

## Моделирование динамики магнитного момента цепочки диполей при движении доменной границы

© А.М. Шутый, Д.И. Семенцов

Ульяновский государственный университет,  
Ульяновск, Россия

E-mail: shuty@mail.ru

(Поступила в Редакцию 26 марта 2015 г.)

На основе компьютерного моделирования исследована динамика магнитного момента однорядной цепочки магнитных наноточек при движении доменной границы под действием внешнего статического поля. Выявлены колебательные режимы поперечных компонент магнитного момента системы, частота которых определяется величиной внешнего поля, а амплитуда — энергией взаимодействия между элементами цепочки. Данные колебания являются модулированными и при слабой обменном взаимодействии представляют собой последовательность цугов, а при сильном — приближаются к одночастотным гармоническим колебаниям. При отклонении внешнего поля от оси цепочки колебания становятся хаотическими. Получена зависимость скорости доменной границы в цепочке от энергии обменного взаимодействия и величины приложенного поля. Выявлено влияние анизотропии на динамику системы.

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

### 1. 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]. 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 обменное и диполь-дипольное 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, где расстояние между атомами равно 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 приводит к реализации новых состояний и свойств. Особенности свойств таких низкоразмерных систем, как цепочки и решеточные наноструктуры, обусловлены их дискретностью. Для практического использования таких структур существенной является возможность в широких пределах менять параметры отдельной наночастицы и энергию взаимодействия между наночастицами, а также управлять равновесными конфигурациями систем внешним магнитным полем.

Применительно к подобным задачам широкое распространение получили методы компьютерного эксперимента, позволяющие выявить и количественно описать многие особенности динамики решеточных магнитных наноструктур во внешнем магнитном поле. В работах [17,18] рассмотрены равновесные состояния и ориентационные переходы в решетках наночастиц, магнитные моменты которых связаны диполь-дипольным взаимодействием. В настоящей работе на основе компьютерного моделирования проведен анализ динамики перемагничивания во внешнем статическом поле линейной цепочки магнитных наноточек, между магнитными моментами которых вместе с дипольным имеет место обменное взаимодействие. Такая цепочка может, в частности, представлять собой цепочку литографированных на немагнитной поверхности магнитных наночастиц. На начальных этапах исследования при моделировании ее динамического поведения она может быть представлена как цепочка контактирующих цилиндрических областей (с осью цилиндров вдоль оси системы) или областей иной геометрии. Хотя на данном этапе не ставится

задачи исследования конкретных объектов, в настоящей работе рассматриваются системы с различным отношением между энергиями дипольного и обменного взаимодействий. Основное внимание уделено рассмотрению особенностей динамики доменной границы (ДГ) и возникающим при этом колебательным режимам поперечной составляющей суммарного магнитного момента линейной цепочки наноточек. Исследуется зависимость частоты и амплитуды колебаний, а также скорости движения ДГ от параметров обменного взаимодействия и величины внешнего магнитного поля, обсуждается влияние на возникающие колебательные режимы магнитной анизотропии типа „легкая плоскость“ и „легкая ось“.

## 2. Исходные уравнения

Рассмотрим линейную цепочку магнитных наноточек с одинаковыми магнитными моментами  $\mathbf{m}_i$  и расстоянием между ними  $a$ . Считаем, что магнитные моменты наноточек связаны диполь-дипольным и обменным взаимодействиями и могут вращаться в трех плоскостях. Влияние магнитной анизотропии вначале не учитывается. В этом случае уравнения Ландау–Лифшица для каждого из моментов запишем следующим образом:

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

где  $\alpha_i$  — параметр диссипации,  $\gamma$  — 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  $i$ - и  $n$ -диполями,  $\Lambda$  и  $\sigma^{-1}$  — константа и характерная длина обменного взаимодействия. При этом энергия междупольного взаимодействия определяется выражением

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

На основе этого выражения можно получить критерий сильного и слабого обменного взаимодействия для рассматриваемых в дальнейшем доменных границ. Для этого введем отношение обменной и дипольной энергий магнитных моментов соседних наночастиц

$$\eta = \frac{W_J}{W_D} = a^3 \Lambda_1, \quad (4)$$

где  $a$  — параметр решетки (расстояние между магнитными моментами), а  $\Lambda_1 = \Lambda \exp(-\sigma a)$ . Таким образом,

при  $\eta > 1$  в области ДГ преобладает обменное взаимодействие, при  $\eta < 1$  — диполь-дипольное.

Так как магнитные моменты в цепочке являются идентичными, то  $|\mathbf{m}_i| = m$ ,  $\alpha_i = \alpha$ . Далее перейдем к безразмерным параметрам:  $\mathbf{e}_{in} = \mathbf{r}_{in}/r_{in}$ ,  $\tau = m\gamma t/a^3$  (для  $m \approx 3\mu_B$ ,  $a \approx 5 \text{ nm}$  и  $\gamma = 1.76 \cdot 10^7 \text{ (Oe} \cdot \text{s}^{-1})$ ) время  $t \approx 2.55 \cdot 10^{-7} \tau \text{ s}$ ,  $l_{in} = r_{in}/a$ ,  $\boldsymbol{\mu} = \mathbf{m}/m$ ,  $\kappa = \sigma a$ . 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  $a \approx 5 \text{ nm}$  поле  $H \approx 0.22h \text{ Oe}$ ). В безразмерных параметрах уравнения (1) примет вид

$$\frac{\partial \boldsymbol{\mu}_i}{\partial \tau} = -\boldsymbol{\mu}_i \times \mathbf{h}_i^{\text{ef}} - \alpha \boldsymbol{\mu}_i \times \frac{\partial \boldsymbol{\mu}_i}{\partial \tau}, \quad (5)$$

где

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

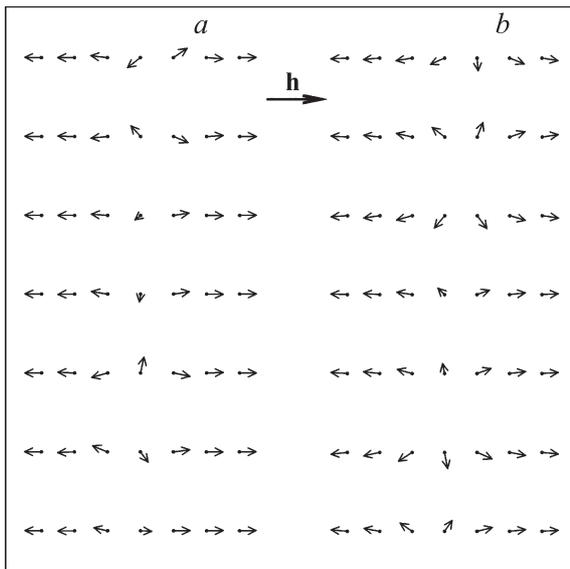
Отсюда динамика  $x$ -компонент определяется уравнением

$$(1 + \alpha^2) \frac{\partial \mu_{ix}}{\partial \tau} = (\mu_{iz} + \alpha \mu_{ix} \mu_{iy}) h_{iy}^{\text{ef}} - (\mu_{iy} - \alpha \mu_{iz} \mu_{ix}) h_{iz}^{\text{ef}} - \alpha (1 - \mu_{ix}^2) h_{ix}^{\text{ef}}. \quad (6)$$

