

05,01

Ферромагнитный резонанс в монодоменной частице с одноосной анизотропией при продольной накачке

© Т.М. Василевская, Д.И. Семенцов[¶], А.М. Шутый

Ульяновский государственный университет,
Ульяновск, Россия

[¶] E-mail: sementsovdi42@mail.ru

Поступила в Редакцию 28 сентября 2021 г.

В окончательной редакции 28 сентября 2021 г.

Принята к публикации 10 октября 2021 г.

На основе анализа прецессионной динамики намагниченности монодоменной магнитоодноосной частицы эллипсоидальной формы в спектре ферромагнитного резонанса, отвечающего случаю подмагничивания вдоль „трудной“ оси, при продольной накачке слабым высокочастотным полем выявлен дополнительный резонансный пик вблизи поля эффективной анизотропии H_{KN} . Появление указанного пика связано с проявлением угловой бистабильности, возникающей из-за наличия двух симметричных угловых положений равновесия намагниченности частицы в поле, меньшем поля H_{KN} .

Ключевые слова: ферромагнитный резонанс, „трудная“ плоскость, продольная накачка, бистабильность, эффективная анизотропия, прецессионная траектория, высокочастотный отклик.

DOI: 10.21883/FTT.2022.02.51948.214

1. Введение

Особенности динамического поведения дипольных решеточных структур связаны не только с дискретным, пространственным упорядочением наночастиц и характером их взаимодействия, но также с магнитными свойствами отдельных частиц, составляющих решетку. Прецессионная динамика магнитного момента отдельной монодоменной микро- и наночастицы во многом определяется ее размерами, симметрией, магнитной анизотропией, а также величиной и ориентацией внешних статического и переменного полей [1–8].

Одним из проявлений динамики магнитного момента (ММ) в высокочастотном поле является ферромагнитный резонанс (ФМР) [9–11]. Известно, что для магнитоодноосной пленки, намагниченной в своей плоскости вдоль „трудной“ оси, в спектре ФМР на низких частотах имеются две резонансные ветви с разным характером зависимости частоты от подмагничивающего поля [10]. При значении поля, где обе ветви смыкаются, резонансная частота стремится к нулю. Для конечного значения частоты при указанном значении поля, согласно теории, резонансный пик отсутствует. Между тем, в работе [12] такой пик экспериментально обнаружен, а в работе [13] было показано, что появление этого резонансного пика связано с проявлением угловой бистабильности в прецессионном движении ММ пленки.

Поскольку характер основных резонансных зависимостей во многом является общим для образцов разного состава, геометрии, анизотропии, считаем, что подобного рода резонансные особенности могут проявляться в спектрах ФМР отдельной монодоменной одноосной микро- или наночастицы и, следовательно, в решетках из

таких частиц. В настоящей работе на основе численного решения уравнения Ландау–Лифшица и анализа прецессионной динамики ММ однородно намагниченного эллипсоидального образца показано, что наличие двух близких угловых положений равновесия при подмагничивании в „трудном“ направлении полем, значение которого близко к полю эффективной анизотропии H_{KN} , приводит к резонансному отклику и бистабильности прецессии ММ даже при продольной накачке слабым высокочастотным полем (т. е. при $\mathbf{h} \parallel \mathbf{H}_0$ и $h \ll H_0$). При этом величина резонансного отклика оказывается даже сильнее, чем при поперечной накачке (когда $\mathbf{h} \perp \mathbf{H}_0$). Отметим также, 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 [14–16].

2. Общие соотношения

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

$$F = -\mathbf{M}(\mathbf{H}_0 + \mathbf{h}) + K \sin^2 \theta + \frac{1}{2} \mathbf{M} \hat{\mathbf{N}} \mathbf{M}. \quad (1)$$

Здесь: K — константа одноосной анизотропии, θ — полярный угол вектора \mathbf{M} , отсчитываемый от оси

симметрии эллипсоида (ось OZ), \widehat{N} — диагональный тензор, компоненты которого связаны соотношением $N_x + N_y + N_z = 4\pi$ и зависят от отношения продольной и поперечной полуосей эллипсоида $n = l_{\parallel}/l_{\perp}$ [10]. Для вытянутого эллипсоида вращения $n > 1$, $N_x = N_y = N_{\perp}$, $N_z = N_{\parallel}$ и

$$\Delta N = N_{\perp} - N_{\parallel} = 2\pi \left\{ 1 - \frac{3}{n^2 - 1} \left[\frac{n}{\sqrt{n^2 - 1}} \ln(n + \sqrt{n^2 - 1}) - 1 \right] \right\}. \quad (2)$$

