

## ПРЕЦЕССИЯ НАМАГНИЧЕННОСТИ В НЕЛИНЕЙНОЙ МАГНИТНОЙ СРЕДЕ, ОПИСЫВАЕМОЙ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИМ ПОТЕНЦИАЛОМ ЛАНДАУ

© Д.А. Романов, Е.Г. Рудашевский, Е.И. Николаев, В.А. Мухамедьяров

Институт общей физики Российской академии наук,  
117942 Москва, Россия

(Поступила в Редакцию 8 января 1996 г.

В окончательной редакции 13 мая 1996 г.)

С помощью метода магнитооптического детектирования ФМР обнаружен ранее не наблюдавшийся класс нелинейных эффектов, сопровождающих прецессию намагниченности в нелинейной магнитной среде. На основании уравнения Ландау-Лифшица получены уравнения движения, описывающие прецессию в несимметричной потенциальной яме. Определена форма траектории прецессии и показано, что прецессия намагниченности в нелинейной магнитной среде сопровождается появлением гармоник на нулевой и удвоенной частотах. Отмечено, что обнаруженный эффект несимметричной прецессии намагниченности является ранее неизвестным магнитным аналогом оптического эффекта выпрямления света в нелинейной среде. Выводы теории находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными.

Хорошо известно, что высокочастотная динамика намагниченности сопровождается различными нелинейными явлениями. Еще в начале 50-х годов заметили, что при достижении полем накачки некоторого порогового уровня прекращается поглощение энергии на частоте однородной прецессии и появляется поглощение на дополнительной частоте. Было показано, что этот эффект обусловлен распадом моды однородной прецессии с частотой  $\omega$  на две спиновых волны с частотами  $\omega/2$  и волновыми векторами  $\pm k$ . Позднее были обнаружены и исследованы и другие нелинейные эффекты, такие как параметрическое возбуждение спиновых волн параллельной накачкой, низкочастотные автоколебания мощности СВЧ-излучения, поглощаемого образцом, и нелинейное магнитоупругое взаимодействие. Подробное изложение ранних работ по нелинейному ФМР можно найти в монографиях [1-3]. С 80-х годов развитие нелинейной спиновой динамики тесно связано с применением методов синергетики — научной дисциплины о пространственно-временном упорядочении в сложных системах, включающей в себя теорию автоволновых процессов, теорию динамического хаоса, теорию солитонов и т.п. В экспериментальных работах и связанных с ними теоретических исследованиях основное внимание уделялось нелинейным свойствам слабозатухающих магнитостатических и спиновых волн, распространяющихся в образцах на

основе железо-иттриевого граната (ЖИГ). Было установлено, что все перечисленные выше нелинейные эффекты имеют единую природу и связаны с взаимодействием различных типов коллективных возбуждений спиновой системы как между собой, так и с полем накачки. Однако это не единственная причина, способная вызывать нелинейные эффекты. Нелинейность может быть присуща самой магнитной среде и проявляться при статических отклонениях намагниченности. Например, если равновесное направление намагниченности не совпадает с направлением постоянного магнитного поля, отклонения намагниченности на один и тот же угол в разные стороны от положения равновесия приводят к неодинаковым изменениям термодинамического потенциала. Хорошо известно, что подобные нелинейные свойства среды весьма существенны в оптике. Распространение в кристалле электромагнитной волны высокой интенсивности сопровождается такими эффектами, как генерация второй гармоники и возникновение постоянной электрической поляризации среды (оптическое выпрямление света). Тем не менее в теории магнитных колебаний и волн подобные эффекты, как правило, не учитываются. Дело в том, что нелинейные свойства магнитной среды появляются лишь при достаточно большой амплитуде прецессии, которую и ограничивают «обычные» для динамики намагниченности нелинейные эффекты.<sup>1</sup> Максимально достижимый угол прецессии можно оценить по следующей формуле (см., например, [1]):

$$\theta_{\max} \approx \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\Delta H}{4\pi M_s}}. \quad (1)$$

Тогда для чистого ЖИГ с  $4\pi M_s = 1750$  Ое и  $\Delta H = 0.5$  Ое получим оценку  $\theta_{\max} \approx 10^{-2}$  рад. Для эпитаксиальных феррит-гранатовых пленок ситуация существенно отличается:  $4\pi M_s \sim \Delta H \sim 100$  Ое, и, следовательно, максимальный угол прецессии намагниченности может достигать одного радиана и более. Поэтому можно ожидать, что в магнитных материалах такого типа высокочастотная динамика намагниченности с большими углами прецессии будет сопровождаться рядом новых нелинейных эффектов, обусловленных свойствами самой магнитной среды. В области ориентационного фазового перехода от однородно намагниченного состояния к доменной структуре восприимчивость магнетика значительно возрастает, поэтому влияние нелинейных свойств магнитной среды должно проявляться там особенно ярко.

Ранее в работе [6] авторы сообщали о первом наблюдении в эпитаксиальной феррит-гранатовой пленке одного из эффектов такого класса — несимметричной прецессии намагниченности, — осуществленном с помощью методики магнитооптического детектирования ферромагнитного резонанса (МОД ФМР). В настоящей статье представлены результаты экспериментального и теоретического исследования прецессии намагниченности в нелинейной магнитной среде.

