение (5) принимает вид

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

где

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

В этом случае “обезразмеренные” внешнее поле и константа одноосной анизотропии принимают вид: $\mathbf{h} = \mathbf{H} R^3/m$, $k_u = K_u R^3$.

Проведем переход от безразмерных величин к размерным для дипольной решетки наночастиц, состоящих из N атомов железа. Так, для одной из устойчивых сферической конфигураций наночастицы $N = 561$ [19], магнитный момент $m \approx 2.2\mu_B N$, где μ_B – магнетон Бора. При этом радиус наночастицы $R = 1.364 \times 10^{-7}$ см, $m \approx 1.45 \times 10^{-17}$ эрг/Гс. С учетом $\gamma = 1.76 \times 10^7$ (Э · с) $^{-1}$, получаем численные оценки для времени $t = (R^3/\gamma m)\tau \approx 12\tau$ пс, магнитного поля $H = (m/R^3)h \approx 4.5h$ кЭ и константы анизотропии $K_u = (1/R^3)k_1 \approx 4 \times 10^{20} k_u \text{ см}^{-3}$.

При дальнейшем анализе векторное уравнение (7) представляется тремя скалярными уравнениями. Так, для x -компонент $\partial \boldsymbol{\mu}_i / \partial \tau$ получаем

$$(1 + \alpha^2) \frac{\partial \mu_{ix}}{\partial \tau} = (\mu_{iz} + \alpha \mu_{ix} \mu_{iy}) h_{iy}^{\text{ef}} - (\mu_{iy} - \alpha \mu_{iz} \mu_{ix}) h_{iz}^{\text{ef}} - \alpha (1 - \mu_{ix}^2) h_{ix}^{\text{ef}}. \quad (8)$$

Уравнения для остальных компонент имеют аналогичный вид и могут быть получены циклической перестановкой составляющих.

Далее будет рассмотрена решетка 6×6 , наночастицы которой либо идентичны (однородные решетки), либо представляют две подсистемы, равные по числу наночастиц, но отличающиеся их магнитным моментом (бинарные решетки). В последнем случае наночастицы одного типа чередуются с наночастицами другого типа. Система координат выбрана таким образом, что ось X пер-

пендикулярна плоскости решетки, а две другие оси параллельны сторонам решетки. Направление легкой оси магнитной анизотропии совпадает с осью X , константа анизотропии принимается равной $k_u = 1$. Параметр диссипации принимается равным $\alpha = 0.01$. Равновесные ориентации и прецессионные динамические режимы суммарного магнитного момента всей решетки определяются на основе численного анализа, который проводится с помощью метода Рунге–Кутты четвертого порядка.

ОТКЛИК РЕШЕТКИ НА ИМПУЛЬС МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Изучим отклик магнитных моментов рассматриваемой решетки на гауссов импульс внешнего магнитного поля:

$$h(\tau) = h_0 \exp\left[-(\tau - \tau_i)^2 / 2\tau_0^2\right], \quad (9)$$

где h_0 , τ_i и τ_0 – пиковое значение поля, временной сдвиг максимума импульса и его длительность. Поле импульса примем линейно поляризованным вдоль оси Y . Для однородной решетки величина $|\mu_i|$ всегда равна единице. На рис. 1 приведена зависимость от времени y -компоненты суммарного магнитного момента однородной решетки $\mathbf{M} = \sum \mu_i$ при действии импульса с параметрами $h_0 = 5$, $\tau_i = 200$ и $\tau_0 = 1$ (профиль импульса приведен на вставке рисунка). На систему по направлению оси X действует также постоянное магнитное поле $h_x = 0.1$. Расстояние между центрами ближайших наночастиц принимается равным $l_0 = r_0/R = 10.7$ (а – тонкая и жирная линии, соответственно), $l_0 = 5.2$ (б – тонкая и жирная линии, соответственно). Видно, что действие диполь-дипольного взаимодействия, которое усиливается при сближении наночастиц, приводит к модуляции и уменьшению амплитуды отклика системы. Далее нами будут рассматриваться решетки с $l_0 = 10$, т.е. со слабым диполь-дипольным взаимодействием.

