

ФЕРРОМАГНИТНЫЙ РЕЗОНАНС В ОДНООСНОЙ МАГНИТНОЙ ПЛЕНКЕ ПРИ ПОДМАГНИЧИВАНИИ ВДОЛЬ ОСИ ТРУДНОГО НАМАГНИЧИВАНИЯ

Т. М. Василевская, Д. И. Семенцов***

*Ульяновский государственный университет
432700, Ульяновск, Россия*

Поступила в редакцию 11 ноября 2009 г.

На основе анализа прецессионной динамики намагниченности пленки с плоскостной одноосной анизотропией в спектре ферромагнитного резонанса, отвечающего случаю подмагничивания вдоль оси трудного намагничивания, выявлен дополнительный резонансный пик вблизи поля магнитной анизотропии H_u . Появление указанного пика связано с проявлением угловой бистабильности, возникающей из-за наличия двух симметричных угловых положений равновесия в поле $H < H_u$.

1. Известно [1], что для одноосной ферромагнитной пленки, находящейся в однодоменном состоянии и намагниченной в своей плоскости вдоль оси легкого намагничивания (ОЛН) \mathbf{n} , имеется одна ветвь однородного ферромагнитного резонанса (ФМР), лежащая выше значения частоты $\omega_0 = \gamma\sqrt{4\pi M H_u}$ (здесь γ — гиромагнитное отношение, M — намагниченность насыщения, H_u — поле одноосной анизотропии). При подмагничивании пленки вдоль оси трудного намагничивания ($\mathbf{H} \perp \mathbf{n}$) резонанс наблюдается на более низких частотах. В этом случае имеются две резонансные ветви, одна из которых лежит в области полей $H < H_u$, а другая — в области $H > H_u$, поэтому одному значению частоты $\omega < \omega_0$ отвечают два значения резонансного поля. При значении подмагничивающего поля $H = H_u$ обе ветви смыкаются и резонансная частота $\omega_r \rightarrow 0$. На конечной частоте при $H = H_u$ резонансный пик отсутствует. Между тем, в работах [2, 3] в спектрах ФМР одноосных пленок, полученных при подмагничивании вдоль оси трудного намагничивания (ОТН), такой пик экспериментально обнаружен. Ширина пика оказалась намного уже ширины линии однородного ФМР, а его положение не зависит от частоты и отвечает полю $H = H_u$. Авторы работ [2, 3] объясняют появление этого пика резким увеличением статической восприимчивости пленки в поле, равном полю анизотропии.

В настоящей работе на основе рассмотрения особенностей прецессионной динамики намагниченности пленки показано, что появление указанного выше пика связано с наличием двух близких угловых положений равновесия при подмагничивании пленки вдоль ОТН полем, значение которого близко к H_u .

2. Ввиду большого значения размагничивающего поля $4\pi M$ в поликристаллических одноосных пленках ферромагнитного металла в отсутствие внешнего подмагничивающего поля вектор намагниченности \mathbf{M} лежит в плоскости пленки и ориентирован вдоль наведенной ОЛН. При подмагничивании пленки вдоль этой оси ($\mathbf{H} \parallel \mathbf{n}$) резонансная прецессия магнитного момента в высокочастотном поле \mathbf{h} , приложенном перпендикулярно подмагничивающему полю \mathbf{H} , происходит по сильно вытянутой в плоскости пленки эллиптической траектории. При подмагничивании пленки вдоль ОТН траектория резонансной прецессии магнитного момента становится более сложной, причем на ее форму могут существенно влиять частота и амплитуда переменного поля. Для выявления особенностей резонансной динамики намагниченности, равновесная ориентация которой близка к направлению ОТН или совпадает с ней, определим зависимость равновесного угла φ_0 от подмагничивающего поля.

