

05;11;12

Магнитные и магнитооптические свойства Fe/Ti, Zr, Pt и Fe/Ti, Zr, Pt/Fe тонкопленочных магнитных структур

© Е.Е. Шалыгина, М.А. Карсанова, Л.В. Козловский

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова

Поступило в Редакцию 8 октября 1999 г.

Представлены результаты исследования магнитных и магнитооптических свойств двухслойных Fe/Ti, Zr, Pt и трехслойных Fe/Ti, Zr, Pt/Fe тонкопленочных магнитных структур. Обнаружено сильное влияние немагнитного слоя на магнитные свойства изучаемых образцов. Установлено, что величина поля насыщения трехслойных магнитных структур осциллирует как функция толщины немагнитного слоя; период этих осцилляций зависит от толщины Fe-слоя. Обнаружено сильное влияние Pt-слоя на спектральные зависимости экваториального эффекта Керра в исследуемых структурах.

Исследование магнитной анизотропии, процессов перемагничивания и магнитооптических свойств тонкопленочных магнитных структур важно как с научной, так и с практической точек зрения. Данные, полученные при изучении влияния толщины и состава магнитных и немагнитных слоев на магнитные и магнитооптические свойства двух- и трехслойных магнитных структур, могут быть использованы при создании новых тонкопленочных систем для современной спиновой микроэлектроники. Целью данной работы является исследование магнитных и магнитооптических свойств Fe/Ti, Zr, Pt и Fe/Ti, Zr, Pt/Fe тонкопленочных структур.

Изучаемые образцы были получены с помощью магнетронного распыления. После адгезии при температуре $T = 150^\circ\text{C}$ базовое давление в вакуумной камере было равно 10^{-9} Torr. Давление рабочего газа (аргон) было $\sim 10^{-4}$ Torr. В двухслойных структурах толщина магнитного слоя t_{Fe} изменялась от 2 до 100 nm, а немагнитного слоя (НМС) t_1 , нанесенного между магнитной пленкой и подложкой, — от 0 до 20 nm. В трехслойных структурах t_{Fe} и t_1 варьировались от 2.5

до 10 nm и от 0.5 до 4 nm соответственно. Чтобы избежать окисления, образцы были покрыты 10-nm слоем углерода.

Измерения магнитных и магнитооптических свойств изучаемых образцов были выполнены с помощью экваториального эффекта Керра (ЭЭК) δ на магнитооптическом магнитометре и спектральной магнитооптической установке, описанных в [1,2]. Здесь $\delta = (I - I_0)/I_0$, где I и I_0 — интенсивности света, отраженного от намагниченного и ненамагниченного образца соответственно. Внешнее магнитное поле прикладывалось в плоскости пленки перпендикулярно плоскости падения света. Дисперсионные зависимости ЭЭК были измерены в области энергий квантов падающего света $1.5 < \hbar\omega < 4.2$ eV. Угол падения света на образец был равен 65° . Все измерения были выполнены при комнатной температуре.

Предварительные измерения показали, что все образцы характеризуются плоскостной магнитной анизотропией, т.е. легкая ось намагничивания (ЛОН) лежит в их плоскости. Петли гистерезиса вдоль ЛОН для двухслойных образцов имели почти прямоугольную форму. Отношение остаточной намагниченности к намагниченности насыщения (M_R/M_S) было равно 0.95–0.98. Значение M_R/M_S увеличивалось с уменьшением толщины слоя железа.

На рис. 1 приведены зависимости поля насыщения H_S изучаемых двухслойных образцов от толщины Fe пленки (a) и немагнитного слоя (b) при фиксированном значении t_1 и t_{Fe} соответственно. На рис. 1, c, d представлены типичные зависимости поля насыщения H_S от толщины немагнитного слоя при фиксированных значениях толщины пленки железа для Fe/НМС/Fe трехслойных структур.