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

## 3. Колебательные режимы поперечной компоненты магнитного момента системы

Дальнейший численный анализ проводился с помощью метода Рунге–Кутты четвертого порядка при использовании пакета программ Delphi (уровень данного языка позволяет самостоятельно детально контролировать весь процесс численного моделирования). Для решения уравнений (6) была построена программа, в которой учитывалась связь всех элементов системы друг с другом. Для нахождения равновесных конфигураций магнитных моментов задавались их произвольные начальные состояния, после чего вся система в соответствии с уравнениями (6) приходила к равновесному состоянию (при отсутствии внешних полей). Для получения достоверных результатов брались большие временные интервалы, достаточные для установления равновесных или стационарных состояний (продление временного интервала не приводило к изменению системы в пределах точности численного счета). При этом устанавливались различные начальные условия, из которых система приходила к одним и тем же равновесным конфигурациям. Для выявления устойчивых состояний в некоторых случаях использовались также возмущения (добавляемые в качестве внешнего поля), которые представляли собой шумовой сигнал. В случае устойчивой



**Рис. 1.** Диаграмма перемещающейся ДГ в пределах одного периода цепочки под действием продольного поля  $h = 1$  ( $\Delta\tau = 30$ ); параметры обменного взаимодействия  $\lambda = 1$  (a) и  $\lambda = 7$  (b);  $\kappa = 1, \alpha = 0.01$ .

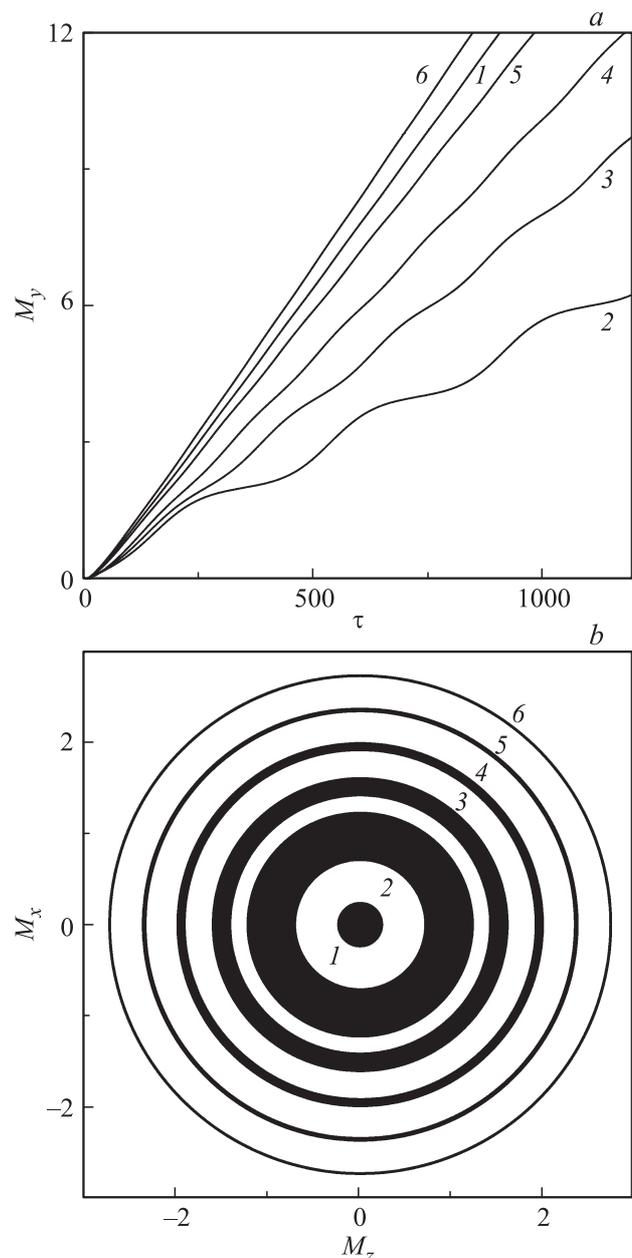
конфигурации указанные возмущения не приводили к изменению конфигурации системы или существенному изменению ее динамики.

Равновесной конфигурацией цепочки, обладающей минимальной энергией связи, является однородная конфигурация с ориентацией магнитных моментов всех наноточек вдоль оси цепочки. Дополнительные исследования показали, что устойчивыми также являются конфигурации с достаточно большими (охватывающими около десяти и более диполей) противоположно ориентированными областями (доменами). При наличии двух и более доменов система может быть перемагничена внешним полем, приводящим к перемещению ДГ. Ниже приводятся результаты исследования динамического поведения отдельных магнитных моментов и суммарного магнитного момента  $\mathbf{M} = \sum \mu_i$  цепочки, содержащей 120 наноточек. Возбуждение системы осуществляется постоянным магнитным полем, направленным как вдоль цепочки (по оси  $y$ ), так и под углом к ней.

На рис. 1 представлен через равные интервалы времени ( $\Delta\tau = 30$ ) участок цепочки с перемещающейся ДГ под действием поля с  $h = 1$ , приложенного вдоль оси цепочки. Параметры обменного взаимодействия  $\lambda = 1$  (a) и  $\lambda = 7$  (b). Здесь и далее принято, что характерная длина обменного взаимодействия  $\kappa = 1$  и параметр диссипации  $\alpha = 0.001$ . Из рисунка видно, что при движении ДГ под действием статического внешнего поля изменяется не только продольная составляющая суммарного магнитного момента  $M_y$ , но и его поперечные составляющие, причем их динамика периодическая. Существенно, что при большем обменном взаимодействии (b) область неоднородности между доменами охватывает большее

число элементов цепочки, т.е. ДГ становится шире, что влияет на характер динамики поперечных компонент суммарного магнитного момента.

