

05,01

## Динамика намагниченности одноосной наночастицы в области неколлинеарного ферромагнитного резонанса

© А.М. Шутый, Д.И. Семенцов

Ульяновский государственный университет,  
Ульяновск, Россия

E-mail: sementsovdi42@mail.ru

Поступила в Редакцию 24 июля 2022 г.

В окончательной редакции 24 июля 2022 г.

Принята к публикации 27 июля 2022 г.

Исследуется резонансная динамика магнитного момента одноосной эллипсоидальной наночастицы при ее подмагничивании вдоль оси симметрии и возбуждении поперечным высокочастотным полем в случае параметров (частоты, подмагничивающего поля и параметра формы), отвечающих неколлинеарной ориентации равновесной намагниченности и внешнего статического поля. Выявлены частотные области, где при слабом переменном поле прецессия становится нелинейной и реализуются динамическая бистабильность, а также сложные пространственные аттракторы и хаос.

**Ключевые слова:** эллипсоидальная наночастица, ферромагнитный резонанс, статическое и высокочастотное поле, нелинейность, эффективная анизотропия, бистабильность, регулярная и хаотическая прецессия.

DOI: 10.21883/FTT.2022.12.53645.448

### 1. Введение

Известно, что запись информации на решеточных структурах магнитных наночастиц (НЧ) основана на изменении равновесной конфигурации магнитных моментов отдельных НЧ за счет воздействия импульса локального магнитного поля. При этом считывание информации может быть реализовано за счет возбуждения возникшей конфигурации слабым радиоимпульсом на частоте ферромагнитного резонанса (ФМР) [1–5]. В этой связи значительный интерес проявляется к пониманию фундаментального поведения спиновой подсистемы во внешнем статическом и высокочастотном магнитном поле в НЧ со сложной конфигурацией внутренних полей, включающих обменное, диполь-дипольное и магнитостатическое поля, поле кристаллографической анизотропии. При этом многие особенности ФМР определяются геометрическими факторами — размером наноэлементов, формой и соотношением их сторон, пространственным расположением в структуре [6–9]. Поэтому многие исследования в этой области сосредоточены на исследованиях ФМР в тонкопленочных эллиптических и прямоугольных микрополосках нанометровой толщины, рассматриваемых как один из основных геометрических элементов для записи и обработки информации. При этом в эксперименте, наряду с основной „однородной“ модой ФМР, наблюдался зависящий от толщины резонансный пик, который связан с неоднородностью внутреннего поля и, соответственно, распределения намагниченности на углах и краях микрополосок [10,11].

Для интерпретации получаемых в этом случае результатов необходимо также учитывать, что положение линии ФМР и ее форма кроме конфигурации реше-

точной структуры существенно зависят от размера и симметрии, равновесного состояния намагниченности, типа и величины магнитной анизотропии отдельных НЧ. При этом неоднородность внутреннего магнитостатического поля вблизи границ микрополоски приводит к появлению в резонансном спектре локализованных краевых мод [12–17].

К особым свойствам 3D монодоменных НЧ, влияющим на их динамические характеристики, может быть также отнесена бистабильность, обусловленная наличием равновесных ориентационных состояний с неодинаковыми проекциями магнитного момента, между которыми возможны управляемые переходы с различными прецессионными режимами при перемагничивании [18–25]. Чтобы понять влияние бистабильности на ФМР, характер перемагничивания и динамику магнитного момента в решеточной структуре из НЧ, необходим учет указанных выше факторов в математической модели, описывающей высокочастотную динамику в отдельной НЧ.

Для монодоменной магнитоодноосной НЧ, имеющей форму эллипсоида вращения, при ориентации „легкой“ оси и подмагничивающего поля вдоль оси симметрии в зависимости от значений параметров системы, в частности от параметра формы  $n$  (отклонения от сферичности), имеет место два случая равновесной ориентации намагниченности по отношению к внешнему статическому полю: коллинеарное и неколлинеарное. В работе [25] для коллинеарного случая проведены исследования особенностей резонансной динамики при включении слабого поперечного высокочастотного поля. Было показано, что уже для слабо сплюснутой НЧ реализуется динамическая бистабильность и наблюдается отклонение ФМР от линейного. В данной работе на основе численно-

го решения уравнения Ландау–Лифшица–Гельмгольца (ЛЛГ) исследуются особенности резонансной динамики в случае неколлинеарной ориентации намагниченности и статического поля при слабом поперечном высокочастотном поле. Выявлены области параметров, отвечающие бистабильности прецессионных режимов и реализации как регулярных прецессионных режимов, так и высокоамплитудные хаотические колебания.

## 2. Основные соотношения

Рассмотрим образец, имеющий форму эллипсоида вращения. Будем считать, что наряду с анизотропией формы, у образца присутствует одноосная анизотропия, легкая ось которой совпадает с осью симметрии образца. В этом случае плотность свободной энергии содержит зеемановскую энергию, энергии анизотропии и полей рассеяния [26,27]:

$$F = -\mathbf{M}(\mathbf{H} + \mathbf{h}) - \frac{K_u}{M^2} (\mathbf{Mn})^2 \frac{1}{2} \mathbf{M}\hat{N}\mathbf{M}. \quad (1)$$

Здесь  $\mathbf{M}$  — намагниченность НЧ,  $\mathbf{H}$  и  $\mathbf{h}$  — статическое и высокочастотное поля,  $K_u$  — константа одноосной анизотропии,  $\mathbf{n}$  — орт оси анизотропии,  $\hat{N}$  — диагональный тензор размагничивающих коэффициентов, компоненты которого связаны соотношением  $N_x + N_y + N_z = 4\pi$  и зависят от параметра формы — отношения продольной и поперечной полуосей эллипсоида  $n = l_p/l_{\perp}$ . Для эллипсоида вращения удобно ввести параметры  $N_{\perp} = N_x = N_y$ ,  $N_p = N_z$  и  $\Delta N = N_{\perp} - N_p$ . При этом для вытянутого и сплюснутого эллипсоидов

$$\begin{aligned} \frac{\Delta N}{2\pi} &= 1 - \frac{3}{n^2 - 1} \\ &\times \left[ \frac{n}{\sqrt{n^2 - 1}} \ln \left( n + \sqrt{n^2 - 1} \right) - 1 \right] > 0, \quad n > 1, \\ \frac{\Delta N}{2\pi} &= 1 - \frac{3}{n^2 - 1} \\ &\times \left[ \frac{n}{\sqrt{n^2 - 1}} \arcsin \sqrt{n^2 - 1} - 1 \right] < 0, \quad n < 1. \quad (2) \end{aligned}$$

