

Динамика намагниченности в условиях нелинейного ферромагнитного резонанса в пленке типа (111)

© А.М. Шутый, Д.И. Семенцов

Ульяновский государственный университет,
432700 Ульяновск, Россия

E-mail: shuty@mail.ru

(Поступила в Редакцию 28 июня 2000 г.)

На основе численного решения уравнений движения намагниченности в феррит-гранатовой пленке типа (111) показано, что в зависимости от значений подмагничивающего и высокочастотного полей реализуются режимы резонансной прецессии, сильно отличающиеся по амплитуде и форме траектории. Наряду с этим имеют место бифуркации, приводящие к резкому изменению амплитуды, состояниям бистабильности, а также режимам прецессионного движения с периодом, кратным периоду СВЧ-поля.

1. Интерес к нелинейной динамике намагниченности в магнитоупорядоченных кристаллах обусловлен многообразием различных динамических режимов прецессионного движения и возможностью достижения больших углов однородной прецессии [1–4], что представляется важным в связи с ее использованием для модуляции лазерного излучения, эффективность которой определяется величиной угла прецессии [5,6]. В работе [7] были представлены результаты исследования особенностей нелинейного прецессионного движения магнитного момента кубически-симметричного пленочного образца типа (111), которые обусловлены нутационным движением в эффективном поле и эффектом удвоения частоты. Анализ проводился для подмагничивающих полей, ориентированных перпендикулярно поверхности пленки, и частот, соответствующих частоте резонансной прецессии, т.е. частоте ферромагнитного резонанса (ФМР). Было показано, что для заданного СВЧ-поля, характеризуемого частотой, амплитудой и поляризацией, максимальные углы резонансной прецессии достигаются только при определенных значениях величины статического поля, полей наведенной и кристаллографической анизотропии. В режиме нелинейного ФМР имеет место нутационное движение магнитного момента, наибольший вклад в которое вносит третья гармоника основной частоты прецессии. Вдали от ФМР при линейной поляризации СВЧ-поля преимущественным является эффект удвоения частоты, и преобладающей становится вторая гармоника. В настоящей работе приводятся результаты численного анализа уравнений движения намагниченности, указывающие на наличие бифуркационных режимов прецессии, бистабильных динамических состояний и режимов прецессионного движения с периодом, кратным периоду СВЧ-поля.

2. Пусть кристаллографическая ось [111] монокристаллической феррит-гранатовой пленки совпадает с осью x и нормальна поверхности пленки, а оси [112] и [110] совпадают с осями y и z ; полярный θ и азимутальный ψ углы 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 будем описывать уравнениями

движения намагниченности [8]

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

где γ — гиромагнитное отношение, λ — параметр затухания, F — плотность свободной энергии. Из условий $\partial F / \partial \theta = 0$ и $\partial F / \partial \psi = 0$ находятся значения равновесных углов θ_0 и ψ_0 . Анализ прецессионного движения намагниченности с учетом основных параметров, определяющих состояние намагниченности в пленке, проведем на основе численных методов решения уравнений (1) для значений статического поля \mathbf{H} , для которых при заданных константах индуцированной ротором и кристаллографической анизотропии (K_u и K_1) равновесная ориентация вектора \mathbf{M} является нормальной ($\theta_0 = 0$). При этом резонансная частота оказывается равной $\omega_r = \gamma H_{\text{eff}}(0)$, где эффективное поле

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

Высокочастотное поле принимаем линейно поляризованным и лежащим в плоскости yz , т.е. $\mathbf{h} \perp \mathbf{H}$.

3. Как показал численный анализ уравнений (1), в рассматриваемом случае существует несколько режимов прецессионного движения намагниченности, реализация которых определяется величиной статического поля H и соответственно частотным диапазоном ФМР. На рис. 1 для различных значений статического и высокочастотного полей приведены проекции на плоскость yz стационарных траекторий прецессии магнитного момента. Ориентация в плоскости пленки и начальная фаза СВЧ-поля в рассматриваемых случаях не влияют на установившееся прецессионное движение намагниченности. При расчете использовались параметры реальной феррит-гранатовой пленки $Y_{2.9}La_{0.1}Fe_{3.9}Ga_{1.1}O_{12}$: $4\pi M = 214.6$ G, $\gamma = 1.755 \cdot 10^7$ (Oe · s) $^{-1}$; $\lambda = 3 \cdot 10^6$ s $^{-1}$; $K_u = K_1 = -10^3$ erg/cm 3 [4]. В интервале подмагничивающих полей $H_0 < H < H_c$, где $H_0 \cong 254$ Oe —