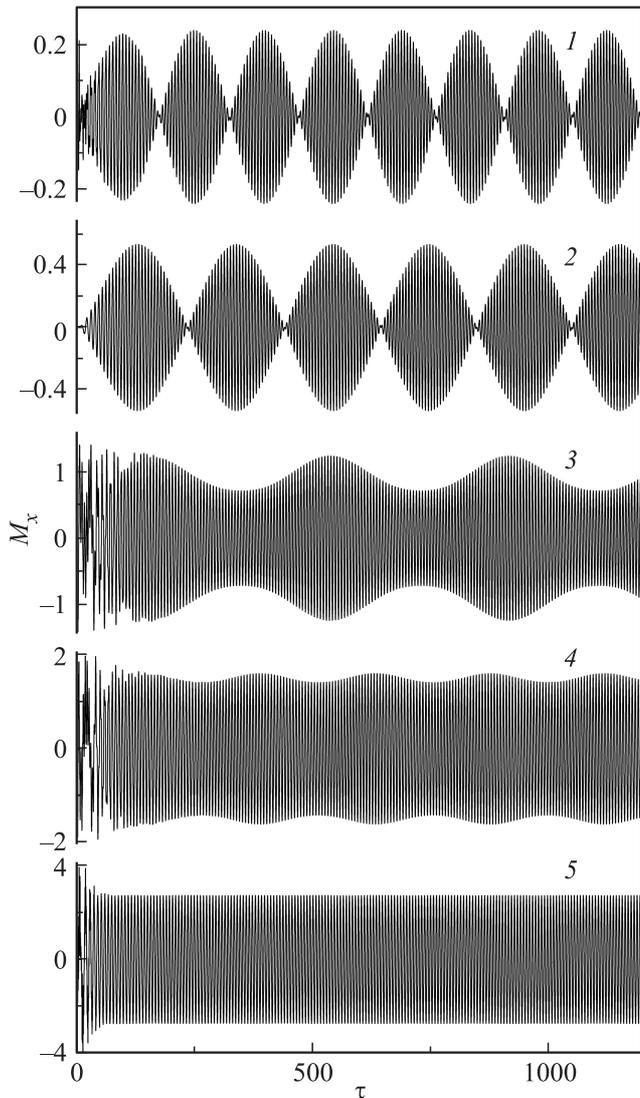
На рис. 2 приведены зависимость от времени  $y$ -составляющей суммарного магнитного момента цепочки (a) и траектории стационарных колебаний вектора  $\mathbf{M}$  на плоскости  $xz$  (b) в случае приложения к цепочке продольного поля (вдоль оси  $y$ ) величиной  $h = 1$ . Обменный параметр принят равным  $\lambda = 0, 3, 4, 5, 6, 7$  (кривые 1–6). Из рис. 2, a видно, что продольная составляющая магнитного момента системы при движении ДГ растет по



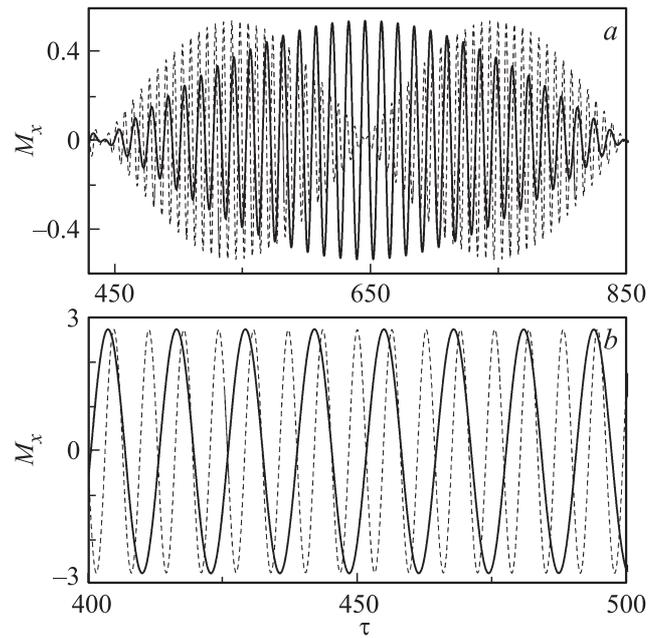
**Рис. 2.** Зависимость от времени  $y$ -составляющей суммарного магнитного момента цепочки (a) и траектории стационарных колебаний  $\mathbf{M}$  на плоскости  $xz$  (b) при  $h = 1$  и  $\lambda = 0, 3, 4, 5, 6, 7$  (кривые 1–6).

закону, близкому к линейному, за исключением случаев относительно медленного ее изменения (кривая 2), когда интервалы более быстрого увеличения  $M_y$  сменяются интервалами более медленного ее роста. Видно также, что вначале обменное взаимодействие приводит к замедлению движения ДГ, но после значения  $\lambda \approx 2.7$  (при котором  $\eta \approx 1$ ) дальнейшее увеличение обменного параметра вызывает рост скорости движения ДГ вдоль цепочки под воздействием внешнего поля.

Поперечные компоненты суммарного магнитного момента при перемещении ДГ совершают периодические колебания, которые в случае относительно слабого обменного взаимодействия оказываются сильно модулированными (рис. 2, *b*, кривые 1, 2). Увеличение обменного взаимодействия приводит к уменьшению амплитуды модуляции и приближению колебаний к  $M_{x,z}(\tau)$  гармоническим (рис. 2, *b*, кривые 5, 6). На рис. 3 приведена



**Рис. 3.** Зависимость от времени поперечной компоненты магнитного момента системы при поле  $h = 1$  и обменном параметре  $\lambda = 0, 1, 3, 4, 7$  (кривые 1–5).



**Рис. 4.** Зависимость от времени поперечной компоненты суммарного магнитного момента при  $\lambda = 1$  и  $\lambda = 7$  (*a, b*) и  $h = 0.5, 1.0$  (непрерывные и пунктирные кривые).

зависимость от времени одной из поперечных компонент магнитного момента системы  $M_x(\tau)$  при  $h = 1$  и обменном параметре  $\lambda = 0, 1, 3, 4, 7$  (кривые 1–5). Видно, что величина обменного взаимодействия определяет также амплитуду колебаний поперечных компонент магнитного момента системы, но практически не влияет на основную частоту колебания. С ростом обменного параметра частота модуляции вначале уменьшается, а затем растет вместе со скоростью  $\xi = dM_y/d\tau$ , и минимальная частота модуляции соответствует минимальной скорости  $\xi$ . При этом в случае относительно слабого обменного взаимодействия ( $\lambda \leq 2.7$ , что соответствует  $\eta \leq 1$ ) амплитуда модуляции близка к амплитуде колебаний на основной частоте и динамика поперечной компоненты магнитного момента представляется последовательностью цугов. При  $\lambda > 5$  модуляция выражена слабо и колебания на основной частоте можно считать гармоническими. На рис. 4 для наглядности зависимость  $M_x(\tau)$  приведена на меньшем временном интервале. В случае (*a*) обменный параметр  $\lambda = 1$ , в случае (*b*)  $\lambda = 7$ . Стационарные колебания поперечных компонент магнитного момента системы возникают под действием продольного статического поля  $h = 0.5$  (непрерывные кривые) и  $h = 1$  (пунктирные кривые), откуда следует, что частота колебаний на основной частоте пропорциональна величине внешнего поля. При этом за время перемещения ДГ на один период решетки поперечная компонента магнитного момента системы успевает сделать несколько десятков колебаний.