На рис. 2 приведена зависимость от времени отклика бинарной решетки при действии импульса магнитного поля, поляризованного вдоль оси Y и имеющего параметры, указанные выше. В направлении оси X на магнитные моменты решетки действует постоянное магнитное поле величиной $h_x = 0.5$. Случай (а) отвечает однородной решетке с $|\mu_i| = 1$. Для бинарной решетки магнитные моменты наночастиц в подрешетках различны: $|\mu_i| = \mu_{01}, \mu_{02}$. В случае (б) $\mu_{01} = 1.1$, $\mu_{02} = 0.9$, в случае (в) $\mu_{01} = 1.2$, $\mu_{02} = 0.8$. Видно, что наличие двух типов наночастиц с близкими,

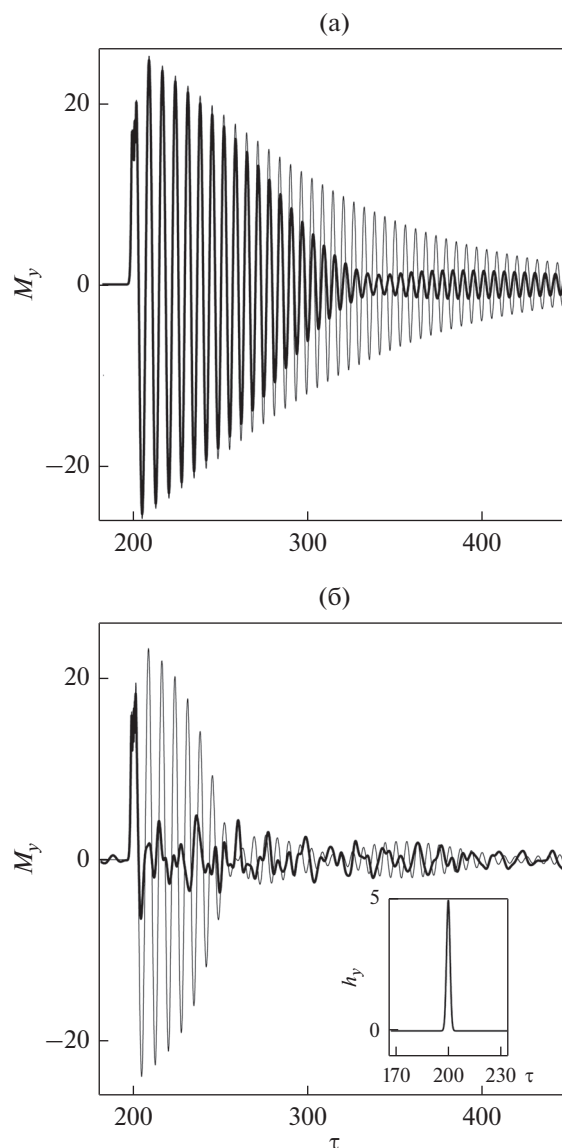


Рис. 1. Зависимость от времени y -компоненты магнитного момента однородной решетки при действии импульса $h_0 = 5$, $\tau_i = 200$, $\tau_0 = 1$, поляризованного вдоль оси Y (профиль импульса приведен на вставке); подмагничивающее поле $h_x = 0.1$; расстояние между центрами ближайших наночастиц $l_0 = 10.7$ (а – тонкая и жирная линии), $l_0 = 5.2$ (б – тонкая и жирная линии); параметр диссипации $\alpha = 0.01$.

но отличающимися магнитными моментами, приводит к появлению в отклике системы дополнительной модулирующей частоты, величина которой увеличивается при возрастании разницы между магнитными моментами двух подсистем диполей. При этом уменьшение эффективного поля, действующего на магнитные диполи, приводит к уменьшению основной частоты отклика системы.

