

КОНФЕРЕНЦИИ И СИМПОЗИУМЫ

Научная сессия Отделения общей физики и астрономии Российской академии наук

(26 апреля 1995 г.)

26 апреля 1995 г. в Институте физических проблем им. П.Л. Капицы РАН состоялась научная сессия Отделения общей физики и астрономии Российской академии наук.

На сессии были заслушаны доклады:

1. Антипов Е.В. (Институт радиоэлектроники РАН, Москва), *Сверхпроводящие сложные оксиды меди.*

2. Гусев С.А., Ноздрин Ю.Н., Розенштейн Д.Б., Тетельман М.Г., Фраерман А.А. (Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород), *Магнитный ориентационный переход в многослойных структурах Co/Pd.*

Краткое сообщение по второму докладу публикуется ниже.

PACS numbers: 75.30.Kz, 75.50.Rr, 75.30.Gw, 75.30.Pd, 75.70.Cn

Магнитный ориентационный переход в многослойных структурах Co/Pd

С.А. Гусев, Ю.Н. Ноздрин, Д.Б. Розенштейн,
М.Г. Тетельман, А.А. Фраерман

Обсуждаются результаты исследования термодинамики многослойных структур (МС), состоящих из сверхтонких магнитных пленок, разделенных немагнитными прослойками. Интерес к изучению сверхтонких магнитных пленок связан с проявлением квазидвумерных свойств, таких как аномально низкая температура Кюри, поверхностная анизотропия и др. Одним из них является наличие спинового ориентационного перехода по температуре. Для двумерных магнетиков ориентационный переход был предсказан в работах [1, 2]. На фазовой диаграмме температура–анизотропия двумерного гейзенберговского магнетика (рис. 1) видно, что при определенных значениях начальной (при $T = 0$) анизотропии переходу в парамагнитное состояние предшествует переход из одноосной фазы в плоскую при температуре T_r .

Экспериментально спиновый ориентационный переход был обнаружен для отдельных ферромагнитных пленок [3–5]. Другой объект, в котором можно ожидать проявления квазидвумерных свойств, — многослойные структуры, интерес к которым во многом обусловлен возможностями их практического использования. В частности, система Co/Pd является перспективным материалом для сверхплотной термомагнитооптической записи информации [6]. Для

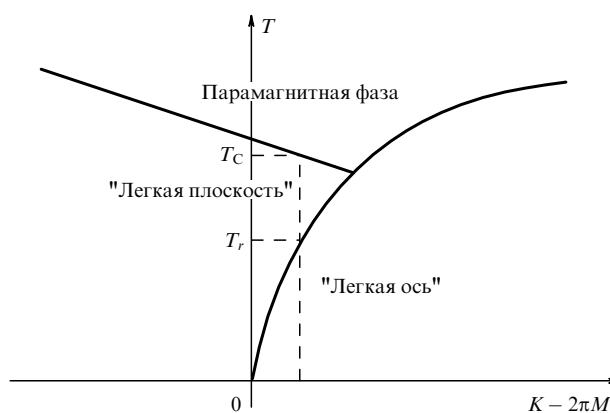


Рис. 1. Фазовая диаграмма температура–анизотропия двумерного гейзенберговского магнетика из работы [1]. (T_r — температура ориентационного перехода, T_C — температура Кюри), K — константа анизотропии, M_s — магнитный момент насыщения)