С учетом ориентации „легкой“ оси магнитной анизотропии вдоль оси симметрии образца удобно ввести в рассмотрение поле эффективной анизотропии  $H_{KN} = 2K_u/M_0 + M_0\Delta N$ , которое определяет его резонансное поведение (здесь  $M_0$  — намагниченность насыщения). Анализ показывает, что поле эффективной анизотропии в зависимости от  $n$  имеет области как отрицательных, так и положительных значений. Для используемых далее материальных параметров наночастицы  $M_0 = 800$  Gs и  $K_u = 10^5$  erg/cm<sup>3</sup> (близких к параметрам пермаллоя 80Ni20Fe) поле  $H_{KN} \approx 0$  при  $n = 0.94$ , при изменении  $n$  вблизи этого значения происходит смена знака поля  $H_{KN}$ .

Временная зависимость ориентации вектора  $\mathbf{M}$  и, следовательно, прецессионной динамики намагниченности НЧ для различных случаев подмагничивания и высокочастотной накачки определяются на основе численного решения уравнения ЛЛГ [26,27]:

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = -\gamma \mathbf{M} \times \mathbf{H}^{\text{eff}} + \frac{\alpha}{M} \mathbf{M} \times \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial M}, \quad (3)$$

где  $\gamma = 1.76 \cdot 10^7$  (Ое · с)<sup>-1</sup> — магнитомеханическое отношение,  $\alpha$  — безразмерная константа затухания, эффективное магнитное поле

$$\mathbf{H}^{\text{eff}} = -\frac{\partial F}{\partial \mathbf{M}} = \mathbf{H} + \mathbf{h} + \frac{2K}{M_0} \mathbf{n} + \hat{N}\mathbf{M}. \quad (4)$$

Равновесные значения полярного  $\theta_0$  и азимутального  $\varphi_0$  углов, которые определяют направление вектора  $\mathbf{M}$  по отношению к оси симметрии эллипсоида (ось  $OZ$ ) и перпендикулярной оси (например,  $OX$ ), находятся из условия  $\partial F/\partial \varphi = \partial F/\partial \theta = 0$ . При подмагничивании эллипсоидальной НЧ вдоль оси симметрии ( $\mathbf{H} \parallel \mathbf{n} \parallel OZ$ ) в базисной плоскости отсутствует зависимость от азимутального угла и равновесный угол  $\varphi_0$  можно считать равным нулю. Для вытянутой и сферической НЧ (при  $n \geq 1$ ) при любом значении поля  $H$  равновесный полярный угол  $\theta_0 = 0$ . Это значение угла  $\theta_0$  сохраняется и для сплюснутой НЧ ( $n < 1$ ) вплоть до значения  $\Delta N = -(H + H_u)/M_0$ . При дальнейшем уменьшении  $n$  угол  $\theta_0$  изменяется в соответствии с выражением

$$\cos \theta_0 = -H(H + \Delta N M_0)^{-1}. \quad (5)$$

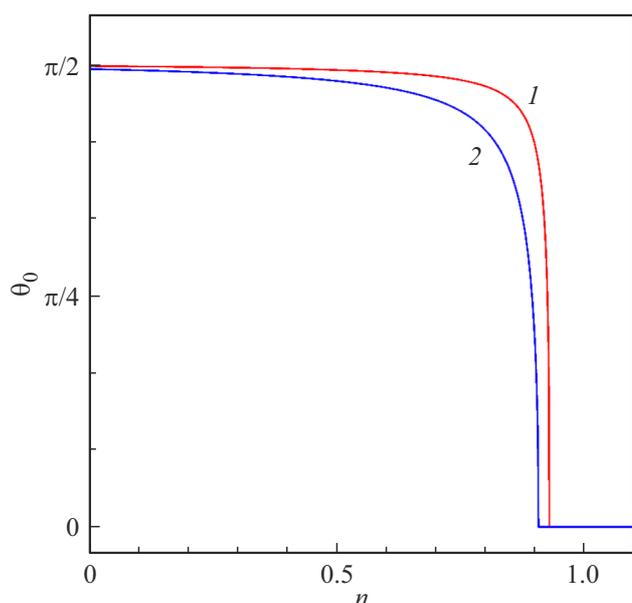
На рис. 1 приведена зависимость равновесного полярного угла  $\theta_0 = \arccos(M_z/M_0)$  для намагниченности НЧ от параметра формы  $n$ , полученная для двух значений внешнего поля  $H = 50, 150$  Ое. Видно, что в равновесном состоянии вектор  $\mathbf{M}$  при указанных значениях подмагничивающего поля остается параллельным внешнему полю и оси симметрии НЧ лишь при  $n > (0.928, 0.906)$  (кривые 1, 2 соответственно). При меньших значениях параметра формы угол начинает резко расти, стремясь к значению, близкому к  $\pi/2$ .

