

Равновесные ориентационные состояния в системе двух магнитных слоев с антиферромагнитной связью

Д. И. Семенцов, А. М. Шутый

Ульяновский государственный университет, 432700 Ульяновск, Россия

Поступила в редакцию 31 июля 2001 г.

В системе двух магнитных пленок с антиферромагнитным типом связи найдены равновесные ориентации магнитных моментов при различных значениях подмагничивающего поля. Обнаружены интервалы значений поля, где реализуются неколлинеарные состояния и состояния ориентационной бистабильности, приводящие к ориентационным гистерезису и фазовому переходу.

PACS: 75.70.-i

1. В последние годы повышенное внимание уделяется исследованию особенностей упорядочения [1–3] и динамики [4–6] намагниченности мультислойных систем, состоящих из чередующихся слоев ферромагнитного металла и немагнитного материала. Указанные особенности определяются, прежде всего, характером связи магнитных моментов соседних слоев, приводящей в отсутствие подмагничивающего поля к ферромагнитному либо антиферромагнитному, а в случае биквадратичной обменной связи – к неколлинеарному упорядочению [7, 8]. Наряду с этим, нелинейное взаимодействие переменного поля с магнитоупорядоченными структурами сопровождается целым рядом эффектов, в частности: резким увеличением угла прецессионного движения в условиях ферромагнитного резонанса [9, 10], возможностью динамической бистабильности и фрактализации намагниченности [11], в том числе и в системе двух дипольно связанных магнитных моментов [12]. Нахождение наиболее благоприятных условий возбуждения слабым высокочастотным полем различных динамических режимов, а также выявление состояний неустойчивости, чувствительных к малым изменениям параметров системы и величинам полей, требует, в первую очередь, анализа состояний равновесия системы. В этой связи в настоящей работе исследуются ориентационные равновесные состояния магнитных моментов в системе, состоящей из двух ферромагнитных слоев, разделенных немагнитной прослойкой, обеспечивающей их антиферромагнитную связь, что представляет наибольший интерес в плане реализации в этой системе разнообразных динамических режимов.

2. Будем считать, что система с двумя магнито-связанными слоями намагничена в своей плоскости xy внешним полем \mathbf{H} , ориентированным в этой плос-

кости под углом α к оси y . Каждый из слоев толщиной d_i обладает намагниченностью M_i , плоскостной одноосной анизотропией с константой K_i и осью легкого намагничивания, совпадающей с осью y . В этом случае свободная энергия рассматриваемой системы в расчете на единицу площади пленки имеет вид

$$E = \sum_{i=1,2} d_i \{ K_i \sin^2 \varphi_i - H M_i \cos(\alpha - \varphi_i) \cos \psi_i - 2\pi M_i^2 \cos^2 \psi_i \} + A M_1 M_2 d_1 d_2 (d_1 + d_2)^{-1} \times \\ \times [\cos \psi_1 \cos \psi_2 \cos(\varphi_1 - \varphi_2) + \sin \psi_1 \sin \psi_2], \quad (1)$$

где A – константа связи магнитных слоев, зависящая в общем случае от толщины и материала прослойки, ее структурных характеристик; φ_i – азимутальный угол, отсчитываемый от оси y , ψ_i – угол выхода вектора \mathbf{M}_i из плоскости пленки. Эти углы задают направления намагниченностей каждого из слоев в горизонтальной и вертикальной плоскостях. С учетом больших размагничивающих полей ($4\pi M_i \gg H_{ki}$, $A M_i$) для реализуемых пленок и выбранной ориентации подмагничивающего поля относительно слоев равновесные намагниченности лежат в плоскости системы, поэтому углы $\psi_i = 0$. Для определения равновесных азимутальных углов φ_i используем условия равновесия $\partial E / \partial \varphi_i = 0$, $\partial^2 E / \partial \varphi_i^2 > 0$, приводящие с учетом (1) к системе уравнений:

$$K_i \sin 2\varphi_i - H M_i \sin(\alpha - \varphi_i) - \\ - A d_{3-i} (d_1 + d_2)^{-1} M_1 M_2 \sin(\varphi_i - \varphi_{3-i}) = 0, \\ H_{ki} \cos 2\varphi_i + H \cos(\alpha - \varphi_i) - \\ - A d_{3-i} (d_1 + d_2)^{-1} M_{3-i} \cos(\varphi_i - \varphi_{3-i}) > 0, \quad i = 1, 2. \quad (2)$$

Далее будем считать $A > 0$, что обеспечивает антиферромагнитную связь магнитных моментов