Отдельные компоненты тензора \widehat{N} могут быть записаны в виде

$$N_{\parallel} = \frac{4\pi}{3} - \frac{2}{3} \Delta N, \quad N_{\perp} = \frac{4\pi}{3} + \frac{1}{3} \Delta N. \quad (3)$$

Временная зависимость ориентации вектора и особенности его прецессионной динамики для различных случаев подмагничивания и высокочастотной накачки частицы определяются на основе численного решения уравнения Ландау–Лифшица, записанного в сферических координатах [11]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \theta}{\partial t} &= -\frac{\gamma \alpha}{M} \frac{\partial F}{\partial \theta} - \frac{\gamma}{M \sin \theta} \frac{\partial F}{\partial \varphi}, \\ \frac{\partial \varphi}{\partial t} &= \frac{\gamma}{M \sin \theta} \frac{\partial F}{\partial \theta} - \frac{\gamma \alpha}{M \sin^2 \theta} \frac{\partial F}{\partial \varphi}, \end{aligned} \quad (4)$$

где α — безразмерная константа затухания, а плотность свободной энергии образца определена соотношением (1). В общем случае частота резонансной прецессии намагниченности определяется общим выражением

$$\omega_{\text{res}} = \frac{\gamma}{M \sin \theta} \left[\left(\frac{\partial^2 F}{\partial \varphi^2} \right)_0 \left(\frac{\partial^2 F}{\partial \theta^2} \right)_0 - \left(\frac{\partial^2 F}{\partial \varphi \partial \theta} \right)_0^2 \right]^{1/2}, \quad (5)$$

где вторые производные от свободной энергии вычисляются для равновесных значений углов φ_0 и θ_0 , которые находятся из условия $\partial F/\partial \varphi = \partial F/\partial \theta = 0$.

При подмагничивании вытянутого эллипсоида вдоль оси симметрии ($\mathbf{H}_0 \parallel \mathbf{n}$) равновесный угол θ_0 равен нулю при любых значениях поля H_0 , а резонансная зависимость в этом случае определяется высокочастотной ветвью ФМР:

$$\begin{aligned} \omega_{\text{res}} &= \gamma(H_0 + H_{\text{KN}}) \\ &= \gamma[H_0 + 2K/M_0 + (3N_{\perp} - 4\pi)M_0], \end{aligned} \quad (6)$$

где $\gamma = 1.76 \cdot 10^7$ (Ое \cdot с) $^{-1}$, $H_{\text{KN}} = 2K/M_0 + \Delta N M_0$ — поле эффективной анизотропии.

При подмагничивании эллипсоида в „трудной“ плоскости $\mathbf{H}_0 \perp \mathbf{n}$ в равновесном состоянии вектор \mathbf{M}_0 лежит в плоскости векторов $(\mathbf{n}, \mathbf{H}_0)$. При этом отсчитываемый

от направления поля \mathbf{H}_0 (например, от оси OX) равновесный азимутальный угол $\varphi_0 = 0$, а угол θ_0 определяется выражениями

$$\sin \theta_0 = \begin{cases} 1, & H_0 > H_{\text{KN}} \\ \pm \frac{H_0}{H_{\text{KN}}}, & H_0 < H_{\text{KN}} \end{cases}. \quad (7)$$

Полевые зависимости резонансных частот в рассматриваемых случаях с учетом (1) и (5) определяются выражениями

$$\omega_{\text{res}} = \begin{cases} \gamma \sqrt{H_{\text{KN}}^2 - H_0^2}, & H_0 < H_{\text{KN}} \\ \gamma \sqrt{H_0(H_0 - H_{\text{KN}})}, & H_0 > H_{\text{KN}} \end{cases}. \quad (8)$$

Из (8) следует, что одна из резонансных ветвей лежит в области полей $H_0 < H_{\text{KN}}$, другая — в области $H_0 > H_{\text{KN}}$, поэтому одному значению частоты $\omega < \omega_0$ отвечают два значения резонансного поля:

$$H_{\text{res}}^{(1,2)} = \begin{cases} \sqrt{H_{\text{KN}}^2 - \omega^2/\gamma^2} \\ \frac{1}{2} \left(H_{\text{KN}} + \sqrt{H_{\text{KN}}^2 + 4\omega^2/\gamma^2} \right) \end{cases}. \quad (9)$$