Будем считать поле \mathbf{H} и орт ОЛН \mathbf{n} лежащими в плоскости пленки. Плотность свободной энергии магнитной подсистемы пленки определяется соотно-

*E-mail: t_vasilevs@mail.ru

**E-mail: sementsovdi@mail.ru

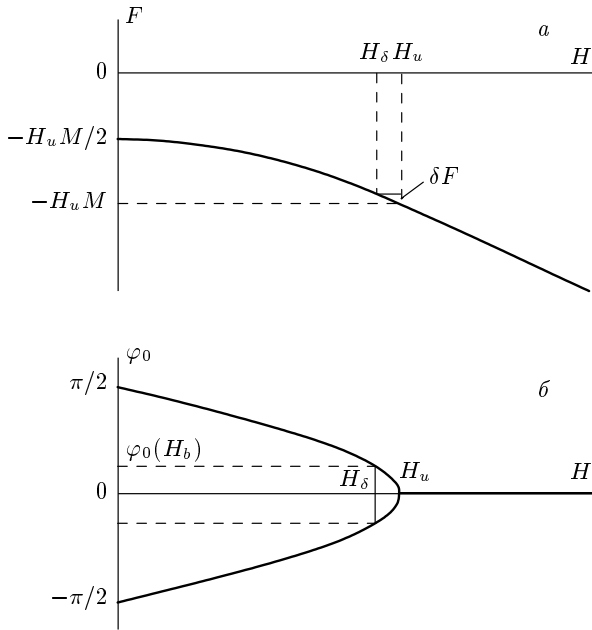


Рис. 1. Полевые зависимости свободной энергии F (а) и равновесного угла φ_0 (б) при подмагничивании пленки вдоль ОТН

шением

$$F = -\mathbf{M} \cdot (\mathbf{H} + \mathbf{h}) - \frac{1}{2}\beta(\mathbf{n} \cdot \mathbf{M})^2 + \frac{1}{2}(\mathbf{M}\hat{N}\mathbf{M}), \quad (1)$$

где β — константа плоскостной одноосной анизотропии, \hat{N} — тензор размагничивающих коэффициентов с единственной отличной от нуля компонентой $N_{zz} = 4\pi$. При статическом подмагничивании пленки вдоль ОТН, т. е. при $h = 0$ и $\mathbf{H} \perp \mathbf{n}$, полевая зависимость свободной энергии запишется следующим образом:

$$F(H) = \begin{cases} -\frac{H^2 + H_u^2}{2\beta}, & H < H_u, \\ -MH, & H \geq H_u, \end{cases} \quad (2)$$

где $H_u = \beta M$ — поле наведенной одноосной анизотропии. При этом в данной геометрии вектор \mathbf{M} в равновесном состоянии лежит в плоскости пленки и равновесный угол φ_0 между векторами \mathbf{M} и \mathbf{H} находится из условия $\partial F / \partial \varphi = 0$ и определяется выражениями

$$\varphi_0(H) = \begin{cases} 0, & H \geq H_u, \\ \pm \arccos(H/H_u), & H < H_u. \end{cases} \quad (3)$$

Полевые зависимости свободной энергии и равновесного угла при подмагничивании пленки вдоль ОТН,

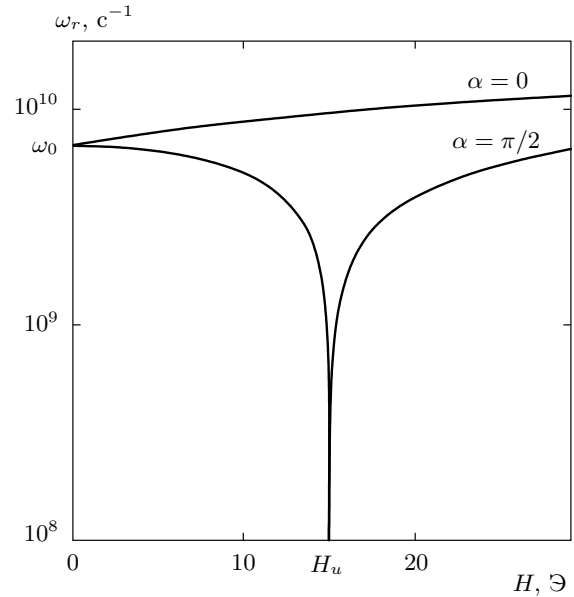


Рис. 2. Полевая зависимость резонансной частоты при подмагничивании пленки вдоль ОЛН и ОТН ($\alpha = 0, \pi/2$)

определяемые соотношениями (2), (3), приведены на рис. 1. Вид зависимости $\varphi_0(H)$ показывает, что в области $H \geq H_u$ имеется одна равновесная ориентация намагниченности пленки ($\varphi_0 = 0$), тогда как в области $H < H_u$ намагниченность пленки имеет два симметрично расположенных угловых положения равновесия. Если значение подмагничивающего поля оказывается в непосредственной близости к значению поля анизотропии, то угловое расстояние между двумя симметричными положениями равновесия также является малым и легко может преодолеваться при наличии высокочастотного поля.