в слоях в отсутствие подмагничивающего поля, то есть противоположность их направлений, а именно, $\varphi_1 = 0$, $\varphi_2 = \pi$ либо наоборот. Направление подмагничивающего поля выберем вдоль совпадающих осей легкого намагничивания слоев и соответственно вдоль их намагниченностей, то есть $\alpha = 0$ либо π . При расчете будем использовать параметры, близкие к параметрам реальных пленок пермаллоидного класса: поле анизотропии $H_{ki} = 2K_i/M_i$ и намагниченность первой пленки $H_{k1} = 10 \text{ Э}$, $4\pi M_1 = 1.1 \cdot 10^4 \text{ Гс}$, второй — $H_{k2} = 5 \text{ Э}$, $4\pi M_2 = 8 \cdot 10^3 \text{ Гс}$; толщины обеих пленок выберем равными, т.е. $d_1 = d_2 = 0.1 \text{ мкм}$.

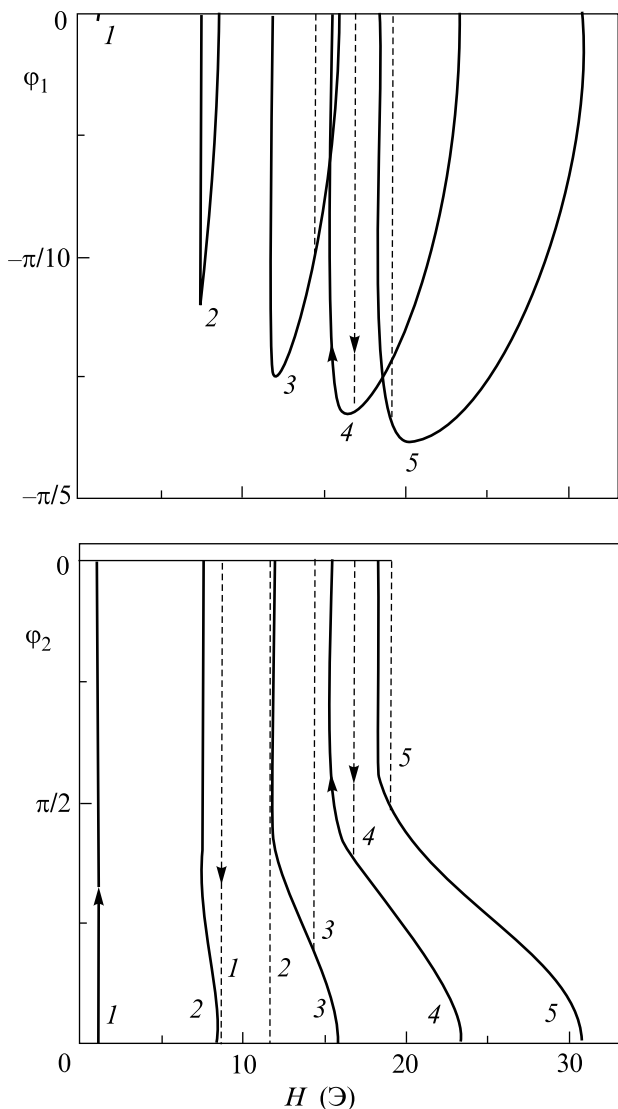


Рис.1. Полевые зависимости равновесных ориентаций магнитных моментов каждого из слоев от подмагничивающего поля H для различных значений константы связи A

3. На рис.1 приведены зависимости равновесных азимутальных углов φ_1 и φ_2 магнитных моментов каждой из пленок от подмагничивающего поля H , ориентированного вдоль вектора \mathbf{M}_1 в исходном состоянии ($\alpha = 0$), полученные для различных значений константы связи $A = (1, 2, 3, 4, 5) \cdot 10^{-2}$ (кривые 1–5). Пунктирными линиями отмечены граничные значения поля H_c , при которых исчезает равновесное коллинейное состояние с углами $\varphi_1 = 0$, $\varphi_2 = \pi$. Когда подмагничивающее поле достигает значения H_c , происходит ориентационный фазовый переход либо в пленке, намагниченной противоположно полю, либо в обеих пленках. В первом, коллинейном случае, имеющем место при малых значениях константы связи (кривые 1 и 2), направление намагниченности второй пленки меняется на противоположное и вектор \mathbf{M}_2 становится параллельным вектору \mathbf{M}_1 . Во втором, неколлинейном случае, реализуемом при достаточно больших A (кривые 3–5), в результате взаимодействия магнитных моментов (углового расталкивания) перемагничивание второй пленки оказывается отличным от 180-градусного и вызывает изменение направления намагниченности первой пленки. Приведенные зависимости иллюстрируют только одно из двух возможных неколлинейрных состояний системы, в которой наблюдается ориентационная бистабильность: когда с увеличением подмагничивающего поля состояние с углом $\varphi_2 = \pi$ становится неустойчивым, намагниченность второй пленки с равной вероятностью может сместиться как в сторону $\varphi_2 < \pi$, так и в сторону $\varphi_2 > \pi$. Соответственно намагниченности первой пленки смещается в сторону $\varphi_1 < 0$ или в сторону $\varphi_1 > 0$. В результате устанавливается одно из двух равновесных состояний, симметричных относительно направления приложенного поля. С дальнейшим увеличением поля угол между намагниченностями пленок уменьшается и обращается в нуль при $H = H_a$, то есть неколлинейные состояния вырождаются.