3. Условия однородности намагниченности

Вначале укажем на ограничения, накладываемые на размер частицы, динамику ММ которой мы рассматриваем. Здесь и далее использовались параметры материала частицы, близкие к характеристикам пермаллоя 80Ni20Fe: $4\pi M_0 = 10^4$ Гс, $K = 10^4$ эрг/см 3 , $\sigma \approx 10^{18}$ с $^{-1}$, $\alpha = 0.01$, частота СВЧ-поля $\omega = 2 \cdot 10^8$ с $^{-1}$ и $n = 1.02$. Чтобы сохранялось однородное распределение намагниченности по образцу в присутствии СВЧ поля необходимо, чтобы максимальный размер частицы d был намного меньше глубины скин-слоя $\delta = c/(2\pi\sigma\omega\mu)^{1/2}$ [18]. Для указанных значений параметров и $c = 3 \cdot 10^{10}$ см/с, $\mu \approx 100$ получаем $d \ll \delta \approx 10^{-4}$ см.

Следующее ограничение накладывается из-за наличия тепловых флуктуаций, которые могут нарушать прецессионную динамику, определяемую в каждый момент времени действующим на ММ эффективным полем. Влияние тепловых флуктуаций описывается экспоненциальным множителем $\exp(\Delta U/kT)$ [19], где $\Delta U = \Delta N^{\text{ef}} M_0^2 V/2$ — потенциальный барьер, разделяющий направления вдоль „легкой“ оси и в „трудной“ плоскости, V — объем частицы, $\Delta N^{\text{ef}} = H_{\text{KN}}/M_0$ — параметр эффективной анизотропии. Чтобы тепловое возбуждение не нарушало прецессионную динамику, необходимо выполнение условия $V > V_{\text{min}}$ [5], где $V_{\text{min}} = 2kT/N^{\text{ef}} M_0^2 \approx 10^{-18}$ см 3 . Таким образом, для частицы сферической (или близкой к сферической) ее диаметр $d > d_{\text{min}} \approx 10$ нм.

Еще одно ограничение связано с требованием однодоменности частицы, которое при дальнейшем рассмотрении считается выполненным. Для однодоменной частицы ее радиус должен быть меньше $R_{cr} \approx \sigma_s/M_0^2$, где поверхностная энергия доменной границы для пермаллоя $\sigma_s \approx 1 \text{ erg/cm}^2$. Поэтому для исследуемой нами частицы необходимо условие $d < 2R_{cr} \approx 30 \text{ nm}$. Согласно проведенным оценкам, оптимальным размером частицы для наблюдения ФМР является $10 < d < 30 \text{ nm}$. Отметим однако, что по данным работы [20] металлические цилиндрические частицы с диаметром $d \approx 40\text{--}50 \text{ nm}$ и высотой $h \approx 45 \text{ nm}$ следует считать однодоменными.

4. Численный анализ

На рис. 1 (a, b) приведены полевые зависимости равновесного угла θ_0 и резонансных частот, построенные по

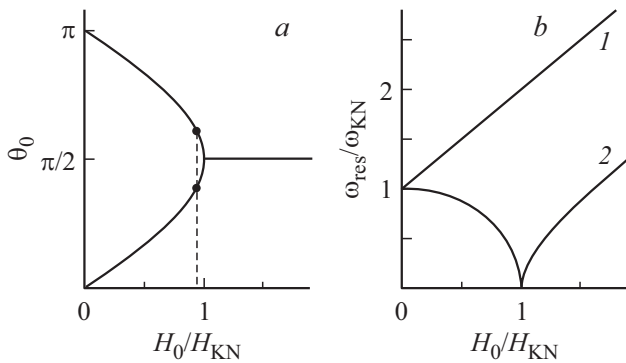


Рис. 1. Полевые зависимости а) равновесного угла θ_0 и б) резонансной частоты при подмагничивании вытянутого эллипсоида в „трудной“ плоскости (кривая 2), кривая 1 — подмагничивание вдоль „легкой“ оси.