<sup>1</sup> Лишь недавно появились работы [4] и [5], в которых экспериментально и теоретически исследуется распространение магнитоэлектростатических волн достаточно большой амплитуды в пленке ЖИГ.

# 1. Магнитооптическое детектирование несимметричной прецессии намагниченности

Схема экспериментальной установки представлена на рис. 1. Основной оптической части установки являлся гелий-неоновый лазер ЛГ-126. Дихроичный пленочный поляризатор обеспечивал линейную поляризацию света на выходе лазера, а в качестве анализатора использовалась призма Глана-Томпсона. Для исследования ФМР на локальных участках образца лазерный пучок фокусировался в пятно диаметром порядка  $100 \mu\text{m}$ . Интенсивность прошедшего через образец света измерялась фотоэлектронным умножителем ФЭУ-79, полоса частот которого ограничивалась с помощью RC-цепочки и составляла  $30 \text{ kHz}$ . Поскольку эта частота много меньше частоты ФМР, выходной сигнал ФЭУ пропорционален средней за период прецессии интенсивности света.

Постоянное магнитное поле в плоскости пленки напряженностью от 0 до  $3 \text{ kOe}$  создавалось с помощью электромагнита, размещенного на подшипнике, что позволяло поворачивать его относительно вертикальной оси и проводить эксперименты при отклонении магнитного поля на  $\pm 15$  градусов от плоскости образца. Для измерения магнитного поля использовался датчик Холла, размещенный на одном из полюсов электромагнита. Высокочастотный тракт был собран на основе измерителя амплитудно-частотных характеристик Х1-42 (состоящего из СВЧ-генератора качающейся частоты и осциллографа), усилителей мощности УЗ-33 (частоты  $0.5\text{--}400 \text{ MHz}$ ) или Г4-128 (частоты  $400\text{--}1200 \text{ MHz}$ ) и вольтметра переменного тока ВЗ-36.

Одним из достоинств метода МОД ФМР является разделение системы возбуждения резонанса и канала регистрации прецессии намагниченности. Это позволяет отказаться от применения СВЧ-резонатора и проводить эксперименты в широком интервале частот. Поэтому в описываемой установке поле накачки создавалось с помощью широкополосной одновитковой катушки на основе симметричной полосковой линии. Образец (феррит-гранатовая пленка состава  $(\text{LuBi})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$  с ориентацией  $\{111\}$ ) и полосковая линия размеща-

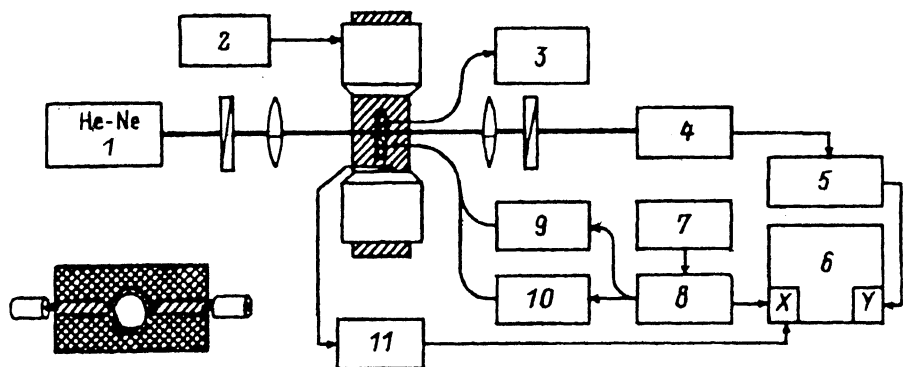


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

1 — He-Ne-лазер, 2 — система развертки, 3 — вольтметр ВЗ-36, 4 — фотоумножитель, 5 — селективный вольтметр, 6 — самописец Н-307, 7 — генератор НЧ ГЗ-53, 8 — генератор СВЧ, 9 — усилитель Г4-128, 10 — усилитель УЗ-33, 11 — датчик Холла. На вставке — одновитковая катушка.

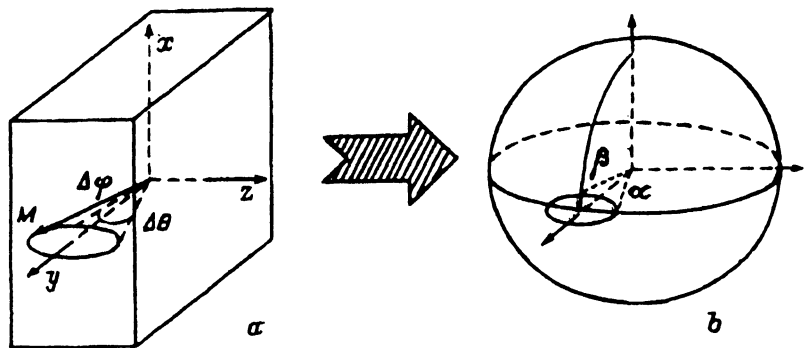


Рис. 2. Траектория прецессии намагниченности (а) и соответствующая ей траектория поляризации света на сфере Пуанкаре (б).

