

Динамическое перемагничивание и бистабильные состояния в антиферромагнитных многослойных структурах

© А.М. Шутый, Д.И. Семенцов

Ульяновский государственный университет,
432700 Ульяновск, Россия

E-mail: shuty@mail.ru

(Поступила в Редакцию 6 мая 2003 г.)

В поперечном переменном поле исследовано динамическое поведение намагниченности в системе магнитных пленок с кубической кристаллографической анизотропией, связанных межслойным обменным взаимодействием антиферромагнитного типа. Обнаружен ориентационный фазовый переход при изменении частоты и амплитуды высокочастотного поля. Выявлена частотная область, в которой реализуется несколько стационарных прецессионных режимов магнитных моментов и границы которой эффективно управляются как величиной подмагничивающего поля, так и амплитудой СВЧ поля.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования России (проект № РД 02-1.2-72).

1. Уникальные статические и динамические свойства мультислойных периодических структур, состоящих из тонких слоев магнитного металла, которые разделены немагнитными металлическими прослойками [1–4], определяются, прежде всего, характером связи магнитных моментов, обусловленной сильным косвенным обменным взаимодействием и приводящей к ферромагнитному, антиферромагнитному либо неколлинеарному упорядочению магнитных моментов соседних слоев [5,6]. Особый интерес представляют свойства подобных структур вблизи критических значений полей, определяющих ориентационные фазовые переходы. В окрестности таких фазовых переходов создаются наиболее благоприятные условия для возбуждения слабым высокочастотным полем различных динамических режимов, чувствительных к малым изменениям параметров системы и управляющих полей. Для реализации многообразия равновесных ориентационных состояний и динамических режимов наиболее перспективными являются структуры с антиферромагнитным типом связи [7–9]. Одним из интересных явлений с точки зрения практического использования подобных структур является нелинейный эффект их динамического перемагничивания высокочастотным полем. Ранее нами показано [9], что в пленках с одноосной плоскостной анизотропией и диполь-дипольной межслойной связью вблизи значения подмагничивающего поля, при котором противоположно направленное состояние магнитных моментов перестает быть устойчивым, существует зависящее от частоты критическое значение амплитуды СВЧ поля $h_c(\omega)$. При $h < h_c$ имеет место прецессия с противоположно направленными осями, а при $h \geq h_c$ под действием СВЧ поля происходит динамическое перемагничивание системы и в зависимости от величины константы связи устанавливается прецессионное движение магнитных моментов с сонаправленными, либо с располагающимися под углом осями прецессии. В настоящей работе исследуется динамическое поведение вблизи ориента-

ционных фазовых переходов под воздействием СВЧ поля антиферромагнитных мультислойных структур с сильным обменным взаимодействием и кубической кристаллографической анизотропией.

2. Будем считать, что исследуемая структура состоит из достаточно большого числа ($n \gg 1$) слоев магнитного металла с намагниченностью \mathbf{M}_i и толщиной d_i , где i — номер магнитного слоя, разделенных немагнитными прослойками, толщина которых отвечает антиферромагнитному типу обменной связи между магнитными слоями. В соответствии с имеющимися экспериментальными данными, для структур подобного типа, например $(\text{Fe/Cr})_n$ [10], магнитная анизотропия магнитных слоев складывается из одноосной наведенной анизотропии типа „легкая ось“ и кристаллографической кубической анизотропии. Кристаллографические оси [100] и [010] лежат в плоскости слоев, а ось легкой намагничивания наведенной анизотропии ориентирована перпендикулярно слоям. В этом случае свободная энергия системы в расчете на единицу площади дается выражением

$$E = \sum_{i=1}^n d_i \left[-\mathbf{H}\mathbf{M}_i + \frac{K_{1i}}{4} (\sin^2 2\psi_i + \cos^4 \psi_i \sin^2 2\varphi_i) + \frac{K_{2i}}{16} \sin^2 2\psi_i \cos^2 \psi_i \sin^2 2\varphi_i + (K_{ui} - 2\pi M_i^2) \cos^2 \psi_i \right] + J \sum_{i=1}^n \frac{\mathbf{M}_i \mathbf{M}_{i+1}}{M_i M_{i+1}}, \quad (1)$$