Данная динамика (спектральный анализ которой представлен ниже) является результатом наложения двух пе-

риодических процессов: прецессии каждого из входящих в цепочку магнитных моментов в эффективном поле и перехода колебательной динамики от одних элементов системы к другим при движении ДГ вдоль цепочки. Второй процесс отвечает за появление биений в динамике суммарного магнитного момента: при прохождении во времени одного цуга  $M_x(\tau)$  ДГ смещается на один период вдоль цепочки. При этом частота прецессии отдельных магнитных моментов в ДГ, которая в общем случае определяется величиной действующего эффективного поля, может быть определена с достаточно хорошей точностью с помощью приближенной формулы

$$\omega_0 = \gamma H_i^{ef} \approx \gamma H. \quad (7)$$

Зависимость величины  $\omega_0$  только от внешнего поля связана с тем, что вклады в эффективное поле, действующее на отдельный магнитный момент со стороны диполей цепочки, находящихся по обе стороны от ДГ, из-за противоположной направленности их магнитных моментов компенсируют друг друга. В обезразмеренном виде указанная частота дается выражением

$$\Omega_0 = \frac{a^3 \omega_0}{m\gamma} = h_i^{ef} \approx h. \quad (8)$$

Внешним полем определяется также скорость перемещения ДГ, а следовательно, частота модуляции рассматриваемых колебаний. Отметим, что величина обменного взаимодействия влияет на размер ДГ, т.е. на число магнитных моментов, направления которых значительно отклонены от оси цепочки. При увеличении обменного взаимодействия большее число магнитных моментов одновременно вовлекается в прецессионное движение. Результатом этого является рост амплитуды колебаний поперечных компонент суммарного магнитного момента и уменьшение глубины их модуляции.

#### 4. Скорость перемещения доменной границы

Частота модуляции рассматриваемых колебаний определяется скоростью перемещения ДГ в линейной цепочке, которая связана с внешним магнитным полем соотношением  $V = bH$ , где  $b$  — подвижность ДГ. Со скоростью ДГ связана скорость изменения продольной компоненты магнитного момента цепочки

$$\xi = \frac{dM_y}{d\tau} = \frac{a^3}{\gamma m} \frac{dM_y}{dt} = \frac{a^3}{\gamma m} \frac{dM_y}{dy} V. \quad (9)$$

В дискретной структуре эта связь должна иметь вид

$$\xi = \frac{a^3}{\gamma m} \frac{\Delta M_y}{\Delta y} V = \frac{2a^2}{\gamma m} V. \quad (10)$$

Здесь учтено, что при перемещении ДГ на один период цепочки  $\Delta y = a$ , а  $\Delta M_y = 2$ , так как нормированный

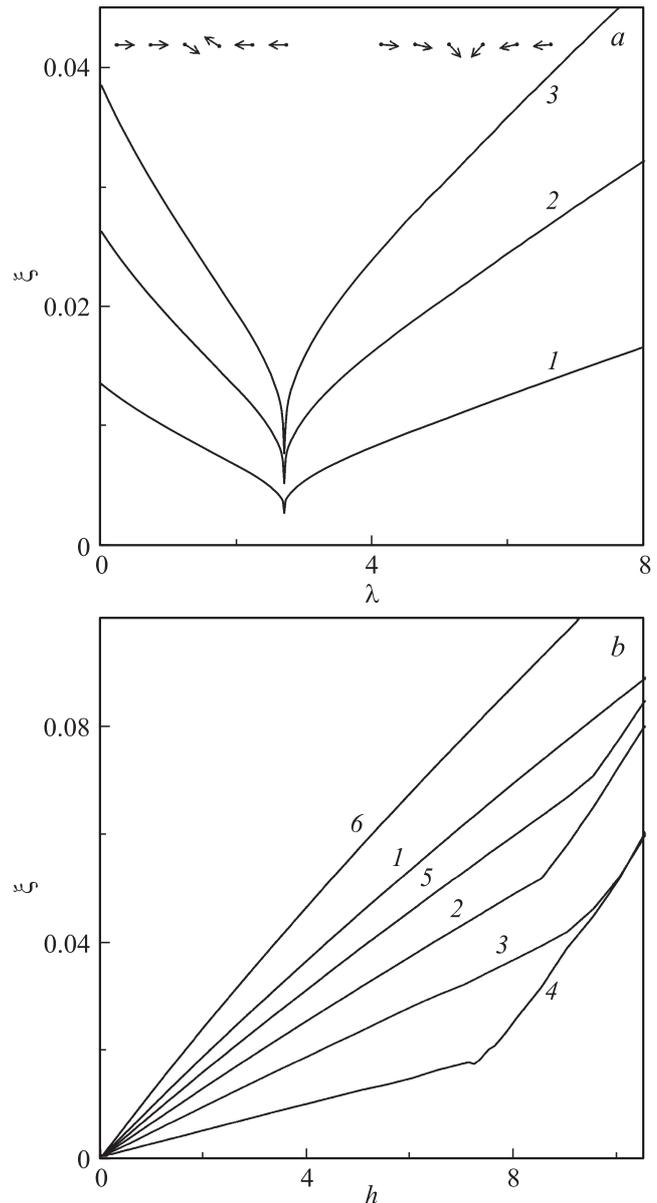
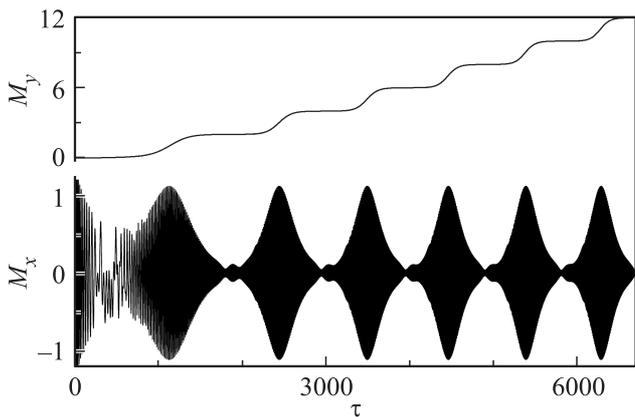


Рис. 5. Зависимость скорости перемагничивания  $\xi = dM_y/d\tau$  от величины обменного параметра  $\lambda$  при внешнем продольном поле  $h = 1, 2, 3$  (а, кривые 1–3) и от величины поля  $h$  при  $\lambda = 1, 2, 2.5, 2.7, 4, 6$  (б, кривые 1–6).

магнитный момент диполя  $\mu$  меняет свое направление на противоположное.