лись между полюсами электромагнита, причем система крепления позволяла поворачивать образец вокруг нормали к плоскости пленки. В данной работе приведены результаты, полученные для образца со следующими параметрами: намагниченность насыщения  $4\pi M_s = 40 \text{ G}$ , поле одноосной анизотропии  $H_a = 890 \text{ Oe}$ , поле кубической анизотропии  $H_k = -230 \text{ Oe}$ , гиромагнитное отношение  $\gamma = 1.08 \cdot 10^7 (\text{s} \cdot \text{Oe})^{-1}$ , ширина линии ФМР  $\Delta H = 30 \text{ Oe}$ , толщина пленки  $d = 6 \mu\text{m}$ , угол фарадеевского вращения  $\mu = 6.22 \cdot 10^{-2} \text{ rad}$  (на длине волны  $0.63 \mu\text{m}$ ).

Амплитудная модуляция поля накачки осуществлялась с помощью звукового генератора ГЗ-53 на частоте  $400 \text{ Hz}$ . При этом сигнал на выходе СВЧ-генератора представлял собой последовательность прямоугольных импульсов со скважностью 2 (меандр) с высокочастотным заполнением.

Влияние прецессирующей намагниченности на поляризацию прошедшего света удобно рассмотреть с помощью сферы Пуанкаре (СП). Пусть на однородно намагниченный образец падает линейно поляризованный свет (рис. 2, а). Тогда поляризация прошедшего света на СП изображается точкой, положение которой определяется равновесной ориентацией намагниченности (рис. 2, б). Оклонение  $M$  от плоскости образца на угол  $\Delta\theta$  приводит к повороту плоскости поляризации света (угол  $\alpha$  на СП) вследствие эффекта Фарадея (ЭФ), а отклонение  $M$  в плоскости образца на угол  $\Delta\varphi$  вызывает появление эллиптичности света (угол  $\beta$  на СП) вследствие эффекта Коттон-Мутона (ЭКМ). Если намагниченность прецессирует по замкнутой траектории, поляризация света также описывает замкнутую траекторию на СП. Поскольку отклонения намагниченности от положения равновесия  $\Delta\theta(t)$ ,  $\Delta\varphi(t)$  являются периодическими функциями, они могут быть разложены в ряд Фурье. Тогда при малых  $\Delta\theta(t)$ ,  $\Delta\varphi(t)$  получим следующие выражения для поляризации прошедшего света:

$$\alpha(t) = \mu \Delta\theta(t) = \mu \left( a_0 + a_1 \sin \omega t + a_2 \cos \omega t + a_3 \sin 2\omega t + a_4 \cos 2\omega t + \dots \right),$$

$$\beta(t) = \nu \Delta\varphi(t) = \nu \left( b_0 + b_1 \sin \omega t + b_2 \cos \omega t + b_3 \sin 2\omega t + b_4 \cos 2\omega t + \dots \right), \quad (2)$$

где параметры  $\mu$  и  $\nu$  определяют соответственно ЭФ и ЭКМ в конкретном образце. Пусть позади образца расположен анализатор, повернутый на угол  $\alpha_p$  от положения скрещенности. Тогда при малых углах  $\alpha$ ,

$\beta$ ,  $\alpha_p$  для интенсивности прошедшего света имеем следующую формулу:

$$I = I_0 \left( (\alpha(t) - \alpha_p)^2 + \beta(t)^2 \right), \quad (3)$$

где  $I_0$  — интенсивность света, падающего на образец. Средняя интенсивность света, прошедшего через образец с прецессирующей намагниченностью определяется интегралом

$$I_1 = \frac{I_0}{T} \int_0^T \left( (\alpha(t) - \alpha_p)^2 + \beta(t)^2 \right) dt, \quad (4)$$

где  $T$  — период прецессии намагниченности. В отсутствие поля накачки  $\alpha(t)$  и  $\beta(t)$  равны нулю, и интенсивность прошедшего света определяется только положением анализатора  $I_2 = I_0 \alpha_p^2$ . Модуляция поля накачки приводит к тому, что образец постоянно переключается из возбужденного состояния в равновесное и обратно. Поэтому средняя интенсивность прошедшего света также меняется с частотой модуляции, задаваемой низкочастотным генератором. Амплитуда переменного магнитооптического сигнала равна

$$\Delta I = I_1 - I_2 = \frac{I_0}{T} \int_0^T \left( (\alpha(t)^2 + \beta(t)^2 - 2\alpha_p \alpha(t)) \right) dt. \quad (5)$$

Этот сигнал измерялся селективным нановольтметром UNIPAN-233 и подавался на вход  $Y$  самописца  $H307$ . На вход  $X$  подавались сигнал с датчика Холла, пропорциональный постоянному магнитному полю, или сигнал с СВЧ-генератора, пропорциональный частоте поля накачки.

Подставляя в (5) выражения (2) и беря интеграл, получим

$$\frac{\Delta I}{I_0} = \mu^2 \left( a_0^2 + \frac{a_1^2}{2} + \frac{a_2^2}{2} + \dots \right) + \nu^2 \left( b_0^2 + \frac{b_1^2}{2} + \frac{b_2^2}{2} + \dots \right) - 2\mu\alpha_p a_0. \quad (6)$$

Итак, если траектория прецессии намагниченности несимметрична относительно равновесного положения намагниченности ( $a_0 \neq 0$ ), в эксперименте должна наблюдаться линейная зависимость магнитооптического сигнала от угла поворота анализатора  $\alpha_p$ . Именно этот эффект и был обнаружен в [6]. Найдем теперь критический угол поворота анализатора  $\alpha_k$ , при котором сигнал  $\Delta I/I_0$  обращается в нуль. Учитывая, что в исследовавшихся образцах  $\mu \gg \nu$ , и считая искажения траектории прецессии малыми ( $a_{1,2} \gg a_{0,3,4,\dots}$ ,  $b_{1,2} \gg b_{0,3,4,\dots}$ ), получим  $4\mu\alpha_k a_0 \approx \mu^2 (a_1^2 + a_2^2)$ . Для сравнения экспериментальных и теоретических результатов удобно ввести параметр  $q$

$$q = \frac{a_0}{a_1^2 + a_2^2} \approx \frac{\mu}{4\alpha_k}, \quad (7)$$

который характеризует относительное смещение траектории прецессии от равновесного положения намагниченности.

