

Прецессионная нелинейная динамика намагниченности в феррит-гранатовых пленках типа (111)

© А.М. Шутый, Д.И. Семенцов

Ульяновский государственный университет,
432970 Ульяновск, Россия

E-mail: shuty@mail.ru

(Поступила в Редакцию 26 октября 2006 г.
В окончательной редакции 15 января 2007 г.)

На основе численного решения уравнений движения намагниченности исследуется нелинейная прецессионная динамика в перпендикулярно подмагниченных феррит-гранатовых пленках типа (111). Обнаружены бифуркационные изменения прецессии намагниченности и состояния динамической бистабильности. Выявлены условия реализации высокоамплитудных как регулярных, так и стохастических динамических режимов.

PACS: 75.40.Gb, 75.70.Ak

1. Введение

Интерес к нелинейной динамике намагниченности в магнитоупорядоченных кристаллах обусловлен разнообразием нелинейных эффектов, возникающих при воздействии на диссипативную спиновую систему высокочастотного поля [1–4], а также возможностью достижения больших углов прецессии и реализации динамического хаоса, различных статических и динамических самоорганизующихся структур [5–7]. Одним из проявлений нелинейной динамики намагниченности при больших углах однородной прецессии является эффект удвоения частоты, имеющий место при линейной поляризации высокочастотного поля. В случае прецессии в поперечном СВЧ-поле, как правило, ограничиваются рассмотрением данного нелинейного эффекта. Однако, как показывает дальнейший анализ, определенная симметрия поля магнитной анизотропии материала, связанная с кристаллографической симметрией, приводит к преимущественному проявлению в прецессионном движении магнитного момента более высоких гармоник основной частоты прецессии. Интерес к исследованию поведения намагниченности при больших углах прецессии обусловлен также задачами, связанными с ее использованием для модуляции лазерного излучения, эффективность которой определяется величиной угла прецессии [8–11]. В настоящей работе исследуются особенности нелинейной динамики магнитного момента в однородно намагниченных феррит-гранатовых пленках типа (111). При этом основное внимание уделено новым динамическим режимам, реализующимся на частотах нижней области СВЧ-диапазона.

2. Основные уравнения и соотношения

Эпитаксиальные пленки феррит-граната являются монокристаллическими слоями с кубической кристаллической решеткой. Примем, что кристаллографическая

ось [111] совпадает с осью x и нормальна поверхности пленки, а оси [112] и $[\bar{1}10]$ совпадают с осями y и z ; полярный и азимутальный углы θ и ψ вектора намагниченности \mathbf{M} отсчитываются от осей x и y соответственно. Динамическое поведение намагниченности во внешних статическом \mathbf{H} и переменном \mathbf{h} магнитных полях, которые в дальнейшем считаем ортогональными ($\mathbf{H} \perp \mathbf{h}$), будем описывать уравнениями движения намагниченности, записанными в сферической системе координат [12],

$$\begin{aligned} \dot{\psi} M \sin \theta &= \gamma \frac{\partial F}{\partial \theta} + \frac{\lambda}{M} \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial F}{\partial \psi}, \\ \dot{\theta} M &= \frac{\lambda}{M} \frac{\partial F}{\partial \theta} - \gamma \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial F}{\partial \psi}, \end{aligned} \quad (1)$$

где γ — гиромагнитное отношение, λ — параметр затухания, F — плотность свободной энергии. Решение этих уравнений позволяет найти временную зависимость углов ψ и θ при заданной геометрии приложенных полей и временной зависимости внешнего поля. В рассматриваемом случае ориентации кристаллографических осей плотность свободной энергии определяется выражением

$$\begin{aligned} F &= -\mathbf{M}(\mathbf{H} + \mathbf{h}) + (K_u - 2\pi M^2) \sin^2 \theta \\ &+ K_1 \left(\frac{1}{4} \sin^4 \theta + \frac{1}{3} \sin^4 \theta + \frac{\sqrt{2}}{3} \sin^3 \theta \cos \theta \cos 3\psi \right), \end{aligned} \quad (2)$$

где K_u и K_1 — константы индуцированной ростом и кристаллографической анизотропии.

Для малых амплитуд СВЧ-поля ($h \ll H_{\text{eff}}$, где H_{eff} — эффективное магнитное поле) на частоте $\omega = \omega_r$ имеет место линейный ферромагнитный резонанс, при котором углы прецессии малы и временные зависимости $\theta(t)$ и $\psi(t)$ могут быть найдены из линеаризованных (по малым отклонениям намагниченности от положения равновесия) уравнений движения. В этом случае частота резонансной прецессии магнитного момента относительно его равновесной ориентации определяется

выражением

$$\omega_r = \gamma H_{\text{eff}} = \frac{\gamma}{M \sin \theta} (F_{\theta\theta} F_{\psi\psi} - F_{\theta\psi}^2)^{1/2}, \quad (3)$$

где значения вторых производных от плотности свободной энергии берутся для равновесных углов θ_0 и ψ_0 , полученных из условий $\partial F/\partial\theta = 0$, $\partial F/\partial\psi = 0$. С увеличением амплитуды СВЧ-поля и соответственно с ростом угла прецессии увеличивается вклад в динамику намагниченности высших гармоник основной частоты прецессии и становится существенным нутационное движение вектора \mathbf{M} . В этом случае при решении уравнений (1) уже недостаточно линейного приближения и детальный анализ особенностей прецессионного движения с учетом всех параметров, определяющих состояние намагниченности в пленке, возможен только на основе численных методов.