На рис. 5 приведена зависимость скорости  $\xi = dM_y/d\tau$  (определяемой скоростью движения ДГ) от величины обменного параметра  $\lambda$  при внешнем продольном поле  $h = 1, 2, 3$  (5, а, кривые 1–3) и от  $h$  при  $\lambda = 1, 2, 2.5, 2.7, 4, 6$  (5, б, кривые 1–6). Видно, что усиление магнитного поля приводит к увеличению скорости  $\xi$ . Во всех случаях при значении  $\lambda \approx e$  ( $e = 2.72 \dots$ ) наблюдается ярко выраженный минимум скорости ДГ (для кривых 1–3  $\xi_{\min} = (2.7, 5.2, 7.7) \cdot 10^{-3}$  соответственно). При этом значении (как уже говорилось выше)



**Рис. 6.** Зависимость от времени поперечной  $M_x$  и продольной  $M_y$  компонент магнитного момента системы при  $h = 1$  и  $\lambda = 2.7$ .

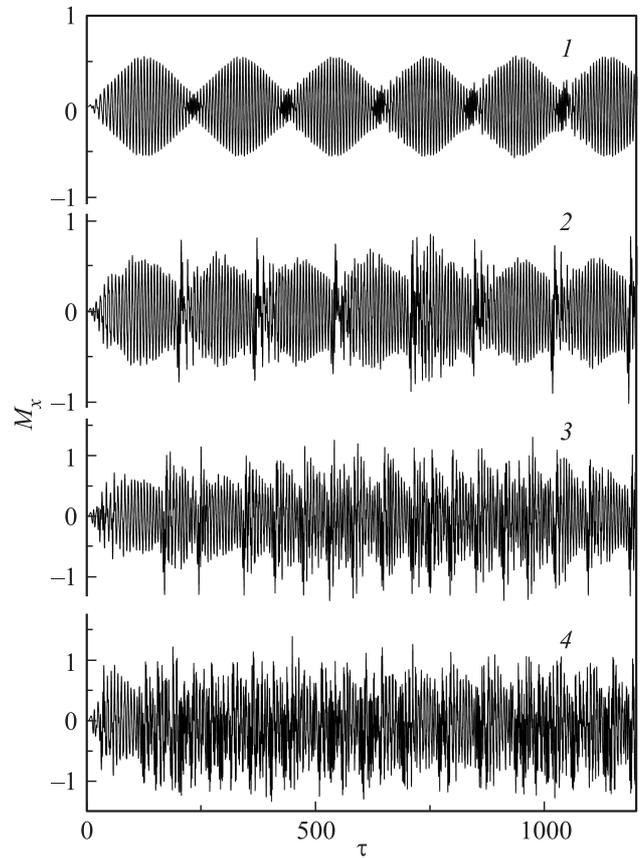
имеет место минимальная частота модуляции колебаний поперечных компонент магнитного момента цепочки, и при  $\lambda \leq e$  амплитуда модуляции близка к амплитуде на основной частоте колебаний  $M_{x,z}(\tau)$ .

Заметим, что в отсутствие внешнего поля при  $\lambda < e$  магнитный момент ДГ близок к нулю, так как входящие в нее диполи ориентированы в противоположном направлении (вставка на рис. 5, а, слева), а при  $\lambda \geq e$  граница имеет магнитный момент, направленный перпендикулярно оси цепочки (вставка справа), что и определяет характер возникающих колебаний  $M_{x,z}(\tau)$ . При критическом значении обменного взаимодействия ( $\lambda \approx e$ ) скорость движения ДГ минимальна, так как при этом минимально отклонение магнитных моментов диполей в области ДГ от оси системы, и действие внешнего продольного поля слабо. При удалении значения обменного параметра от критического, как в сторону уменьшения, так и в сторону увеличения, отклонение магнитных моментов ДГ от оси цепочки увеличивается, и скорость ДГ растет.

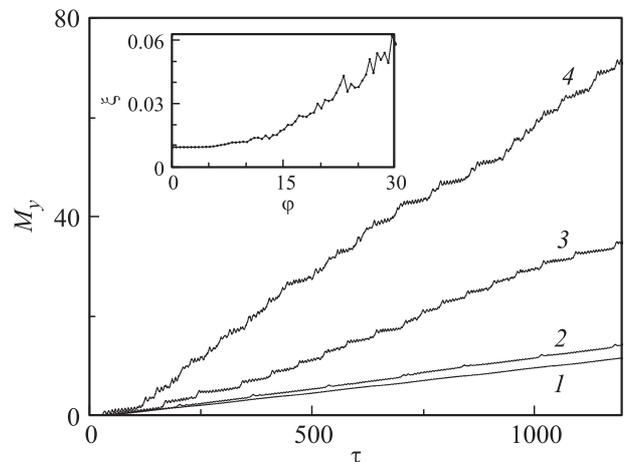
Зависимость  $\xi(h)$  при относительно слабых полях ( $h \leq 8$ ) близка к линейной, и по тангенсу угла ее наклона можно найти подвижность ДГ  $b$ . Так, для кривой 5 (рис. 5, b)  $b \approx 3 \cdot 10^{-2} \text{ cm}/(\text{s} \cdot \text{Oe})$  а скорость при  $h = 2 \text{ Oe}$  имеет величину  $V \approx 6 \cdot 10^{-2} \text{ cm}/\text{s}$ . Частота колебаний поперечной компоненты магнитного момента системы, возникающих при действии статического поля при данных параметрах, равна  $\omega_0/2\pi \approx 5.5 \text{ MHz}$ . Частота, вычисленная по приближенной формуле (7), равна  $\omega_0/2\pi \approx 5.6 \text{ MHz}$ .

Зависимость от времени поперечной и продольной компонент магнитного момента системы при  $h = 1$  и значении параметра обменного взаимодействия, близком к критическому  $\lambda = 2.7$ , приведена на рис. 6. В этом случае наиболее отчетливо проявляются интервалы относительно быстрого и медленного изменения продольной компоненты  $M_y$ . С данными интервалами связаны колебания поперечных компонент  $M_{x,z}$  с большой