## 2. Уравнения прецессии в нелинейной среде

Термодинамический потенциал однородно намагниченного ферромагнетика, обладающего как одноосной, так и кубической анизотропией, записанный с точностью до членов четвертого порядка, имеет вид

$$\hat{O} = \varepsilon_1 M^2 + \varepsilon_2 M^4 + \varepsilon_3 M_z^2 + \varepsilon_4 M_z^4 + \varepsilon_5 M^2 M_z^2 + \varepsilon_6 M_x M_z (M_x^2 - 3M_y^2) - \mathbf{M} \cdot \mathbf{H}, \quad (8)$$

где  $\mathbf{M}$  — намагниченность образца,  $\mathbf{H}$  — внешнее магнитное поле,  $\varepsilon_i$  — некоторые коэффициенты. Если учесть, что образец имеет форму пленки, и полагать  $M^2 = \text{const}$ , то в полярной системе координат переменная часть термодинамического потенциала может быть записана в следующей форме:

$$\Phi = -MH(\sin \theta \sin \theta_H \cos(\varphi - \varphi_H) + \cos \theta \cos \theta_H) + (2\pi M^2 - K_0) \cos^2 \theta + K_1 \left( \frac{1}{4} \sin^4 \theta + \frac{1}{3} \cos^4 \theta + \frac{\sqrt{2}}{3} \sin^3 \theta \cos \theta \cos 3\varphi \right) - Mh \cos \theta, \quad (9)$$

где  $h$  — поле накачки,  $K_0$  — константа одноосной анизотропии,  $K_1$  — константа кубической анизотропии,  $\theta$ ,  $\varphi$ ,  $\theta_H$ ,  $\varphi_H$  — соответственно полярный и азимутальный углы векторов  $\mathbf{M}$  и  $\mathbf{H}$ , легкая ось перпендикулярна поверхности и параллельна оси  $z$  (рис. 3). Равновесная ориентация намагниченности в отсутствие поля накачки определяется условием минимума потенциала

$$\left. \frac{\partial \Phi}{\partial \theta} \right|_{\theta_0, \varphi_0} = \Phi_\theta(\theta_0, \varphi_0) = 0, \quad \left. \frac{\partial \Phi}{\partial \varphi} \right|_{\theta_0, \varphi_0} = \Phi_\varphi(\theta_0, \varphi_0) = 0. \quad (10)$$

Для описания динамики намагниченности воспользуемся уравнением Ландау–Лифшица, которое в полярных координатах имеет следующий вид [3]:

$$\begin{cases} \frac{\partial \theta}{\partial t} = -B\Phi_\theta - A\Phi_\varphi, \\ \frac{\partial \varphi}{\partial t} = A\Phi_\theta - \frac{B}{\sin^2 \theta_0} \Phi_\varphi, \end{cases} \quad (11)$$

где  $A = \frac{\gamma}{M \sin \theta_0}$ ,  $B = \frac{\omega_d}{M^2}$ ,  $\gamma$  — гиромангнитное отношение,  $\omega_d$  — параметр диссипации. Будем рассматривать малые отклонения  $\Delta\theta$  и  $\Delta\varphi$  от положения равновесия. Тогда  $\Phi_\theta$  и  $\Phi_\varphi$  можно разложить в ряд, причем для учета нелинейных свойств магнитной среды в разложении необходимо учесть квадратичные по малым отклонениям члены

$$\begin{aligned} \Phi_\theta(\theta_0 + \Delta\theta, \varphi_0 + \Delta\varphi) &= \Phi_\theta(\theta_0, \varphi_0) + \Phi_{\theta\theta}\Delta\theta + \Phi_{\theta\varphi}\Delta\varphi + \\ &+ \frac{1}{2}\Phi_{\theta\theta\theta}\Delta\theta^2 + \Phi_{\theta\theta\varphi}\Delta\theta\Delta\varphi + \frac{1}{2}\Phi_{\theta\varphi\varphi}\Delta\varphi^2, \\ \Phi_\varphi(\theta_0 + \Delta\theta, \varphi_0 + \Delta\varphi) &= \Phi_\varphi(\theta_0, \varphi_0) + \Phi_{\varphi\theta}\Delta\theta + \Phi_{\varphi\varphi}\Delta\varphi + \\ &+ \frac{1}{2}\Phi_{\theta\theta\varphi}\Delta\theta^2 + \Phi_{\theta\varphi\varphi}\Delta\theta\Delta\varphi + \frac{1}{2}\Phi_{\varphi\varphi\varphi}\Delta\varphi^2. \end{aligned} \quad (12)$$

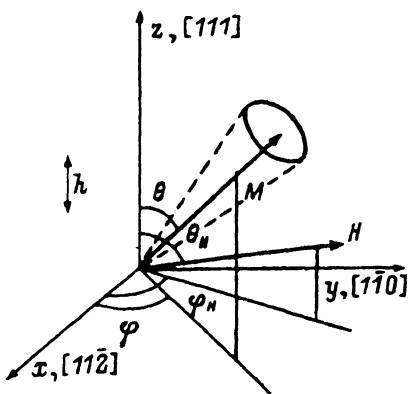


Рис. 3. Система координат, ориентация намагниченности и магнитных полей.

