

Индукцированное магнитным полем увеличение продольного эффекта Керра в многослойных пленках Co/Cu(111)

И.Н. Лукиенко¹, Н.Ф. Харченко¹, В.В. Зорченко², А.Н. Стеценко²

¹Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины
пр. Ленина, 47, г. Харьков, 61103, Украина
E-mail: lukijenko@ilt.kharkov.ua

²Национальный технический университет «Харьковский политехнический институт»
ул. Фрунзе, 21, г. Харьков, 61002, Украина

Статья поступила в редакцию 6 июля 2007 г., после переработки 30 июля 2007 г.

В многослойных пленках Co/Cu(111) обнаружено многократное увеличение продольного эффекта Керра в магнитном поле при определенных толщинах медных слоев, обеспечивающих экстремумы обменной связи между слоями кобальта. Сделано предположение, что это явление связано с наличием существенного вклада в магнитооптический эффект границ раздела Co/Cu и обусловлено парамагнетизмом электронов проводимости в интерфейсных слоях, увеличенным в результате гибридизации электронных *sp*- и *d*-зон меди и кобальта. Предполагается, что периодическое увеличение магнитооптической восприимчивости обусловлено чувствительностью гибридизации к квантованию поперечного движения электронов в слоях меди.

В багатшарових плівках Co/Cu(111) виявлено багатократне збільшення подовжнього ефекту Керра в магнітному полі при певних товщинах мідних шарів, які забезпечують екстремуми обмінного зв'язку між шарами кобальту. Зроблено припущення, що це явище пов'язане із наявністю значного внеску в магнітооптичний ефект границь розмежування Co/Cu та зумовлене парамагнетизмом електронів провідності в інтерфейсних шарах, збільшений завдяки гібридизації електронних *sp*- та *d*-зон міді й кобальту. Припускається, що періодичне збільшення магнітооптичної сприйнятливості обумовлено чутливістю гібридизації до квантування поперечного руху електронів в шарах міді.

PACS: 75.70.–i Магнитные многослойные структуры;
78.20.Ls Магнитооптические эффекты;
75.75.–n Оптические свойства наноструктур.

Ключевые слова: магнитооптический эффект Керра, многослойные магнитные пленки, увеличение магнитооптических эффектов, Co/Cu.

1. Введение

Многослойные пленки типа «ферромагнитный/нормальный металл» (ФМ/НМ) известны как искусственные системы, в которых пространственное квантование движения электронов в НМ слоях обуславливает физические эффекты, которые могут иметь большое практическое значение [1]. Среди них — спиновая поляризация электронов проводимости в слое НМ и гигантский магниторезистивный эффект. Магниторезистивный эффект в пленках Co/Cu может достигать десятков процентов [2], благодаря чему эти системы уже нашли приме-

нение как магнитные сенсоры в считывающих магнитных устройствах [3]. Слоистые системы ФМ/НМ также перспективны при разработках устройств спинтроники для управления спин-поляризованными токами [4,5]. Среди них выделяются многослойные столбчатые системы Co/Cu(111). Магнитные состояния отдельных столбиков могут быть изменены с помощью спин-поляризованного электрического тока [6]. Свойства этих систем существенно зависят от их структуры и во многом определяются технологией и состоянием интерфейса. Так, еще недавно был дискуссионным вопрос о на-

личии антиферромагнитной обменной связи между слоями кобальта в эпитаксиальных пленках Co/Cu(111), выращенных методом молекулярных пучков [7]. Структура интерфейсных слоев определяет полностью нелинейные оптические и нелинейные магнетические свойства многослойных пленок ФМ/НМ [8].

Многослойные системы ФМ/НМ обладают интересными магнитооптическими свойствами. Так, в [9] было обнаружено периодическое увеличение полярного эффекта Керра (ЭК) при $\lambda = 6328 \text{ \AA}$ в магнитно насыщенной сэндвичевой структуре (Fe/Cu/Fe) при изменении толщины слоя меди. Модуль комплексного эффекта Керра изменялся более чем в 2 раза. Еще более сильное периодическое увеличение эффекта при этой же длине волны света наблюдалось в сэндвичах FeCo/Cu/FeCo [10]. Сильное влияние толщины слоев меди в многослойных пленках $[\text{Cu}/\text{Co}]_{25}$ на полярный и продольный эффекты Керра, а также на эффективный коэффициент преломления пленки в широкой спектральной области было выявлено в работе [11]. Наблюдалась корреляция между изменениями оптических свойств и обменной связи между магнитными слоями пленки. В пленке с толщиной медного слоя, при котором устанавливалась антиферромагнитная обменная связь, угол вращения оси поляризации света при продольном эффекте Керра вблизи 2,5 эВ увеличивался более чем в десять раз. Наблюдаемые периодические изменения величины эффекта Керра связывались со спиновой поляризацией электронов проводимости в слое меди [10], с изменениями электронного энергетического спектра медного слоя [9], а также с изменениями оптических свойств интерфейсного слоя Co/Cu [11].