3. Под воздействием переменного магнитного поля \mathbf{h} , перпендикулярного подмагничивающему полю, магнитный момент \mathbf{M} совершает прецессионное движение вокруг своей равновесной ориентации. Динамическое поведение вектора \mathbf{M} во внешних статическом и переменном магнитных полях описывается уравнением Ландау–Лифшица, которое в сферических координатах приводит к следующим уравнениям для двух независимых угловых переменных, определяющих ориентацию намагниченности [4]:

$$\begin{aligned} \dot{\psi}M &= -\frac{\lambda}{M} \frac{\partial F}{\partial \psi} + \frac{\gamma}{\cos \psi} \frac{\partial F}{\partial \varphi}, \\ \dot{\varphi}M \cos \psi &= -\gamma \frac{\partial F}{\partial \varphi} - \frac{\lambda}{M \cos \psi} \frac{\partial F}{\partial \psi}. \end{aligned} \quad (4)$$

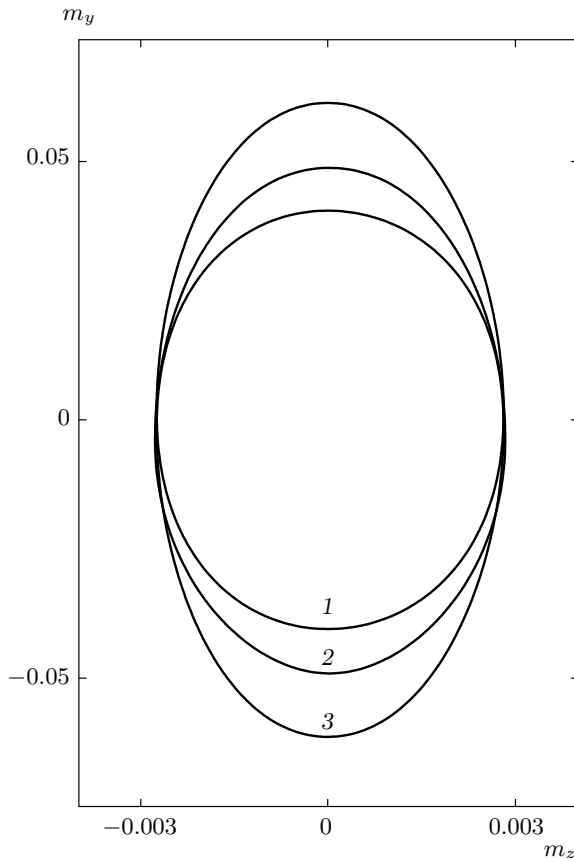


Рис. 3. Проекция на плоскость yz нормированного магнитного момента \mathbf{m} при $\mathbf{H} \parallel \mathbf{n}$ и $\omega_r = (0.8, 1, 1.2) \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$ (кривые 1, 2, 3)

Здесь азимутальный угол φ отсчитывается от направления поля \mathbf{H} , а полярный угол ψ от плоскости пленки, γ — магнитомеханическое отношение, λ — параметр затухания. Решение уравнений (4) позволяет найти временную зависимость ориентации вектора \mathbf{M} при заданной ориентации и временной зависимости приложенных полей \mathbf{H} и $\mathbf{h}(t)$, а также определить траекторию конца вектора \mathbf{M} в процессе прецессионного движения. В общем случае частота резонансной прецессии намагниченности определяется общим выражением

$$\omega_r = \frac{\gamma}{M \cos \psi} \times \left[\left(\frac{\partial^2 F}{\partial \varphi^2} \right)_0 \left(\frac{\partial^2 F}{\partial \psi^2} \right)_0 - \left(\frac{\partial^2 F}{\partial \varphi \partial \psi} \right)_0^2 \right]^{1/2}, \quad (5)$$

где вторые производные от свободной энергии вычисляются для равновесной ориентации намагниченности. В случае плоскостного подмагничивания