Дальнейшее рассмотрение для феррит-гранатовых пленок ограничим ориентацией статического поля \mathbf{H} , перпендикулярной поверхности пленки. При величине поля H и константах анизотропии K_u и K_1 , отвечающих равновесной ориентации вектора \mathbf{M} вдоль нормали к пленке ($\theta_0 = 0$), частота резонансной прецессии оказывается равной $\omega_r = \gamma H_{\text{eff}}(0)$, где эффективное поле определяется выражением

$$H_{\text{eff}}(0) = H - 4\pi M + \frac{2}{M} \left(K_u - \frac{2}{3} K_1 \right). \quad (4)$$

Переменное поле принимается линейно поляризованным и лежащим в плоскости yz . В этом случае существует несколько режимов прецессионного движения намагниченности, реализация которых определяется величиной статического поля H (или частотой прецессии ω).

3. Равновесные состояния вектора намагниченности

Для понимания особенностей прецессионного движения вектора \mathbf{M} необходимо знание пространственного рельефа свободной энергии, задаваемого функцией $F(\theta, \psi)$ при $h = 0$. На рис. 1 представлена зависимость плотности свободной энергии пленки от полярного угла, построенная для азимутального направления $\psi = 0$ (сплошные линии), для которого характерно наличие двух локальных минимумов данной функции, и для направления $\psi = \pi/2$ (штриховые линии). Кривые 1-5 отвечают значениям подмагничивающего поля $H = 256, 262, 268, 274, 280$ Ое. При расчете приведенных зависимостей, как и для дальнейшего анализа, использовались параметры, близкие к параметрам реальной феррит-гранатовой пленки: $4\pi M = 214.6$ Г, $\gamma = 1.755 \cdot 10^7$ (Ое · с)⁻¹, $\lambda = 3 \cdot 10^6$ с⁻¹, $K_1 \approx -10^3$ эрг/см³ [13,14]; константа ростовой анизотропии принимается равной $K_u = -10^3$ эрг/см³. Из представленных кривых следует, что для направления $\psi = \theta = 0$ (\mathbf{M} параллельно нормали к пленке) при

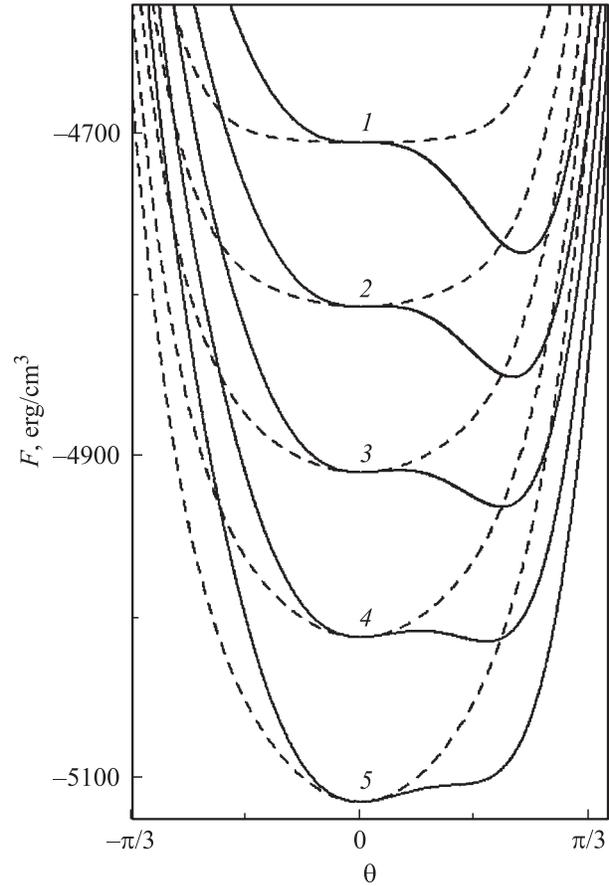


Рис. 1. Зависимость плотности свободной энергии от полярного угла вектора намагниченности для азимутального направления $\psi = 0$ (сплошные линии) и $\psi = \pi/2$ (штриховые линии) при различных значениях подмагничивающего поля.

величине подмагничивающего поля $H > H_0$ имеет место локальный минимум зависимости $F(\theta)$, который с увеличением H понижается и становится более выраженным. Значение H_0 находится из выражения (4) при условии $H_{\text{eff}}(0) = 0$, и для выбранной структуры $H_0 = 254$ Ое. Кроме указанного минимума в направлении нормали имеются также три локальных минимума, которым соответствуют углы $\psi = 0, 120, 240^\circ$ и $\theta \approx 35-41^\circ$; с увеличением подмагничивающего поля их положение несколько смещается к нормали, и они становятся менее выраженными, исчезая при $H \approx 279$ Ое.

Численный анализ показывает [15,16], что в случае достаточно малых подмагничивающих полей и низких частот, отвечающих условию линейного резонанса (для исследуемой пленки $H < 279$ Ое, $\omega_r < 4 \cdot 10^8$ с⁻¹), ось прецессии совпадает с нормалью только при малых амплитудах СВЧ-поля ($h \leq 0.04$ Ое). Амплитуда прецессии при этом составляет $\phi \approx 2^\circ$. Форма траектории движения намагниченности для $h \approx 0.04$ Ое уже существенно отличается от круговой из-за нутационного движения вектора \mathbf{M} с преобладающим вкладом третьей гармоники частоты прецессии. С увеличением

амплитуды СВЧ-поля намагниченность в прецессионном движении отклоняется к одному из трех направлений (в зависимости от ориентации в плоскости yz поля \mathbf{h} и его начальной фазы), определяемых соответствующими локальными минимумами плотности свободной энергии с $\theta \neq 0$. За время $\tau \leq 500$ ns около указанного направления устанавливается прецессия намагниченности по стационарной траектории с амплитудой $\psi \leq 3^\circ$. При увеличении статического поля H до значения, отвечающего исчезновению расположенных под углом к нормали трех минимумов функции $F(\theta, \psi)$, реализуется прецессия лишь с нормально ориентированной осью.