где J — константа билинейной связи, обусловленной косвенным обменным взаимодействием магнитных моментов ближайших слоев, зависящая в общем случае от толщины, материала и структурных характеристик прослойки; $K_{1,2i}$ — первая и вторая константы кубической анизотропии; K_{ui} — константа роторной анизотропии; \mathbf{H} — статическое подмагничивающее поле; φ_i — отсчитываемый от оси [100] азимутальный угол, определяющий ориентацию магнитного момента соот-

ветствующих пленок; ψ_i — угол выхода вектора \mathbf{M}_i из плоскости пленки. Все магнитные слои будем считать идентичными, т.е. $M_i = M$, $d_i = d$, $K_{ii} = K_u$, $K_{1,2i} = K_{1,2}$. Константу связи J считаем положительной, что должно обеспечивать антиферромагнитную связь магнитных моментов в соседних слоях, т.е. противоположность их направлений в отсутствии подмагничивающего поля. В этом случае вся совокупность магнитных слоев разбивается на две подсистемы ($j = 1, 2$) с идентичным поведением слоев каждой из подсистем. С учетом больших размагничивающих полей для реализуемых на практике структур ($4\pi M \gg 2K_u/M, JM$) в случае плоскостного подмагничивающего поля \mathbf{H} магнитные моменты лежат в плоскости слоев, поэтому равновесные углы $\psi_{0j} = 0$. Для определения равновесных азимутальных углов $\varphi_{0j}(H)$ используем условия равновесия $\partial E/\partial \varphi_j = 0$ и $\partial^2 E/\partial \varphi_j^2 > 0$, приводящие с учетом (1) к системе уравнений

$$\begin{aligned} 2HM \sin(\varphi_{0j} - \varphi_H) + K_1 \sin 4\varphi_{0j} \\ - 2\bar{J} \sin(\varphi_{0j} - \varphi_{03-j}) = 0, \\ HM \cos(\varphi_{0j} - \varphi_H) + 2K_1 \cos 4\varphi_{0j} \\ - \bar{J} \cos(\varphi_{0j} - \varphi_{03-j}) > 0, \quad j = 1, 2, \end{aligned} \quad (2)$$

где φ_H — азимутальный угол, отсчитываемый от оси [100] и определяющий плоскостное направление поля \mathbf{H} ; $\bar{J} = 2J/d$.

Уравнения движения для векторов намагниченности каждого из слоев \mathbf{M}_i выбираем в форме Ландау–Лифшица, которые в сферической системе координат запишем следующим образом:

$$\begin{aligned} \dot{\varphi}_j M d \cos \psi_i = \gamma \frac{\partial E}{\partial \psi_j} + \frac{\lambda}{M} \frac{1}{\cos \psi_j} \frac{\partial E}{\partial \varphi_j}, \\ \dot{\psi}_j M d = \frac{\lambda}{M} \frac{\partial E}{\partial \psi_j} - \gamma \frac{1}{\cos \psi_j} \frac{\partial E}{\partial \varphi_j}, \end{aligned} \quad (3)$$

где γ — гиромагнитное отношение, λ — параметры затухания [11]. В линейном приближении по малым отклонениям от положения равновесия ($\delta_j = \varphi_j - \varphi_{0j}$ и ψ_j) магнитная высокочастотная восприимчивость системы может быть представлена в виде суммы $\chi = \chi_1 + \chi_2$, где восприимчивости отдельных подсистем имеют вид

$$\chi_j = \frac{M^2}{\Delta_1 \Delta_2 - D^2} (D \cos \varphi_{03-j} - \Delta_{3-j} \cos \varphi_{0j}). \quad (4)$$

Здесь параметры $D = \bar{J} \cos(\varphi_{01} - \varphi_{02})$, $\Delta_j = (\omega_{0j}^2 - \omega^2 + 4\pi i \lambda \omega)/4\pi \gamma^2 - D$, где резонансные частоты изолированных магнитных подсистем —

$$\omega_{0j}^2 = 4\pi \gamma^2 [HM \cos(\varphi_{0j} - \varphi_H) + 2K_1 \cos 4\varphi_{0j}]. \quad (5)$$