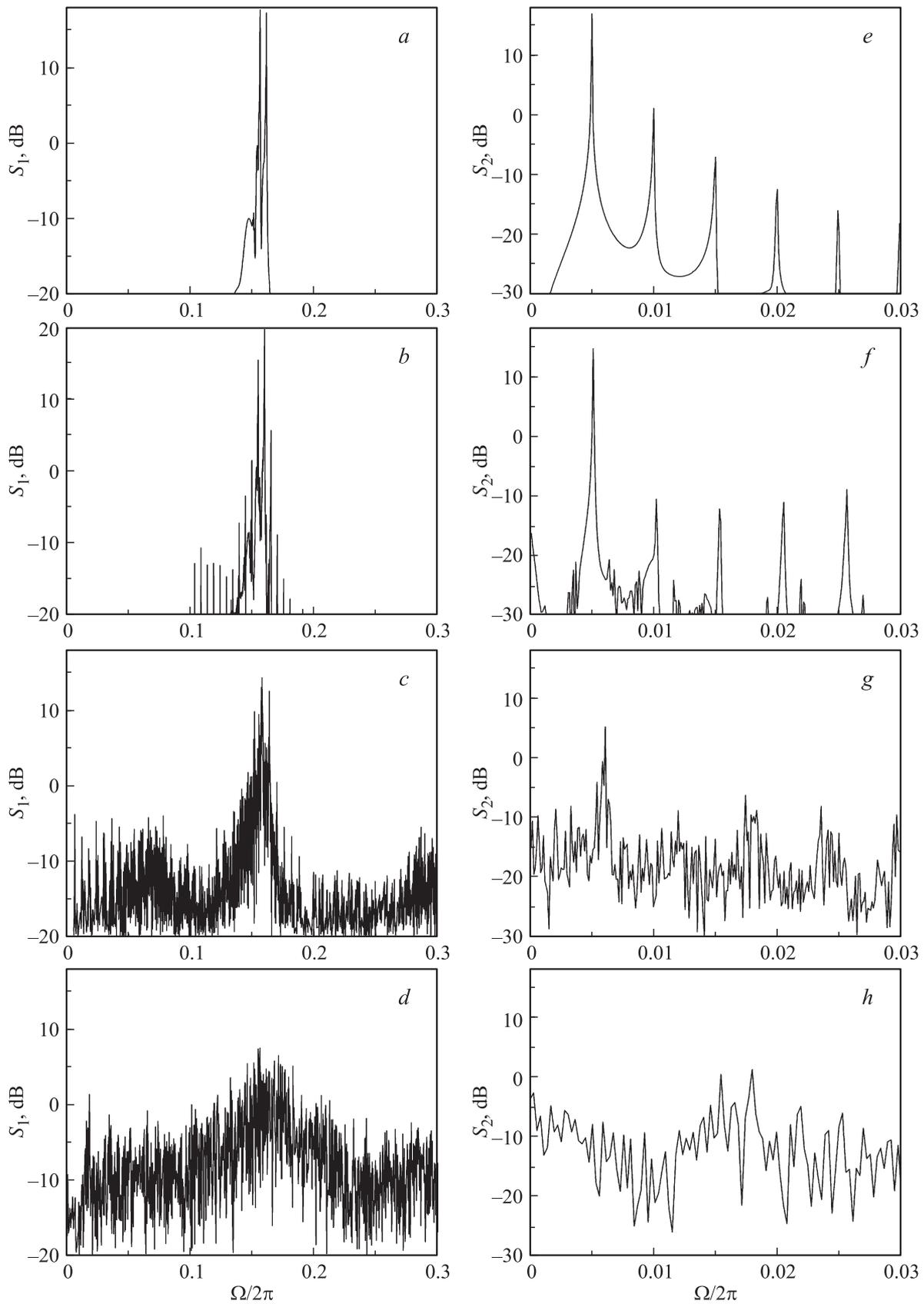
и малой амплитудой соответственно. Таким образом, быстрому изменению  $M_y$  отвечает большое отклонение направления одного из магнитных моментов системы от оси цепочки, а медленному — конфигурация с близким



**Рис. 7.** Зависимость от времени поперечной компоненты суммарного магнитного момента при  $\lambda = 1$ ,  $h = 1$  и  $\varphi = 5, 10, 20, 30 \text{ deg}$  (кривые 1–4).



**Рис. 8.** Хаотические колебания продольной компоненты магнитного момента цепочки при  $\lambda = 1$ ,  $h = 1$  и  $\varphi = 5, 10, 20, 30 \text{ deg}$  (кривые 1–4); на вставке приведена зависимость скорости перемещения  $\xi$  от угла отклонения внешнего поля.



**Рис. 9.** Спектр мощности колебаний  $M_x$  (*a, b, c, d*) и модуля  $|M_x|$  (*e, f, g, h*) при углах  $\varphi = 0$  (*a, e*),  $\varphi = 5 \text{ deg}$  (*b, f*),  $\varphi = 10 \text{ deg}$  (*c, g*) и  $\varphi = 20 \text{ deg}$  (*d, h*);  $\lambda = 1$  и  $h = 1$ ; безразмерная частота  $\Omega = a^3\omega/(m\gamma)$ .

к противоположному направлению соседних магнитных моментов в области ДГ при малом их отклонении от оси цепочки.

### 5. Динамика магнитного момента при отклонении поля от оси цепочки

При отклонении внешнего поля от оси цепочки на угол  $\varphi \leq \pi/3$  увеличивается скорость движения ДГ, и перемагничивание системы ускоряется. Однако при этом колебания поперечных компонент суммарного момента становятся хаотическими. На рис. 7 для цепочки с обменным параметром  $\lambda = 1$  приведена зависимость от времени  $x$ -компоненты суммарного магнитного момента при внешнем магнитном поле  $h = 1$ , направленном к оси системы под углом  $\varphi = 5, 10, 20, 30$  deg (кривые 1–4). Видно, что с увеличением угла отклонения хаотизация колебаний нарастает — сначала она наиболее сильно проявляется в фазе с малым значением компоненты магнитного момента (возникают всплески относительно большой амплитуды), а затем охватывает всю колебательную динамику. На рис. 8 приведена зависимость от времени продольной компоненты магнитного момента цепочки для прежних параметров (кривым 1–4 отвечает угол  $\varphi = 5, 10, 20, 30$  deg). Видно, что с увеличением угла отклонения поля перемагничивание ускоряется. На вставке для рассматриваемого случая приведена зависимость скорости  $\xi$  от угла отклонения внешнего поля. При достаточно больших углах отклонения внешнего поля ( $\varphi > \pi/3$ ) процесс перемагничивания при выбранной величине внешнего поля прекращается.

На рис. 9 приведены спектры рассматриваемой динамики при  $\varphi = 0$  (a, e),  $\varphi = 5$  deg (b, f),  $\varphi = 10$  deg (c, g) и  $\varphi = 20$  deg (d, h) для колебаний поперечной компоненты суммарного магнитного момента  $M_x$  (a, b, c, d) и для его модуля  $|M_x|$  (e, f, g, h) при параметрах  $\lambda = 1$  и  $h = 1$ . Видно, что в спектре колебаний  $M_x$  в случае продольного ( $\varphi = 0$ ) внешнего поля выделяются две близкие по частоте гармоники. Увеличение угла  $\varphi$  приводит к росту других гармоник, и уже при  $\varphi = 10$  deg спектр становится хаотическим с преобладанием гармоник на частотах, близких к основной частоте колебаний поперечных компонент магнитного момента при  $\varphi = 0$ .