Из рис. 1, a видно, что при фиксированной t_1 величина H_S растет с увеличением t_{Fe} вплоть до 35 nm, затем уменьшается при изменении t_{Fe} от 40 до 100 nm. При фиксированной t_{Fe} величина поля насыщения имеет максимум при $t_{Zr} \approx 3$ nm и $t_{Ti,Pt} \approx 10$ nm (рис. 1, b). Величина H_S для образцов с Ti-слоем больше, чем для образцов с Zr- и Pt-слоями (рис. 1, a, b). Следует отметить, что характер поведения коэрцитивной силы H_C от t_{Fe} и t_1 двухслойных образцов совпадает с $H_S(t_{Fe})$ и $H_S(t_1)$. Полученные результаты можно объяснить, используя данные структурного анализа образцов. Рентгеноструктурные исследования показали, что изучаемые двухслойные образцы имеют поликристаллическую структуру с преимущественной $\{111\}$ текстурой, параллельной поверхности образца. Степень текстурированности образцов зависела от

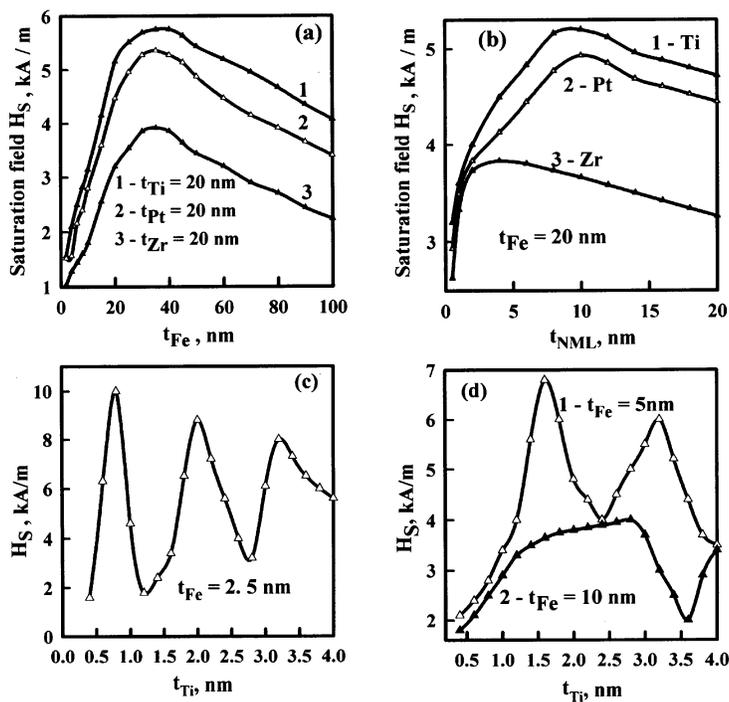


Рис. 1. Зависимость поля насыщения H_S двухслойных Fe/Ti, Pt, Zr (a, b) и трехслойных Fe/Ti/Fe (c, d) образцов от толщины Fe-пленки и немагнитного слоя при фиксированных толщинах немагнитного и магнитного слоя соответственно: a — $H_S(t_{Fe})$ при $t_1 = 20$ nm; b — $H_S(t_1)$ при $t_{Fe} = 20$ nm; c — $H_S(t_{Ti})$ при $t_{Fe} = 2.5$ nm; d — $H_S(t_{Ti})$ при $t_{Fe} = 5$ и 10 nm (кривые 1 и 2 соответственно).

толщины Fe-пленки, а также от толщины и состава НМС. Известно [3], что более текстурированные образцы характеризуются большей величиной поля насыщения и коэрцитивной силы. Именно такое соотношение наблюдалось нами между магнитными и структурными свойствами в изучаемых двухслойных образцах.