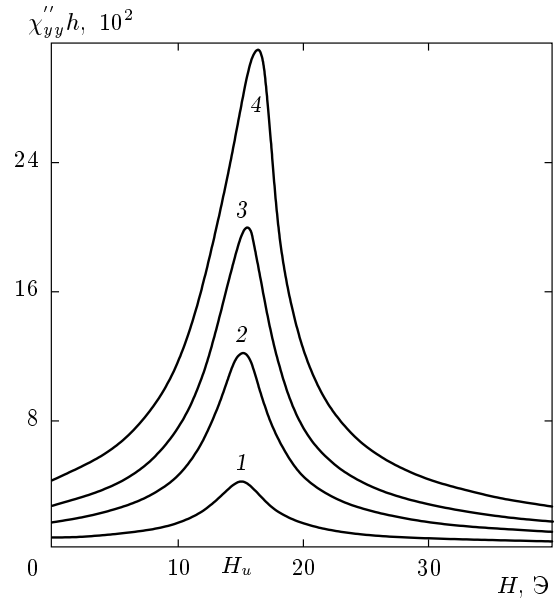


Рис. 4. Спектр ФМР пленки, намагниченной вдоль ОЛН; $\lambda = 5 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$, $\omega = 9.7 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}$, $h = 0.1, 0.3, 0.5, 0.8 \text{ Э}$ (кривые 1, 2, 3, 4)

вдоль ОЛН и ОТН соотношение (5) приводится к виду

$$\omega_r = \gamma \sqrt{4\pi M (H + H_u)}, \quad (6)$$

$$\omega_r = \gamma \sqrt{4\pi M (H \cos \varphi_0 - H_u \cos 2\varphi_0)}.$$

Построенная на основе соотношений (6) полевая зависимость резонансной частоты при подмагничивании вдоль ОЛН имеет монотонный характер, тогда как при подмагничивании вдоль ОТН указанная зависимость имеет две монотонные ветви — убывающую и растущую, которые сходятся при значении поля $H = H_u$ на частоте $\omega_r \rightarrow 0$ (рис. 2). Таким образом, при подмагничивании вдоль ОТН и фиксированной частоте $\omega < \omega_0$ должны наблюдаться два резонансных пика со следующими значениями резонансных полей:

$$H_{r1} = \sqrt{H_u (H_u - \omega^2 / 4\pi M \gamma^2)}, \quad H < H_u, \quad (7a)$$

$$H_{r2} = H_u + \omega^2 / 4\pi M \gamma^2, \quad H \geq H_u. \quad (7b)$$

4. Ниже приводятся результаты численного решения уравнений (4), полученные для одноосной пленки, параметры которой близки к параметрам реальных пермаллоевых пленок состава 80Ni20Fe: $4\pi M = 10^4 \text{ Гс}$, $H_u = 15 \text{ Э}$, $\omega_0 = 6.82 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}$, $\lambda = 5 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$ [1]. Вначале рассмотрим случай подмагничивания пленки вдоль ОЛН, т.е. будем считать, что $\mathbf{H} \parallel \mathbf{n}$ и оба вектора ориентированы