При численном анализе будем использовать параметры, отвечающие параметрам реальной структуры $(\text{Fe/Cr})_n$. Для слоев железа намагниченность $M = 1620$ G,

константы анизотропии $K_1 = 4.6 \cdot 10^5$ erg/cm³, $K_2 = 1.5 \cdot 10^5$ erg/cm³, $K_u = 2.06 \cdot 10^6$ erg/cm³, толщина $d = 21.2 \cdot 10^{-8}$ cm, $\lambda = 5 \cdot 10^7$ s⁻¹, $\gamma = 1.76 \cdot 10^7$ (Oe·s)⁻¹; параметры слоев хрома явно в (1) не входят, но определяют величину константы связи J [3]. Для исследуемых пленок амплитуда колебаний полярного угла всегда значительно меньше, чем азимутального.

3. Анализ условий равновесия (2) показывает, что в представленных системах изменение величины подмагничивающего поля сопровождается петлями ориентационного гистерезиса и связанными с ними состояниями бистабильности. На рис. 1 приведены зависимости равновесного азимутального угла магнитного момента одной из подсистем магнитных слоев φ_{01} от величины подмагничивающего поля H , полученные для трех значений константы связи $J = 0.05, 0.132$ и 0.2 erg/cm² (кривые 1–3). При начальной ориентации магнитных моментов $\varphi_{01} = \pi$, $\varphi_{02} = 0$ и подмагничивающего поля $\varphi_H = 0$ в интервале величины поля от $H = 0$ до $H = H_c$, определяемого выражением

$$H_c = \frac{2}{M} \sqrt{K_1(\bar{J} + K_1)}, \quad (6)$$

равновесным остается исходное состояние. По достижении полем указанного значения происходит скачкообразный ориентационный фазовый переход. При малой константе связи $\bar{J} < \bar{J}_{ca}$ (кривая 1) имеет место 180-градусное перемагничивание первой магнитной подсистемы и сохранение азимутального угла второй подсистемы. При достаточно большой константе связи $\bar{J} > \bar{J}_{ca}$ угловое расталкивание магнитных моментов вызывает также изменение направления намагниченности пленок с $j = 2$, причем $\varphi_{02}(H_c) = -\varphi_{01}(H_c)$.

Дальнейшее увеличение поля приводит к уменьшению угла между векторами намагниченности соседних пле-

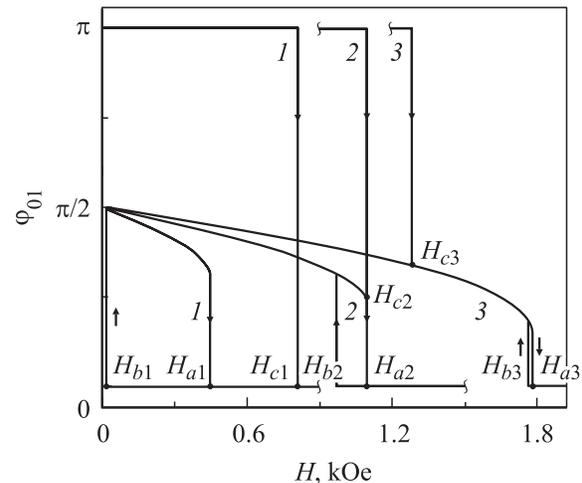


Рис. 1. Полевые зависимости равновесного угла φ_{01} при плоскостном 180- и 90-градусном перемагничивании. Константа связи J , erg/cm²: 1 — 0.05, 2 — 0.132, 3 — 0.2.