4. Режимы ориентационных динамических перескоков

При значениях подмагничивающего поля и частоты, не связанных резонансным соотношением (4), имеют место динамические режимы, существенно отличающиеся от рассмотренных выше. В интервале подмагничивающих полей с граничными значениями $H_{\pm} \approx H_0 + \tilde{H} \pm \Delta H$ под воздействием линейно поляризованного переменного поля малой частоты ($\omega/2\pi \leq 10^6$ Hz) происходят динамические ориентационные переходы магнитного момента между двумя или тремя (из четырех) равновесными ориентациями. Величина \tilde{H} зависит от константы ростовой анизотропии: при $K_u = -(0, 1, 3, 5, 10) \cdot 10^3$ erg/cm³ и остальных параметрах, отвечающих рассмотренной выше структуре, $\tilde{H} \approx 37, 24, 12, 7, 0$ Oe соответственно. Величина ΔH растет с увеличением поля индуцированной анизотропии и амплитуды переменного поля: при $h = 1$ Oe и $K_u = -(3, 5) \cdot 10^3$ erg/cm³ имеем $\Delta H = 2.6, 3.0$ Oe, при $h = 2$ Oe и $K_u = -(1, 3, 5) \cdot 10^3$ erg/cm³ имеем $\Delta H = 1.2, 4.1, 6.1$ Oe; при $h = 1$ Oe и $K_u = -10^3$ erg/cm³ рассматриваемые режимы отсутствуют. Таким образом, для достижения указанных режимов при малых амплитудах переменного поля следует использовать структуры с большими полями ростовой анизотропии.

Реализуются различные режимы ориентационных динамических перескоков, заключающиеся в следующих переходах намагниченности: между равновесным положением, ориентированным по нормали к структуре, и равновесными положениями с полярным углом, наиболее близким к ориентационному углу переменного поля; между последним и одним из двух других равновесных положений, не совпадающих с нормалью; между тремя равновесными положениями, одно из которых ориентировано по нормали. При достаточно больших амплитудах переменного поля имеется несколько узких чередующихся интервалов значений подмагничивающего поля, отвечающих разным режимам перескоков. На рис. 2, *a-c* приведены проекции на плоскость yz нормированного магнитного момента ($m_\alpha = M_\alpha/M$, $\alpha = y, z$), совершающего динамические переходы в указанных трех

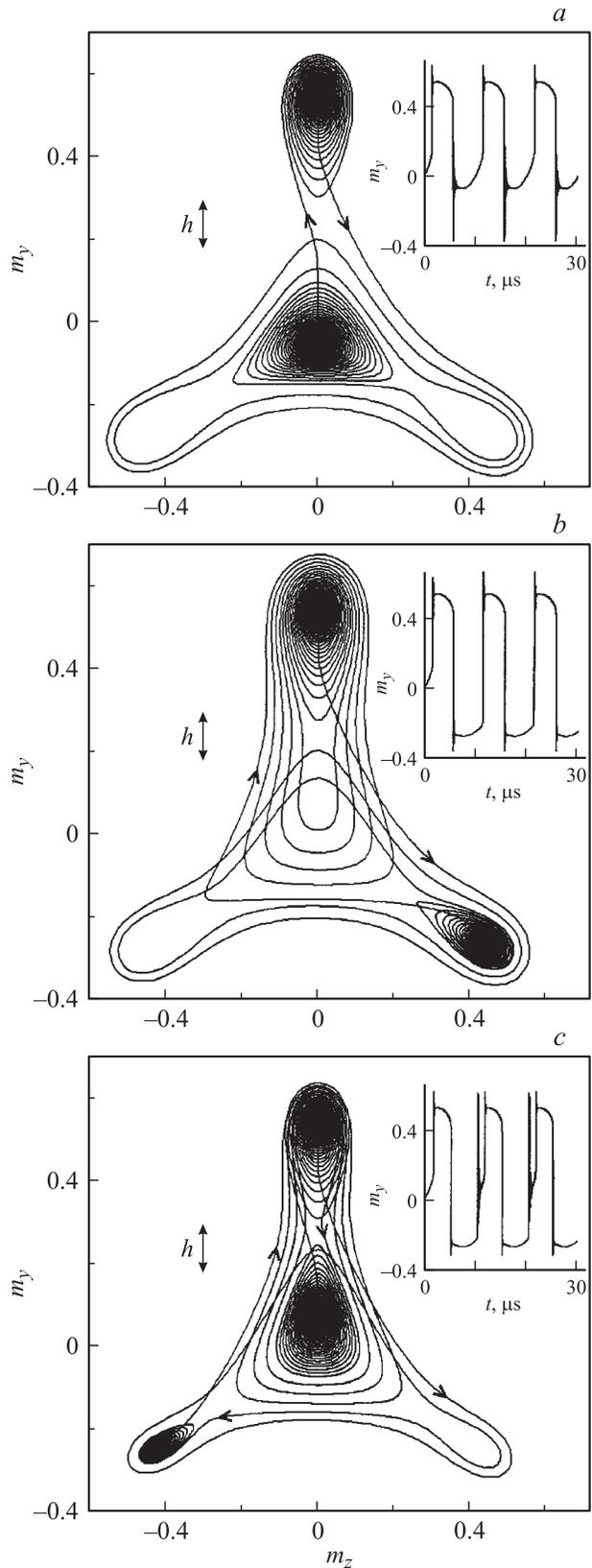


Рис. 2. Проекция нормированного магнитного момента, совершающего под воздействием переменного магнитного поля ориентационные динамические перескоки. На вставках — временная зависимость $m_y(t)$. $h = 2$ Oe, $\omega/2\pi = 10^5$ Hz, $H = 276.8$ (a), 277.0 (b) и 277.9 Oe (c), $K_u = -10^3$ erg/cm³.