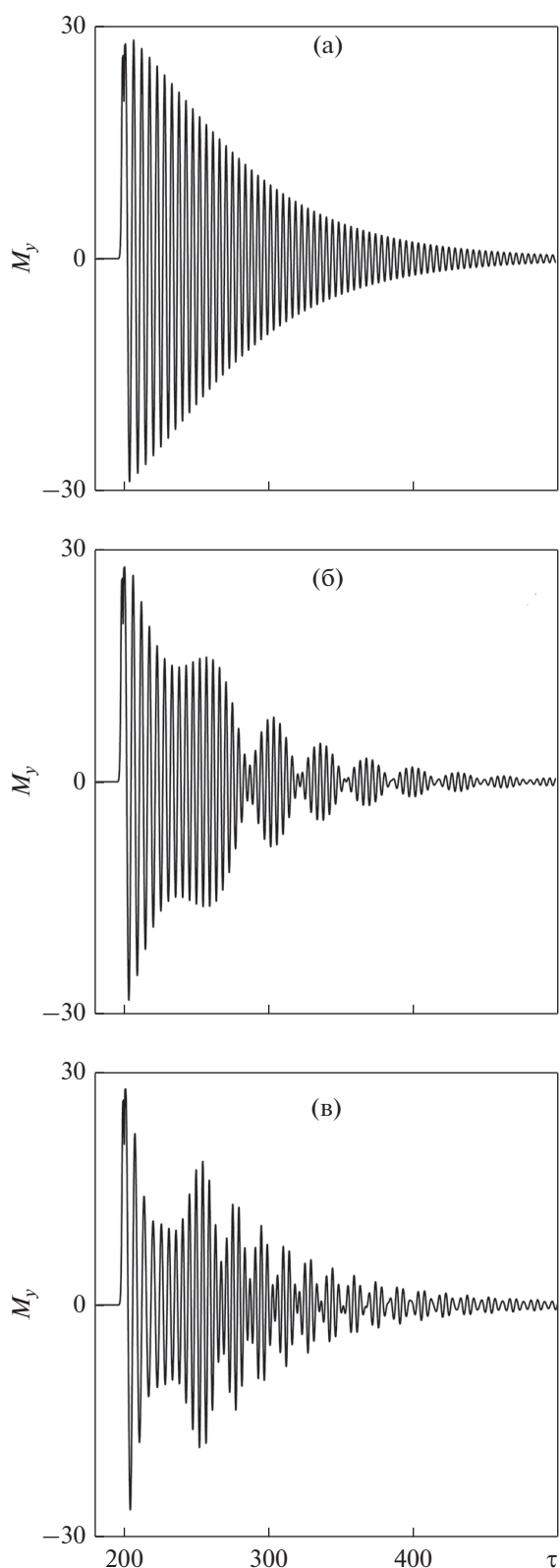


Рис. 2. Зависимость от времени отклика решетки с $l_0 = 10$ при действии импульса $h_0 = 5$, $\tau_i = 200$, $\tau_0 = 1$ и подмагничивающем поле $h_x = 0.5$; магнитные моменты $|\mu_i| = 1$ для (а) и $|\mu_i| = \mu_{01}, \mu_{02}$, $\mu_{01} = 1.1$, $\mu_{02} = 0.9$ для (б), $\mu_{01} = 1.2$, $\mu_{02} = 0.8$ для (в).

ЗАВИСИМОСТЬ ОТКЛИКА ОТ ДЛИТЕЛЬНОСТИ ИМПУЛЬСА

Вид траектории и амплитуда колебаний суммарного магнитного момента решетки после действия импульса поля сложным образом зависит от параметров как решетки, так и импульса, в частности, от его длительности и пикового значения. На рис. 3 приведены диаграммы, определяющие зависимость от длительности импульса τ_0 экстремальных значений y -компоненты прецессирующего магнитного момента системы в интервале времени $250 \leq \tau \leq 280$ после действия импульса поля с $h_0 = 3, 5, 10, 15$ (а–г) и $\tau_i = 200$. Число точек, отвечающих каждому значению τ_0 , приближенно равно числу полупериодов затухающих колебаний магнитного моменты, умещающихся во взятом интервале времени при данном τ_0 . Система принимается однородной с $|\mu_i| = 1$, к которой в направлении оси X приложено постоянное магнитное поле $h_x = 1$. Из диаграмм видно, что данная зависимость имеет сложный характер: чередуются максимальные и минимальные амплитуды колебаний, причем число экстремумов диаграммы увеличивается с ростом пикового значения поля импульса. Так, при $h_0 \leq 3$ наблюдается только один широкий максимум. При $h_0 = 5$ — два выраженных максимума, и первый раздваивается, имея в центре “провал”. При дальнейшем увеличении h_0 число максимумов с “провалами” также увеличивается. Во всех случаях при длительности импульса $\tau_0 \leq 0.6$ максимумы диаграммы близки к предельным значениям $D|\mu_i|$, где D — число частиц в решетке. При дальнейшем увеличении длительности импульса максимумы диаграммы уменьшаются.

На рис. 4 приведены зависимость от времени $M_x(\tau)$ и проекция на плоскость YZ -траектории магнитного момента решетки после воздействия импульса с параметрами $h_0 = 10$, $\tau_0 = 0.42, 0.52, 0.65$ (а–в). Указанные значения τ_0 приблизительно соответствуют двум максимумам и минимуму на диаграмме рис. 4в. При длительности импульса, отвечающей максимумам на диаграмме, отклик магнитных моментов достигает наибольших амплитуд и продолжительности по времени. В случае же длительности импульса, отвечающего минимумам на диаграмме, траектория колебаний магнитных моментов оказывается быстро приближающейся к равновесному состоянию, в результате чего амплитуда колебаний не достигает больших значений, и колебания достаточно быстро затухают. При действии импульса с большим пиковым значением увеличивается продолжительность прецессии магнитного момента вокруг оси поляризации поля импульса.