нок $\Delta\varphi_0 = \varphi_{01} - \varphi_{02}$. При достижении полем еще одного критического значения

$$H = H_a = \frac{4}{3M} \sqrt{\frac{\bar{J} + K_1}{6K_1}} (\bar{J} + K_1) \quad (7)$$

этот угол достигает минимальной величины $\Delta\varphi_0 = 2\varphi_a(J)$, уменьшающейся с ростом константы связи, после чего происходит второй фазовый переход, в результате которого реализуется состояние с сонаправленной с полем ориентацией магнитных моментов. Минимальный угол между магнитными моментами при неколлинеарной их конфигурации находится из системы (2) с учетом (7)

$$\varphi_a = \arccos \sqrt{\frac{\bar{J} + K_1}{6K_1}}. \quad (8)$$

Введенное выше критическое значение константы связи соответствует равенству полей $H_c = H_a$ и определяется выражением

$$\bar{J}_{ca} = \frac{3\sqrt{6} - 2}{2} K_1. \quad (9)$$

При уменьшении подмагничивающего поля от значений $H > H_a$, для которых исходным является состояние с сонаправленной ориентацией магнитных моментов пленок, оно сохраняется вплоть до значений поля

$$H_b = \frac{2}{M} (\bar{J} - K_1). \quad (10)$$

При $H = H_b$ происходит обратный ориентационный фазовый переход, сопровождающийся расхождением векторов \mathbf{M}_1 и \mathbf{M}_2 и скачкообразным достижением ими равновесных углов $\varphi_{01}(H_b) = -\varphi_{02}(H_b)$. Дальнейшее уменьшение подмагничивающего поля приводит к плавному увеличению угла между намагниченностями и при $H = 0$ этот угол вновь становится равным π . Однако в отдельности каждый из магнитных моментов не возвращается в исходное состояние, а переходит в конфигурацию с углами $\varphi_{01} = \pi/2$, $\varphi_{02} = -\pi/2$.

В случае плоскостного 90-градусного перемагничивания, имеющего место, когда в исходном состоянии $\varphi_{01} = -\varphi_{02} = \pi/2$ и $\varphi_H = 0$, увеличение поля до значения H_a приводит к постепенному сближению магнитных моментов. При $H = H_a$, как и в рассмотренном выше случае, происходит ориентационный фазовый переход в состояние с сонаправленной ориентацией магнитных моментов. При уменьшении подмагничивающего поля неколлинеарная конфигурация восстанавливается в результате обратного фазового перехода, когда поле достигает значения H_b . Таким образом, при малых константах связи имеет место ориентационная петля гистерезиса, которая сужается при увеличении J . В случае же больших констант связи $H_b = H_a$ и петля гистерезиса отсутствует.