Частота линейной резонансной прецессии намагниченности в общем случае определяется выражением

$$\omega_r = \frac{\gamma}{M_0 \sin \theta_0} \left[ \left( \frac{\partial^2 F}{\partial \varphi^2} \right)_0 \left( \frac{\partial^2 F}{\partial \theta^2} \right)_0 - \left( \frac{\partial^2 F}{\partial \varphi \partial \theta} \right)_0^2 \right]^{1/2}, \quad (6)$$

где вторые производные от свободной энергии вычисляются для равновесных значений углов  $\varphi_0$  и  $\theta_0$ . При подмагничивании НЧ вдоль легкой оси и оси симметрии ( $\mathbf{H} \parallel \mathbf{n}$ ) в области значений  $n$ , где равновесный угол  $\theta_0$  равен нулю, зависимость резонансной частоты от внешнего поля с учетом (1) и (6) определяется выражением

$$\omega_r = \gamma \left( H + \frac{2K_u}{M_0} + M_0 \Delta N \right). \quad (7)$$



**Рис. 1.** Зависимости равновесного полярного угла намагниченности НЧ от параметра формы  $n$  при  $H = 50, 150$  Ое (кривые 1, 2).

Отметим, что даже достаточно малое отклонение формы НЧ от сферичности существенно влияет на величину  $\Delta N$ , что изменяет положение характерных значений частоты  $\omega_r(0)$  и резонансных зависимостей в целом. Как будет показано ниже, параметр формы  $n$  влияет также на прецессионную динамику намагниченности эллипсоидальной НЧ.

### 3. Особенности прецессионной динамики

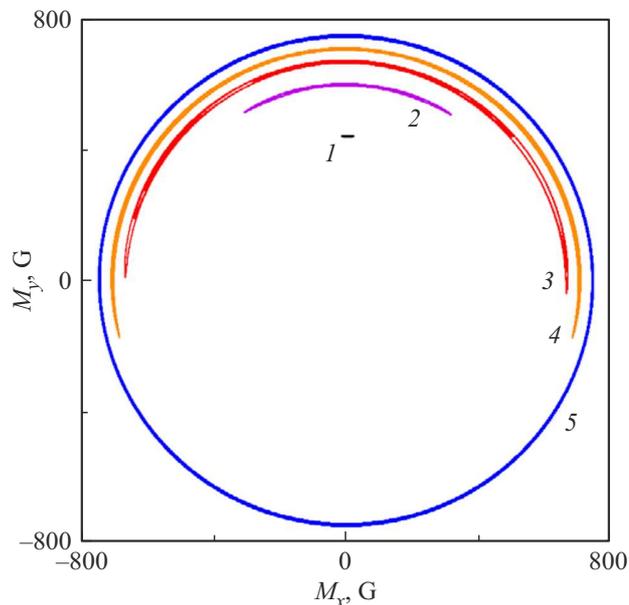
Рассмотрим динамику намагниченности НЧ под воздействием переменного магнитного поля  $\mathbf{h}(t) = \mathbf{h}_0 \sin \omega t$  при  $h_0 \ll H$  и выполнении ориентации  $\mathbf{h}_0 \perp \mathbf{H} \parallel OZ$ . Далее будем считать, что поле  $\mathbf{h}(t)$  поляризовано вдоль оси  $OY$ . Численное решение уравнений (3) проводилось с помощью метода Рунге–Кутты. Далее рассмотрим два случая — коллинеарности и неколлинеарности векторов  $\mathbf{M}_0$  и  $\mathbf{H}$ .

Резонансная динамика намагниченности при коллинеарной ориентации векторов  $\mathbf{M}_0$  и  $\mathbf{H}$  рассмотрена в работе [25], где показано, что при поперечной накачке слабым переменным полем реализуются большие углы резонансной прецессии, при которых амплитуда составляет  $0.5M_0$ , кроме того возникают эллиптические возмущения траектории прецессии и наблюдаются часто области, в которых имеет место динамическая бистабильность.

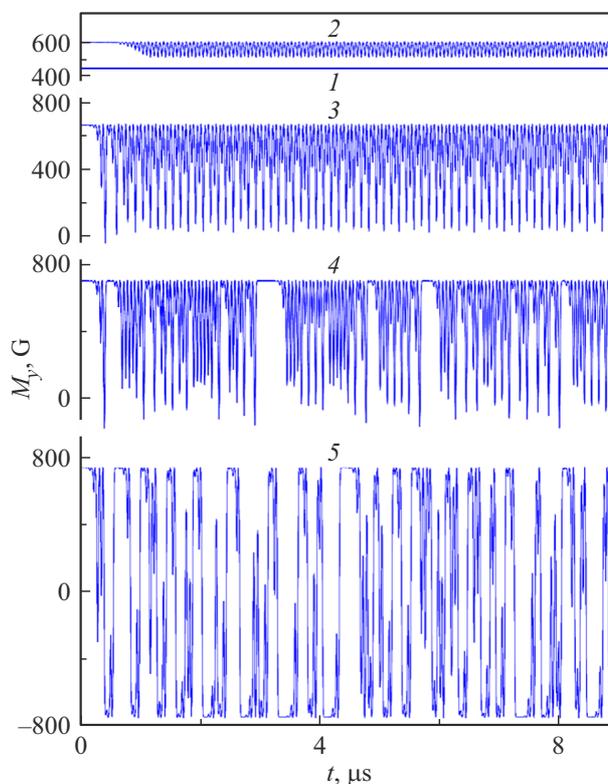
Рассмотрим теперь динамику намагниченности НЧ, у которой равновесная ориентация вектора  $\mathbf{M}$  не совпадает с осью симметрии  $OZ$ , а равновесным является

полярный угол  $\theta_0 \neq 0$ . Этой области на рис. 1 отвечает нелинейная зависимость угла  $\theta_0(n)$ .