формулам (6–8). Вид зависимости $\theta_0(H_0)$ показывает, что в области $H_0 \geq H_{KN}$ имеется одна равновесная ориентация намагниченности ($\theta_0 = \pi/2$, $\mathbf{M} \parallel \mathbf{H}_0$), тогда как в области $H_0 < H_{KN}$ намагниченность эллипсоида имеет два симметрично расположенных угловых положения равновесия. Если значение подмагничивающего поля оказывается близким к H_{KN} , то угловое расстояние между двумя симметричными положениями равновесия также является малым и легко может преодолеваться под воздействием высокочастотного поля. При понижении частоты значения резонансных полей сближаются, и при $\omega \rightarrow 0$ обе ветви смыкаются в точке $H_0 = H_{KN}$.

Численные решения динамических уравнений проводилось с помощью метода Рунге–Кутты. Здесь и далее использовались параметры частицы, близкие к характеристикам пермаллоя состава 80Ni20Fe ($4\pi M_0 = 10^4 \text{ Gs}$, $K = 10^4 \text{ erg/cm}^3$, $\alpha = 0.01$, $n = 1.02$), частота СВЧ-поля $\omega = 2 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$, параметры статического поля выбирались близкими к резонансным значениям при заданных условиях подмагничивания и накачки. Временная зависимость поля накачки задается в виде $h(t) = h \sin \omega t$, где $h = 0.2 \text{ Oe}$, что при условии $h \ll H_0$ предполагает линейный характер ФМР. При подмагничивании вытянутого эллипсоида вдоль оси симметрии ($\mathbf{H}_0 \parallel \mathbf{n}$) и накачке полем $\mathbf{h} \perp \mathbf{H}_0$, прецессионная траектория вектора \mathbf{M} выходит из начального положения $\varphi_0 = \theta_0 = 0$ на круговую траекторию, которая на плоскости (μ_x, μ_y) , где $\mu_\alpha = M_\alpha/M_0$, представлена на рис. 2.

При подмагничивании в „трудной“ плоскости ($\mathbf{H}_0 \perp \mathbf{n}$) прецессионная траектория становится более сложной, причем на ее форму могут существенно влиять как величина статического поля и частота, так и амплитуда и ориентация переменного поля. Традиционной реализации ФМР отвечает ортогональность статического \mathbf{H}_0 и высокочастотного \mathbf{h} полей [4]. Ниже

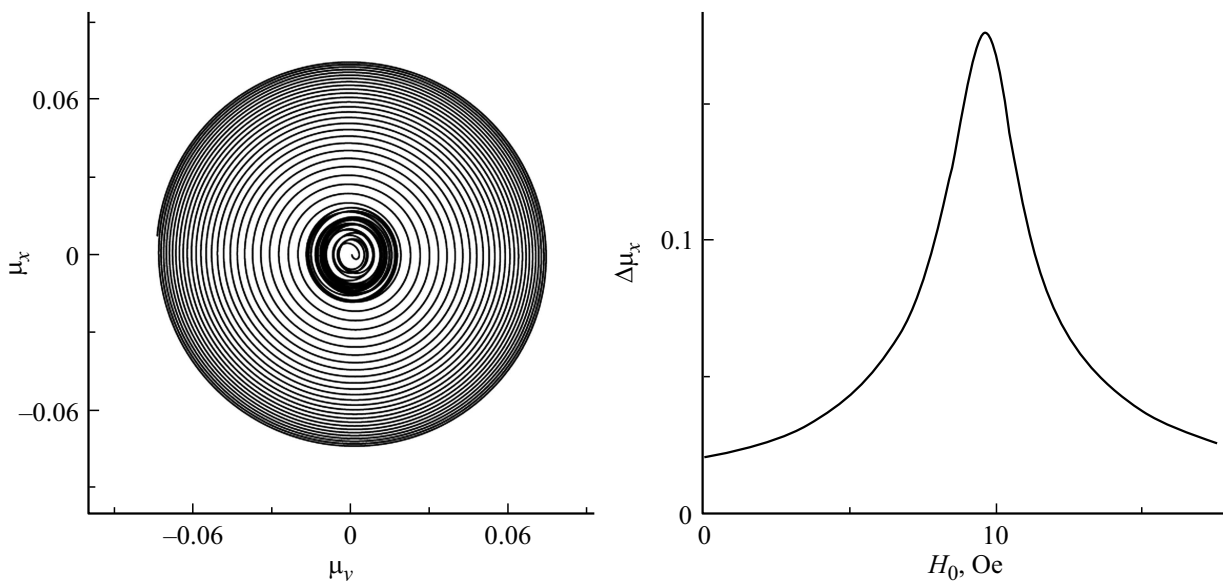


Рис. 2. Проекция прецессионной резонансной траектории при подмагничивании вдоль „легкой“ оси эллипсоида ($\mathbf{h} \perp \mathbf{H}_0 \parallel \mathbf{n}$).