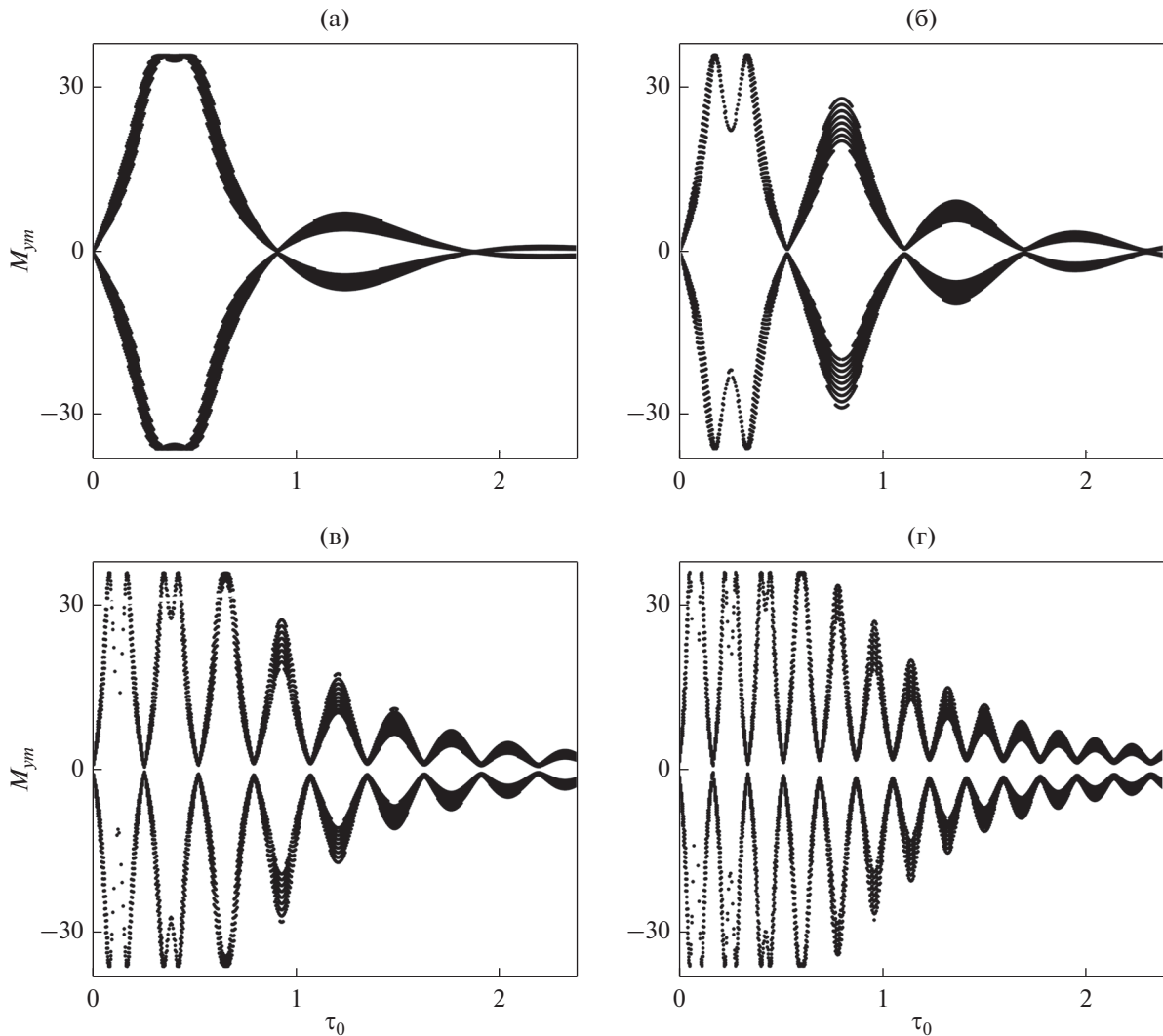


Рис. 3. Диаграмма зависимости от длительности импульса с $\tau_i = 200$ и $h_0 = 3, 5, 10, 15$ (а–г) экстремальных значений у-компоненты прецессирующего магнитного момента системы (на интервале $250 \leq \tau \leq 280$); $|\mu_i| = 1$, подмагничивающее поле $h_x = 1$.

ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЕ РЕШЕТКИ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ИМПУЛЬСА

Под действием импульса магнитного поля может быть осуществлено перемагничивание части или всей решетки диполей. Вначале рассмотрим однородную решетку с магнитными моментами наночастиц $|\mu_i| = 1$, ориентированными в исходном состоянии вдоль положительного направления оси X . Подмагничивающее поле принимается отсутствующим $h_x = 0$. Для данного случая на рис. 5 приведена зависимость от времени двух компонент суммарного магнитного момента решетки при ее перемагничивании под действием импульса с параметрами $h_0 = 6, \tau_0 = 1$ (кривые 1 и 2) и $h_0 = 7, \tau_0 = 0.5$ (кривые 3), $\tau_i = 200$. Кривая 2 отвечает обратному процессу перемагничивания,

когда в исходном состоянии магнитные моменты наночастиц ориентированы вдоль отрицательного направления оси X . При параметрах импульса $h_0 = 6$ и $\tau_0 = 0.5$ перемагничивание не достигается и решетка возвращается к исходной конфигурации. Для уменьшения продолжительности перемагничивающего импульса необходимо увеличение пикового значения поля (кривая 3). При этом с увеличением h_0 время переходного процесса перемагничивания уменьшается, а колебания приближаются к гармоническим затухающим.

Далее рассмотрим перемагничивание бинарной решетки, состоящей из чередующихся диполей с $\mu_{01} = 1, \mu_{02} = 2$. Подмагничивающее поле отсутствует. На рис. 6 приведена зависимость от времени x -компоненты магнитного момента ре-

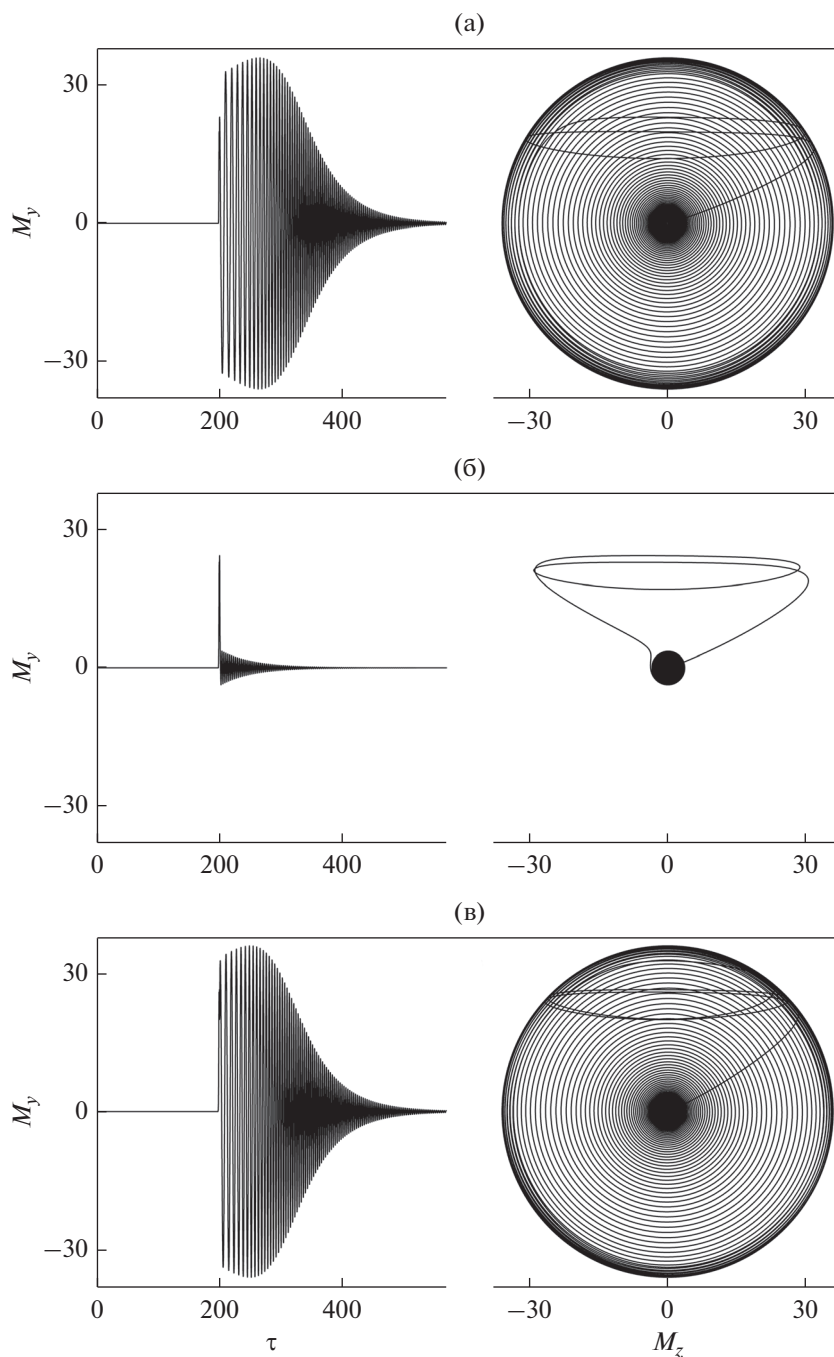


Рис. 4. Зависимость от времени отклика решетки на импульс с $h_0 = 10$ $\tau_0 = 0.42, 0.52, 0.65$ (а–в) и проекции траекторий суммарного магнитного момента; $|\mu_i| = 1, h_x = 1$.