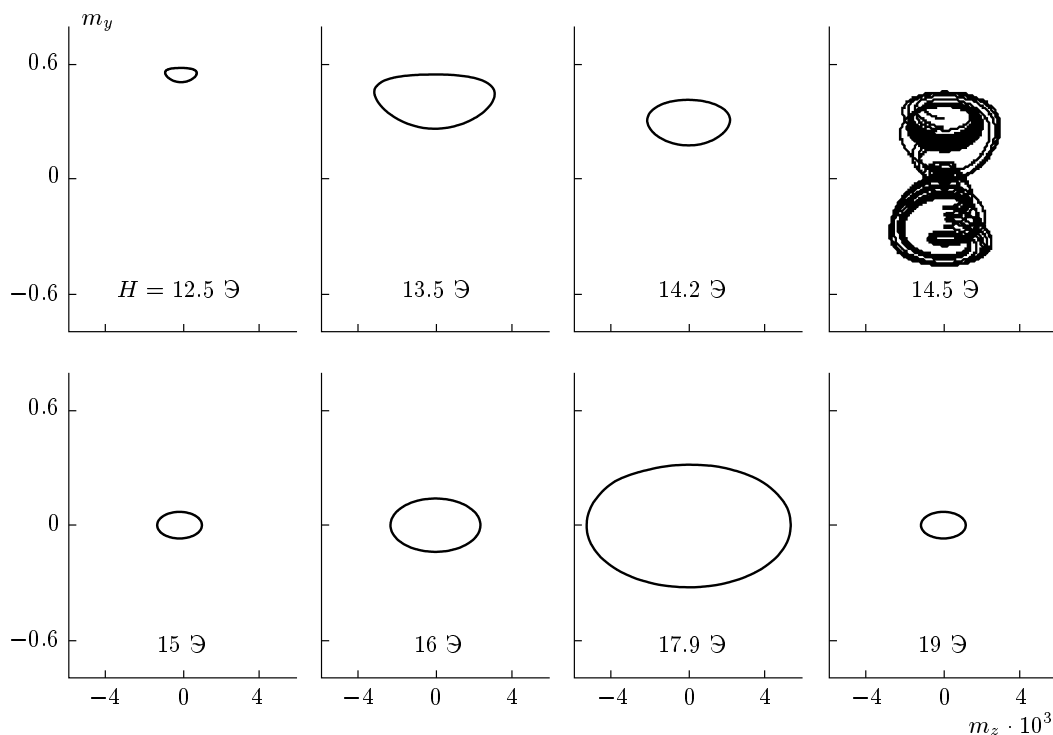


Рис. 5. Траектории прецессии вектора \mathbf{m} при различных значениях подмагничивающего поля; $\omega = 3 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}$, $h = 0.2 \text{ Э}$

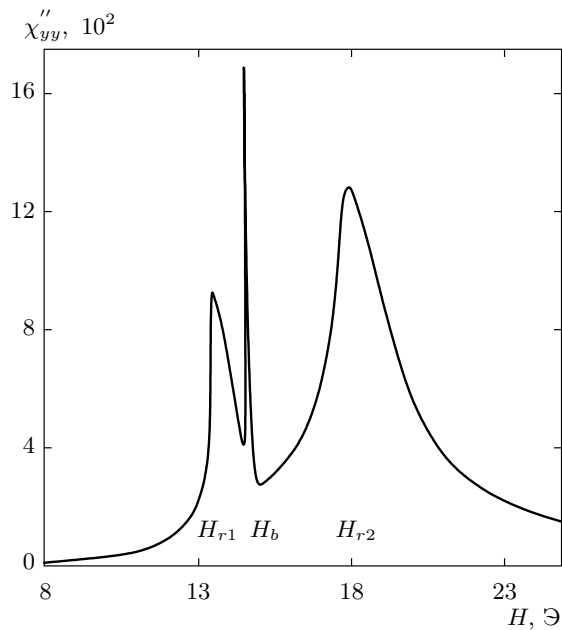


Рис. 6. Спектр ФМР пленки при $\mathbf{H} \perp \mathbf{n}$, $\lambda = 5 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$, $\omega = 3 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}$ и $h = 0.2 \text{ Э}$

в плоскости пленки вдоль оси x , а высокочастотное поле \mathbf{h} — вдоль оси y . При этом конец вектора \mathbf{M} описывает в плоскости yz сильно вытянутые

вдоль оси y эллиптические траектории. Некоторые из этих траекторий представлены на рис. 3 в осях $m_\alpha = M_\alpha/M$ ($\alpha = y, z$) для трех значений резонансной частоты $\omega_r = (0.8, 1, 1.2) \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$ (кривые 1–3). Для высокочастотных компонент намагниченности справедливы соотношения $m_a = \chi_{ay} h_y$ и $m_y \gg m_z$, поэтому и для компонент тензора высокочастотной восприимчивости имеет место неравенство $\chi_{yy} \gg \chi_{zy}$. При этом поглощаемую пленкой мощность высокочастотного поля с большой степенью точности можно связать только с компонентой χ''_{yy} . На рис. 4 в относительных единицах приведены полевые зависимости величины $\chi''_{yy} h$, полученные для частоты $\omega = 9.7 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}$ и нескольких значений амплитуды поля $h = 0.1, 0.3, 0.5, 0.8 \text{ Э}$ (кривые 1–4). Указанная величина пропорциональна высокочастотной компоненте намагниченности $M_y^{max} = m_y^{max} M$, где m_y^{max} — большая полуось эллиптической траектории. Зависимость $\chi''_{yy}(H) \cdot h$ имеет резонансный характер с хорошо выраженным одним резонансным пиком, который с увеличением h существенно увеличивается и незначительно наклоняется в сторону больших полей. Подобный наклон является результатом проявления нелинейности уравнений (4) при больших амплитудах высокочастотного поля [5, 6].