При уменьшении величины подмагничивающего поля, когда исходной является сонаправленная ориентация магнитных моментов пленок, одно из двух симметричных неколлинейрных состояний реализуется после достижения значения H_a , являющегося бифуркационным. Неколлинейным режимам соответствует интервал поля $H_b < H < H_a$, увеличивающийся с ростом константы связи. При значении $H = H_b$ происходит ориентационный фазовый переход, приводящий к состоянию с противоположно направленными магнитными моментами пленок. Заметим, что при малых значениях константы связи (например, при $A = 0.01$) $H_b \approx H_a$, поэтому некол-

линейные равновесные состояния практически отсутствуют. Кроме того, в зависимости от величины константы связи A значения H_a и H_b могут быть как больше значения H_c , так и меньше его. Когда $H_c > H_b$, что выполняется в рассматриваемых случаях, при изменении величины подмагничивающего поля наблюдается ориентационный гистерезис. Причем в результате наличия двух ветвей равновесных состояний, разделенных точкой бифуркации, петля указанного гистерезиса может быть нескольких форм.

Точное значение поля H_c , при котором противоположно направленное расположение магнитных моментов, то есть состояние с углами $\varphi_1 = 0$ и $\varphi_2 = \pi$, перестает быть равновесным, определяется выражением

$$H_c = \frac{1}{4}(G_1 + \sqrt{G_1^2 + 8G_2}), \quad (3)$$

где $G_1 = A(M_2 - M_1) + 2(H_1 - H_2)$ и $G_2 = A(M_1H_1 + M_2H_2) + 2H_1H_2$. Величину поля H_a можно получить из выражения (3), поменяв знак перед M_1 и H_1 .

Обращение направления подмагничивающего поля на противоположное ($\alpha = \pi$) приводит к аналогичной ситуации: при величине поля выше критического пропадает равновесное состояние с углами $\varphi_1 = 0$, $\varphi_2 = \pi$ и намагниченность первой пленки меняет направление, что при достаточно больших A (для рассматриваемых случаев $A \geq 0.03$) сопровождается изменением направления намагниченности второй пленки. Значение указанного критического поля находится из выражения (3) при смене знака перед G_1 .

На рис.2 представлены зависимости свободной энергии рассматриваемой системы от ориентации магнитных моментов первой и второй пленок, соответствующие константе связи $A = 5 \cdot 10^{-2}$ и значениям подмагничивающего поля $H = 15, 25, 35 \text{ Э}$ (соответственно, *a, b, c*). Видно, что при достаточно малой величине поля ($H < H_c$) минимумы энергии приходятся на противоположную ориентацию магнитных моментов пленок (рис.2а). С увеличением подмагничивающего поля данные энергетические минимумы сглаживаются и исчезают. При этом появляются два других центрально симметричных энергетических минимума, характеризуемых ориентациями магнитных моментов: $-\pi/2 < \varphi_1 < 0$, $0 < \varphi_2 < \pi$ и $0 < \varphi_1 < \pi/2$, $-\pi < \varphi_2 < 0$ (рис.2б). Дальнейшее увеличение поля H приводит к смещению указанных минимумов и установлению, в конечном итоге, состояния с сонаправленными магнитными моментами пленок (рис.2с).