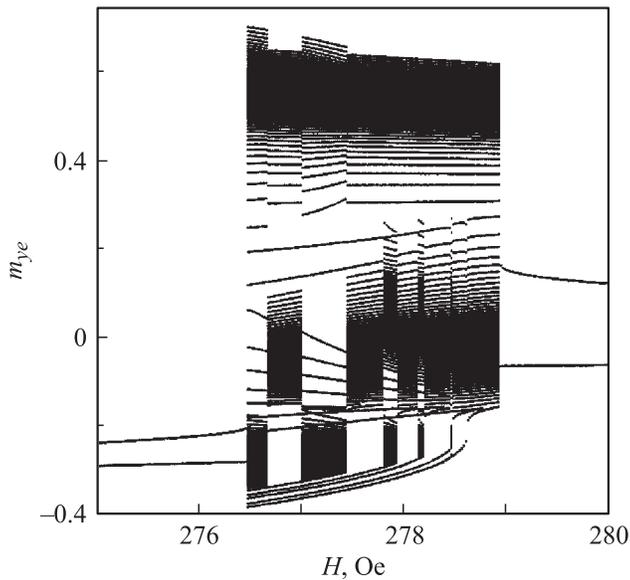


Рис. 3. Бифуркационная диаграмма: зависимость экстремальных значений y -компоненты нормированного магнитного момента от величины подмагничивающего поля. $h = 2$ Oe, $\omega/2\pi = 10^5$ Hz, $K_u = -10^3$ erg/cm³.

режимах под воздействием переменного магнитного поля с частотой $\omega/2\pi = 10^5$ Hz, амплитудой $h = 2$ Oe и ориентационным углом $\psi_h = 0$ при подмагничивающем поле $H = 276.8, 277.0, 277.9$ Oe и константе ростовой анизотропии $K_u = -10^3$ erg/cm³. На вставках приведена временная зависимость y -компоненты вектора намагниченности, выходящего при $t = 0$ из нормального к структуре положения на стационарный динамический режим. Видно, что динамические перескоки сопровождаются быстро релаксирующими высокочастотными колебаниями с периодом $T \approx 2\pi/\omega$, а период перескоков, т.е. полный период данных стационарных режимов, соответствует периоду переменного магнитного поля. Для рассматриваемых случаев траектория вектора намагниченности огибает все четыре энергетических минимума. При этом, так как $\omega \ll \omega_r$, сочетание параметров структуры и внешних магнитных полей приводит к тому, что намагниченность оказывается притянутой к одному из энергетических минимумов, а последующее изменение фазы переменного поля \mathbf{h} вызывает ее переход к другому энергетическому минимуму и т.д. Вблизи значения $H = H_+$ траектория намагниченности охватывает только два из энергетических минимумов, между которыми осуществляются перескоки.

Для более детального исследования нелинейных динамических режимов необходимо построение бифуркационных диаграмм [17,18]. На рис. 3 приведена бифуркационная диаграмма $(m_{ye}; H)$, где каждому значению подмагничивающего поля H соответствуют экстремальные значения y -компоненты нормированного магнитного момента m_{ye} , прецессирующего под воздействием переменного поля с параметрами $h = 2$ Oe, $\psi_h = 0$,

$\omega/2\pi = 10^5$ Hz; константа ростовой анизотропии принимается прежней. При этом если на бифуркационной диаграмме одному значению подмагничивающего поля отвечают лишь две точки ($m_{y \max}$ и $m_{y \min}$), то реализуется регулярный прецессионный режим, нелинейный характер которого проявляется только в нутационном движении на третьей гармонике частоты прецессии. Если же одному значению H отвечает более двух точек, то реализуется режим динамических перескоков. Значениям подмагничивающего поля, входящим в интервал, отвечающий ориентационным динамическим перескокам вектора намагниченности, соответствует случай четырех энергетических минимумов с наиболее глубоким центральным. Таким образом, справа от указанного интервала (при больших значениях H) реализуется прецессия с осью, ориентированной по нормали, а слева реализуется низкоамплитудная прецессия с отличной от нормали осью — из исходной нормальной ориентации вектор намагниченности под воздействием переменного поля притягивается к одному из трех других энергетических минимумов и начинает вокруг него прецессировать. Видно, что рассматриваемый интервал значений H разбит на отдельные области, отвечающие разным режимам динамических перескоков (при достаточно малых h такого разбиения не происходит и реализуется только один из режимов). Границы интервала H_{\pm} практически не зависят от частоты переменного поля, однако при изменении ω смещаются границы входящих в интервал указанных областей и, следовательно, меняются значения подмагничивающих полей, при которых реализуется тот или иной режим динамических перескоков.

Для построения представленной и последующих бифуркационных диаграмм при численном моделировании вектор намагниченности выводился на стационарный режим, т.е. когда увеличение времени наблюдения за системой не меняет (в пределах точности вычислительной программы) аттрактора режима. Время, в течение которого фиксировались экстремальные значения m_y , выбиралось равным периоду регулярного динамического режима. Для рассматриваемых далее стохастических режимов указанное время подбиралось таким образом, чтобы полностью успевала проявиться форма соответствующих им хаотических аттракторов (в большинстве случаев данное время $t \approx (50-100)\pi/\omega$). При этом с увеличением t форма аттрактора не меняется, а на бифуркационной диаграмме увеличивается лишь плотность отвечающих ему точек.