решетки при действии трех различных импульсов магнитного поля с параметрами $h_0 = 5, \tau_0 = 0.7$ (кривые 1), $h_0 = 5, \tau_0 = 1$ (кривые 2) и $h_0 = 7, \tau_0 = 1$ (кривые 3), $\tau_i = 200$. Перемагничивание осуществляется между четырьмя конфигурациями (двумя приведенными и симметричными им относительно плоскости YZ) с соответствующими

суммарными магнитными момента, указанными на рис. 4а. Случаям (а) и (б) отвечают исходные конфигурации I и II. Из рисунка видно, что в зависимости от параметров действующего импульса может быть реализовано как полное перемагничивание бинарной решетки, так и отдельно каждой из ее подсистем. Реализуются также процессы перемагничивания, обратные приведенным.

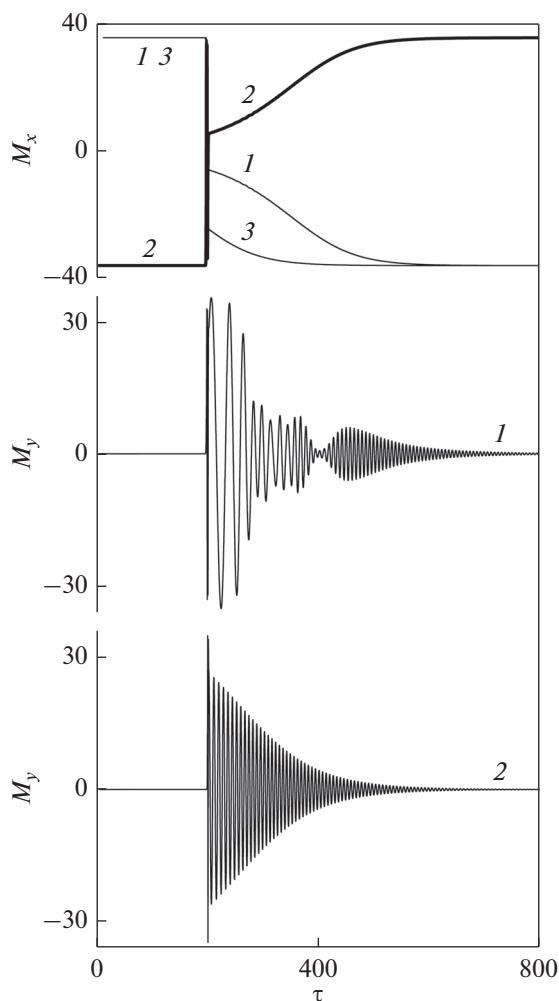


Рис. 5. Зависимость от времени компонент магнитного момента однородной решетки при перемагничивании импульсом с $h_0 = 6$, $\tau_0 = 1$ (кривые 1, 2) и $h_0 = 7$, $\tau_0 = 0.5$ (кривые 3), $\tau_i = 200$; кривые 1 и 3 отвечают перемагничиванию от положительного направления оси X к отрицательному, кривая 2 – обратному процессу.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследование динамики отклика решетки магнитных наночастиц с одноосной анизотропией на действие короткого гауссова импульса показало, что влияние диполь-дипольного взаимодействия приводит к модуляции временной зависимости и уменьшению амплитуды отклика решетки. Однако уже при расстоянии между ближайшими диполями $r \geq 10R$, где R – радиус наночастицы, диполь-дипольным взаимодействием в большинстве случаев можно пренебречь. Наличие в решетке двух разных, но близких по значению магнитного момента, типов диполей приводит к проявлению в отклике системы двух близких частот и к соответствующей модуляции динамики суммарного магнитного момента решетки.

Имеет место сильная зависимость амплитуды и продолжительности отклика магнитных моментов от пикового значения поля и длительно-

сти действующего импульса. Эта зависимость имеет немонотонный, периодический характер: чередуются максимальные и минимальные амплитуды колебаний. Число таких периодов возрастает с увеличением пикового значения поля импульса. При импульсах, отвечающих указанным минимумам, траектория прецессирующего магнитного момента быстро подходит к равновесному состоянию диполя, в результате чего амплитуда отклика оказывается малой. В случае достаточно коротких импульсов имеют место области значений его длительности, которые отвечают увеличенному по продолжительности (в несколько раз) отклику магнитных моментов.