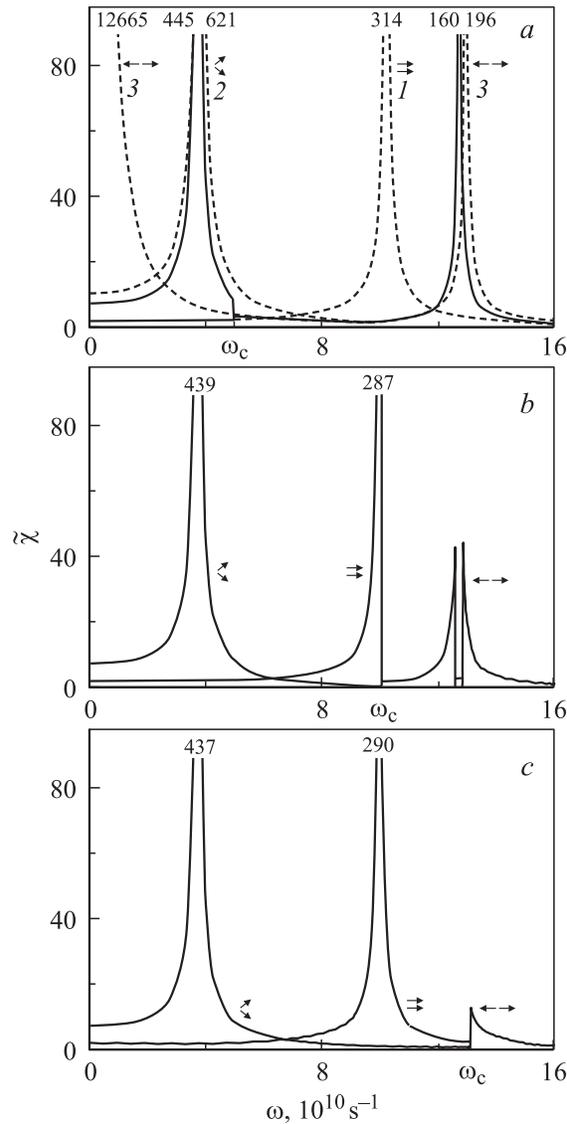


Рис. 2. Частотные зависимости магнитной высокочастотной восприимчивости системы при $h = 0.2, 0.4, 1.0$ Ое (a, b, c), $J = 0.132$ эрг/см² и $H = 1093.2$ Ое.

4. Вблизи критических значений подмагничивающих полей, соответствующих ориентационным фазовым переходам, система с антиферромагнитным типом связи наиболее чувствительна к воздействию высокочастотного поля. В рассматриваемых системах с кубической кристаллографической анизотропией становится возможным особое сочетание параметров структуры, когда при $\bar{J} \approx \bar{J}_{ca}$ близкими по величине оказываются два критических значения поля H_a и H_c . На рис. 2 для значения константы связи $J = 0.132$ эрг/см², близкого к критическому значению $J_{ca} \equiv \bar{J}_{ca}d/2 \approx 0.131$ эрг/см², представлены частотные зависимости магнитной высокочастотной восприимчивости системы $\tilde{\chi} = (M_1 \cos \varphi_{1m} + M_2 \cos \varphi_{2m})/h$, где φ_{jm} — амплитуды азимутальных углов стационарных колебаний магнитных моментов соответствующих слоев. Указанные зави-

симости получены для амплитуд СВЧ поля $h = 0.2, 0.4$ и 1.0 Ое (a, b, c соответственно) и величины подмагничивающего поля $H = 1093.2$ Ое, выбранной близкой к критическим значениям $H_c \approx 1093.4$ и $H_a \approx 1103.2$ Ое. При данных параметрах структуры в отсутствие СВЧ поля реализуется равновесное состояние с противоположным направлением магнитных моментов пленок с углами $\varphi_{01} = 0$ и $\varphi_{02} = \pi$. Штриховые кривые здесь соответствуют линейризованным решениям, построенным на основе (4) для равновесных ориентаций $\varphi_{01} = \varphi_{02} = 0$ (кривая 1), $\varphi_{01} = \pi, \varphi_{02} = 0$ (кривая 2) и симметричной неколлинеарной конфигурации (кривая 3). Из приведенных зависимостей видно, что при частотах, ниже некоторого значения ω_c , прецессия магнитных моментов с исходными противоположно ориентированными осями оказывается неустойчивой и происходит динамическое перемагничивание системы. В результате устанавливается прецессия либо с сонаправленными осями, либо с осями, ориентированными под углом друг у другу в соответствии с отвечающей данному подмагничивающему полю неколлинеарной конфигурацией магнитных моментов пленок. Таким образом, при $\omega < \omega_c$ реализуется динамическая бистабильность. На выбор одной из двух конфигураций осей прецессии при выходе из начальной антиферромагнитной фазы влияют различные флуктуации параметров пленок и магнитных полей, например, начальная фаза СВЧ поля. Если принять во внимание, что магнитная структура пленок, как правило, состоит из малых, незначительно различающихся по параметрам кристаллитов [12], то в разных пространственных областях пленок бистабильность может привести к установлению прецессионных движений намагниченности, отличающихся по направлению осей и по амплитуде.

Критической частотой и, следовательно, частотным диапазоном состояния динамической бистабильности можно легко управлять, так как ω_c сильно зависит от амплитуды СВЧ поля. Увеличение h приводит к увеличению частоты ω_c и расширению в сторону высоких частот области динамической бистабильности. Так, в случае $h = 0.2$ Ое (рис. 2, *a*) область динамической бистабильности охватывает только резонанс, соответствующий прецессии вокруг симметричных неколлинеарно ориентированных осей; в случае $h = 0.4$ Ое (рис. 2, *b*) критическая частота ω_c близка к резонансной частоте прецессионного движения магнитных моментов вокруг сонаправленных осей; а в случае $h = 1$ Ое (рис. 2, *c*) область динамической бистабильности полностью охватывает резонанс как с неколлинеарными, так и с сонаправленными осями.