5. Высокоамплитудная регулярная и стохастическая прецессия

Режимы динамических перескоков устанавливаются, как уже указывалось, только при достаточно малых частотах переменного поля. На более высоких частотах при тех же значениях СВЧ-поля реализуются иные

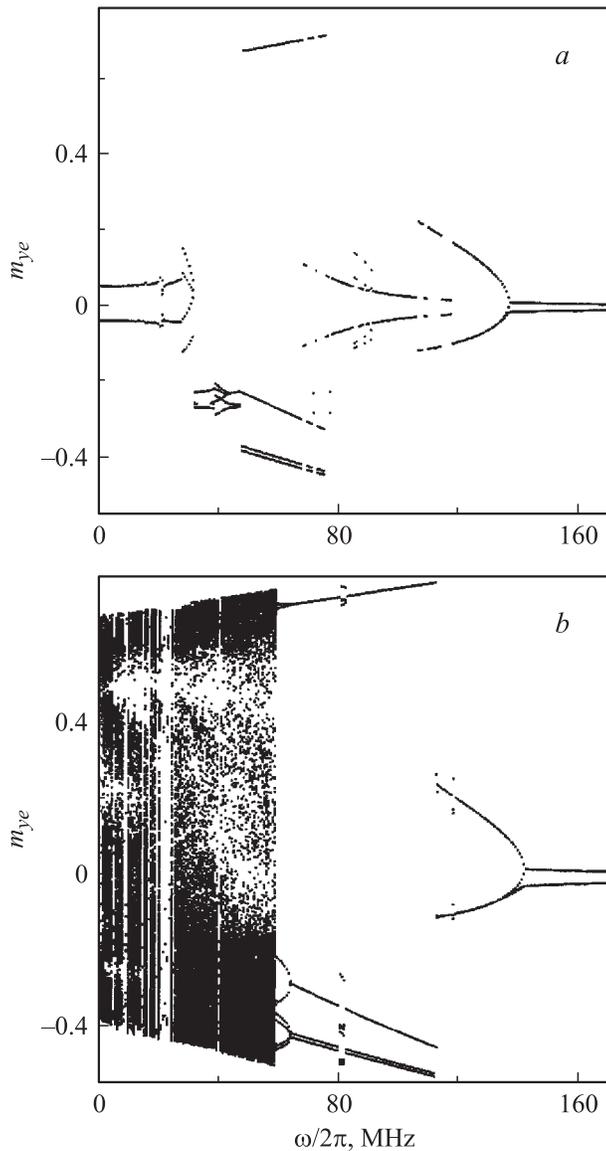


Рис. 4. Частотная зависимость экстремальных значений y -компоненты нормированного магнитного момента. $h = 1$ (a) и 2 Ое (b), $H = 277$ Ое (b), $K_u = -10^3$ эрг/см³.

высокоамплитудные (амплитуда $\phi > 10^\circ$) режимы прецессии намагниченности, в том числе стохастические. На рис. 4, a, b приведена бифуркационная диаграмма ($m_{ye}; \omega$) при амплитуде переменного поля $h = 1, 2$ Ое, ориентационном угле $\psi_h = 0$ и величине подмагничивающего поля $H = 277$ Ое. Двум точкам (для фиксированного значения H) отвечает регулярный колебательный режим с одним максимумом $m_{y \max}$ и одним минимумом $m_{y \min}$, большему счетному числу точек — более сложное колебание, а множеству близко расположенных точек (рис. 4, b) — стохастическая динамика намагниченности (за исключением области $\omega/2\pi \leq 1$ МГц, в которой реализуются режимы динамических перескоков). Видно, что при выбранном значении поля ростовой анизотропии в случае $h = 1$ Ое имеют место

только регулярные прецессионные режимы. При этом на диаграмме (рис. 4, a) видны бифуркации, приводящие к изменению как амплитуды движения, так и формы траектории прецессии. Заметим, что в области высокоамплитудных режимов амплитуда прецессии слабо зависит от частоты (или величины статического поля). В тех зонах диаграммы, где две траектории чередуются (ветви приобретают „пунктирный“ характер) имеет место динамическая бистабильность, т.е. при одних и тех же параметрах системы существуют два стационарных прецессионных режима, на установление одного из которых влияют начальные условия движения. Как правило, динамическая бистабильность имеет гистерезисные свойства: при квазистационарном уменьшении частоты переменного поля (или величины подмагничивающего поля) реализуется одна из ветвей прецессии, а при увеличении — другая. Таким образом, чтобы возбудить высокоамплитудный прецессионный режим, реализуемый в области динамического гистерезиса, необходимо вывести вектор намагниченности из зоны притяжения низкоамплитудного режима, чего можно добиться, например, начальным смещением его с помощью дополнительного подмагничивающего поля или же подавая на первом этапе возбуждения режима переменное поле большей амплитуды. Однако по краям области бистабильности в большинстве случаев имеются узкие зоны, в которых на выбор одного из стационарных динамических режимов с той или иной вероятностью влияют флуктуации параметров системы, в том числе начальная фаза переменного магнитного поля. При больших амплитудах переменного поля (рис. 4, b) регулярные высокоамплитудные режимы также имеют место, они реализуются в частотном диапазоне, который сверху ограничен значениями, отвечающими низкоамплитудной прецессии, а снизу — частотами стохастических режимов, которые при дальнейшем уменьшении частоты переходят в режимы ориентационных динамических перескоков.