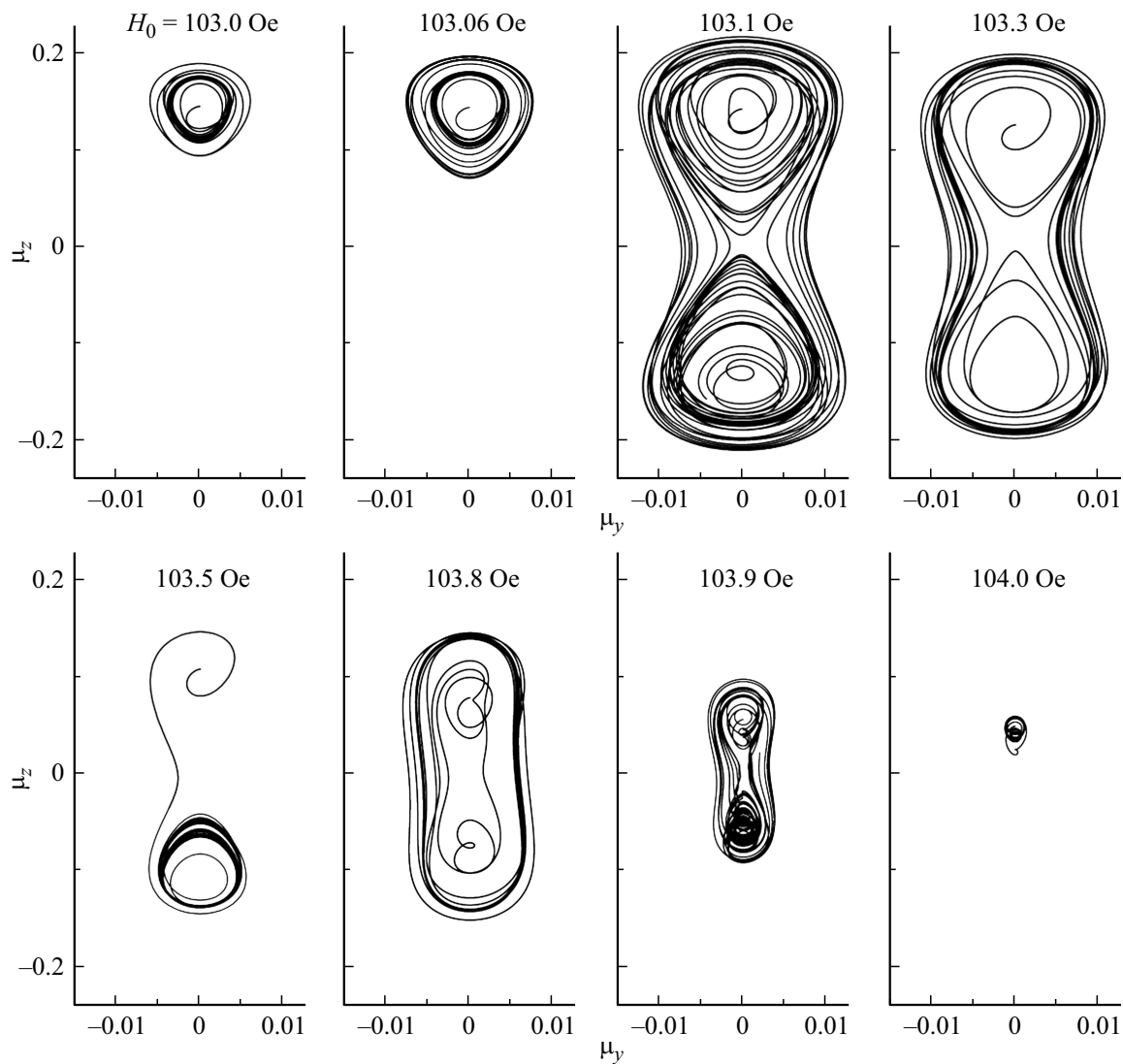


Рис. 3. Проекция на плоскость ZOY прецессионных траекторий при различных полях подмагничивания в „трудной“ плоскости эллипсоида и продольной накачке ($\mathbf{h} \parallel \mathbf{H}_0$).