Подбирая параметры магнитного импульса, можно осуществить различные режимы импульсного перемагничивания решетки наночастиц. В частности, реализуются прямое и обратное перемагничивание как однородной, так и бинарной

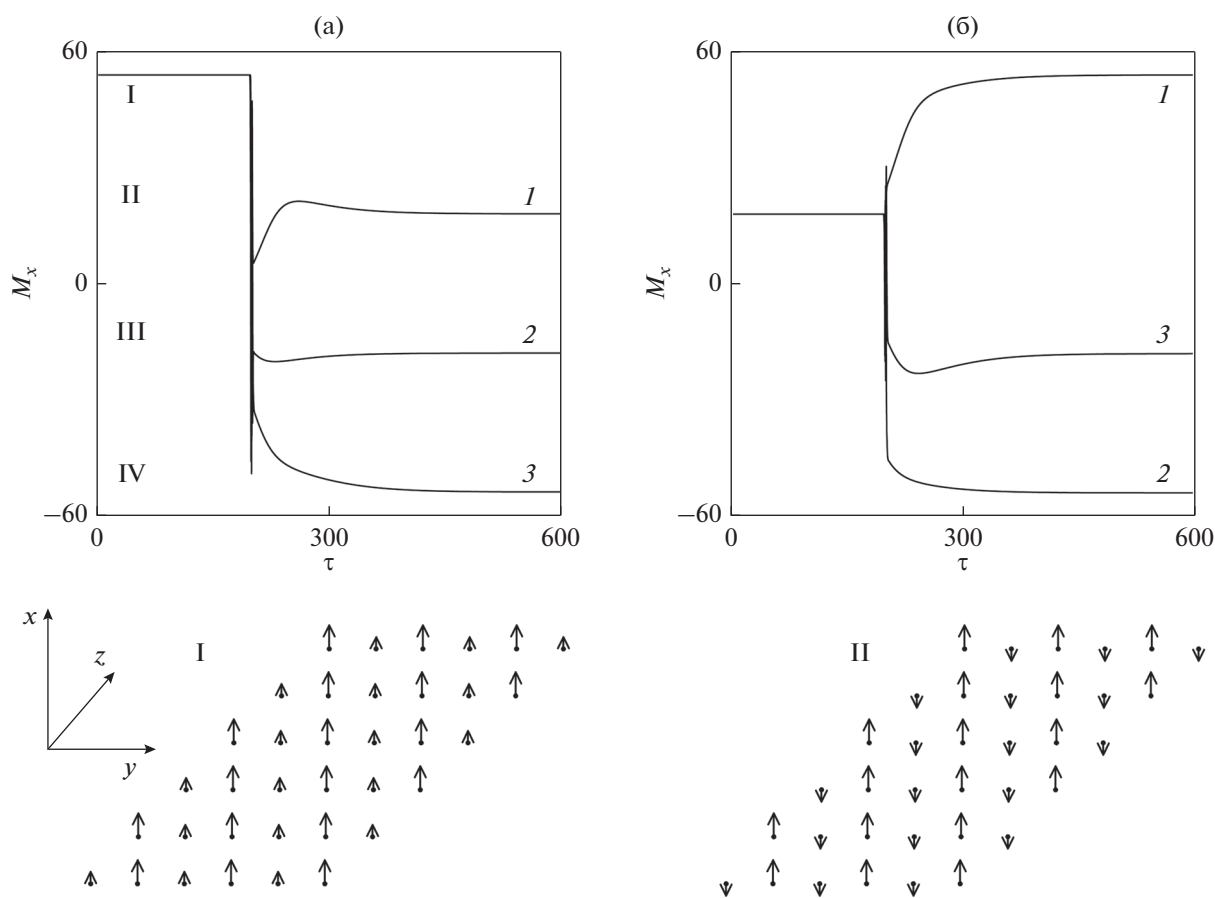


Рис. 6. Зависимость от времени x -компоненты магнитного момента решетки с $|\mu_i| = \mu_{01}, \mu_{02}$, где $\mu_{01} = 1, \mu_{02} = 2$, при действии импульса с $h_0 = 5, \tau_0 = 0.7$ (кривые 1), $h_0 = 5, \tau_0 = 1$ (кривые 2) и $h_0 = 7, \tau_0 = 1$ (кривые 3), $\tau_i = 200$; статическое поле отсутствует; случаям (а) и (б) отвечают исходные конфигурации I и II; на (а) приведены значения M_x для приведенных и симметричных им относительно плоскости YZ -конфигураций.