Систематические исследования магнитооптических свойств клиновидных сэндвичевых (Au/Co–клин/Au [12], Au/Fe–клин/Au [13], Au/Cr–клин/Fe [13], Fe/Au–клин/Fe [14,15], Fe/Ag–клин/Fe [14]) и двухслойных (Au–клин/Fe [16], Au–клин/Co [17]) структур в широком спектральном диапазоне выявили осцилляции, обусловленные изменениями энергетических электронных спектров НМ или ФМ металлов и изменениями компонент тензора их оптической проводимости из-за пространственного квантования движения электронов в тонких слоях металлов и образования в них новых спин-поляризованных электронных состояний.

Известна также работа [18], в которой сообщалось о появлении сильной зависимости эффекта Керра от магнитного поля в полях, превышающих поле технического магнитного насыщения ферромагнитного слоя пленки, при определенных толщинах НМ прослойки. В этой работе наблюдались всплески «парамагнитного» полярного эффекта Керра в системе Au/Ru–клин/Co при тех толщинах слоя рутения, которые обеспечили бы антиферромагнитную связь между слоями кобальта в сэндвичевой структуре Co/Ru/Co. Эффект объясняли квантовым размерным эффектом и изменением плотности

электронов на уровне Ферми при определенных толщинах слоя рутения.

В этой статье представлены результаты исследования поведения магнитооптического продольного (меридионального) эффекта Керра в зависимости от напряженности магнитного поля в многослойных пленках Co/Cu(111) с различными толщинами слоев меди. Показано, что при определенных толщинах слоев меди во внешнем магнитном поле, превышающем поле технического магнитного насыщения, наблюдается существенное увеличение магнитооптического эффекта.

2. Образцы и методические особенности эксперимента

Многослойные пленки Cu (12,5 Å)/Co(8 Å)/ $[\text{Cu}(d_{\text{Cu}})(111)/\text{Co}(8 \text{ \AA})]_{19}/\text{Cu}(50 \text{ \AA})/\text{слюда}$ были изготовлены методом магнетронного распыления [19]. Остаточное давление в вакуумной установке составляло $\sim 10^{-6}$ Торр, а давление аргона при напылении равнялось $1,3 \cdot 10^{-3}$ Торр. Слои Co/Cu были напылены на подложку из слюды фторфлогопит. Сначала на слюду конденсировался слой меди толщиной 50 Å, затем на нем последовательно формировались слои кобальта и меди. Скорости конденсации атомов Co и Cu составляли 0,45 и 0,58 Å/с соответственно. Толщина слоев определялась временем напыления. Калибровку скоростей напыления проводили методом оптической многолучевой интерферометрии. Ошибка определения толщины слоев, согласно оценкам, не превышала 2%. Периодичность структуры проверяли методом малоугловой рентгеновской дифракции. Во всех образцах серии номинальная толщина кобальта d_{Co} составляла 8 Å. Толщины медных слоев d_{Cu} в каждом из образцов были одинаковы, а в разных образцах они составляла 6; 7; 9; 10; 11; 12; 13,5; 15; 17; 18; 19 и 20 Å. Последний слой кобальта был покрыт слоем меди толщиной 12,5 Å.

В процессе роста пленки образуется текстурированная слоистая столбчатая структура. Диаметры столбиков, как показали электронно-микроскопические наблюдения, составляли 80–100 Å. Кристаллографические плоскости (111) в слоях меди параллельны поверхности слюды. Слои кобальта имели гранецентрированную кубическую структуру с осью [111], перпендикулярной плоскости слоя. Магнитные моменты ФМ слоев кобальта в таких структурах благодаря действию полей размагничивания ориентируются параллельно плоскостям слоев, хотя их легкая ось кристаллографической магнитной анизотропии перпендикулярна слоям.