При $\omega > \omega_c$ динамического перемагничивания системы не происходит, и прецессионное движение устанавливается вокруг противоположно направленных осей. Однако при достаточно большой амплитуде СВЧ поля (но такой, чтобы ω_c была меньше частоты антиферромагнитного резонанса ω_{ar}) характерным для рассматриваемых зависимостей является наличие вблизи ω_{ar} узкой частотной области (рис. 2, *b*), в которой

происходит динамическое перемагничивание в одно из двух ориентационных состояний динамической бистабильности. При еще большем значении h динамическое перемагничивание отсутствует только в зарезонансной (относительно антиферромагнитной прецессии с углами $\varphi_{01} = \pi, \varphi_{02} = 0$) частотной области (рис. 2, *c*).

Частота ω_c сильно зависит также от величины подмагничивающего поля. С удалением H от критического значения H_c частота ω_c уменьшается. Так, в случае $H = 1093$ Ое при $h = 1$ Ое область динамической бистабильности не доходит до резонанса с параллельными осями прецессии и полностью охватывает лишь резонанс прецессионного движения с неколлинеарными осями. При этом вблизи резонанса с противоположно направленными осями имеется частотная область динамической бистабильности, в несколько раз более узкая, чем соответствующая область на рис. 2, *b*. При реализации

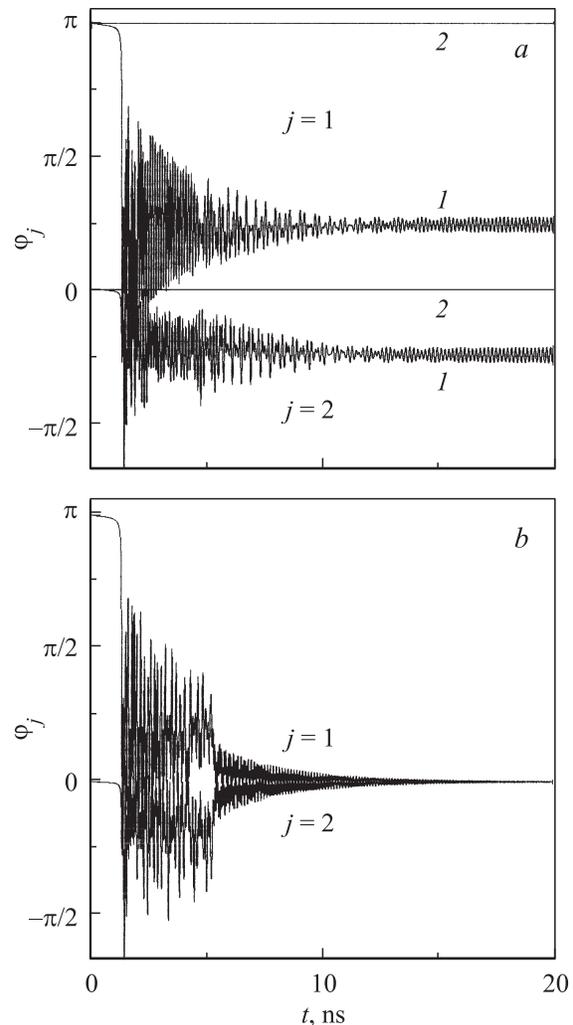


Рис. 3. Временные зависимости углов φ_j в области динамической бистабильности; резонансная прецессия с неколлинеарными осями (*a*, кривая 1), режим динамической невосприимчивости системы (*a*, кривая 2), низкоамплитудная прецессия с сонаправленными осями (*b*); $H = 1093.2$ Ое, $h = 1$ Ое, $\omega = 3.7 \cdot 10^{10} \text{ s}^{-1}$; $\varphi_{01} = \pi, \varphi_{02} = 0$.