мы рассмотрим прецессию намагниченности эллипсоида при продольной накачке ($\mathbf{h} \parallel \mathbf{H}_0 \parallel OX$) и слабом высокочастотном поле ($h \ll H_0$). В этом случае свободная энергия имеет вид

$$F = -M(H_0 + h \sin \omega t) \cos \varphi \sin \theta + K \sin^2 \theta + \frac{M^2}{6} [4\pi + (3 \sin^2 \theta - 2)\Delta N]. \quad (10)$$

На рис. 3 приведены проекции на плоскость ZOY ; прецессионных траекторий вектора $\boldsymbol{\mu}$, построенные для нескольких значений H_0 , близких к резонансным, с момента включения поля до установления практически стационарного движения. На выбранной частоте в соответствии с (9) резонансные значения поля $\mathbf{H}_{\text{res}} = (103.45, 105.35)$ Ое. Первое значение отвечает случаю $H_0 < H_{\text{KN}}$, когда направление равновесного век-

тора \mathbf{M}_0 не совпадает с \mathbf{H}_0 . При $H_0 = H_{\text{KN}} = 104.116$ Ое вектор \mathbf{M}_0 становится параллельным полю \mathbf{H}_0 .

Из представленных на рисунке траекторий видно, что с ростом поля H_0 вначале наблюдается резкое возрастание амплитуды прецессии и достижение максимума отклика при $H_0 = 103.1$ Ое. Далее, на малом интервале поля $\Delta H_0 \approx 1$ Ое, наряду с изменением характера, происходит уменьшение амплитуды траекторий, а при значении поля $H_0 \approx 104$ Ое — резкий спад амплитуды практически до нулевого значения. Отметим, что в узкой области поля вблизи значения $H_0 \approx 103.5$ Ое проявляется неустойчивость, которая состоит в изменении характера траектории: прецессия стартует из одного положения равновесия, а установившаяся траектория оказывается „притянута“ симметричным (относительно „трудной“ плоскости) равновесным положением. При этом амплитуда такой прецессии существенно меньше амплитуды прецессии возле двух положений равновесия.

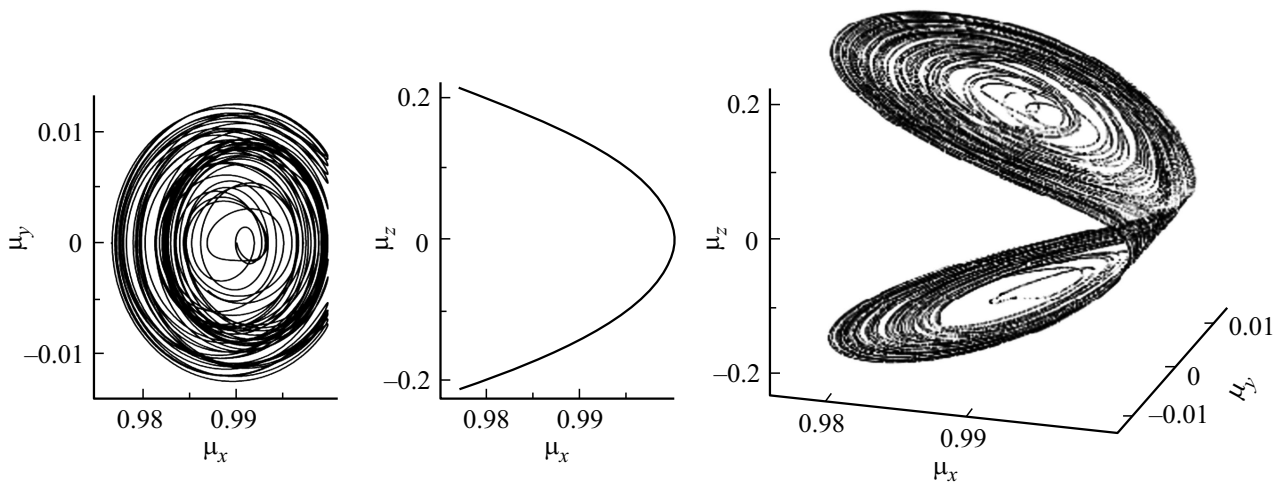


Рис. 4. Две проекции и общий вид резонансной траектории при подмагничивании в „трудной“ плоскости и продольной накачке ($\mathbf{h} \parallel \mathbf{H}_0 \perp \mathbf{n}$).