Измеряли углы вращения оси поляризации света, отраженного от поверхности пленки, в зависимости от напряженности внешнего магнитного поля в геометрии продольного эффекта Керра при s-поляризации падающего света (вектор электрического поля

световой волны перпендикулярен плоскости падения). Измерения проводили с помощью магнитооптической установки, в которой использовали модуляционную методику. Рабочей средой фарадеевского модулятора поляризации света был YVi-железо-галлиевый гранат. Источником света служил гелий-неоновый лазер с длиной волны излучения $\lambda = 6328 \text{ \AA}$. Угол падения света на образец составлял 54° . Максимальная величина напряженности магнитного поля была $16,8 \text{ кЭ}$. Величину эффекта определяли при помощи магнитооптической кварцевой ячейки Фарадея. Разброс экспериментальных точек при измерениях угла вращения оси поляризации света, обусловленного ЭК, составлял около 10^{-3} градуса. Все измерения проводили при комнатной температуре образцов. Отклонения ориентации магнитного поля от плоскости пленки не превышали 1 градуса. Размеры светового пятна на образце были не больше $0,5 \text{ мм}$. В полях, меньших 100 Э , наблюдалась зависимость величины эффекта Керра от ориентации магнитного поля в плоскости пленки. В больших полях эффект не зависел от ориентации поля. Тем не менее при всех экспериментах образец ориентировали так, чтобы поле лежало в плоскости пленки и гистерезисная петля имела наибольшее коэрцитивное поле. В работе это направление обозначено как ось X . Исключением была пленка с толщиной медного слоя $d_{\text{Cu}} = 18 \text{ \AA}$. В этой пленке не наблюдалась анизотропия эффекта Керра.

3. Экспериментальные результаты

Во всех пленках, кроме пленки с толщиной медного слоя $d_{\text{Cu}} = 18 \text{ \AA}$, в слабых полях наблюдался гистерезис намагничивания, а форма гистерезисной петли зависела от ориентации поля в плоскости. Вид зависимости величины коэрцитивного поля от направления внешнего поля свидетельствовал о наличии в плоскости пленки слабой одноосной анизотропии. Коэрцитивные поля не превышали 50 Э . Зависимости угла вращения Керра от напряженности магнитного поля $\theta(H)$ для пленок с разными толщинами медных слоев d_{Cu} существенно различались между собой формой гистерезисных петель, величинами коэрцитивных полей, а также характером изменений в более сильных полях.

Основное внимание в настоящей работе уделялось поведению эффекта Керра в относительно сильных полях, превышающих коэрцитивные. На рис. 1 представлены углы вращения, полученные при различных напряженностях поля, в зависимости от толщины медных слоев пленок. Обращает на себя внимание немонотонный характер этих зависимостей и отличие их поведения при $d_{\text{Cu}} > 16 \text{ \AA}$.

На рис. 2–5 приведены зависимости $\theta(H)$ для пленок с разными толщинами медных слоев. Видно, что в

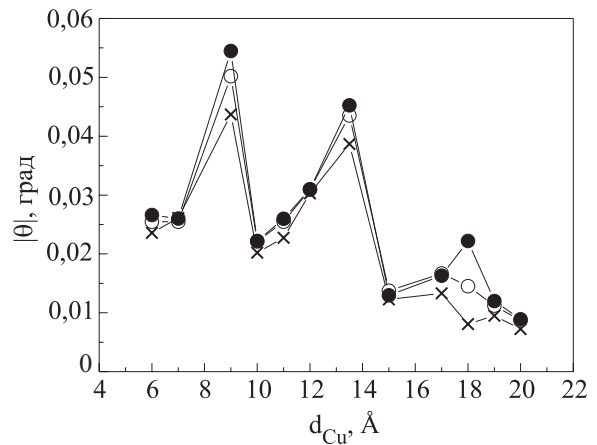


Рис. 1. Зависимость угла вращения оси эллипса поляризации света при продольном эффекте Керра от толщины медных слоев пленок Co/Cu в магнитных полях H , кЭ: 2 (×), 8 (○),