Заметим, что появление в спектре при  $\varphi = 0$  двух близких частот отражает характер биений рассматриваемых колебаний. Однако данный случай отличается от биений, возникающих при колебаниях одного объекта. Здесь при переходе в биениях от одного цуга к другому колебательная динамика переходит от одного диполя цепочки к соседнему при продвижении ДГ вдоль системы. Когда же рассматривается динамика суммарного магнитного момента системы, эта особенность оказывается не учитываемой и проявляется в появлении двух близких частот. В возникновении цугов участвуют следующие два периодических процесса: прецессия отдельных диполей в эффективном магнитном поле и перемещение

динамики вдоль дискретной цепочки. Первое задает основную частоту колебаний  $M_x$ , второе — периодичность возникновения цугов. Спектр второго процесса исследуется по гармоникам колебаний модуля поперечной компоненты магнитного момента  $|M_x|$ . Из рис. 9 видно, что при отклонении направления внешнего поля от оси системы спектр данных колебаний также переходит к хаотическому, и при  $\varphi = 20$  deg рассматриваемые колебательные цуги отсутствуют.

### 6. Влияние анизотропии на колебательные режимы

Рассматриваемые колебания оказываются достаточно чувствительными к возмущениям и действию дополнительных полей, в частности, полю анизотропии. Для учета анизотропии к эффективному полю (2), следует добавить поле анизотропии  $\mathbf{H}_{ai}$ , действующее на каждый магнитный момент системы. Например, в случае одноосной анизотропии поле анизотропии в безразмерных параметрах запишется в виде

$$\mathbf{h}_{ai} = \frac{a^3 \mathbf{H}_{ai}}{m} = \beta \mathbf{n}(\boldsymbol{\mu}_i \mathbf{n}), \tag{11}$$

где  $\mathbf{n}$  и  $\beta$  — орт выделенного направления и константа анизотропии.

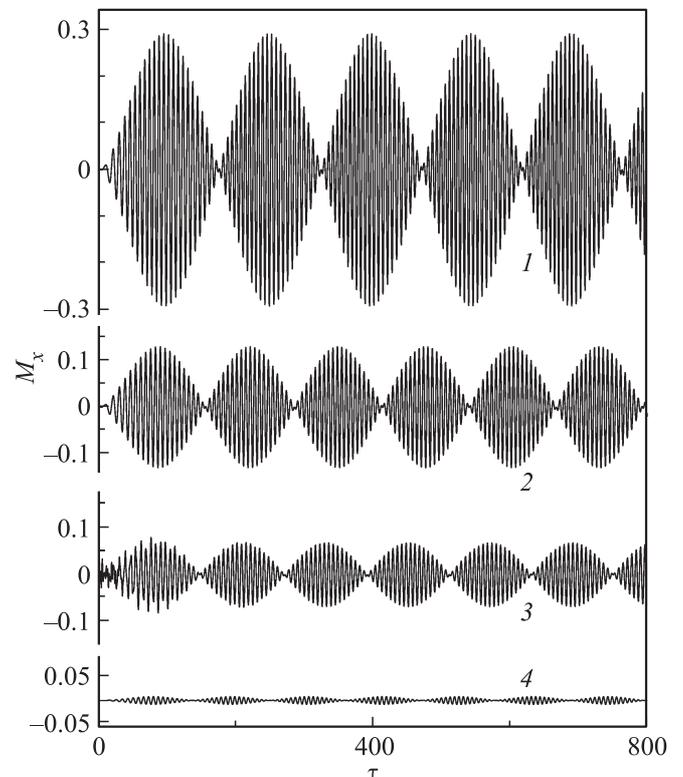
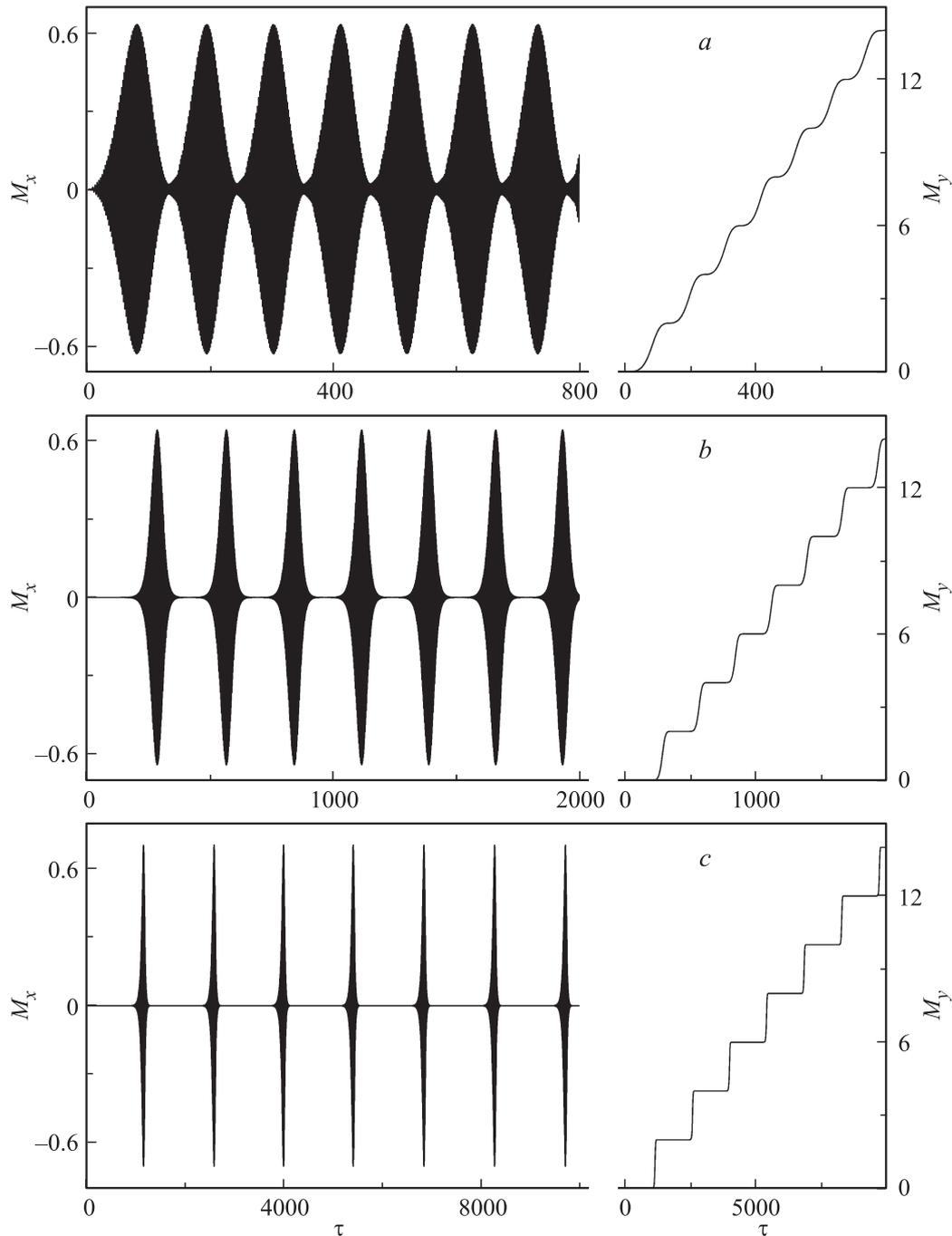


Рис. 10. Зависимость от времени поперечной компоненты суммарного магнитного момента при поле  $h = 1$  ( $\varphi = 0$ ) и  $\lambda = 1$  в случае одноосной анизотропии типа „легкая плоскость“ с  $\beta = -1, -1.5, -1.7, -2$  (кривые 1–4).