увеличения плотности записи необходима перпендикулярная поверхности ориентация магнитного момента в среденосителе. Однако такая ориентация энергетически невыгодна из-за возникающих размагничивающих полей. Поэтому требуется создать в среде анизотропию, превосходящую размагничивающие поля. В многослойных структурах Co/Pd такая анизотропия существует и обусловлена свойствами интерфейсов (поверхностная анизотропия) [7]. Величина эффективной анизотропии, включающей поверхностный и магнитодипольный вклад, обратно пропорциональна толщине пленки Co и является положительной (типа "легкая ось"), что наблюдалось в эксперименте для пленок с толщиной меньше 1 нм [8]. Большой магнитооптический эффект определяется суммой вкладов отдельных пленок на толщине скин-слоя. Важная особенность структур Co/Pd — существенное понижение температуры Кюри, что позволяет использовать маломощные лазеры для термической записи информации. Понижение температуры Кюри связывают с двумерным характером магнитного порядка в этих системах [9]. Несмотря на большое количество экспериментальных работ по изучению свойств МС Co/Pd, исследование ориентационного перехода в этой системе не проводилось.

Мы исследовали температурное поведение эффективной магнитной анизотропии в МС Co/Pd с целью выяснить возможности существования ориентационного перехода в этой системе. Для этого была изготовлена серия образцов с фиксированной толщиной прослойки Pd ~ 3 нм и с толщи-

нами слоев Co в диапазоне 0,5–3 нм. Общая толщина структур составляла ~ 100 нм. Образцы выращивались методом магнетронного напыления в атмосфере Ag на гладких (шероховатость $\sim 0,4$ нм) кремниевых подложках попеременным осаждением пленок Co и Pd. Давление остаточных газов в камере перед напылением составляло не более 10^{-4} Па. В процессе напыления давление Ag устанавливалось равным 0,5 Па. Напыление производилось при мощности магнетронных источников 60–80 Вт, что обеспечивало скорость роста пленок 0,1–0,2 нм с^{-1} .

Для определения периода и толщины полученных структур использовался метод малоугловой рентгеновской дифракции на длине волны 0,154 нм. Период структур находился по положению брэгговских максимумов. Для определения концентрации элементов в образцах проводился количественный характеристический рентгенолюминесцентный анализ на анализаторе LINK ANALYTICAL, совмещенном с электронным микроскопом JEM2000EXII. Кристаллическое строение МС исследовалось методами дифракции электронов и просвечивающей электронной микроскопии. Было установлено, что все образцы являются поликристаллическими со средним размером кристаллитов 10–20 нм. Таким образом восстанавливалась полная информация о структуре образцов и толщинах составляющих их пленок.

Исследование магнитных свойств проводилось по измерению холловского сопротивления в температурном диапазоне 4,2–400 К и ферромагнитного резонанса (ФМР) при температурах 77 и 300 К. На рис. 2 представлены типичные петли гистерезиса, измеренные при различных температурах. При низких температурах кривая намагничивания почти прямоугольная. Намагниченный до насыщения перпендикулярный магнитный момент не изменяет своего значения в магнитном поле, пока оно не достигает значения $-H_a$. С повышением температуры поле H_a уменьшается и при температуре T_r обращается в нуль. При температурах $T > T_r$ перпендикулярный магнитный момент в нулевом поле неустойчив, что проявляется в значительном уменьшении остаточной намагниченности по сравнению с намагниченностью насыщения. H_a соответствует значению поля анизотропии. Температурные зависимости этого поля анизотропии, измеренные для образцов с различной толщиной пленок Co, представлены на рис. 3 [10]. Изменение знака анизотропии при температуре T_r соответствует переориентации намагниченности из перпендикулярного к пленке направления (при температуре меньше T_r) в плоскость пленки (при более высокой температуре). С увеличением толщины пленок Co температура T_r уменьшается.