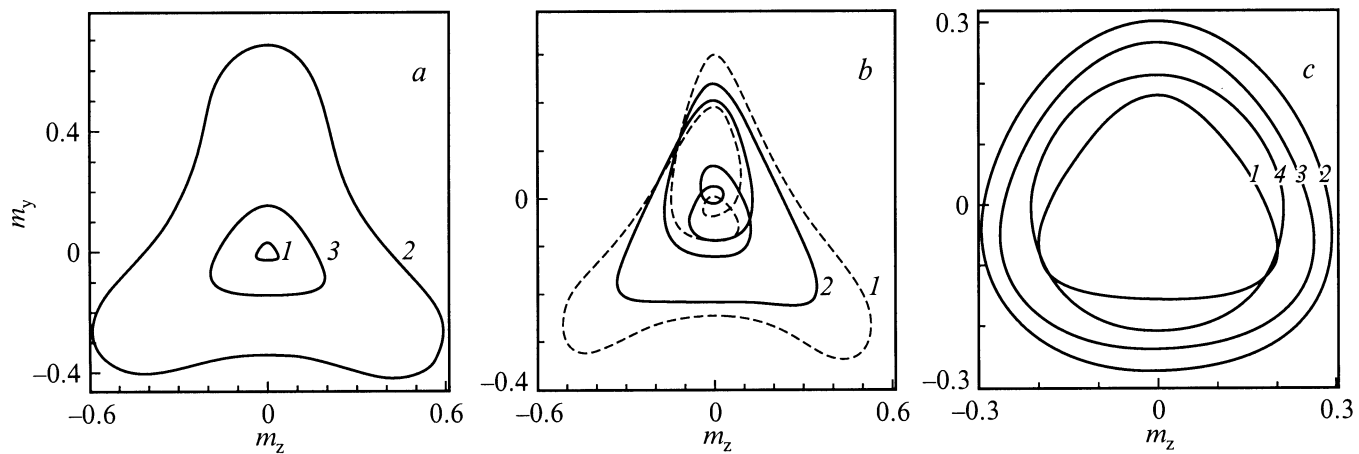


Рис. 1. Проекция на плоскость yz стационарных траекторий прецессии магнитного момента для различных величин статического поля $H = 260$ (1, a), 283.5 (2 и 3, a), 280, 285 (1 и 2, b), 290, 350, 400, 600 Ое (1–4, c) и высокочастотного поля $h = 0.04$ (1, a), 1.5 (2 и 3, a ; 2, b ; 1–4, c), 2 Ое (1, b). $m_\alpha = M_\alpha/M$, $\alpha = y, z$.

минимальное значение поля, соответствующее резонансной частоте $\omega_r = 0$, а $H_c \cong 275$ Ое, имеет место режим, при котором ось прецессии совпадает с нормалью только при амплитудах СВЧ-поля $h \lesssim 5 \cdot 10^{-2}$ Ое (кривая 1 на рис. 1, a). При увеличении СВЧ-поля намагниченность отклоняется к одному из трех направлений, определяемых значением статического поля и анизотропией пленки, вокруг которого устанавливается прецессионное движение со средней амплитудой $\langle \phi \rangle \lesssim 3^\circ$. Увеличение подмагничивающего поля вновь приводит к реализации режима прецессии вокруг нормали, характеризуемого наибольшими амплитудами; так, для $h = 1.5$ Ое амплитуда прецессии достигает значения $\langle \phi \rangle \cong 30^\circ$ (кривая 2 на рис. 1, a). Далее располагается достаточно узкий интервал значений статического поля ($\Delta H \sim 1$ Ое), в котором имеет место динамическая бистабильность: к орбите с максимальной амплитудой прецессии магнитного момента добавляется вторая устойчивая стационарная орбита с $\langle \phi \rangle \cong 10^\circ$ (кривая 3 на рис. 1, a). На реализацию одного из двух динамических состояний влияют флуктуации параметров полей и намагниченности, а также начальная фаза СВЧ-поля. Вид приведенных траекторий вектора \mathbf{M} показывает, что при данной геометрии ФМР в нутационном движении магнитного момента преобладает третья гармоника резонансной частоты ω_r . Ее вклад в движение намагниченности является наибольшим в режиме, характеризуемом максимальным углом прецессии $\langle \phi \rangle$. В очень узких интервалах подмагничивающего поля ($\Delta H \sim 10^{-2}$ Ое) обнаружены режимы со сложной траекторией движения, период которых кратен периоду СВЧ-поля $T = 2\pi l/\omega_r$, где l — целое число. Кривые, представленные на рис. 1, b , соответствуют стационарным периодическим движениям намагниченности с $l = 3$ (кривая 1) и 4 (кривая 2); при $H \cong 284$ Ое и $h = 1.5$ Ое возможен режим с $l = 8$. При дальнейшем увеличении H и фиксированной амплитуде СВЧ-поля $h \lesssim 1.7$ Ое амплитуда прецессии вначале незначительно возрастает, а затем падает (кривые 1–4 на рис. 1, c).