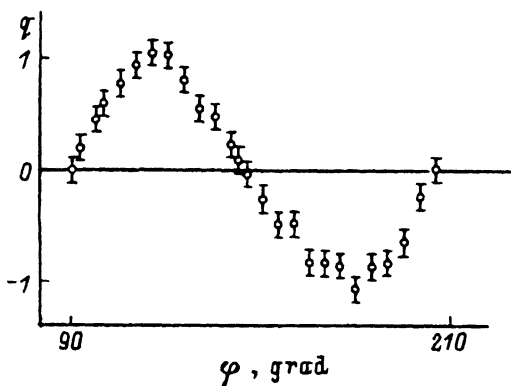


Рис. 4. Зависимость параметра несимметричности прецессии от ориентации намагниченности в плоскости пленки.

Подставляя выражения (12) в систему (11); получим приближенные нелинейные уравнения движения

$$\begin{cases} \frac{\partial \Delta\theta}{\partial t} = A_1 \Delta\theta + B_1 \Delta\varphi + C_1 \Delta\theta^2 + D_1 \Delta\theta \Delta\varphi + E_1 \Delta\varphi^2 + h_1 \sin \omega t, \\ \frac{\partial \Delta\varphi}{\partial t} = A_2 \Delta\theta + B_2 \Delta\varphi + C_2 \Delta\varphi^2 + D_2 \Delta\theta \Delta\varphi + E_2 \Delta\varphi^2 + h_2 \sin \omega t, \end{cases} \quad (13)$$

где учтены члены до второго порядка малости по  $\Delta\theta$ ,  $\Delta\varphi$  и сделаны замены

$$\begin{aligned} A_1 &= -A\Phi_{\theta\varphi} - B\Phi_{\theta\theta}, & A_2 &= A\Phi_{\theta\theta} - \frac{B}{\sin^2 \theta_0} \Phi_{\theta\varphi}, \\ B_1 &= -A\Phi_{\varphi\varphi} - B\Phi_{\theta\varphi}, & B_2 &= A\Phi_{\theta\varphi} - \frac{B}{\sin^2 \theta_0} \Phi_{\varphi\varphi}, \\ C_1 &= -\frac{A}{2} \Phi_{\theta\theta\varphi} - \frac{B}{2} \Phi_{\theta\theta\theta}, & C_2 &= -\frac{A}{2} \Phi_{\theta\theta\theta} - \frac{B}{2 \sin^2 \theta_0} \Phi_{\theta\theta\varphi}, \\ D_1 &= -A\Phi_{\theta\varphi\varphi} - B\Phi_{\theta\theta\varphi}, & D_2 &= A\Phi_{\theta\theta\varphi} - \frac{B}{\sin^2 \theta_0} \Phi_{\theta\varphi\varphi}, \\ E_1 &= -\frac{A}{2} \Phi_{\varphi\varphi\varphi} - \frac{B}{2} \Phi_{\theta\varphi\varphi}, & E_2 &= \frac{A}{2} \Phi_{\theta\varphi\varphi} - \frac{B}{2 \sin^2 \theta_0} \Phi_{\varphi\varphi\varphi}, \\ h_1 &= -BMh, & h_2 &= AMh. \end{aligned} \quad (14)$$

Интегрирование в общем виде систем дифференциальных уравнений такого типа и исследование устойчивости их решений является одной из известных проблем Гильберта, остающихся до настоящего времени актуальными задачами математики. Однако при малых колебаниях намагниченности для решения системы (13) можно применить метод теории возмущений. Сначала рассмотрим линейную систему

$$\begin{cases} \frac{\partial \Delta\theta}{\partial t} = A_1 \Delta\theta + B_1 \Delta\varphi + h_1 \sin \omega t, \\ \frac{\partial \Delta\varphi}{\partial t} = A_2 \Delta\theta + B_2 \Delta\varphi + h_2 \sin \omega t, \end{cases} \quad (15)$$

которая имеет известное решение

$$\Delta\theta = a_1 \sin \omega t + a_2 \cos \omega t, \quad \Delta\varphi = b_1 \sin \omega t + b_2 \cos \omega t, \quad (16)$$