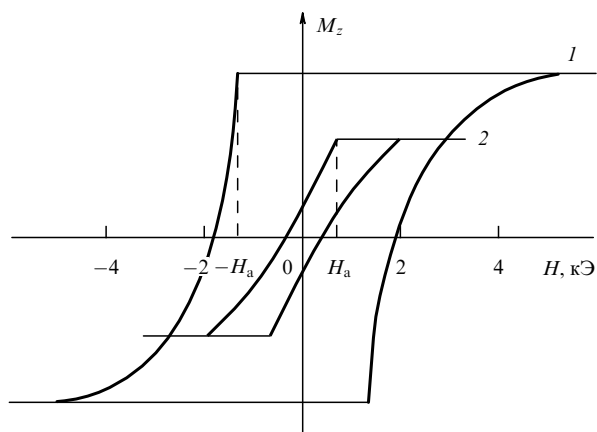


Рис. 2. Петли гистерезиса для образца $30 \times [0,5 \text{ нм Co} / 1,5 \text{ нм Pd}]$, измеренные по эффекту Холла при 4,2 К ($T < T_r$ (кривая 1)) и 60 К ($T > T_r$ (кривая 2)). H_a — поле анизотропии

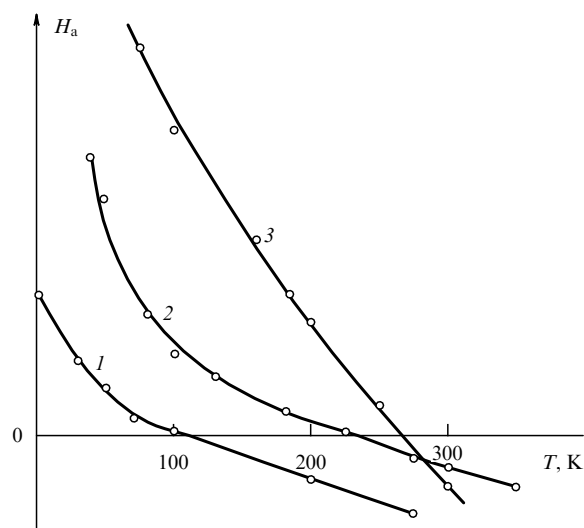


Рис. 3. Температурная зависимость поля анизотропии образцов, измеренная по эффекту Холла: (1) для образца $30 \times [0,7 \text{ нм Co} / 2 \text{ нм Pd}]$, (2) — для образца $30 \times [0,5 \text{ нм Co} / 1,5 \text{ нм Pd}]$, (3) — для образца $30 \times [0,4 \text{ нм Co} / 1,4 \text{ нм Pd}]$

Прямые измерения поля эффективной анизотропии проводились методом ФМР на ЭПР-спектрометре PS 100.X на частоте 9,45 ГГц. На рис. 4 представлены угловые зависимости резонансного поля для образца с толщиной слоев Co 1 нм и Pd — 3,1 нм, измеренные при температуре 77 и 300 К. Угол отсчитывался от плоскости образца. Кривая, измеренная при 77 К, соответствует магнитной анизотропии типа "легкая ось", в то время как кривая при 300 К — анизотропии "легкая плоскость". Таким образом, при температуре $77 \text{ К} < T_r < 300 \text{ К}$ имеет место ориентационный переход. Этот эффект является обратимым, что было проверено несколькими циклами измерений при низкой и высокой температуре.

Угловые зависимости ФМР обрабатывались по формулам для однородного резонанса, и вычислялись значения полей эффективной анизотропии. Зависимости полей анизотропии МС от толщины слоев Co, измеренные при 77 и 300 К, представлены на рис. 5. Поле одноосной анизотропии