решетки, а также прямое и обратное перемагничивание каждой из магнитных подсистем бинарной решетки. Включением в решетку большего числа видов наночастиц при соответствующем подборе параметров действующего импульса и подмагничивающего поля могут быть достигнуты более сложные процессы перемагничивания частей системы.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и образования РФ (Госзадание № 3.6825.2017/БЧ) и РФФИ (договор № 18-42-730001/18).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Skomski R. Nanomagnetism // J. Phys.: Condens. Matter. 2003. V. 15. P. R841–R896.
2. Фраерман А.А. Магнитные состояния и транспортные свойства ферромагнитных наноструктур // УФН. 2012. Т. 182. № 12. С. 1345–1351.
3. Бондаренко П.В., Галкин А.Ю., Иванов Б.А. Диаграмма состояний двумерной квадратной решетки магнитных частиц с перпендикулярной анизотропией // ЖЭТФ. 2011. Т. 139. Вып. 6. С. 1127–1147.
4. Дзян С.А., Иванов Б.А. Динамика и устойчивость линейного кластера сферических магнитных наночастиц // ЖЭТФ. 2012. Т. 142. Вып. 5(11). С. 969–981.
5. Дзян С.А., Иванов Б.А. Коллективные колебания магнитных моментов цепочки сферических магнитных наночастиц с одноосной магнитной анизотропией // ЖЭТФ. 2013. Т. 143. В. 6. С. 1131–1135.
6. Иванов Ю.П., Ильин А.И., Пустовалов Е.В., Чеботкевич Л.А. Влияние наведенной анизотропии на процессы перемагничивания круглых наноточек Co // ФТТ. 2010. Т. 52. Вып. 8. С. 1576–1582.
7. Кособукин В.А., Кричевцов Б.Б. Эффекты локального поля в магнитооптике двумерных массивов ферромагнитных наночастиц // ФТТ. 2010. Т. 52. Вып. 4. С. 759–765.
8. Гусев С.А., Ноздрин Ю.Н., Сапожников М.В., Фраерман А.А. Коллективные эффекты в искусственных двумерных решетках ферромагнитных наночастиц // УФН. 2000. Т. 170. № 3. С. 331–333.
9. Каретникова И.Р., Нефедов И.М., Сапожников М.В., Фраерман А.А., Шерешевский И.А. Неоднородные

- состояния и механизм перемагничивания цепочки классических диполей // ФТТ 2001. Т. 43. Вып. 11. С. 2030–2034.
10. *Shutyi A.M., Eliseevay S.V., Sementsov D.I.* Equilibrium state of planar arrays of magnetic dipoles in the presence of exchange interaction // Phys.Rev. B. 2015. V. 91. № 2. 024421(13).
 11. *Shutyi A.M., Sementsov D.I.* Dynamics of the magnetic moments for chain of dipoles in domain wall // JMMM. 2016. V. 401. № 3 (march). P. 1033–1038.
 12. *Шутый А.М., Семенов Д.И.* Вихревые структуры в плоских решетках магнитных диполей при наличии обменной связи // Письма в ЖЭТФ. 2014. Т. 99. Вып. 12. С. 806–812.
 13. *Шутый А.М., Семенов Д.И.* Динамика магнитного момента малых дипольных решеток в переменном поле // ФММ. 2017. Т. 118. № 5. С. 421–431.
 14. *Шутый А.М., Семенов Д.И.* Динамика решетки магнитных наночастиц при действии импульса магнитного поля // ФММ. 2017. Т. 118. № 11. С. 1102–1112.
 15. *Котов Л.Н., Носов Л.С., Асадуллин Ф.Ф.* Изменение магнитной структуры ансамблей однодоменных частиц и их отклик на радиоимпульс поля // ЖТФ. 2008. Т. 78. Вып. 5. С. 60–65.
 16. *Eibagi N., Kan J.J., Spada F.E. and Fullerton E.E.* Role of dipolar interactions on the thermal stability of high-density bit-patterned media // IEEE Magnetic Letters. 2012 (Sept.). V. 3. 4500204-1-4.
 17. *Мейлихов Е.З., Фарзетдинова Р.М.* Максимальная плотность магнитной записи и распределение переключающих полей // ФТТ. 2014. Т. 56. Вып. 12. С. 2326–2334.
 18. *Гуревич А.Г., Мелков Г.А.* Магнитные колебания и волны. М.: Наука, 1994. 464 с.
 19. *Елисеев А.А., Лукашин А.В.* Функциональные наноматериалы. М.: Физматлит, 2010. 456 с.