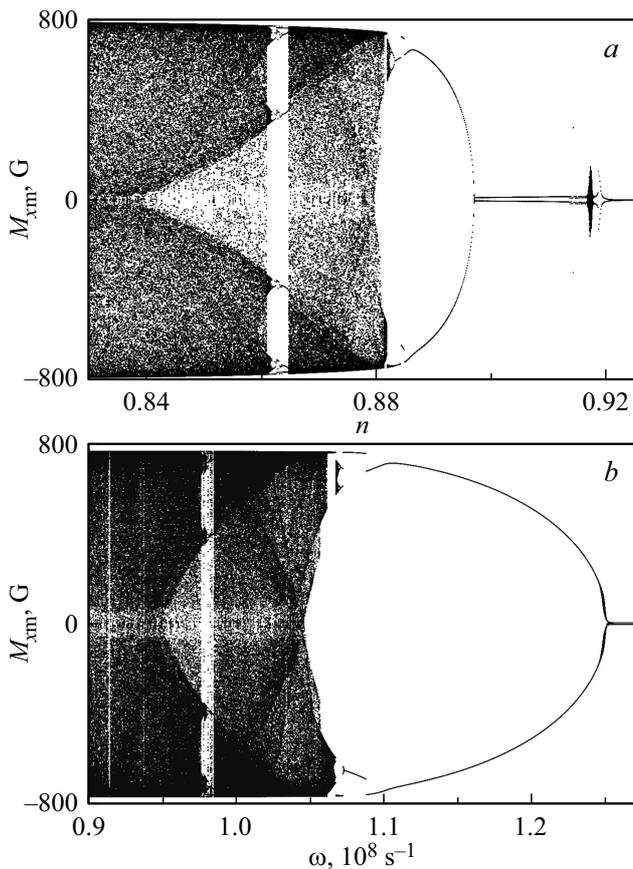
На рис. 2 приведены проекции на плоскость  $XY$  намагниченности НЧ при  $H = 150$  Ое и значениях параметра



**Рис. 2.** Проекция на плоскость  $XY$  намагниченности НЧ с  $n = 0.9, 0.89, 0.88, 0.87, 0.85$  (кр. 1–5) и  $\omega = 1 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$  (кр. 1–3, 5),  $\omega = 1.05 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$  (кр. 4),  $H = 150$  Ое,  $h_0 = 0.1$  Ое.



**Рис. 3.** Временная зависимость компоненты  $M_y$  при  $H = 150$  Ое,  $h = 0.1$  Ое,  $n = 0.9, 0.89, 0.88, 0.87$ , (кр. 1–5),  $\omega = 1 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$  (кр. 1–3, 5),  $\omega = 1.05 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$  (кр. 4).



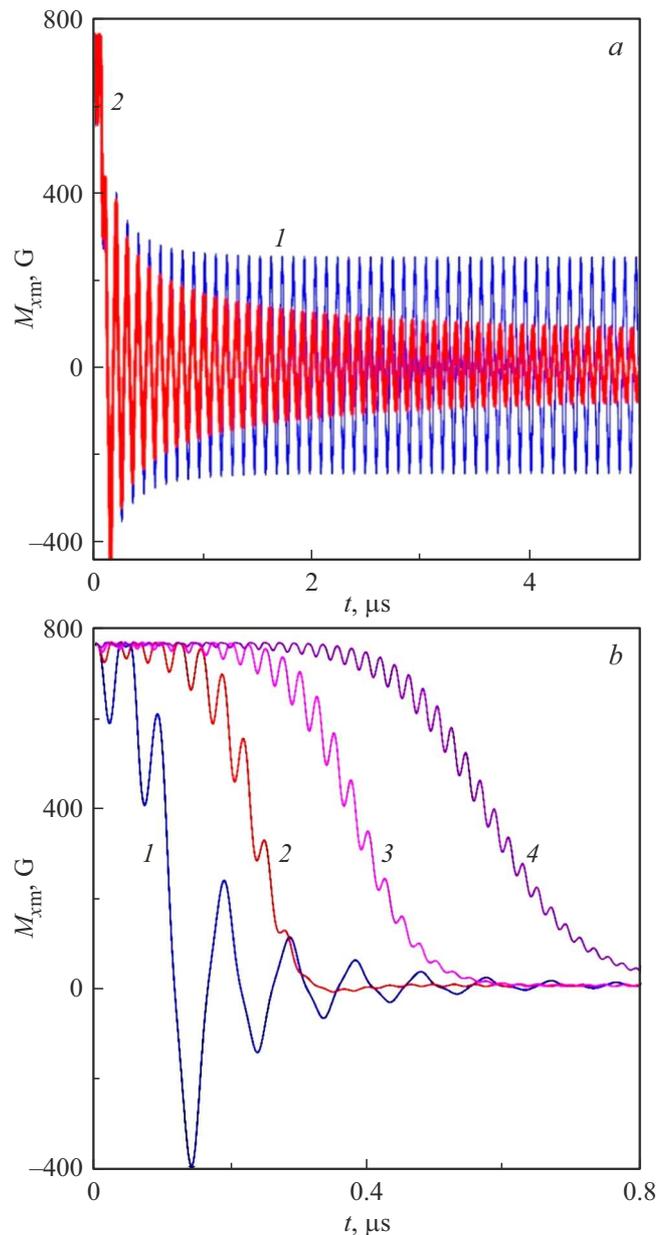
**Рис. 4.** Зависимости экстремальной компоненты  $M_{x\text{м}}$  от параметра  $n$  при  $\omega = 1 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$  (а) и от частоты при  $n = 0.87$  (б),  $h_0 = 0.1 \text{ Oe}$ ,  $H = 100 \text{ Oe}$ .

формы  $n = 0.9, 0.89, 0.88, 0.87, 0.85$  (кривые 1–5) в процессе прецессионного движения под воздействием линейно поляризованного вдоль оси  $Y$ , переменного поля с  $h_0 = 0.1 \text{ Oe}$  и  $\omega = 1 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$  (кривые 1–3, 5),  $\omega = 1.05 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$  (кривая 4). Видно, что при увеличении сплюснутости НЧ (т.е. уменьшении  $n$ ) увеличивается дуга, охватываемая прецессионной динамикой, которая при  $n = 0.85$  переходит в окружность. При этом амплитуда прецессии существенно зависит от параметров переменного поля. Отметим, что при одних и тех же параметрах, наряду с приведенными режимами, реализуются „симметричные“ режимы, в которых  $y$ -компонента прецессирующей намагниченности располагается преимущественно в отрицательной полуплоскости. Это указывает на наличие динамической бистабильности в прецессионных режимах намагниченности НЧ.