полях, больших $3\text{--}6 \text{ кЭ}$, зависимости $\theta(H)$ или выходят на насыщение ($d_{\text{Cu}} = 7, 10, 11, 12, 15, 20 \text{ \AA}$), или становятся близкими к линейным ($d_{\text{Cu}} = 6, 9, 18 \text{ \AA}$), или приближаются к таковым ($d_{\text{Cu}} = 13,5 \text{ \AA}$). Выделяется своим поведением пленка с толщиной медных слоев $d_{\text{Cu}} = 18 \text{ \AA}$ (см. рис. 2,б). В этой пленке гистерезис $\theta(H)$ отсутствует и остаточное вращение (при $H = 0$) в пределах ошибок эксперимента равно нулю. Вращение оси поляризации света после достижения полем величины около 5 кЭ продолжает сильно линейно увеличиваться с ростом поля вплоть до максимальной в эксперименте напряженности $16,8 \text{ кЭ}$. Поведение эффекта Керра в этой пленке в поле существенно отличается от поведения его в пленках с близкими значениями толщин $d_{\text{Cu}} = 17, 19$ и 20 \AA (рис. 5). Если величина эффекта Керра в этих пленках почти не изменяется после 4 кЭ , то в пленке с $d_{\text{Cu}} = 18 \text{ \AA}$ она увеличивается вдвое при достижении полем величины $16,8 \text{ кЭ}$. Такое же линейное увеличение эффекта Керра в поле, но несколько менее выраженное, наблюдалось в пленке с $d_{\text{Cu}} = 9 \text{ \AA}$ (рис. 3). В пленках с близкими толщинами $d_{\text{Cu}} = 7 \text{ \AA}$ и 10 \AA эффект не увеличивается. Рисунок 3 иллюстрирует это свойство более отчетливо. Заметное увеличение эффекта происходит также в пленке с $d_{\text{Cu}} = 13,5 \text{ \AA}$ (рис. 4). Слабо выраженное линейное увеличение эффекта Керра в магнитном поле наблюдалось и в пленке с $d_{\text{Cu}} = 6 \text{ \AA}$.

4. Обсуждение результатов

Обращает на себя внимание то, что чувствительными к полю оказываются пленки, с толщинами медных слоев $9; 13,5$ и 18 \AA , при которых в системе Co/Cu(111)/Co устанавливается обменная связь между слоями кобальта. К настоящему времени, несмотря на противоречивые результаты первых исследований [7], экспериментально надежно установлено, что в пленках Co/Cu(111), выращенных как методом моле-

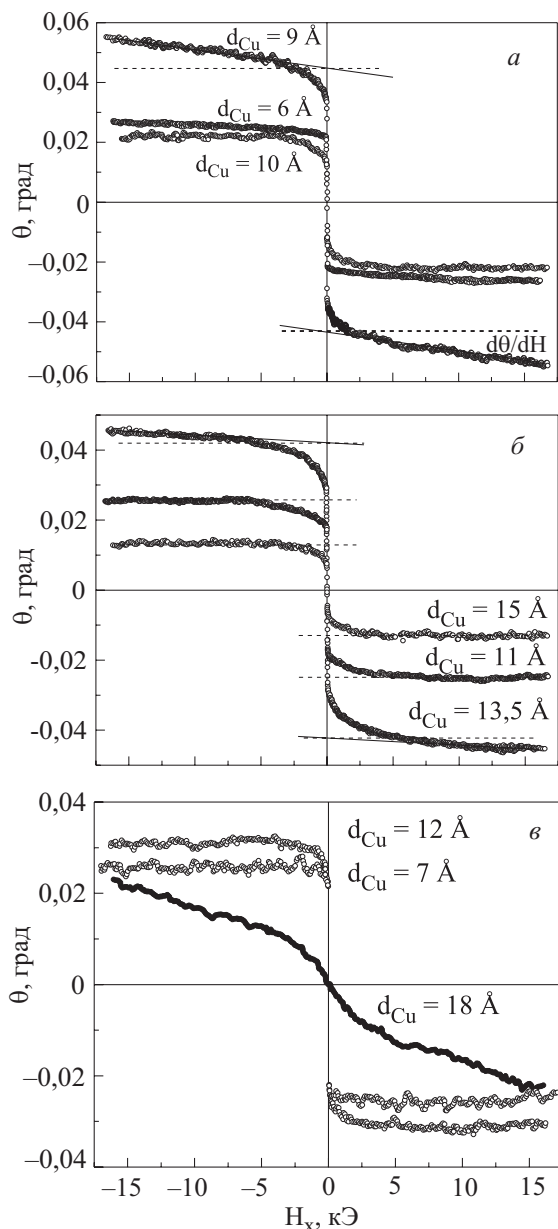


Рис. 2. Зависимости угла вращения оси эллипса поляризации света при продольном эффекте Керра от напряженности магнитного поля для пленок с различной толщиной слоев меди.