При $H_0 \geq H_{\text{KN}}$ прецессия под действием продольного поля накачки исчезает. Таким образом, высокоамплитудная прецессия намагниченности вблизи резонансного значения статического поля при слабой продольной накачке связана с малыми отклонениями равновесной намагниченности от направления статического поля и наличием малой компоненты намагниченности, ортогональной СВЧ полю при $H_0 < H_{\text{KN}}$.

На рис. 4 для поля $H_0 = 103.1$ Ое приведены еще две проекции вектора μ и пространственный вид траектории прецессии с максимальной амплитудой при подмагничивании в „трудной“ плоскости и продольной накачке (еще одна проекция этой траектории приведена на рис. 3). В отличие от плоской траектории при подмагничивании вдоль „легкой“ оси (рис. 2), в рассматриваемом случае установившаяся траектория является более сложной объемной замкнутой кривой.

При этом изменение продольной компоненты μ_z для рассматриваемой траектории более чем на порядок выше изменения двух поперечных компонент.

Известно, что отклик магнитной системы на воздействие переменного поля определяется мнимой частью высокочастотной восприимчивости χ'' , которая связана с поглощаемой мощностью СВЧ-поля соотношением $P = \chi'' \omega h^2 V / 2$, где V — объем образца. Так как частота, амплитуда поля, а также объем образца считаем заданными, то высокочастотный отклик, определяемый величиной χ'' , с достаточной степенью точности можно связать с величиной $\Delta\mu_z = |\mu_z^{\text{max}} - \mu_z^{\text{min}}|$.

С учетом сказанного, на рис. 5 приведена полевая зависимость величины вытянутого эллипсоида при его подмагничивании в „трудной“ плоскости для двух случаев накачки — продольной и поперечной (сплошная и штриховая линии). Указанные зависимости отличаются числом „резонансных“ пиков: при традиционной (для линейного ФМР) поперечной накачке таких пиков два, тогда как при продольной накачке пик один. При при-

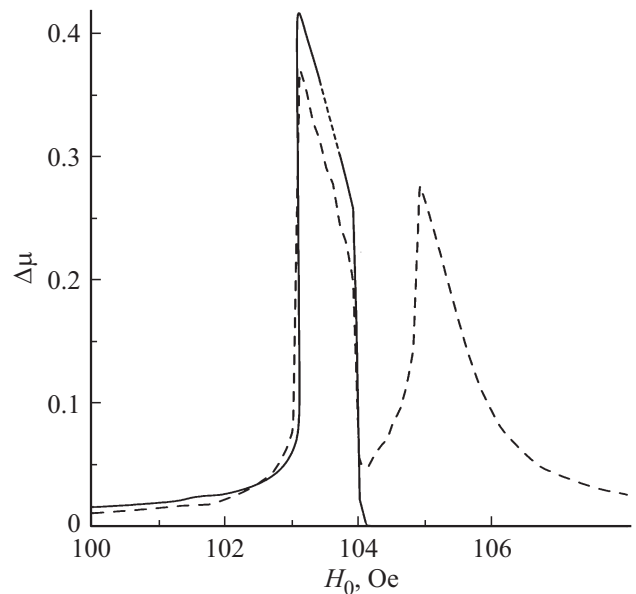


Рис. 5. Спектр ФМР вытянутого эллипсоида при подмагничивании в „трудной“ плоскости, продольной и поперечной накачке (сплошная и штриховая линии).

ближении к полю бистабильности H_b , величина которого определяется параметрами частицы и поля накачки (в рассматриваемом случае $H_b = 103.1$ Ое), происходит резкий рост величины $\Delta\mu_z$ с достижением максимума отклика. Как уже отмечалось, этот максимум обусловлен бистабильностью, которая связана с двумя близкими по углу равновесными состояниями в области $H_0 < H_{\text{KN}}$. Эти состояния при любой ориентации поля $\mathbf{h}(t)$ „притягивают“ магнитный момент, и его прецессия с разной вероятностью (в зависимости от близости статического поля к значению H_b) происходит около каждого из них. Затем с увеличением поля происходит асимметричный

спад отклика, который при $H_0 \simeq 104$ Ое резко падает практически до нуля, что означает отсутствие прецессии.