Форма траектории при этом приближается к круговой, т.е. вклад в нутационное движение намагниченности высших гармоник резонансной частоты уменьшается.

На рис. 2 приведена временная зависимость нормальной составляющей магнитного момента, выходящего на стационарные орбиты, соответствующие высокочастотному полю с амплитудой $h = 1.5$ Ое и статическому полю $H = 260$ (a) и 283.5 Ое (b). В случае, соответствующем рис. 2, a , устанавливается прецессия с малой амплитудой и осью, расположенной под углом $\theta = 40.7^\circ$ к нормали к пленке. В случае, показанном на рис. 2, b , имеет место режим динамической бистабильности с прецессией вокруг нормали: прецессия с большой амплитудой (кривая 1) устанавливается при начальной фазе СВЧ-поля, равной 10° ; при нулевой начальной фазе (кривая 2) реализуется прецессия на малой устойчивой стационарной орбите со значительно меньшей амплитудой нутационного движения.

Для количественной оценки вклада в нутационное движение намагниченности различных гармоник резонансной частоты зависящий от времени угол прецессии $\phi(t)$ представим в виде следующего ряда:

$$\phi(t) = \sum \phi_{n\omega} \exp(i\omega n t). \quad (3)$$

Вклады первых трех гармоник для нескольких значений статического поля H приведены в таблице. Видно, что в

Вклады в нутационное движение \mathbf{M} гармоник частоты ω_r .

$H, \text{Ое}$	$\phi_0, ^\circ$	ϕ_ω/ϕ_0	$\phi_{2\omega}/\phi_0$	$\phi_{3\omega}/\phi_0$
283	30.108	$2.50 \cdot 10^{-2}$	$1.38 \cdot 10^{-2}$	$3.62 \cdot 10^{-1}$
300	11.463	$3.20 \cdot 10^{-2}$	$4.42 \cdot 10^{-2}$	$1.13 \cdot 10^{-1}$
400	16.904	$1.98 \cdot 10^{-3}$	$1.25 \cdot 10^{-2}$	$5.03 \cdot 10^{-2}$
500	15.721	$1.09 \cdot 10^{-3}$	$6.29 \cdot 10^{-3}$	$2.89 \cdot 10^{-2}$
600	12.228	$7.24 \cdot 10^{-4}$	$4.94 \cdot 10^{-3}$	$1.65 \cdot 10^{-2}$
700	9.629	$4.13 \cdot 10^{-4}$	$4.94 \cdot 10^{-3}$	$1.02 \cdot 10^{-2}$