Из рис. 1, c, d можно видеть, что поле насыщения Fe/Ti/Fe трехслойных образцов осциллирует как функция t_1 , и период этих осцилляций Λ зависит от t_{Fe} . В частности, Λ равно ~ 1.2 и 2 nm при $t_{Fe} = 2.5$ и

5 nm соответственно. Аналогичные измерения для других трехслойных структур показали, что в образцах с Zr-слоем величина Λ практически совпадает с приведенными выше значениями, а для образцов с Pt-слоем Λ равно 0,8, 1,2 и 2 nm при $t_{\text{Fe}} = 2,5, 5$ и 10 nm соответственно. Полученные данные можно объяснить существованием обменного взаимодействия между ферромагнитными слоями через немагнитный слой и его осцилляционным поведением с изменением t_1 [4,5]. Более того, расчеты, выполненные в [6], показали, что значение Λ должно увеличиваться с ростом толщины магнитного слоя. Мы действительно экспериментально наблюдали такое изменение Λ .

На рис. 2, *a* представлены типичные дисперсионные зависимости ЭЭК двухслойных образцов с различной толщиной железной пленки и фиксированным значением t_1 , измеренные при $H = H_S$. Эти данные позволили получить зависимость ЭЭК от t_{Fe} при фиксированных значениях $\hbar\omega$ (рис. 2, *b*). Из рис. 2, *a, b* видно, что величина ЭЭК зависит от толщины Fe-пленки. ЭЭК линейно растет с ростом t_{Fe} вплоть до ~ 20 nm, а при $t_{\text{Fe}} > 20\text{--}25$ nm ЭЭК имеет постоянное значение. Таким образом, ЭЭК определяется намагниченностью приповерхностного слоя образца некоторой критической толщины t_{Cr} . Значение t_{Cr} , начиная с которой ЭЭК имеет постоянную величину, которую принято называть информационной глубиной магнитооптического сигнала t_{inf} [7]. Было найдено, что для образцов с Ti- и Zr-слоем $t_{\text{inf}} \approx 21$ и 23 nm при $\hbar\omega = 3.4$ и 1.7 eV соответственно.

Аналогичные измерения были проведены для двух- и трехслойных магнитных структур с Pt-слоем. Оказалось, что в этом случае $\delta(\hbar\omega)$ имеют более сложную зависимость от t_{Pt} (рис. 2, *c, d*). Анализ этих данных показывает, что с увеличением t_{Pt} пик в области энергии квантов падающего света 1.8–1.9 eV, характерный для спектральной зависимости ЭЭК объемного железа, уменьшается, а в ультрафиолетовой области появляется новый пик. По аналогии с [8] полученные данные можно объяснить спиновой поляризацией и обменным расщеплением *5d*-уровней платины. Из-за высокой спин-орбитальной энергии *5d*-состояний платины зонная структура Fe изменяется — появляются возбужденные состояния, обусловленные перекрытием *3d*- и *5d*-электронных волновых функций в соседних Fe- и Pt-слоях. В результате дисперсионные зависимости ЭЭК в изучаемых образцах видоизменяются. Очевидно, что этот электронный интерфейсный эффект должен зависеть от толщины как Fe-, так и Pt-слоя. Более того, согласно выше приведенным данным,