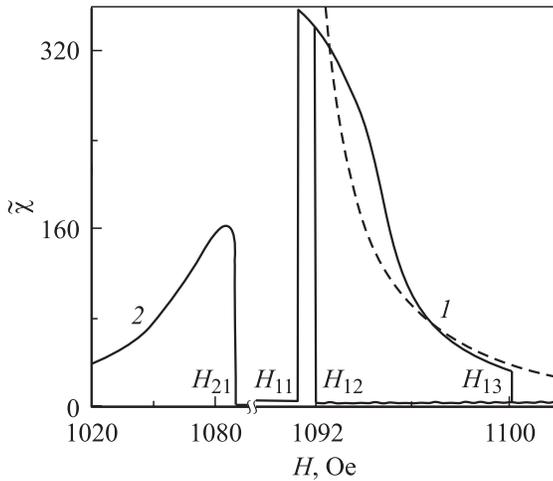


Рис. 4. Полевая зависимость восприимчивости системы на частоте $\omega_1 = 3.7 \cdot 10^{10} \text{ s}^{-1}$, близкой к резонансной при неколлинеарной конфигурации (1), и $\omega_2 = 12.7 \cdot 10^{10} \text{ s}^{-1}$, близкой к антиферромагнитному резонансу (2); $h = 1 \text{ Oe}$.

состояния динамической бистабильности приближение величины подмагничивающего поля к критическому значению H_c равносильно увеличению амплитуды СВЧ поля.

Следует заметить, что в дорезонансной для антиферромагнитной прецессии частотной области при начальной фазе СВЧ поля, близкой к $\pi/2$, перемагничивания не наблюдается, более того, система оказывается практически невосприимчивой к воздействию переменного поля. Данное состояние является устойчивым по отношению к малым вариациям начального положения магнитных моментов пленок ($\varphi_{01} = 180 \pm 1^\circ$, $\varphi_{02} = \pm 1^\circ$) и фазы СВЧ поля ($\alpha = 90 \pm 5^\circ$). На рис. 3 для частоты $\omega = 3.7 \cdot 10^{10} \text{ s}^{-1}$ и амплитуды $h = 1 \text{ Oe}$ приведены временные зависимости углов φ_j , выходящих на стационарные траектории магнитных моментов из начальных положений $\varphi_{01} = \pi$, $\varphi_{02} = 0$ в случае реализации состояния динамической бистабильности, которое имеет место при $H = 1093.2 \text{ Oe}$. Кривые 1 на рис. 3, а относятся к нулевой начальной фазе СВЧ поля и отвечают резонансной прецессии с неколлинеарными, симметрично ориентированными осями. Кривые 2 соответствуют указанной выше динамической невосприимчивости системы с антипараллельной ориентацией магнитных моментов при начальной фазе СВЧ поля $\alpha = \pi/2$. Кривые на рис. 3, б принадлежат начальной фазе $\alpha = 10^\circ$ и отвечают установлению низкоамплитудной прецессии с сонаправленными осями.

Характер зависимости магнитной высокочастотной восприимчивости системы от величины подмагничивающего поля существенно зависит от выбранной частоты СВЧ поля. На рис. 4 приведена полевая зависимость $\tilde{\chi}(H)$, полученная для $h = 1 \text{ Oe}$ и двух частот: $\omega_1 = 3.7 \cdot 10^{10} \text{ s}^{-1}$, близкой к частоте резонанса при неколлинеарной конфигурации магнитных моментов