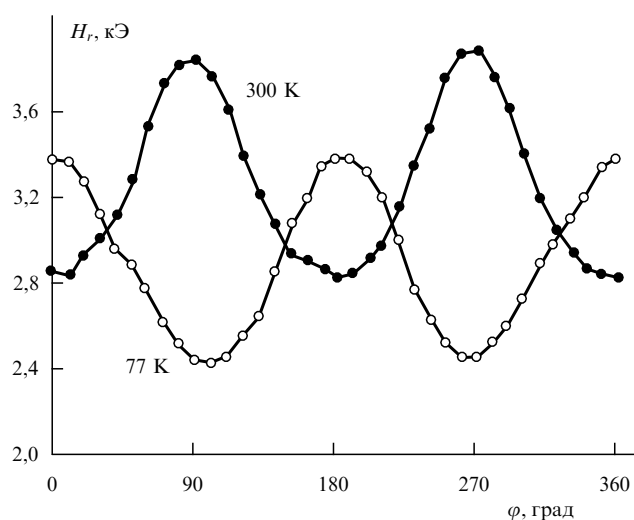


Рис. 4. Угловые зависимости поля ФМР (H_r) для образца $30 \times [1 \text{ нм Co} / 3,1 \text{ нм Pd}]$, измеренные при температуре 77 и 300 К (ϕ — угол между постоянным магнитным полем и плоскостью образца)

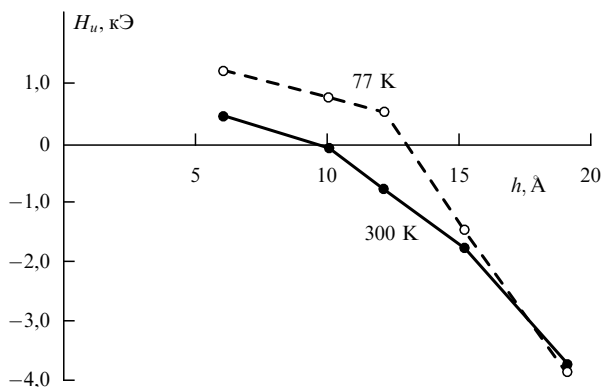


Рис. 5. Зависимости эффективного поля анизотропии МС (H_u) от толщины слоев Со (h), измеренные при температуре 77 и 300 К. (Толщина прослоек Pd — 3 нм)

растет с уменьшением толщины пленок Со в согласии с принятой моделью поверхностной анизотропии в этих системах. Образцы с более тонкими слоями Со обладают перпендикулярной плоскости пленки магнитной анизотропией, в то время как МС с более толстыми слоями Со имеют анизотропию типа "легкая плоскость". Отметим, что знак анизотропии зависит и от температуры: у образцов с толщинами пленок Со 1,0 и 1,2 нм при комнатной температуре наблюдается анизотропия типа "легкая плоскость", а при 77 К — "легкая ось". Таким образом, для этих образцов происходит ориентационный переход при температуре $77 < T_r < 300$ К [11].

Возможно, что наблюдаемый ориентационный переход в многослойной структуре имеет ту же природу, что и в отдельных пленках. Однако эта гипотеза справедлива только в случае слабой связи магнитных слоев через немагнитную прослойку.

Для оценки величины обменной связи между слоями Со был предложен следующий эксперимент. Исследовать многослойный образец специальной структуры, элементарная ячейка которой состоит из двух пленок Со различной толщины, разделенных прослойками Pd (см. вставку к рис. 6). Можно ожидать, что магнитные свойства такой комплексной структуры в случае слабого обмена будут определяться свойствами двух составляющих ее изолированных подсистем. В частности, различие между значе-

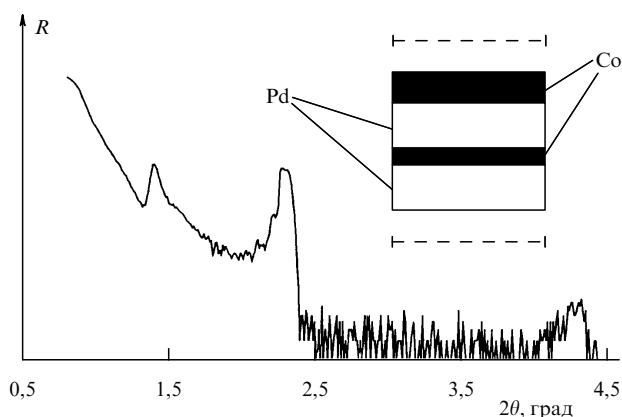


Рис. 6. Спектр малоугловой рентгеновской дифракции от образца комплексной структуры $30 \times [0,7 \text{ нм Со}/2, 5 \text{ нм Pd}/1, 5 \text{ нм Со}/2, 5 \text{ нм Pd}]$. На врезке изображена элементарная ячейка комплексной МС. θ — угол падения рентгеновского излучения

ниями анизотропии в этих подсистемах (вследствие разных толщин пленок Со) должно проявиться в экспериментах по измерению ФМР. На кривой поглощения будут наблюдаться два максимума, соответствующих каждой из подсистем.