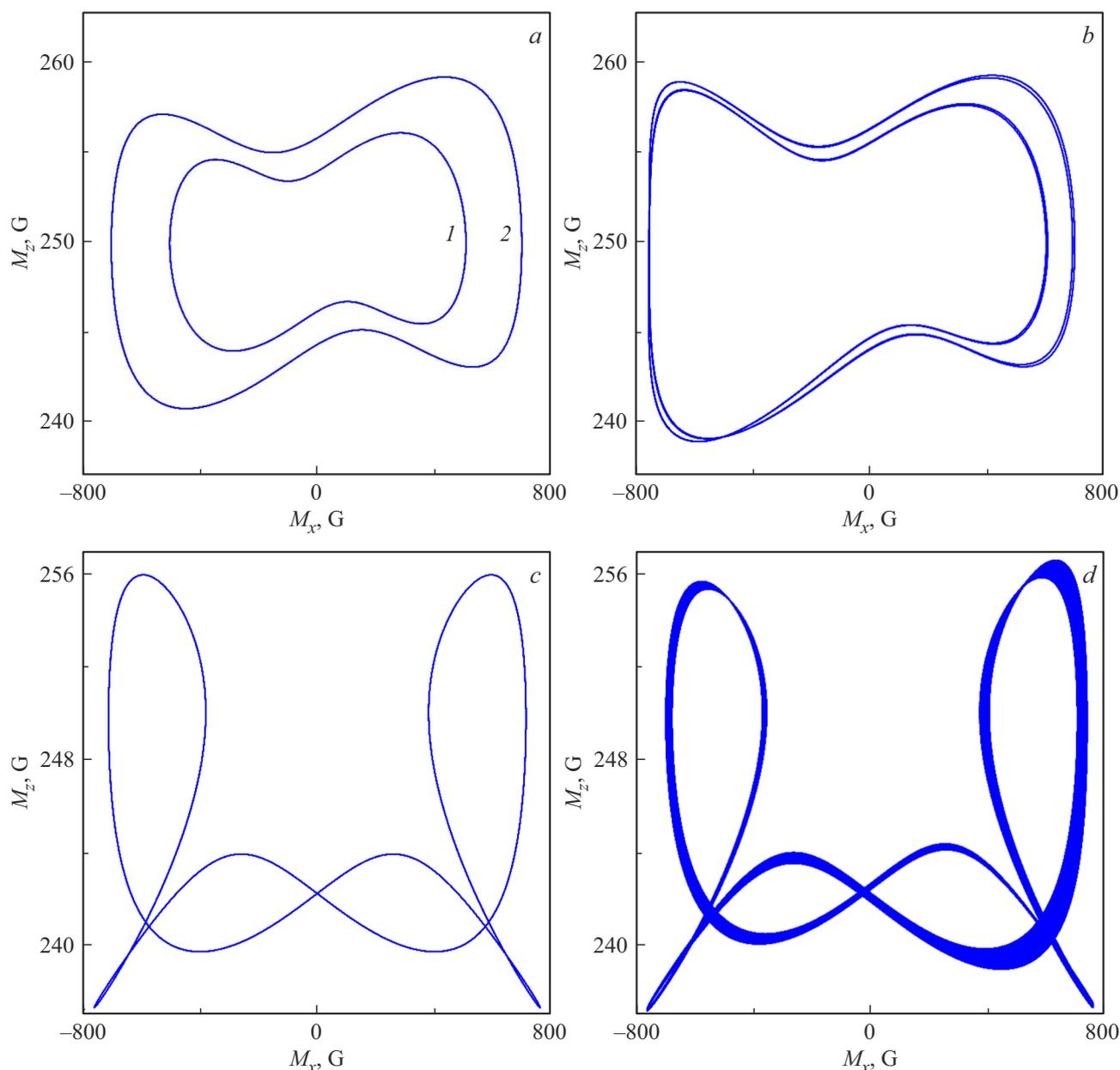
На рис. 3 приведена зависимость от времени  $y$ -компоненты намагниченности для случаев, отвечающих рис. 2. Видно, что колебания с малой прецессионной дугой близки к гармоническим. При уменьшении  $n$  и увеличении дуги прецессии возрастает нерегулярность колебаний, которая вначале сказывается только на их амплитуде, но затем и на временной повторяемости прецессионного режима. При этом наиболее выражен-

ной указанная нерегулярность становится для круговой проекции траектории.

Для более полного анализа влияния сплюснутости НЧ на динамику намагниченности построим бифуркационные диаграммы, т.е. зависимости экстремального значения одной из компонент намагниченности  $\mathbf{M}$  (в данном случае  $x$ -компоненты ( $M_{x\text{м}} \equiv M_{x\text{max}}, M_{x\text{min}}$ )) от параметра формы  $n$  при  $\omega = 1 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$  (а) и от частоты переменного поля при  $n = 0.87$  (б) при значениях  $h_0 = 0.01 \text{ Oe}$  и  $H = 100 \text{ Oe}$  (рис. 4). В случае отсутствия прецессии намагниченности значению переменной