На рис. 5 представлены проекции на плоскость z - y траекторий стационарных прецессионных режимов вектора намагниченности, устанавливающихся в условиях динамической бистабильности при $h = 1$ Ое, $\omega/2\pi = 7 \cdot 10^7$ Hz, $H = 277$ Ое и $K_u = -10^3$ эрг/см³ (кривые 1, 2), $H = 728$ Ое и $K_u = -5 \cdot 10^3$ эрг/см³ (кривые 3, 4). Динамические режимы, соответствующие кривым 1 и 2, а также кривым 3 и 4, реализуются при одинаковых параметрах системы, на установление же одного из двух режимов прецессии (в ряде случаев очень сильно отличающихся по своей амплитуде) в рассматриваемом случае влияет задаваемая начальная фаза ξ переменного магнитного поля: $\xi = 0$ для кривых 1 и 3, $\xi = \pi/2$ для кривых 2 и 4.

Уменьшить амплитуду переменного поля, необходимую для реализации стохастических прецессионных режимов (так же как и для получения ориентационных динамических перескоков), можно, используя структуры с большими полями ростовой анизотропии. На рис. 6, a, b

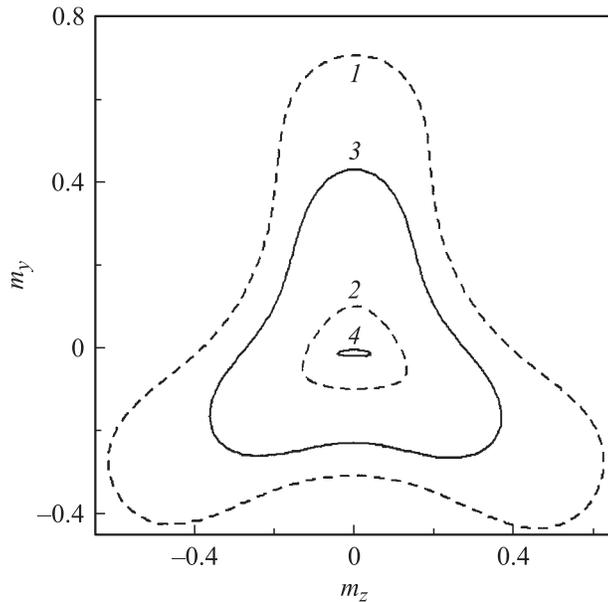


Рис. 5. Проекция траекторий прецессионных режимов, реализующихся в условиях динамической бистабильности. Начальная фаза переменного магнитного поля $\xi = 0$ (1, 3) и $\pi/2$ (2, 4).

приведена бифуркационная диаграмма $(m_{ye}; H)$ для следующих параметров: $h = 1, 2$ Oe, $\omega/2\pi = 4 \cdot 10^7$ Hz, $K_u = -3 \cdot 10^3$ erg/cm³. Область значений подмагничивающего поля H , как и при анализе ориентационных динамических перескоков, отвечает четырем сравнимым по величине энергетическим минимумам. Таким образом, стохастические динамические режимы реализуются приблизительно в тех же интервалах значений H , что и режимы динамических перескоков, но на более высоких частотах: для рассматриваемых структур стохастическая динамика имеет место в частотном интервале $\omega/2\pi \approx (2-50) \cdot 10^6$ Hz, выше которого устанавливается только регулярная прецессия намагниченности, а ниже — режимы перескока между равновесными ориентациями.

Из рис. 6 видно, что с приближением к зоне стохастической динамики со стороны больших величин подмагничивающего поля вначале наблюдается рост амплитуды регулярной прецессии, который в ряде случаев сопровождается усложнением траектории прецессии. После возникновения стохастичности дальнейшее уменьшение H приводит к продолжению роста амплитуды прецессии. Со стороны меньших значений подмагничивающего поля зона стохастических режимов ограничена низкоамплитудными регулярными колебаниями. При этом имеет место резкое падение амплитуды прецессии. В самой зоне стохастичности области стохастических режимов чередуются, как правило, со значительно более узкими областями, отвечающими регулярным режимам. Наибольшая амплитуда прецессии, соответствующая нижней границе исследуемой зоны, может прийтись как на стохастический, так и на регулярный режимы. Увели-

чение амплитуды переменного поля приводит к расширению зоны стохастичности и ее усложнению: увеличиваются и по числу, и по ширине области сложных регулярных прецессионных режимов.

Для наглядности фазовые траектории, соответствующие стохастической динамике намагниченности, удобно представлять в виде множества точек, полученных через временные интервалы, равные периоду или полупериоду переменного поля (аналог диаграмм Пуанкаре [17]). На рис. 7, *a-d* дано дискретное по времени (с шагом $\Delta t = \pi/\omega$) представление проекций на плоскость yz траекторий намагниченности при константах ростовой анизотропии $K_u = -3 \cdot 10^3$ и -10^3 erg/cm³, значениях подмагничивающего поля $H = 496, 503, 279.5, 277$ Oe, амплитуде переменного поля $h = 2$ Oe и его частоте $\omega/2\pi = 4 \cdot 10^7$ Hz. Видно, что приведенные аттракто-