Такие структуры были изготовлены по технологии, описанной выше. Толщины слоев Со составляли 0,7 и 1,5 нм, толщина прослойки Pd — 2,5 нм. Угловой спектр рентгеновской дифракции, представленный на рис. 6, имеет равные амплитуды первого и второго брегговских максимумов, что соответствует образцу с комплексной структурой, показанной на вставке к рис. 6. Существование двух пиков на спектрах ФМР (рис. 7) и зависимость их положения от ориентации постоянного магнитного поля свидетельствуют о малости обмена через прослойку Pd. По крайней мере, можно говорить о том, что поле обменного взаимодействия через прослойку Pd не превосходит разности полей анизотропии двух подсистем (~ 1 кЭ) [12]. Таким образом, взаимодействие между слоями много меньше обменного поля в слоях Со.

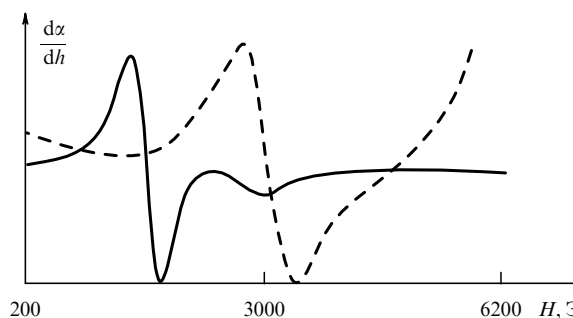


Рис. 7. Спектры поглощения ФМР для образца комплексной структуры, снятые при ориентации магнитного поля в плоскости образца (сплошная линия) и по нормали к образцу (штриховая линия). H — намагничивающее поле, α — коэффициент поглощения СВЧ-излучения (отн. ед.)

В результате проведенных холловских и ФМР-измерений серии МС Со/Pd при различных температурах обнаружено, что эффективная анизотропия в этой системе зависит не только от толщины слоев Со, но и от температуры. Можно говорить о существовании температурного ориентационного перехода. Эксперименты по оценке величины обменной связи через прослойку Pd свидетельствуют о малости этой связи. Это позволяет считать геометрически трехмерную МС квазидвумерной и предположить сходство природы перехода в МС и изолированных пленках.

Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, проект № 95-02-05388а.

Список литературы

1. Тетельман М Г *ЖЭТФ* **98** 1003 (1990)
2. Pescia D, Pokrovsky V L *Phys. Rev. Lett.* **65** 2599 (1990)
3. Pappas D P, Kämper K -P, Hopster H *Phys. Rev. Lett.* **64** 3179 (1990)
4. Allenspach R, Bischof A *Phys. Rev. Lett.* **69** 3385 (1992)
5. Kerkmann D, Pescia D, Allenspach R *Phys. Rev. Lett.* **68** 686 (1992)
6. Garcia P F, Meinholdt A D, Suna A *Appl. Phys. Lett.* **47** 178 (1985)
7. Розенштейн Д Б, Тетельман М Г, Фраерман А А *Поверхность* **4** 15 (1993)
8. Engel B N et al. *Phys. Rev. Lett.* **67** 1910 (1991)
9. Bloemen P J et al. *J. Appl. Phys.* **67** 4470 (1990)
10. Гусев С А и др. *Письма в ЖЭТФ* **58** 35 (1993)
11. Gusev S A et al. *Phys. Lett. A* **198** 437 (1995)
12. Сапожников М В Частное сообщение