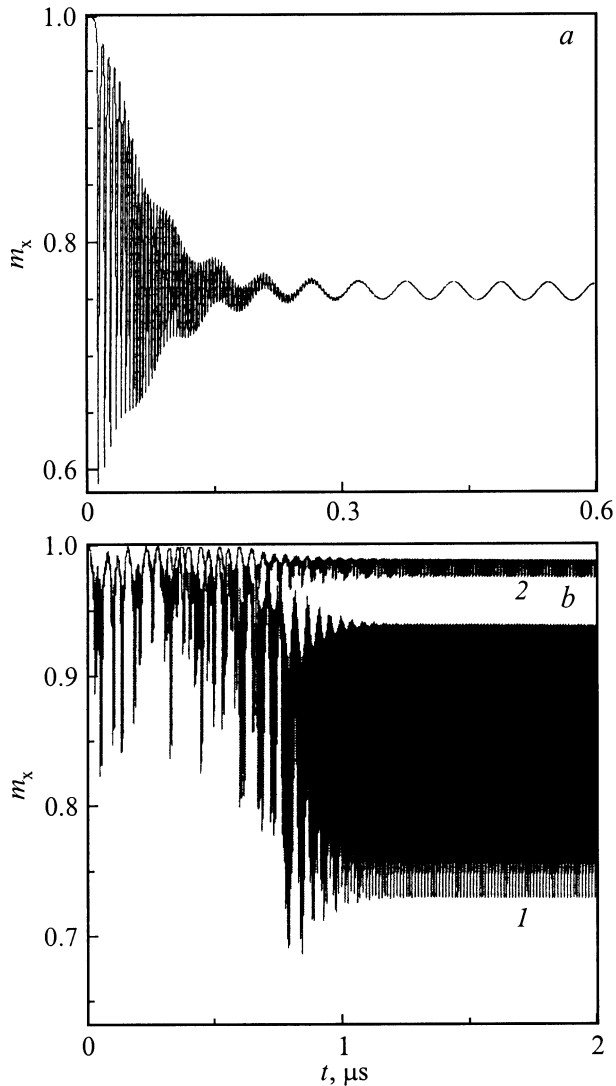


Рис. 2. Временная зависимость нормальной составляющей вектора \mathbf{M} ($m_x = M_x/M$), выходящего под воздействием СВЧ-поля из начального положения ($\theta = 0$) на стационарную орбиту прецессии с осью, не совпадающей с нормалью (а), и на одну из двух устойчивых стационарных орбит в режиме динамической бистабильности (б).

условиях ФМР в пленке типа (111) из вкладов высших гармоник ($n > 0$) вклад третьей гармоники оказывается наибольшим [7]. Для достаточно больших величин статического поля $H \gg H_0$ и малых амплитуд прецессии величина угла $\phi(t)$ с большой степенью точности определяется постоянным углом $\phi_0 \equiv \langle \phi \rangle$, а высшими гармониками при описании движения намагниченности можно пренебречь.

Среднее значение угла прецессии ϕ_0 в этом случае может быть приближенно найдено из выражения

$$\cos \phi_0 = 1 - \frac{h^2}{4M^2} (|\chi|^2 + |\chi_a|^2), \quad (4)$$

где комплексная диагональная $\chi = \chi' - i\chi''$ и недиагональная $\chi_a = \chi'_a - i\chi''_a$ компоненты тензора вы-

сокочастотной восприимчивости, определяющего линейную связь высокочастотных поля и намагниченности, в условиях резонанса ($\omega = \omega_r$) равны $\chi' = \gamma M \times (\lambda^2 - \gamma^2 M^2) / \omega \Delta$, $\chi'' = \gamma^2 M^2 (3\lambda^2 + 2\gamma^2 M^2) / \omega \lambda \Delta$, $\chi'_a = \gamma^3 M^3 / \omega \Delta$, $\chi''_a = 2\gamma^4 M^4 / \omega \lambda \Delta$, здесь $\Delta = \lambda^2 + 4\gamma^2 M^2$ [8]. Так, для амплитуды прецессии при $H = 500, 600$ и 700 Ое приведенное выражение дает значения $\phi_0 = 17.510, 12.431, 9.639^\circ$, откуда видна высокая степень точности получаемых из (4) результатов в случае больших статических полей.

Для амплитуд СВЧ-поля $1.7 \lesssim h \lesssim 2$ Ое численный анализ показал наличие бифуркации, приводящей к тому, что в возрастающем вместе с h диапазоне статических полей $H_1(h) < H < H_2(h)$ устойчивым становится прецессионное движение с резко увеличенной амплитудой $\langle \phi \rangle$. При $h \geq 2$ Ое величина H_2 отсутствует и имеет место только резкое увеличение амплитуды прецессии с последующим достаточно плавным ее уменьшением. На рис. 3 представлена временная зависимость нормальной составляющей магнитного момента, выходящего под воздействием высокочастотного поля с амплитудой $h = 2$ Ое из начального положения ($\theta = 0$) на стационарную орбиту. Величина статического поля H выбиралась вблизи бифуркационного значения H_1 : кривая 1 соответствует полю $H = 334.44$ Ое, кривая 2 — полю $H = 334.45$ Ое. С приближением H к значению H_1 наблюдается удлинение участка А, откуда следует, что при $H = H_1$ устойчивым оказывается режим прецессии с промежуточным амплитудным углом $\langle \phi \rangle$. Таким образом, переход от одной устойчивой стационарной орбиты к другой при рассматриваемой бифуркации происходит через третье устойчивое прецессионное движение вектора \mathbf{M} .

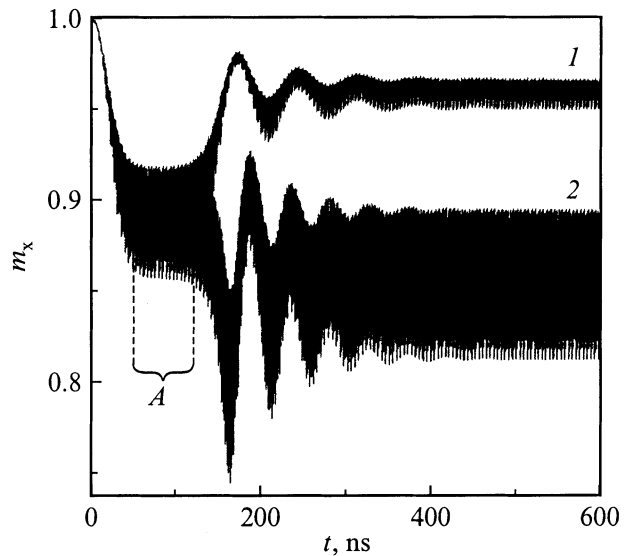


Рис. 3. Временная зависимость нормальной составляющей магнитного момента, выходящего из начального положения на стационарную орбиту при значениях статического поля, выбранных вблизи бифуркационного значения H_1 .