где

$$a_1 = Mh \frac{N\Phi_{\varphi\varphi}Q_1 + B\omega Q_2}{Q_1^2 + Q_2^2}, \quad a_2 = Mh \frac{B\omega Q_1 - N\Phi_{\varphi\varphi}Q_2}{Q_1^2 + Q_2^2},$$

$$b_1 = -Mh \frac{N\Phi_{\theta\varphi}Q_1 + A\omega Q_2}{Q_1^2 + Q_2^2}, \quad b_2 = -Mh \frac{A\omega Q_1 - N\Phi_{\theta\varphi}Q_2}{Q_1^2 + Q_2^2}, \quad (17)$$

$$Q_1 = \omega^2 + N(\Phi_{\theta\varphi}^2 - \Phi_{\theta\theta}\Phi_{\varphi\varphi}), \quad Q_2 = B\omega(\Phi_{\theta\theta} + \sin^{-2}\theta_0\Phi_{\varphi\varphi}),$$

$$N = \frac{\gamma^2 M^2 + \omega_d^2}{M^4 \sin^2 \theta_0}. \quad (18)$$

Траекторией прецессии в данном случае является эллипс, причем центр эллипса совпадает с равновесной ориентацией намагниченности. Подставляя решение (16) в нелинейную часть системы (13), получим приближенные выражения для коэффициентов  $a_0$ ,  $b_0$ , которые запишем в следующем виде:

$$a_0 = M^2 h^2 \frac{Z_1(\Phi_{ij}, \Phi_{ijk})}{4W(\Phi_{ij})}, \quad b_0 = M^2 h^2 \frac{Z_2(\Phi_{ij}, \Phi_{ijk})}{4W(\Phi_{ij})}, \quad i, j, k = \theta, \varphi. \quad (19)$$

Из-за некоторой громоздкости полный вид функций  $Z_1(\Phi_{ij}, \Phi_{ijk})$ ,  $Z_2(\Phi_{ij}, \Phi_{ijk})$ ,  $W(\Phi_{ij})$  приведен в Приложении к данной статье. Подобным способом можно найти и поправки к решению, которые соответствуют следующим гармоникам основной частоты. Однако, как было показано выше, гармонические члены в разложении периодической функции не влияют на регистрируемую несимметричность колебаний.

Таким образом, при возбуждении даже однородного магнитного резонанса в нелинейной магнитной среде в спектре колебаний намагниченности могут появиться гармоники на нулевой, удвоенной и других частотах. Коэффициенты  $a_0$  и  $b_0$  описывают смещение центра траектории прецессии относительно равновесного положения намагниченности, а коэффициенты  $a_3$ ,  $b_3$ ,  $a_4$ ,  $b_4$  отвечают за искажение эллиптической формы траектории прецессии. Отклик на нулевой частоте можно интерпретировать как динамическое намагничивание образца в направлении, перпендикулярном эффективному магнитному полю, или по аналогии с нелинейной оптикой как эффект «выпрямления» магнитных колебаний. Как и должно быть, амплитуды отклика на нулевой и удвоенной частотах пропорциональны квадрату  $h$ .

### 3. Результаты и обсуждение

При проведении экспериментов регистрировался угол  $\alpha_k$  и по формуле (7) находилось значение параметра несимметричности прецессии при различной ориентации намагниченности в плоскости пленки в зависимости от напряженности магнитного поля  $H$ .



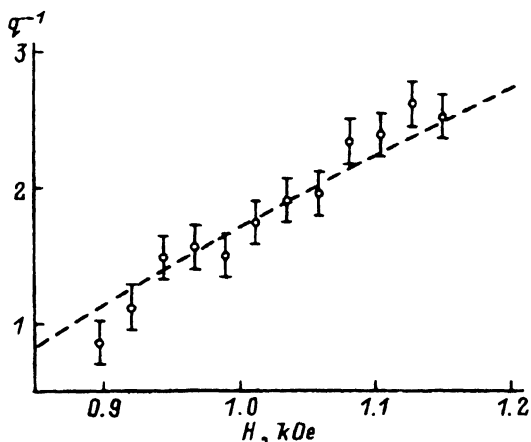


Рис. 5. Экспериментальная и теоретическая зависимость параметра несимметричности прецессии от магнитного поля в плоскости.

На рис. 4 представлена зависимость  $q(\varphi)$ , полученная в окрестности поля ориентационного фазового перехода. Хорошо видно, что эта зависимость описывается функцией  $q(\varphi) = q_0 \cos 3\varphi$ , что свидетельствует о влиянии кубической анизотропии на траекторию прецессии. Рассмотрим далее два частных случая для ориентации намагниченности.

Случай 1. Намагниченность в несимметричной потенциальной яме. Пусть намагниченность направлена так, что  $\theta_0 = \pi/2$ ,  $\varphi_0 = 0$ . Из условия (2) найдем соответствующее данному случаю направление поля  $\mathbf{H}$

$$\cos \theta_H = \sqrt{2}K_1/3MH, \quad \varphi_H = 0. \quad (20)$$

Ограничимся рассмотрением случая малой диссипации, что соответствует условию  $A \gg B$ . Тогда, подставляя значения вторых и третьих производных термодинамического потенциала в (12), учитывая, что при малых отклонениях  $\mathbf{H}$  от плоскости пленки  $\sin \theta_H \approx 1$ , а измерения проводятся на резонансных частотах, получим расчетное значение параметра несимметричности прецессии

$$q^{-1}(H) = \frac{4\sqrt{2}}{-3H_k} \left( H - \frac{H^2}{2H + 4\pi M - H_a - H_k/2} \right). \quad (21)$$

Экспериментальные значения обратного параметра несимметричности прецессии для данной ориентации намагниченности в зависимости от магнитного поля  $H$  приведены на рис. 5. Там же штриховой линией показана теоретическая зависимость  $q^{-1}(H)$ .