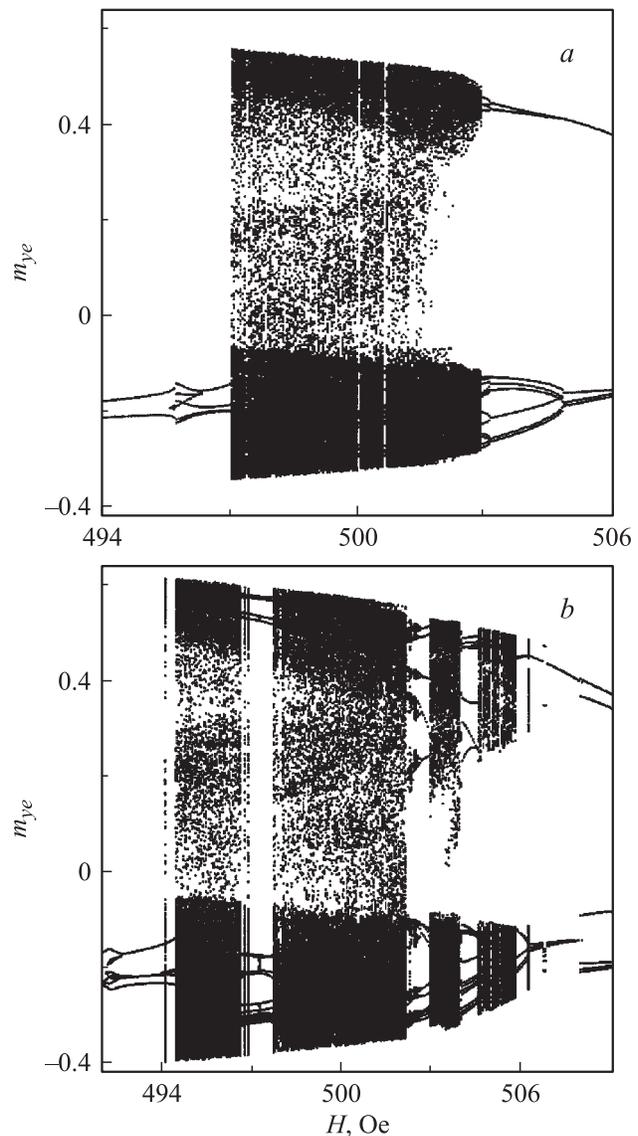


Рис. 6. Полевая зависимость экстремумов y -компоненты прецессирующей намагниченности. $h = 1$ (a) и 2 Oe (b), $\omega/2\pi = 4 \cdot 10^7$ Hz, $K_u = -3 \cdot 10^3$ erg/cm³.

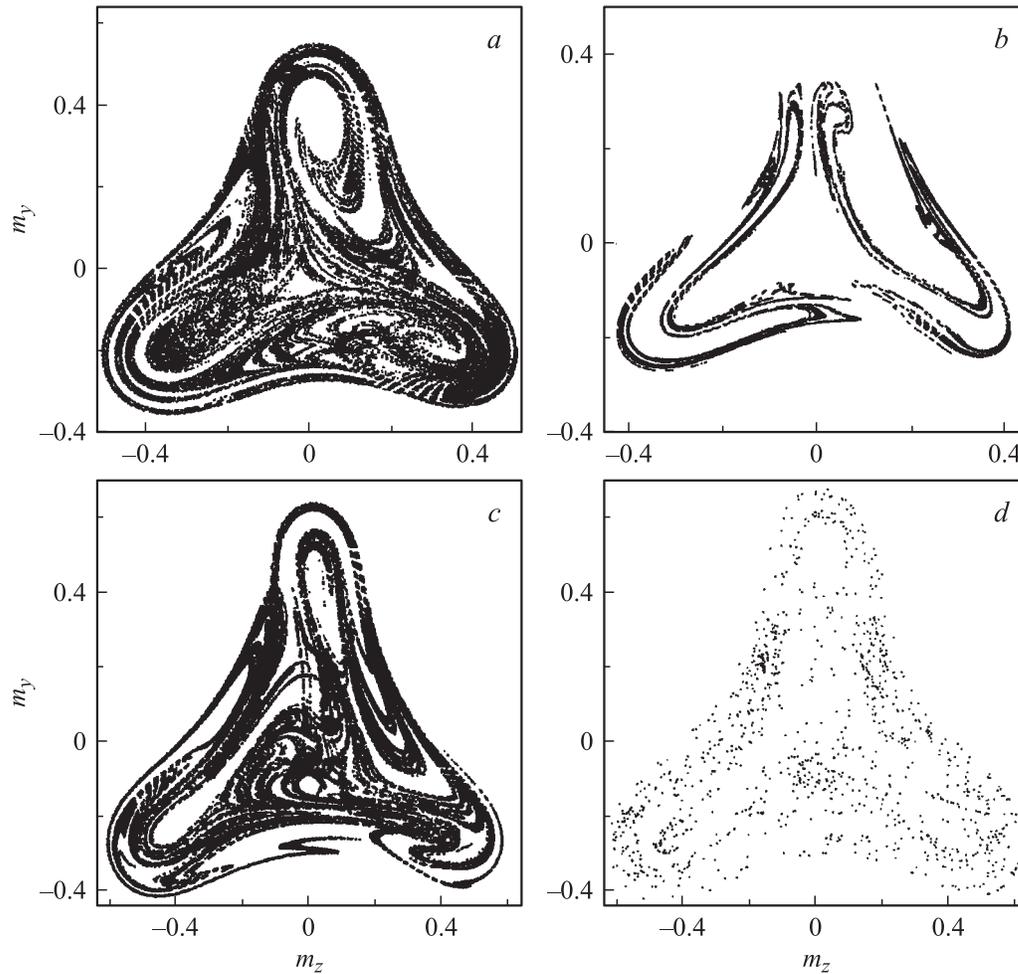


Рис. 7. Дискретное по времени ($\Delta t = \pi/\omega$) представление проекций на плоскость yz траекторий намагниченности при $H = 496$ (a), 503 (b), 279.5 (c) и 277 Oe (d), $K_u = -3 \cdot 10^3$ (a, b) и -10^3 erg/cm³ (c, d), $h = 2$ Oe, $\omega/2\pi = 4 \cdot 10^7$ Hz.