кулярных пучков, так и методом магнетронного распыления, в согласии с теоретическими представлениями [20], при толщине медного слоя, близкой к $d_{Cu} = 4,5 \text{ ML} (9 \text{ \AA})$ и $d_{Cu} = 9 \text{ ML} (18 \text{ \AA})$, между слоями кобальта устанавливается антиферромагнитная обменная связь через электроны проводимости медного слоя [21]. Однако из-за наличия различного рода ферромагнитных «закороток» между слоями Co [22] (по границам между зернами-столбиками, на границах кристаллических двойников в слоях меди в самом столбике, в «булавочных проколах» медных слоев, заполненных атомами кобальта, на других дефектах и из-за наличия грубых шероховатостей на интерфей-

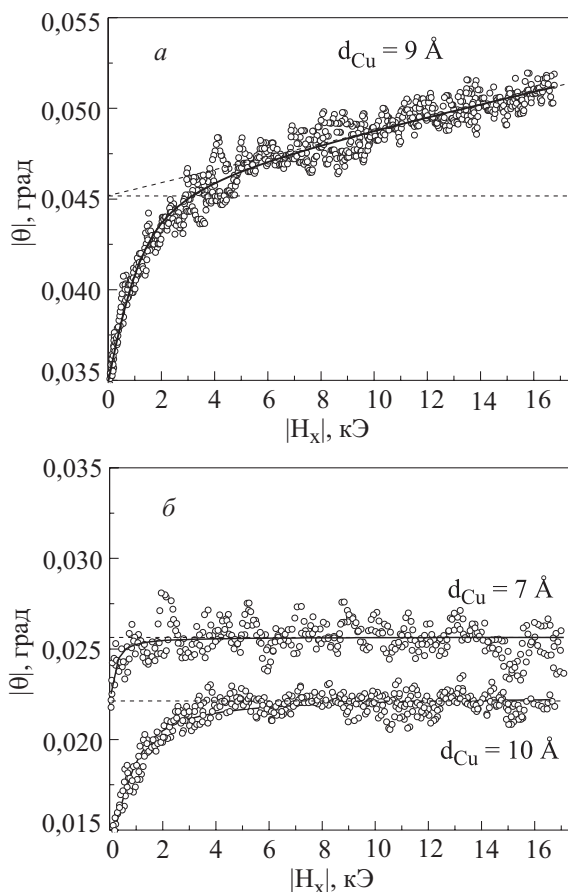


Рис. 3. Зависимости угла вращения оси эллипса поляризации света при продольном эффекте Керра от напряженности магнитного поля в пленках Co/Cu(111) с толщиной медных слоев d_{Cu} , Å: 9 (линейная зависимость) (а); 7 и 10 (линейной зависимости не наблюдается) (б). Сплошные линии — аппроксимация экспериментальных данных зависимостью $\theta = \theta_0 + \theta_{SPS}L(\mu H/kT) + \chi_{MOH}$.

сах, приводящих к магнитодипольной связи соседних слоев кобальта) большая часть всех слоев Co во всех пленках представляет собой связанную ферромагнитную систему.

При толщине d_{Cu} , близкой к $13,5 \text{ \AA}$, между слоями кобальта должна устанавливаться ферромагнитная связь и кривая намагничивания пленки должна отличаться от кривых намагничивания пленок с антиферромагнитной связью. Но, учитывая то, что даже в пленках с антиферромагнитной связью доля ферромагнитно связанных областей в них преобладает, различие кривых $M(H)$ в полях, больших коэрцитивного поля, должно быть незначительным.