Интересно проследить, как при последовательном повышении поля накачки меняется траектория прецессии в различных магнитных средах. В изотропном неограниченном магнетике намагниченность прецессирует по окружностям (рис. 6, а), в анизотропной пластинке — по эллипсам (рис. 6, б), а траектории прецессии в нелинейной магнитной среде (полученные в результате приближенного численного решения уравнений движения) представлены на рис. 6, в.

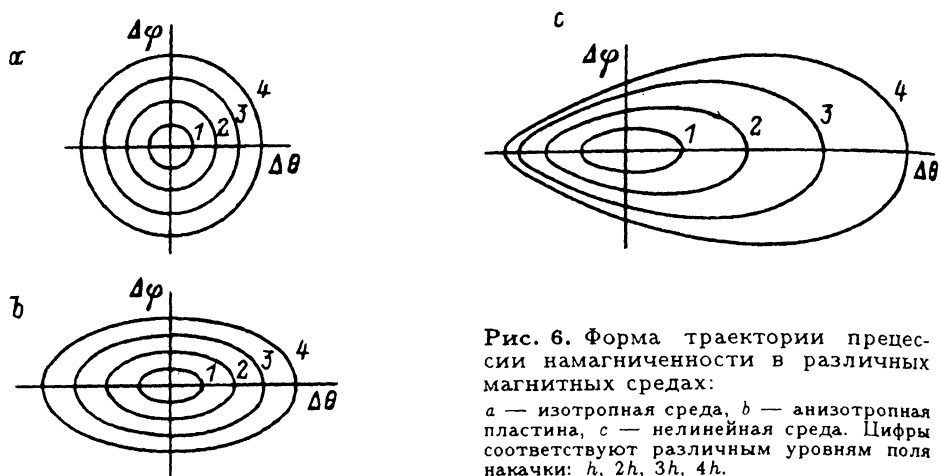


Рис. 6. Форма траектории прецессии намагниченности в различных магнитных средах:

*a* — изотропная среда, *b* — анизотропная пластина, *c* — нелинейная среда. Цифры соответствуют различным уровням поля накачки:  $h$ ,  $2h$ ,  $3h$ ,  $4h$ .

Случай 2. Намагниченность в симметричной потенциальной яме. Пусть теперь равновесное положение намагниченности  $\theta_0 = \pi/2$ ,  $\varphi_0 = \pi/2$ . Аналогично предыдущему случаю получим  $\theta_H = \pi/2$ ,  $\varphi_H = \pi/2$ . При такой ориентации намагниченности все третьи производные термодинамического потенциала равны нулю. Следовательно, в уравнениях отсутствуют нелинейные члены и траектория прецессии предстает собой эллипс, расположенный симметрично относительно равновесного положения намагниченности.

Таким образом, в работе показано, что метод магнитооптического детектирования ФМР позволяет исследовать не только амплитуду и форму траектории прецессии, но и ее расположение относительно равновесной ориентации намагниченности.

Для учета нелинейных свойств магнитной среды проведено разложение термодинамического потенциала с точностью до членов третьего порядка по малым отклонениям намагниченности от равновесного положения. На основании уравнения Ландау-Лифшица получены нелинейные уравнения движения, описывающие прецессию намагниченности в несимметричной потенциальной яме.

В результате решения уравнений движения определена форма траектории прецессии и показано, что помимо сигнала на основной частоте в спектре колебаний намагниченности присутствуют также гармоники на нулевой (эффект несимметричной прецессии) и удвоенной частотах.

Эффект несимметричной прецессии намагниченности является ранее неизвестным магнитным аналогом оптического эффекта выпрямления света в нелинейной среде.

Авторы выражают благодарность Н.М. Абрамовой и К.С. Журановой за помощь в подготовке образцов для проведения экспериментов.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 94-02-05689).

Приведем выражения для первых, вторых и третьих производных термодинамического потенциала при произвольных значениях полярного и азимутального углов, использованных при получении формулы (21) и рис. 6:

$$\Phi_{\theta} = -MH (\cos \theta \sin \theta_H \cos (\varphi - \varphi_H) - \sin \theta \cos \theta_H) - (2\pi M^2 - K_0) \sin 2\theta + K_1 \left( \sin^3 \theta \cos \theta - \frac{4}{3} \cos^3 \theta \sin \theta + \frac{\sqrt{2}}{3} \cos 3\varphi (3 \sin^2 \theta \cos^2 \theta - \sin^4 \theta) \right) + Mh \sin \theta, \quad (\text{П1})$$

$$\Phi_{\varphi} = MH \sin \theta \sin \theta_H \sin (\varphi - \varphi_H) - K_1 \sqrt{2} \sin^3 \theta \cos \theta \sin 3\varphi. \quad (\text{П2})$$

Имеем три независимые вторые производные

$$\Phi_{\theta\theta} = MH (\sin \theta \sin \theta_H \cos (\varphi - \varphi_H) + \cos \theta \cos \theta_H) - 2(2\pi M^2 - K_0) \cos 2\theta + K_1 \left[ 7 \sin^2 \theta \cos^2 \theta - \sin^4 \theta - \frac{4}{3} \cos^4 \theta + \frac{\sqrt{2}}{3} \cos 3\varphi (6 \sin \theta \cos^3 \theta - 10 \sin^3 \theta \cos \theta) \right] + Mh \cos \theta, \quad (\text{П3})$$

$$\Phi_{\varphi\varphi} = MH \sin \theta \sin \theta_H \cos (\varphi - \varphi_H) - K_1 3\sqrt{2} \sin^3 \theta \cos \theta \cos 3\varphi, \quad (\text{П4})$$

$$\Phi_{\theta\varphi} = \Phi_{\varphi\theta} = MH \cos \theta \sin \theta_H \sin (\varphi - \varphi_H) - K_1 \sqrt{2} \sin 3\varphi (3 \sin^2 \theta \cos^2 \theta - \sin^4 \theta) \quad (\text{П5})$$