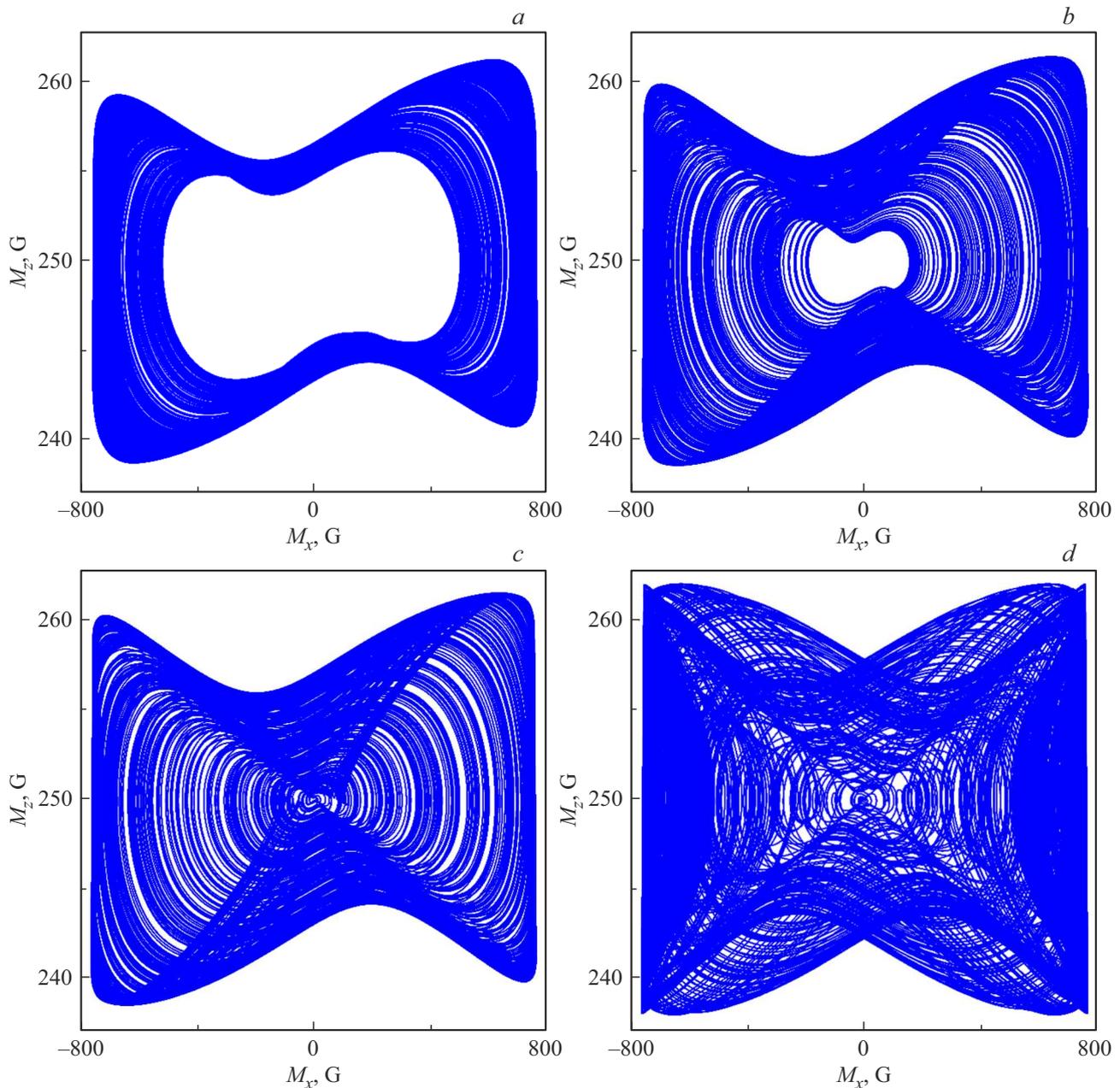
**Рис. 5.** Зависимость от времени компоненты  $M_x$  при перемагничивании НЧ под действием переменного поля  $h_y(t)$  на частотах  $\omega = (1.24, 1.25) \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$  (а — кр. 1, 2) и  $\omega = (1.3, 2, 2.5, 3) \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$  (б — кр. 1–4),  $n = 0.87$ ,  $h_0 = 0.1 \text{ Oe}$ ,  $H = 100 \text{ Oe}$ .



**Рис. 6.** Проекция траекторий вектора  $\mathbf{M}$  в случае регулярной динамики при  $\omega = (1.2, 1.12) \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$  ( $a$  — кр. 1, 2) и  $\omega = (1.07, 0.98) \cdot 10^8$  ( $b, c$ ); в случае слабой хаотичности при  $\omega = 0.977 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$  ( $d$ );  $h_0 = 0.1 \text{ Oe}$ ,  $H = 100 \text{ Oe}$ ,  $n = 0.87$ .

( $n$  или  $\omega$ ) на диаграмме отвечает только одна точка; в случае регулярных колебаний — две или счетное число точек; если же значению параметра на диаграмме отвечает несчетное число точек (которые при увеличении времени численного моделирования сливаются в темные области), то имеет место хаотический динамический режим. Из диаграммы ( $a$ ) видно, что при достаточно малой сплюснутости ( $0.92 < n < 1$ ) прецессия практически отсутствует, так как еще велико эффективное магнитное поле, удерживающее намагниченность вблизи равновесного положения. В случае  $0.897 < n < 0.92$  возникают низкоамплитудные колебания ( $|M_{x\text{m}}| \approx 10 \text{ G}$ ). При дальнейшем уменьшении  $n$  имеет место быстрое

нарастание амплитуды регулярной прецессионной динамики намагниченности до  $|M_{x\text{m}}| \approx 650 \text{ G}$ . Далее возникает усложнение траектории колебаний, и при  $n < 0.882$  динамика входит в область хаотических колебаний, в которой присутствуют узкие области регулярной прецессии со сложными траекториями и периодом, кратным периоду переменного поля. Диаграмма ( $b$ ) аналогична: при частоте переменного поля  $\omega \geq 1.25 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$  прецессия практически отсутствует (т.е. указанные параметры достаточно удалены от резонансных значений) с уменьшением частоты наблюдается рост амплитуды регулярных колебаний до  $|M_{x\text{m}}| \approx 750 \text{ G}$ , при  $\omega \leq 1.07 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$  динамика намагниченности оказывается в области хаоса,



**Рис. 7.** Проекция траекторий вектора  $\mathbf{M}$  в случае хаотической динамики при  $\omega = (1.06, 1.05, 1.4, 1) \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$  (a–d);  $h_0 = 0.1 \text{ Oe}$ ,  $H = 100 \text{ Oe}$ ,  $n = 0.87$ .