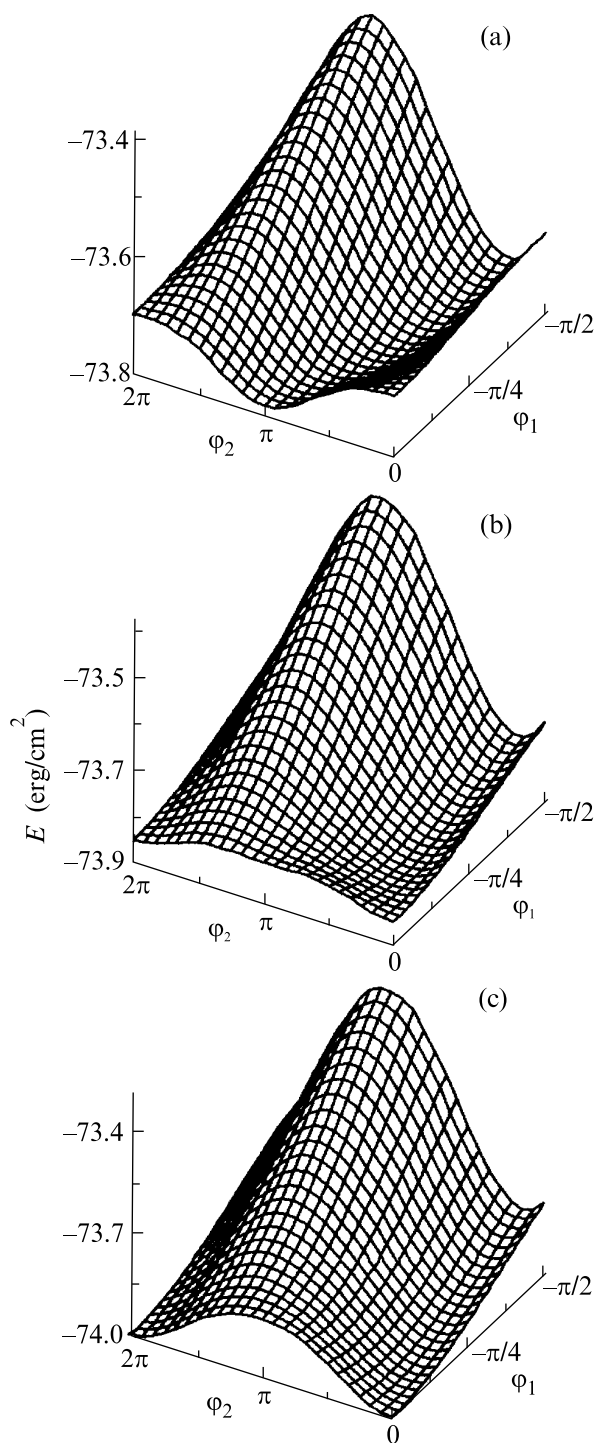


Рис.2. Угловые зависимости свободной энергии системы при различных значениях подмагничивающего поля H

Проведенный анализ показывает, что в двухслойной магнитосвязанной системе с немагнитной прослойкой, обеспечивающей антиферромагнитный

тип взаимодействия магнитных моментов слоев ($A > 0$), имеют место ориентационные фазовые переходы, приводящие к коллинеарным и не коллинеарным состояниям магнитных моментов пленок. Обнаружено, что изменение величины подмагничивающего поля сопровождается различными по форме петель ориентационными гистерезисами. Последнее обусловлено реализацией в системе состояний как с двумя, так и с тремя стационарными ориентациями магнитных моментов.

1. В. В. Устинов, М. М. Кириллов, И. Д. Лобов и др., *ЖЭТФ* **96**, 477 (1996).
2. V. V. Kostyuchenko and A. K. Zvezdin, *JMMM* **176**, 155 (1997).
3. R. V. Wang and D. L. Mills, *Phys. Rev.* **57**, 5951 (1998).
4. Р. С. Исхаков, И. В. Гавришин, Л. А. Чеканова, *Письма в ЖЭТФ* **63**, 938 (1996).
5. Н. Г. Бебенин, В. В. Устинов, *ФММ* **84**, 29 (1997).
6. N. M. Kreines, A. N. Kolmogorov, and V. F. Mescheriakov, *JMMM* **177–181**, 1913 (1998).
7. A. Scheyer, J. F. Ankner, Th. Zeidler et al., *Phys. Rev.* **52**, 16066 (1995).
8. Г. С. Патрин, Н. В. Волков, В. П. Кононов, *Письма в ЖЭТФ* **68**, 287 (1998).
9. А. Г. Темиряев, М. П. Тихомирова, А. В. Маряхин, *Тез. Докл. Международной школы-семинара НМММ-XVI*, ч.1, Москва, 23–26 июня 1998 г., стр. 270.
10. А. М. Шутый, Д. И. Семенцов, *ЖЭТФ* **118**, 110 (2000).
11. С. М. Резенде, Ф. М. де-Агиар, *ТИИЭР* **78**, 5 (1990).
12. Ф. В. Лисовский, О. П. Поляков, *Письма в ЖЭТФ* **68**, 643 (1998).