ры являются фракталами, причем с отличающимися фрактальными размерностями. При этом стохастичность может охватывать различный по величине угловой интервал прецессии намагниченности. Различной в результате этого оказывается также степень хаотичности соответствующих динамических режимов, определяемая наибольшим показателем Ляпунова и управляемая за счет изменения величины подмагничивающего поля (или параметров переменного магнитного поля).

6. Заключение

Проведенные исследования показали, что о резонансных значениях частоты переменного и величины внешнего статического магнитных полей, соответствующих максимальной амплитуде возбуждаемых колебаний намагниченности структуры, корректно говорить только при достаточно малых амплитудах переменного поля. Это относится не только к линейному, но и к нелинейному резонансу, при котором нелинейный характер движения ограничивается проявлением низкоамплитудных ну-

тационных движений. В случае же больших переменных полей имеет место продолжительная частотная область (или же, при постоянной частоте, область значений подмагничивающего поля) со сложными прецессионными режимами и различными типами бифуркаций, приводящих, в частности, к бистабильным динамическим состояниям. Причем амплитуды переменного поля, при которых появляются указанные области, уменьшаются с понижением частоты прецессии.

При анализе динамики намагниченности, реализующейся на малых частотах ($\omega/2\pi \leq 10^6$ Hz), обнаружено несколько видов колебательных режимов, заключающихся в динамических перескоках вектора намагниченности под воздействием переменного поля от одних равновесных ориентаций к другим. В данных режимах величина прецессионной амплитуды, т. е. максимального угла отклонения намагниченности от оси прецессии, близка к величине углового отклонения равновесных состояний от нормали. Переходы между различными колебательными режимами могут осуществляться за счет изменения величины подмагничивающего поля или

параметров переменного магнитного поля. На частотах $\omega/2\pi \sim 10^6 - 10^8$ Hz реализуются высокоамплитудные прецессионные режимы с большим вкладом в динамику намагниченности третьей гармоники частоты ω . При этом амплитуда прецессии также определяется главным образом равновесными ориентациями намагниченности и в достаточно широком интервале амплитуды и частоты переменного поля проявляет слабую от них зависимость.

В интервале значений подмагничивающего поля, близком к интервалу, отвечающему режимам ориентационных динамических перескоков, на частотах $\omega/2\pi \sim 10^6 - 10^7$ Hz реализуются высокоамплитудные стохастические динамические режимы прецессии намагниченности. Численный анализ показал возможность получения стохастических режимов, сильно отличающихся как по степени стохастичности (толщине аттрактора), так и по фрактальной размерности аттрактора, которыми можно эффективно управлять за счет изменения параметров внешних магнитных полей. При этом показано, что увеличение поля ростовой анизотропии пленки приводит к уменьшению амплитуды переменного магнитного поля, необходимой для установления стохастических режимов (а также ориентационных динамических перескоков).

Использование феррит-гранатовых пленок с различной ориентацией кристаллографических осей значительно обогащает многообразие реализуемых динамических режимов и расширяет возможности их практического применения. Поэтому важным, на наш взгляд, является проведение аналогичных исследований для структур типа (100) и (110) и сравнение полученных результатов с изложенными в настоящей работе.

Список литературы

- [1] Я.А. Моносов. Нелинейный ферромагнитный резонанс. Наука, М. (1971). 210 с.
- [2] В.С. Львов. Нелинейные спиновые волны. Наука, М. (1987). 270 с.
- [3] P.H. Bryant, C.D. Jeffries, K. Nakamura. Phys. Rev. A **38**, 4223 (1988).
- [4] Г.С. Кандаурова, А.Е. Свицерский. Письма в ЖЭТФ **47**, 410 (1988).
- [5] V. Neite, H. Dotsch. J. Appl. Phys. **62**, 648 (1987).
- [6] С.М. Резенда, Ф.М. де-Агиар. Тр. Ин-та инженеров по электронике и радиоэлектронике **78**, 5 (1990).
- [7] Ф.В. Лисовский, Е.Г. Мансветова, Е.П. Николаева, А.В. Николаев. ЖЭТФ **103**, 213 (1993).
- [8] А.М. Прохоров, Г.А. Смоленский, А.Н. Агеев. УФН **143**, 33 (1984).
- [9] А.К. Звездин, В.А. Котов. Магнитооптика тонких пленок. Наука, М. (1988). 192 с.
- [10] А.А. Сташкевич. Изв. вузов. Сер. Физ. **32**, 5 (1989).
- [11] Д.И. Семенов, А.М. Шутый. Опт. и спектр. **84**, 280 (1998).
- [12] А.Г. Гуревич, Г.А. Мелков. Магнитные колебания и волны. Наука, М. (1994). 464 с.
- [13] V. Neite, H. Dotsch. SPIE Electro-Optic Magneto-Optic Mater. **1018**, 115 (1988).
- [14] В.В. Рандошкин, А.Я. Червоненкис. Прикладная магнитооптика. Энергоатомиздат, М. (1990). 320 с.
- [15] А.М. Шутый, Д.И. Семенов. ЖЭТФ **118**, 110 (2000).
- [16] А.М. Шутый, Д.И. Семенов. ФТТ **43**, 1439 (2001).
- [17] Г.Г. Малинецкий, А.Б. Потапов. Современные проблемы нелинейной динамики. Едиториал УРСС, М. (2002). 360 с.
- [18] А.М. Шутый, Д.И. Семенов. ФТТ **46**, 2006 (2004).