включающей узкие области регулярной прецессии. Из структуры приведенных диаграмм также видно, что аттракторы хаотических режимов будут меняться с изменением указанных параметров.

В подтверждение сказанному на рис. 5, *a, b* приведена временная зависимость компоненты  $M_x$  для НЧ с параметром формы  $n = 0.87$  в статическом поле  $H = 100 \text{ Oe}$  при включении переменного поля  $h_y(t)$ , у которого амплитуда  $h_0 = 0.1 \text{ Oe}$ , а частота  $\omega = (1.24, 1.25) \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$  (*a* — кривые 1, 2) и  $\omega = (1.3, 2, 2.5, 3) \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$  (*b* — кривые 1–4). В начальном состоянии  $M_y(0) = 0$ , а полярный угол отвечает равновесному значению для

заданных  $n$  и  $H$ . Видно, что в случае (*b*) все частоты лежат в области, отвечающей отсутствию стационарного колебательного режима (см. бифуркационную диаграмму). Поэтому при включении высокочастотного поля магнитный момент НЧ в режиме быстро затухающих колебаний за достаточно малый промежуток времени ( $\tau < 1 \mu\text{s}$ ) переходит в состояние покоя. В случае (*a*) частота для кривой 1 лежит уже в области высокоамплитудных колебаний, поэтому намагниченность из начального состояния под действием переменного поля переходит в установившийся колебательный режим с амплитудой, существенно отличной от нуля. Для кри-

вой 2 стационарная прецессия уже отсутствует, при этом частота лежит вблизи границы, разделяющей область стационарных колебаний и область, где незатухающие прецессионные режимы отсутствуют. Поэтому возникающие под действием переменного поля колебания являются переходными динамическими состояниями с большим временем затухания ( $\tau \gg 1 \mu\text{s}$ ).

Как отмечалось выше, прецессионные режимы с дугообразными проекциями траекторий на плоскость  $XU$  (см. рис. 2) связаны с прецессионной динамической бистабильностью. Чтобы явно продемонстрировать указанную бистабильность рассмотрим основные регулярные и хаотические прецессионные режимы для НЧ с параметром  $n = 0.87$ , которые устанавливаются при  $h_0 = 0.1 \text{ Oe}$  и  $H = 100 \text{ Oe}$  на разных частотах. На рис. 6 приведены проекции траекторий вектора  $\mathbf{M}$  на плоскость  $XZ$  в случае регулярной динамики на частотах  $\omega = (1.2, 1.12) \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$  ( $a$  — кривые 1, 2),  $\omega = (1.07, 0.98) \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$  ( $b, c$ ) и в случае режима со слабо выраженной хаотичностью на частоте  $\omega = 0.977 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$  ( $d$ ). Заметим, что аттрактор ( $d$ ) возникает в результате хаотизации и расширения аттрактора регулярного режима ( $c$ ). Данный режим расположен в узкой области регулярной динамики внутри области хаоса (см. бифуркационную диаграмму), и при дальнейшем уменьшении частоты хаотичность колебаний резко нарастает и формируется стохастический режим с симметричным (в отличие от случая ( $d$ )) аттрактором. Режимы ( $a$ ) имеют наиболее простые аттракторы и устанавливаются на относительно больших частотах, вплоть до частот, на которых прецессия прекращается. Регулярная прецессия ( $b$ ) имеет кратный период относительно периода переменного поля  $T = 8\pi/\omega$ . Проекциями аттракторов на плоскость  $XZ$  является окружность в случаях ( $c, d$ ) и дуга в случаях ( $a, b$ ).

На рис. 7 для используемых выше параметров поля и сплюснутости НЧ и частоты  $\omega = (1.06, 1.5, 1.04, 1) \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$  ( $a-d$ ) приведены проекции траекторий намагниченности НЧ на плоскость  $XZ$ , показывающие развитие хаотичности динамики при небольшом уменьшении частоты переменного поля. Максимальная хаотичность возникает в случае, когда проекцией аттракторов на плоскость  $XU$  становится окружность ( $d$ ), в случаях ( $a-c$ ) данные проекции являются дугами.

#### 4. Заключение

Проведенный анализ показывает, что ФМР монодоменной НЧ с формой сплюснутого эллипсоида вращения и „легкой“ осью, совпадающей с осью симметрии, при подмагничивании вдоль этой оси и поперечной накачке слабым переменным полем ( $h_0 \ll H$ ) существенно отличается в случае неколлинеарной ориентации намагниченности и статического поля. При ранее исследованной коллинеарной исходной ориентации прецессионные режимы в большинстве случаев близки к линейному

магнитному резонансу, за исключением реализации уже при слабых переменных полях больших углов прецессии и возникновения нутационного движения намагниченности. Неколлинеарный случай имеет место при отрицательной разности подмагничивающего поля и поля эффективной анизотропии. Исходная ориентация намагниченности при этом не совпадает с осью анизотропии и подмагничивающим полем, легким становится конус направлений, определяемый только равновесным полярным углом. В этом случае имеет место бистабильность прецессионных режимов, и в зависимости от частоты слабое переменное поле возбуждает как регулярные прецессионные режимы, включая прецессию с амплитудой, близкой к  $M_0$ , так и различные высокоамплитудные хаотические колебания.

Отметим, что при используемых в работе амплитуде и частоте поля накачки однородная мода сильно удалена по частоте от спин-волновой моды, поэтому отсутствует передача энергии от однородной прецессии спиновым волнам и нет развития спин-волновых неустойчивостей [28].