Аналогичное поведение отклика в области $H_0 < H_{KN}$ наблюдается и при поперечной накачке (штриховая линия). Однако в этом случае амплитуда отклика меньше, чем в случае продольной накачки, а также, кроме указанного пика, в спектре присутствует пик в области $H_0 > H_{KN}$. Его амплитуда меньше амплитуды первого пика. Отметим также, что амплитуда отклика при подмагничивании в „трудной“ плоскости существенно выше амплитуды отклика при подмагничивании вдоль оси симметрии эллипсоида. При этом ширина резонансных пиков $\Delta H_0 \simeq 1$ Ое, что значительно уже ширины резонансной линии при подмагничивании вдоль „легкой“ оси (см. рис. 2, b).

5. Заключение

Проведенный анализ показывает, что в спектре ФМР монодоменной магнитоодноосной микро- или наночастицы с формой вытянутого эллипсоида вращения при подмагничивании в „трудной“ плоскости и продольной накачке слабым СВЧ-полем ($\mathbf{h} \parallel \mathbf{H}_0 \perp \mathbf{n}$) в области $H_0 < H_{KN}$ наблюдается резонансный пик, положение которого не отвечает резонансному значению поля $H_{res}^{(1)}$, амплитуда выше амплитуды резонансного пика при поперечной накачке, а прецессионная траектория намагниченности имеет сложный объемный характер с двумя „центрами притяжения“. Ширина этого пика значительно уже ширины резонансной кривой при поперечной накачке. Появление пика и бистабильности связано с наличием двух близких по углу равновесных состояний магнитного момента эллипсоида. Подобного рода пики должны проявляться также в спектрах ФМР сплюснутых эллипсоидальных частиц с одноосной анизотропией и в структурах с кубической кристаллографической анизотропией. О наблюдении подобных пиков в резонансных исследованиях тонких магнитных пленок и их интерпретации сообщалось в работах [13,14].

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] E.Z. Meilikhov, R.M. Farzetdinova. JMMM **268**, 1–2, 237 (2004).
- [2] 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).
- [3] A. Sukhov, J. Berakdar. Phys. Rev. B **79**, 13, 134433 (2009).
- [4] Ю.И. Джебержя, К.О. Демишев, В.Н. Корневский. ЖЭТФ **142**, 2(8), 318 (2012).
- [5] Е.З. Мейлихов, Р.М. Фарзетдинова. ФТТ **56**, 12, 2329 (2014).
- [6] А.М. Шутый, Д.И. Семенцов. Письма в ЖЭТФ **99**, 12, 806 (2014).
- [7] A.M. Shutuyi, S.V. Eliseeva, D.I. Sementsov. Phys. Rev. B **91**, 2, 024421 (2015).
- [8] T. Kiseleva, S. Zholudev, A. Novakova, T. Grigoryeva. Compos. Struct. **138**, 12 (2016).
- [9] I.S. Poperechny, Yu.L. Raikher. Phys. Rev. B **93**, 1, 014441 (2016).
- [10] Ферромагнитный резонанс. Сб. статей / Под ред. С.В. Вонсовского. Физматлит, М. (1961).
- [11] А.Г. Гуревич, Г.А. Мелков. Магнитные колебания и волны. Наука, М. (1994).
- [12] В.Г. Шавров, В.И. Щеглов. Динамика намагниченности в условиях изменения её ориентации. Физматлит, М. (2019).
- [13] Б.А. Беляев, А.В. Изотов, С.Я. Кипарисов. Письма в ЖЭТФ **74**, 4, 248 (2002).
- [14] Т.М. Василевская, Д.И. Семенцов. ЖЭТФ **137**, 5, 861 (2010).
- [15] М.А. Шамсутдинов, Л.А. Калякин, А.Т. Харисов. ЖТФ **80**, 6, 106 (2010).
- [16] П.Е. Зильберман, А.Г. Темиряев, М.П. Тихомирова. ЖЭТФ **108**, 1(7), 281 (1995).
- [17] В.В. Тихонов, А.В. Толкачев. ФТТ **36**, 1, 185 (1994).
- [18] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Теоретическая физика. Наука, М. (1982). Т. VIII.
- [19] L. Neel. Ann. Geophys. (C.N.R.S.) **5**, 99 (1949).
- [20] С.А. Непийко. Физические свойства малых металлических частиц. Наук. думка, Киев (1985).

Редактор Е.В. Толстякова