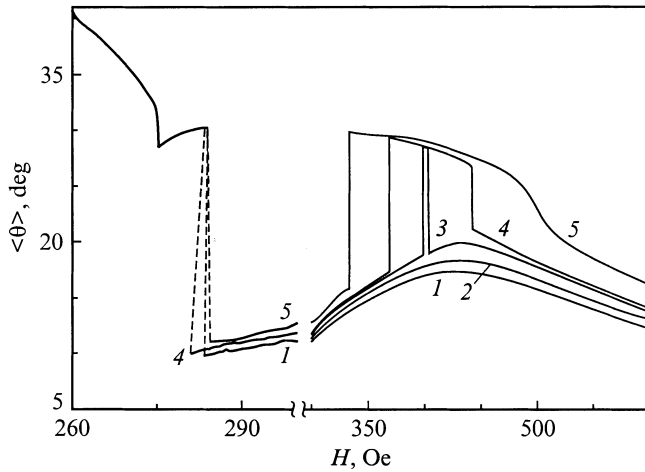


Рис. 4. Зависимость усредненного полярного угла $\langle \theta \rangle$ вектора \mathbf{M} от величины статического поля H при различных амплитудах СВЧ-поля. h , Ое: 1 — 1.5, 2 — 1.6, 3 — 1.702, 4 — 1.75, 5 — 2.0. $\langle \theta \rangle \equiv \langle \phi \rangle$ для $H \gtrsim 275$ Ое.

На рис. 4 представлена зависимость усредненного полярного угла $\langle \theta \rangle$ вектора магнитного момента от величины статического поля H при различных амплитудах СВЧ-поля. В интервале $260 \leq H \leq 275$ Ое устанавливается прецессия со средней амплитудой $\langle \phi \rangle \lesssim 3^\circ$ и осью, не совпадающей с нормалью к пленке. Далее следует режим с наибольшими амплитудами прецессии вокруг нормали ($\langle \theta \rangle \equiv \langle \phi \rangle$), переходящий с увеличением статического поля в бистабильное состояние. При $H > 284.5$ Ое устойчивой остается только орбита с малой амплитудой прецессии, которая в случае $h < 1.7$ Ое вначале растет с увеличением подмагничивающего поля, а затем падает, образуя слабо выраженный максимум. В случае достаточно больших СВЧ-полей при $H = H_1(h)$ малая орбита теряет устойчивость, и амплитуда прецессии резко увеличивается, однако при $H > H_2(h)$ (для $h < 2$ Ое) единственной устойчивой вновь становится орбита с малой амплитудой прецессии.

Проведенный анализ позволяет сделать вывод о возможности реализации в условиях ФМР в пленке феррита-граната типа (111) разнообразных режимов прецессионного движения намагниченности, сильно отличающихся как по амплитуде, так и по форме траектории, а также бифуркаций, приводящих к резкому изменению амплитуды прецессии, состояниям бистабильности и траекториям с периодом, кратным периоду резонансной частоты.

Список литературы

- [1] Г.С. Кандаурова, А.Е. Свицерский. Письма в ЖЭТФ **47**, 8, 410 (1988).
- [2] Ф.В. Лисовский, Е.Г. Мансветова, Е.П. Николаева, А.В. Николаев. ЖЭТФ **103**, 1, 213 (1993).
- [3] С.М. Резенде, Ф.М. де Агиар. ТИИЭР **78**, 6, 5 (1990).

- [4] В. Neite, H. Doetsch. SPIE. Electro-Optic and Magneto-Optic Materials **1018**, 115 (1988).
- [5] А.М. Прохоров, Г.А. Смоленский, А.Н. Агеев. УФН **143**, 1, 33 (1984).
- [6] Д.И. Семенцов, А.М. Шутый. Опт. и спектр. **84**, 2, 280 (1998).
- [7] А.М. Шутый, Д.И. Семенцов. ФТТ **42**, 7, 1268 (2000).
- [8] А.Г. Гуревич, Г.А. Мелков. Магнитные колебания и волны. Наука, М. (1994). 464 с.