В заключение также укажем на ограничения, накладываемые на размер НЧ, связанные с требованием однородности намагниченности [29]: в присутствии высокочастотного поля необходимо, чтобы максимальный размер НЧ  $d$  был намного меньше глубины скин-слоя  $\delta$ . Для НЧ из пермаллоя должно выполняться условие  $d \ll \delta \approx 10^{-4} \text{ см}$ ; тепловые флуктуации могут существенно влиять на прецессионную динамику намагниченности НЧ. Их влияние описывается множителем  $(-\Delta U/k_B T)$  [3], где  $\Delta U$  — потенциальный барьер, разделяющий „легкое“ и „трудное“ направления. Тепловое возбуждение не нарушает прецессионную динамику, если размер НЧ  $d > d_{\min} \approx 10 \text{ нм}$ ; требование однодоменности НЧ, для выполнения которого ее радиус должен быть меньше  $R_{cr} \approx \sigma_s/M_0^2$ , где поверхностная энергия доменной границы (для пермаллоя  $\sigma_s \approx 1 \text{ эрг/см}^2$ ). Поэтому для исследуемой нами НЧ необходимо, чтобы  $d < 2R_{cr} \approx 30 \text{ нм}$ .

Таким образом, наиболее оптимальным размером НЧ для наблюдения ФМР является  $d \in (10 \div 30) \text{ нм}$ . Отметим при этом, что по данным работы [30] металлические частицы с  $d \approx 40 \div 50 \text{ нм}$  следует считать однодоменными.

#### Финансирование работы

Работа поддержана Министерством науки и высшего образования РФ в рамках государственного задания № 0830-2020-0009.

#### Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

## Список литературы

- [1] E.Z. Meilikhov, R.M. Farzetdinova. *J. Magn. Magn. Mater.* **268**, 237 (2004).
- [2] N. Eibagi, J.J. Kan, F.E. Spada, E.E. Fullerton. *IEEE Magn. Lett.* **3**, 4500204 (2012).
- [3] Е.З. Мейлихов, Р.М. Фарзетдинова. *ФТТ* **56**, *4*, 2326 (2014).
- [4] R. Berger, J.-C. Bissey, J. Kliava, H. Daubric, C. Estournés. *J. Magn. Magn. Mater.* **234**, 535 (2001).
- [5] Р.Б. Моргунов, А.И. Дмитриев, Г.И. Джардималиева, А.Д. Помогайло, А.С. Розенберг, Y. Tanimoto, M. Leonowicz, E. Sowka. *ФТТ* **49**, *8*, 1436 (2007).
- [6] G. Gubbiotti, G. Carlotty, T. Okuno, L. Giovannini, F. Montoncello, F. Nizzoli. *Phys. Rev. B* **72**, 184419 (2005).
- [7] K.D. Usadel. *Phys. Rev. B* **73**, 212905 (2006).
- [8] V.V. Kruglyak, S.O. Demokritov, D. Grundler. *J. Phys. D* **43**, 264001 (2010).
- [9] A. Moser, K. Takano, D.T. Margulies, M. Albrecht, Y. Sonobe, Y. Ikeda, S.H. Sun, E.E. Fullerton. *J. Phys. D* **35**, *19*, R157 (2002).
- [10] V. Flovik, F. Macia, J. M. Hernandez, R. Bručas, M. Hanson, E. Wahlström. *Phys. Rev. B* **92**, 104406 (2015).
- [11] А.М. Биллер, О.В. Столбов, Ю.Л. Райхер. *Вычислительная механика сплошных сред* **8**, *3*, 273 (2015).
- [12] M.P. Wismayer, B.W. Southern, X.L. Fan, Y. S. Gui, C.-M. Hu, R. E. Camley. *Phys. Rev. B* **85**, 064411 (2012).
- [13] M. Pardavi-Horvath, B.J. Ng, F.I. Gastano, H.S. Körner, C. Garcia, C.A. Ross. *J. Appl. Phys.* **110**, 053921 (2011).
- [14] N. Yu Grigoryeva, D.A. Popov, B.A. Kalinikos. *Phys. Solid State* **56**, *9*, 1806. (2014).
- [15] А.М. Шутый, Д.И. Семенцов. *Письма в ЖЭТФ* **99**, *12*, 806 (2014).
- [16] C. Wen-Bing, H. Man-Gui, Z. Hao, O. Yu, D. Long-Jiang. *Chin. Phys. B* **19**, *8*, 087502 (2010).
- [17] E.V. Skorohodov, R.V. Gorev, R.R. Ykubov E.S. Demidov, Yu.V. Khivintsev, Y. Filimonov, V.L. Mironov. *J. Magn. Magn. Mater.* **424**, 118 (2017).
- [18] D.V. Vagin, O.P. Polyakov. *J. Magn. Magn. Mater.* **320**, 3394 (2008).
- [19] D. Laroze, P. Vargas, C. Cortes, G. Gutierrez. *J. Magn. Magn. Mater.* **320**, 1440 (2008).
- [20] R.K. Smith, M. Grabowski, R. Camley. *J. Magn. Magn. Mater.* **322**, 2127 (2010).
- [21] M. Phelps, K. Livesey, A. Feron, R. Camley. *Europhys. Lett.* **109**, 37007 (2015).
- [22] А.М. Шутый, S.V. Eliseeva, D.I. Sementsov. *Phys. Rev. B* **91**, *2*, 024421 (2015).
- [23] А.М. Шутый, D.I. Sementsov. *J. Magn. Magn. Mater.* **401**, *3*, 1033 (2016).
- [24] Т.М. Василевская, А.М. Шутый, Д.И. Семенцов. *ФТТ* **64**, *2*, 200 (2022).
- [25] А.М. Шутый, Т.М. Василевская, Д.И. Семенцов. *ФТТ* **64**, *6*, 646 (2022).
- [26] А.Г. Гуревич, Г.А. Мелков. *Магнитные колебания и волны*. Наука, М. (1994).
- [27] В.Г. Шавров, В.И. Щеглов. *Динамика намагниченности в условиях изменения её ориентации*. Физматлит, М. (2019).
- [28] П.Е. Зильберман, А.Г. Темиряев, М.П. Тихомирова. *ЖЭТФ* **108**, 281 (1995).
- [29] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. *Теоретическая физика. Т. VIII*. Наука М. (1982).
- [30] С.А. Непийко. *Физические свойства малых металлических частиц*. Наук. думка, Киев (1985).

*Редактор Т.Н. Василевская*