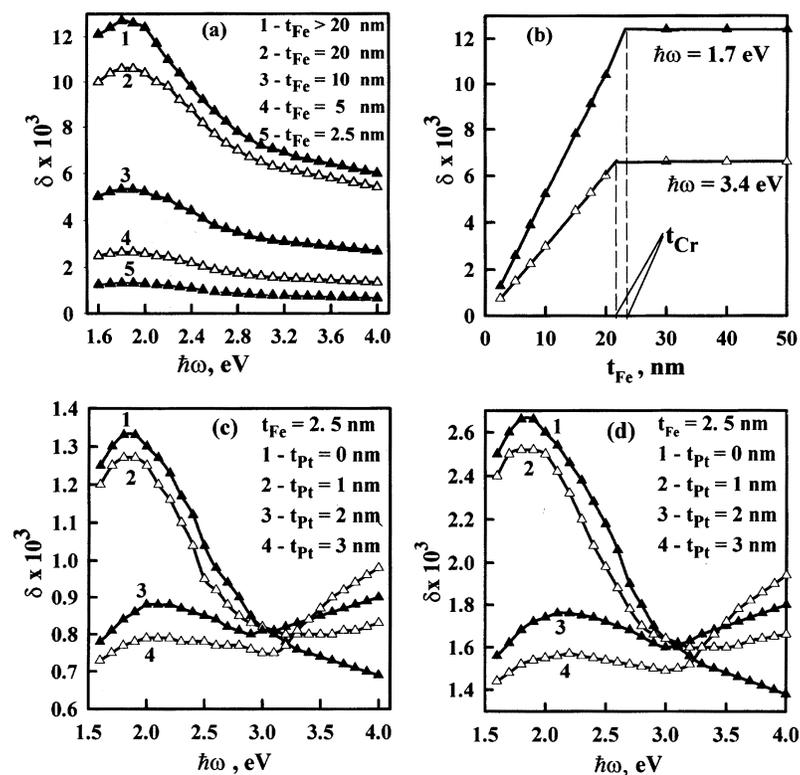


Рис. 2. Дисперсионные зависимости ЭК для двухслойных и трехслойных структур: *a* — для Fe/20 nm Ti структур при различных значениях Fe-слоя; *c* — для Fe/Pt; *d* — для Fe/Pt/Fe структур при фиксированных толщинах Fe-слоя и различных толщинах Pt-слоя, *b* — зависимость ЭК от толщины Fe-пленки при фиксированных энергиях квантов падающего света.

ЭК может зависеть и от всей толщины образца t , если $t < t_{inf}$. Из рис. 2, *c*, *d* можно видеть, что при одинаковой толщине Fe-слоя величина ЭК больше (примерно в 2 раза) в трехслойных структурах, чем в двухслойных. Влияние Pt-слоя на ЭК усиливается с ростом его толщины. Это усиление сохраняется вплоть до $t_{Pt} \approx 4-4.5$ nm. Количественное сравнение величин ЭК в двух- и трехслойных структурах показало, что

влияние Pt на ЭЭЖ больше для трехслойных образцов, что обусловлено наличием двух Fe/Pt интерфейсов в этих образцах. Установлено, что в трехслойных образцах с $t_{\text{Fe}} = 5$ и 10 nm влияние Pt на ЭЭЖ остается практически таким же, как и в образцах с $t_{\text{Fe}} = 2.5$ nm.

Итак, были исследованы магнитные и магнитооптические свойства Fe/Ti, Zr, Pt и Fe/Ti, Zr, Pt/Fe тонкопленочных структур. Зависимости магнитных характеристик изучаемых образцов от толщины и состава немагнитного слоя были найдены. Полученные данные были объяснены структурными особенностями двухслойных образцов и наличием в трехслойных системах обменного взаимодействия между ферромагнитными слоями через НМС. Зависимость ЭЭЖ от толщины Fe-пленки была найдена. Сильное влияние Pt-слоя на спектры ЭЭЖ Fe/Pt и Fe/Pt/Fe тонкопленочных структур было обнаружено. Этот факт был объяснен обменно-наведенной поляризацией $5d$ -уровней платины.

Эта работа была выполнена при поддержке РФФИ (грант N 99-02-16595).

Список литературы

- [1] Кринчик Г.С., Шалыгина Е.Е., Ахматова О.П. и др. // ФТТ. 1987. Т. 28. С. 2862–2865.
- [2] Кринчик Г.С., Шалыгина Е.Е., Эгамов Ш.В. // ЖЭТФ. 1978. Т. 74. С. 714–719.
- [3] Lin C.J., Gorman G.L., Lee C.H. et al. // J. Magn. Magn. Mat. 1991. V. 93. P. 194–206.
- [4] Parkin S.P., Bhadra R., Roche K.P. // Phys. Rev. Let. 1991. V. 66. P. 2152–2155.
- [5] Bruno P. // Phys. Rev. 1995. B 52. P. 411–439.
- [6] Nordström L., Lang P., Zeller R. et al. // Phys. Rev. 1994. B 50. N 17. P. 13058–13061.
- [7] Traeger G., Wensel L., Hubert A. // Phys. Stat. Sol. 1992. V. 131. P. 201–207.
- [8] Weller D., Reim W., Spröl K. // J. Magn. Magn. Mat. 1991. V. 93. P. 183–193.