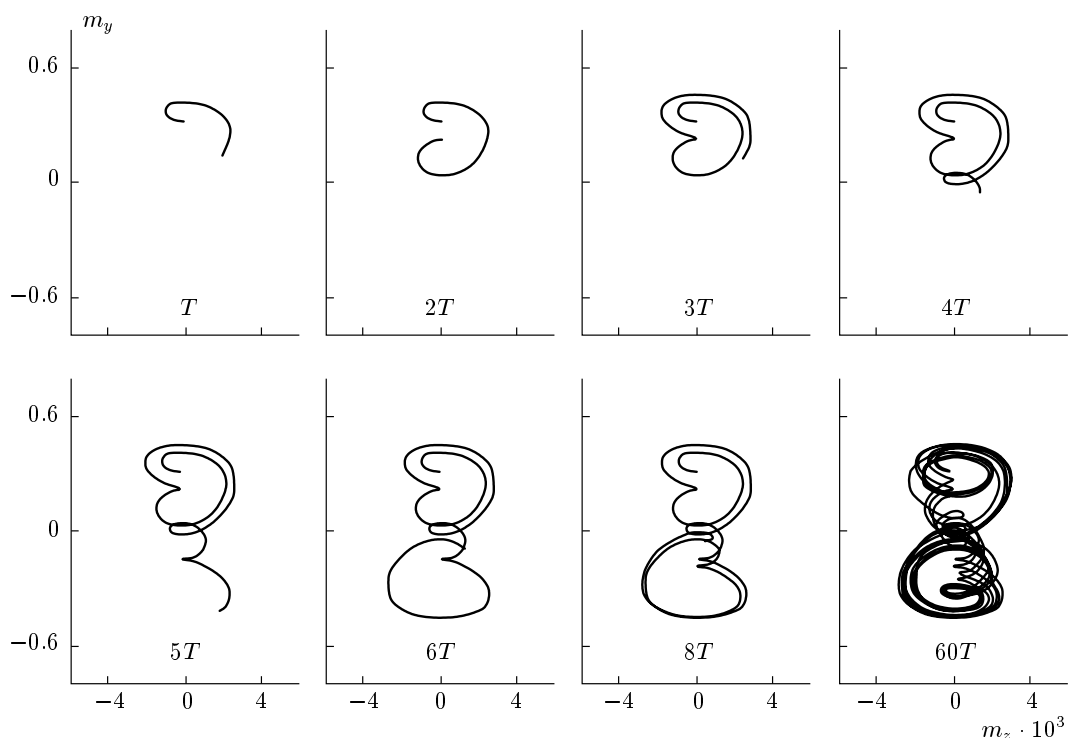


Рис. 7. Траектории прецессии вектора m ; $H = 14.4$ Э для различных моментов времени; $\omega = 3 \cdot 10^9$ с $^{-1}$, $h = 0.2$ Э

При подмагничивании вдоль ОТН характер прецессионных траекторий оказывается значительно сложнее. На рис. 5 приведены проекции на плоскость yz нормированного магнитного момента, совершающего в установившемся динамическом режиме прецессионное движение под действием переменного магнитного поля с частотой $\omega = 3 \cdot 10^9$ с $^{-1}$ и амплитудой $h = 0.2$ Э, ориентированного вдоль оси y , и подмагничивающего поля $H = (12.5, 13.5, 14, 14.5, 15, 16, 17.9, 19)$ Э, ориентированного вдоль оси x . Представленные траектории свидетельствуют о том, что в области полей $H < H_u$ прецессия магнитного момента пленки совершается вокруг равновесного направления, не совпадающего с направлением подмагничивающего поля. Кроме увеличения амплитуды прецессии вблизи резонансных частот $H_{r1} = 13.5$ Э и $H_{r2} \approx 17.9$ Э, резкое увеличение наблюдается также вблизи поля $H_b \approx 14.5$ Э, которое меньше поля анизотропии пленки. На рис. 6 приведена полевая зависимость восприимчивости $\chi''_{yy}(H)$, которую считаем пропорциональной величине $m_y^{max} M/h_y$, где m_y^{max} — «большая полуось» замкнутой траектории прецессии намагниченности. Наличие узкого «резонансного» пика, отвечающего полю H_b , обусловлено бистабильностью, которая

связана с двумя близкими по углу равновесными состояниями. Эти состояния «притягивают» магнитный момент, и его прецессия с равной вероятностью происходит около каждого из них.