(кривая 1), и $\omega_2 = 12.7 \cdot 10^{10} \text{ s}^{-1}$, близкой к антиферромагнитному резонансу (кривая 2). Исходным состоянием принимается антиферромагнитная конфигурация системы. Штриховая кривая соответствует линеаризованному решению, построенному на основе (4) для неколлинеарной ориентации осей прецессии магнитных моментов. В случае частоты ω_1 имеют место три критических значения подмагничивающего поля. При $H < H_{11}$ реализуется низкоамплитудная прецессия с противоположно направленными осями. В интервале полей $H_{11} < H < H_{12}$ реализуется только неколлинеарная прецессия, а в интервале $H_{12} < H < H_{13}$ имеет место состояние динамической бистабильности — может реализоваться прецессия либо с сонаправленными, либо с неколлинеарно ориентированными осями. При $H > H_{13}$ реализуется только прецессия с сонаправленными осями. Заметим, что критические значения $H_{11}, H_{12} > H_c$, а $H_{13} = H_a$. В случае частоты ω_2 имеют место два критических значения подмагничивающего поля: при $H < H_{21}$ возникает антиферромагнитный резонанс, а в интервале $H_{21} < H < H_{22}$ (значение $H_{22} = H_a$ на рисунке отсутствует) имеет место динамическое перемагничивание и реализуется один из низкоамплитудных прецессионных режимов — с сонаправленными либо ориентированными под углом осями. При $H > H_{22}$ второй из указанных прецессионных режимов будет отсутствовать. Зависимость $\tilde{\chi}(H)$, а также наличие области динамической бистабильности определяются соотношением критических полей H_c и H_a , поэтому рассмотренные характеристики мультислоистых магнитных структур существенным образом обусловлены значением константы обменной связи.

Проведенный анализ показывает, что в мультислоистой структуре типа $(\text{Fe/Cr})_n$ с кубической кристаллографической анизотропией и антиферромагнитной связью, обеспечиваемой косвенным обменным взаимодействием, под воздействием СВЧ поля реализуется динамическое перемагничивание из исходной конфигурации с противоположно направленными магнитными моментами к прецессионному движению с сонаправленными или неколлинеарными осями. При этом для структур с коэффициентом связи $J \approx J_{ca}$ в значительной частотной области обнаружено состояние динамической бистабильности, при котором в зависимости от флуктуаций параметров системы или начальной фазы СВЧ поля устанавливается один из двух прецессионных режимов, отличающихся по амплитуде и ориентации осей прецессии магнитных моментов. Граница частотной области, в которой реализуется динамическая бистабильность, эффективно управляется изменением амплитуды СВЧ поля, а также величиной подмагничивающего поля вблизи критического значения $H_c(J_{ca})$.

Список литературы

[1] В.В. Устинов, М.М. Кириллова, И.Д. Лобов, В.М. Маевский, А.А. Махнев, В.И. Минин, Л.Н. Ромашев, А.Р. Дель, А.В. Семериков, Е.И. Шредер. ЖЭТФ **109**, 2, 477 (1996).

- [2] V.V. Kostyuchenko, A.K. Zvezdin. Phys. Rev. B **57**, 6, 5951 (1998).
- [3] Н.Г. Бебенин, В.В. Устинов. ФММ **84**, 2, 29 (1997).
- [4] А.К. Звездин, В.В. Костюченко. ФТТ **41**, 3, 461 (1999).
- [5] A. Schreyer, J.F. Anhner, Th. Zeidler, H. Zabel, M. Schäfer, J.A. Wolf, P. Grünberg, C.F. Majkrzak. Phys. Rev. B **52**, 12, 16066 (1995).
- [6] Г.С. Патрин, Н.В. Волков, В.П. Кононов. Письма в ЖЭТФ **68**, 5, 287 (1998).
- [7] Д.С. Семенцов, А.М. Шутый. Письма в ЖЭТФ **74**, 6, 339 (2001).
- [8] Д.И. Семенцов, А.М. Шутый. ФММ **93**, 4, 10 (2002).
- [9] А.М. Шутый, Д.И. Семенцов. ФММ **95**, 3, 5 (2003).
- [10] М.А. Миляев, Л.Н. Ромашев, В.В. Устинов, В. Лаутер-Пасюк, Х. Лаутер. Тез. докл. Междунар. школы-семинара НМММ-ХVIII. М. (2000). Ч. 1. С. 102.
- [11] А.Г. Гуревич, Г.А. Мелков. Магнитные колебания и волны. Наука, М. (1994). 464 с.
- [12] А.В. Семериков, Т.П. Криницина, В.В. Попов, А.М. Бурханов, М.Б. Митберг. Тез. докл. Междунар. школы-семинара НМММ-ХVI. М. (1998). Ч. 1. С. 33.