и четыре независимые третьи производные

$$\Phi_{\theta\theta\theta} = MH (\cos \theta \sin \theta_H \cos (\varphi - \varphi_H) - \sin \theta \cos \theta_H) + 4(2\pi M^2 - K_0) \sin 2\theta + K_1 \left[ \frac{58}{3} \sin \theta \cos^3 \theta - 18 \sin^3 \theta \cos \theta + \frac{\sqrt{2}}{3} \cos 3\varphi (6 \cos^4 \theta - 48 \sin^2 \theta \cos^2 \theta + 10 \sin^4 \theta) \right] - Mh \sin \theta \quad (\text{П6})$$

$$\Phi_{\theta\theta\varphi} = -MH \sin \theta \sin \theta_H \sin (\varphi - \varphi_H) - K_1 \sqrt{2} \sin 3\varphi (6 \sin \theta \cos^3 \theta - 10 \sin^3 \theta \cos \theta), \quad (\text{П7})$$

$$\Phi_{\theta\varphi\varphi} = MH \cos \theta \sin \theta_H \cos (\varphi - \varphi_H) - K_1 3\sqrt{2} \cos 3\varphi (3 \sin^2 \theta \cos^2 \theta - \sin^4 \theta), \quad (\text{П8})$$

$$\Phi_{\varphi\varphi\varphi} = -MH \sin \theta \sin \theta_H \sin (\varphi - \varphi_H) + K_1 9\sqrt{2} \sin^3 \theta \cos \theta \sin 3\varphi. \quad (\text{П9})$$

Запишем также выражения для функций  $Z_1(\Phi_{ij}, \Phi_{ijk})$ ,  $Z_2(\Phi_{ij}, \Phi_{ijk})$ ,  $W(\Phi_{ij})$ , входящих в (19):

$$Z_1 = \Phi_{\theta\theta\theta} (N^2 \Phi_{\varphi\varphi}^3 + B^2 \omega^2 \Phi_{\theta\theta\varphi}) - \Phi_{\theta\theta\varphi} (3N^2 \Phi_{\varphi\varphi}^2 \Phi_{\theta\varphi} + B^2 \omega^2 \Phi_{\theta\varphi} + 2AB \Phi_{\varphi\varphi}) + \Phi_{\theta\varphi\varphi} (3N^2 \Phi_{\theta\varphi}^2 \Phi_{\varphi\varphi} + A^2 \omega^2 \Phi_{\varphi\varphi} + 2AB \Phi_{\theta\varphi}) - \Phi_{\varphi\varphi\varphi} (N^2 \Phi_{\theta\varphi}^3 + A^2 \omega^2 \Phi_{\theta\varphi}), \quad (\text{П10})$$

$$Z_2 = (N^2\Phi_{\varphi\varphi}^2 + B^2\omega^2) (\Phi_{\theta\theta\varphi}\Phi_{\theta\theta} - \Phi_{\theta\theta\theta}\Phi_{\theta\varphi}) + (N^2\Phi_{\theta\varphi}^2 + A^2\omega^2) \times \\ \times (\Phi_{\varphi\varphi\varphi}\Phi_{\theta\theta} - \Phi_{\theta\varphi\varphi}\Phi_{\theta\varphi}) - 2(N^2\Phi_{\varphi\varphi}\Phi_{\theta\varphi} + AB\omega^2) (\Phi_{\theta\varphi\varphi}\Phi_{\theta\theta} - \Phi_{\theta\varphi\varphi}\Phi_{\theta\varphi}), \quad (\text{П11})$$

$$W = -(\Phi_{\theta\varphi}^2 + \Phi_{\theta\theta}\Phi_{\varphi\varphi}) \left[ \left( \omega^2 + N(\Phi_{\theta\varphi}^2 + \Phi_{\theta\theta}\Phi_{\varphi\varphi}) \right)^2 + \right. \\ \left. + B^2\omega^2 (\Phi_{\theta\theta} + \sin^{-2}\theta_0\Phi_{\varphi\varphi})^2 \right]. \quad (\text{П12})$$

### Список литературы

- [1] Б. Лакс, К. Баттон. Сверхвысокочастотные ферриты и ферромагнетики. М. (1965).
- [2] Я.А. Моносов. Нелинейный ферромагнитный резонанс. М. (1971).
- [3] А.Г. Гуревич. Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. М. (1973).
- [4] П.Е. Зельберман, В.М. Куликов, В.В. Тихонов, И.В. Шеин. ЖЭТФ **99**, 5, 1566 (1991).
- [5] Ю.В. Гуляев, П.Е. Зельберман, И.В. Шеин. Препринт ИРЭ № 4(52). М. (1994).
- [6] Д.А. Романов, Е.Г. Рудашевский, Е.И. Николаев, В.А. Мухамедьяров. ФТТ **37**, 6, 1747 (1995).