Энергия, сообщаемая СВЧ-полем, оказывается достаточной для преодоления потенциального барьера между указанными состояниями (рис. 1). Однако переход прецессии от одного равновесного состояния к другому происходит не за один период СВЧ-поля T , а в течение времени $\tau \approx (5-6)T$. На рис. 7 приведена динамика установления рассматриваемого прецессионного режима. Проведем оценку времени τ . Величина потенциального барьера, который необходимо преодолеть магнитному моменту для рассматриваемого перехода

$$\Delta W = F(H_b) - F(H_u) = \frac{H_u^2 - H_b^2}{2\beta} \approx \frac{H_u \cdot \Delta H}{\beta} = M \cdot \Delta H, \quad (8)$$

где $\Delta H = H_u - H_b$. Для использованных выше значений параметров ($M \approx 800$ Гс, $H_u = 15$ Э, $H_b = 14.3$ Э) получаем $\Delta W \approx 560$ эрг. Энергия, передаваемая магнитной подсистеме от СВЧ-поля за один период определяется выражением [7]

$$W_T = \frac{1}{2} \omega \chi''_{yy} h_y^2 T \approx \pi M \Delta m_y h, \quad (9)$$

где мы учли, что входящая в это выражение мнимая часть восприимчивости $\chi''_{yy} \approx M \Delta m/h$. Для используемых значений $h = 0.2$ Э и изменения высокочастотной намагниченности за один период $\Delta m_y \approx 0.2$ Э (см. рис. 7) величина $W_T \approx 100$ эрг. Таким образом, чтобы произошел перескок, должно пройти время $\tau \approx (\Delta W/W_T)T$, которое в нашем случае составляет величину $\tau \approx 5.6T$.

Проведенный анализ также показал, что при $h = 0.2$ Э дополнительный пик достигает своего максимума на частоте $\omega \approx 2.8 \cdot 10^9$ с⁻¹. Дальнейшее увеличение частоты приводит к уменьшению дополнительного пика и на частоте $\omega = 3.4 \cdot 10^9$ с⁻¹ он уже не проявляется. При этом частота накачки слабо влияет на положение этого пика. С понижением частоты, наряду с монотонным уменьшением амплитуды, происходит уширение пика (по полю). На частоте $\omega \approx 2 \cdot 10^9$ с⁻¹ пик однородного резонанса левой ветви, положение которого с понижением частоты сдвигается к значению поля анизотропии H_u , полностью сливается с дополнительным пиком. Отметим также, что амплитуда дополнительного пика при фиксированной частоте быстро убывает с уменьшением амплитуды поля накачки. Так, на частоте $\omega = 3 \cdot 10^9$ с⁻¹ этот пик исчезает при $h \approx 0.1$ Э.

Проведенный анализ показывает, что обнаруженный в работах [2, 3] дополнительный резонансный пик в спектре однородного ФМР одноосной пленки, отвечает полю H_b , которое всегда несколько меньше

поля анизотропии H_u . Появление этого пика связано с возникновением угловой бистабильности из-за наличия двух близких по углу равновесных состояний магнитного момента пленки. Считаем, что подобного типа пики могут проявляться в спектрах ФМР не только в пленках с наведенной одноосной анизотропией, но и в структурах с кристаллографической анизотропией.

ЛИТЕРАТУРА

1. Н. М. Саланский, М. Ш. Ерухимов, *Физические свойства и применение магнитных пленок*, Наука, Новосибирск (1975).
2. Б. А. Беляев, А. В. Изотов, С. Я. Кипарисов, Письма в ЖЭТФ **74**, 248 (2002).
3. Б. А. Беляев, А. В. Изотов, С. Я. Кипарисов, в сб.: *Тезисы докладов XVIII международной школы-семинара «Новые магнитные материалы микроэлектроники»*, МГУ, Москва (2002), с. 790.
4. А. Г. Гуревич, Г. А. Мелков, *Магнитные колебания и волны*, Наука, Москва (1994).
5. А. М. Шутый, Д. И. Семенцов, ЖЭТФ **118**, 610 (2000).
6. Д. И. Семенцов, А. М. Шутый, ФММ **93**, 5 (2002).
7. С. Крупичка, *Физика ферритов и родственных им магнитных окислов*, Т. 2, Мир, Москва (1976).