**Рис. 11.** Зависимость от времени поперечной и продольной компонент магнитного момента системы при  $h = 4$  ( $\varphi = 0$ ) и  $\lambda = 1$  в случае одноосной анизотропии типа „легкая ось“  $\beta = 0.7, 0.8, 1.5$  (a–c).

Рассмотрим случаи, когда осью анизотропии является ось цепочки. На рис. 10 приведена зависимость от времени поперечной компоненты суммарного магнитного момента системы при действии продольного внешнего поля  $h_y = 1$  на систему с  $\lambda = 1$  и анизотропией типа „легкая плоскость“ при  $\beta = -1, -1.5, -1.7, -2$  (кривые 1–4). Во всех приведенных случаях продольная компонента суммарного магнитного момента со временем растет по линейному закону и скорость ее

изменения (скорость перемагничивания системы) незначительно увеличивается с ростом анизотропии. Так, при начальной конфигурации с  $M_y(0) = 0$  в момент времени  $\tau = 1000$  для  $\beta = -1, -1.5, -2$ , соответственно  $M_y = 13.3, 15.3, 17.8$ . Однако, как видно из рисунка, когда легкой является плоскость, перпендикулярная оси системы, амплитуда колебаний поперечной компоненты падает с ростом поля анизотропии, и при  $\beta \leq -2$  становится менее 0.01.

На рис. 11 представлена зависимость от времени продольной и поперечной компонент суммарного магнитного момента. Продольное внешнее поле  $h = 4$  действует на систему с обменным параметром  $\lambda = 1$  и анизотропией типа „легкая ось“, которая совпадает с осью системы и имеет параметр  $\beta = 0.7, 0.8, 1.5$  ( $a-c$  соответственно). Видно, что скорость перемагничивания системы уменьшается с ростом анизотропии. При этом проявляются интервалы относительно быстрого и медленного изменения продольной компоненты магнитного момента. Зависимость от времени поперечных компонент в этом случае представляет собой разделенные цуги колебательной динамики, интервал между которыми растет с увеличением поля анизотропии.

## 7. Заключение

При движении ДГ под действием продольного статического поля в цепочке магнитных наноточек устанавливаются колебательные режимы поперечных составляющих суммарного магнитного момента цепочки. Амплитуда колебаний растет при усилении обменного взаимодействия, а частота пропорциональна величине внешнего поля. Зависимость скорости перемещения ДГ от параметра обменного взаимодействия имеет хорошо выраженный минимум при значении  $\lambda_c \approx e$  (для характерной длины обменного взаимодействия  $\kappa = 1$ ). Это значение разграничивает области, отвечающие нулевому значению магнитного момента ДГ и отличной от нуля поперечной его компоненты. В случае слабого обменного взаимодействия ( $\lambda < \lambda_c$ ) колебания поперечных компонент суммарного момента оказываются сильно модулированными, при этом частота модуляции убывает с ростом  $\lambda$ , а ее амплитуда близка к амплитуде на основной частоте колебаний. В результате, колебания представляют собой последовательность цугов, каждый из которых соответствует перемещению ДГ на один период цепочки. В случае сильного обменного взаимодействия ( $\lambda > \lambda_c$ ) частота модуляции растет с ростом  $\lambda$ , а амплитуда модуляции уменьшается, что приближает динамику поперечных компонент магнитного момента системы к одночастотным гармоническим колебаниям. При действии анизотропии типа „легкая плоскость“ с осью, ориентированной вдоль цепочки, скорость перемагничивания системы увеличивается, а амплитуда колебаний поперечной компоненты суммарного магнитного момента падает. При анизотропии типа „легкая ось“ скорость перемагничивания уменьшается, и колебания поперечных компонент магнитного момента системы представляют собой разделенные цуги, интервал между которыми растет с ростом поля анизотропии. В случае отклонения внешнего поля от оси цепочки скорость движения ДГ увеличивается, однако динамика поперечных компонент магнитного момента становится хаотической.

## Список литературы

- [1] Б.Н. Филиппов, Л.Г. Корзуни. ЖЭТФ **121**, 372 (2002).
- [2] Г.С. Кандаурова, В.Х. Осадченко, А.Г. Пашко. ФТТ **47**, 1806 (2005).
- [3] Д.И. Семенов, А.М. Шутый. УФН **177**, 831 (2007).
- [4] А.М. Шутый. ЖЭТФ **135**, 1009 (2009).
- [5] R. Skomski. J. Phys.: Cond. Matter **15**, R841 (2003).
- [6] A.A. Eliseev, A.S. Vyacheslavov, A.V. Lukashin, Yu.D. Tretyakov, I.P. Suzdalev, Yu.V. Maximov, P. Goernert. Int. J. Nanosci. **5**, 459 (2006).
- [7] Л.А. Головань, В.Ю. Тимошенко, П.К. Кашкаров. УФН **177**, 619 (2007).
- [8] С.А. Гусев, Ю.Н. Ноздрин, М.В. Сапожников, А.А. Фраерман. УФН **170**, 331 (2000).
- [9] I.M.L. Billas, J.A. Becker, A. Chatelain, W.A. de Heer. Phys. Rev. Lett. **71**, 4067 (1993).
- [10] С.П. Губин, Ю.А. Кокшаров. Неорган. материалы **38**, 1287 (2002).
- [11] И.Р. Каретникова, И.М. Нефедов, М.В. Сапожников, А.А. Фраерман, И.А. Шерешевский. ФТТ **43**, 2030 (2001).
- [12] S.S. Sosin, L.A. Prozorova, P. Bonville, M.E. Zhitomirsky. Phys. Rev. B **79**, 014419 (2009).
- [13] W. Söllinger, W. Heiss, R.T. Lechner, K. Rumpf, P. Granitzer, H. Krenn, G. Springholz. Phys. Rev. B **81**, 155213 (2010).
- [14] V.E. Kireev, B.A. Ivanov. JETP Lett. **94**, 306 (2011).
- [15] O. Kasyutich, R.D. Desautels, B.W. Southern, J. van Lierop. Phys. Rev. Lett. **104**, 127205 (2010).
- [16] V.N. Krivoruchko, M.A. Marchenko, Y. Melikhov. Phys. Rev. B **82**, 064419 (2010).
- [17] А.М. Шутый. ЖЭТФ **137**, 277 (2010).
- [18] А.М. Шутый. Письма в ЖЭТФ **97**, 601 (2013).