Надо отметить, что линейное с полем увеличение эффекта Керра наиболее отчетливо выявляется в пленках с толщиной медных слоев 18 и 9 Å. В пленке с $d_{Cu} = 13,5 \text{ \AA}$ эффект Керра также существенно увеличивается с ростом поля, но возрастание угла вращения заметно нелинейное вплоть до напряженности около 10 кЭ. Кроме того, если во всех остальных пленках, кро-

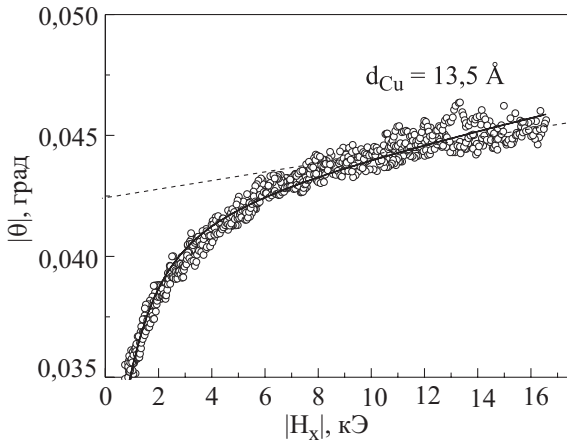


Рис. 4. Выход зависимости $\theta(H)$ для пленки с толщиной медных слоев $13,5 \text{ \AA}$ на линейную. Сплошная линия — аппроксимация экспериментальных данных зависимостью $\theta = \theta_0 + \theta_{SPS}L(\mu H/kT) + \chi_{MO}H$. Пунктирная прямая проведена «на глаз».

ме пленок с $d_{Cu} = 18$ и 9 \AA , эффект Керра выходит на насыщение в полях, близких к 4 кЭ , то в этой пленке насыщение эффекта не происходит и в максимальном поле $16,8 \text{ кЭ}$. Надежно определить наклон линейной зависимости для пленки с $d_{Cu} = 13,5 \text{ \AA}$ затруднительно.

Набор экспериментальных данных для всех пленок в полях, превышающих поля магнитной анизотропии в плоскости пленки, можно описать, предположив наличие в пленке суперпарамагнитной подсистемы не связанных между собой обменным взаимодействием ферромагнитных кластеров кобальта. На рис. 3–5 сплошными тонкими линиями приведены зависимости

$$\theta(H) = \theta_0 + \theta_{SPS}L\left(\frac{\mu H}{kT}\right) + \chi_{MO}H \quad (1)$$

с оптимально подобранными параметрами θ_0 , θ_{SPS} , μ и χ_{MO} . Здесь $L(\mu H/kT)$ — функция Ланжевена, θ_0 — спон-

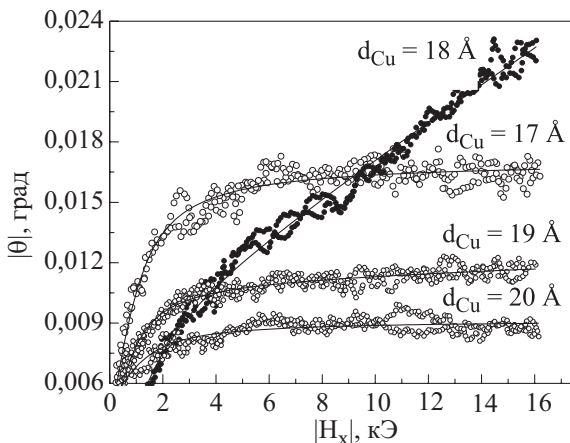


Рис. 5. Зависимости $\theta(H)$ для пленок с толщинами медных слоев, близких к 18 \AA . Сплошные линии — аппроксимации экспериментальных данных зависимостями $\theta = \theta_0 + \theta_{SPS}L(\mu H/kT) + \chi_{MO}H$.

танное вращение Керра, обусловленное ферромагнитной подсистемой кобальта и спин-поляризованными электронами меди, μ — магнитный момент кластера, $\theta_{SPS} = V_{SP}p\mu$ — вращение, обусловленное суперпарамагнитной подсистемой при ее магнитном насыщении, V_{SP} — коэффициент пропорциональности между вращением Керра и намагниченностью суперпарамагнитной подсистемы, p — количество магнитных кластеров в единице объема и χ_{MO} — магнитооптическая восприимчивость, природа которой требует выяснения. На рис. 6 приведены полученные значения магнитооптической восприимчивости $\chi_{MO} = (d\theta/dH)$ для всех пленок. Здесь точки 1 соответствуют наклону прямых, проведенных «на глаз» при $H > 10 \text{ кЭ}$, точки 2 — значениям χ_{MO} , полученным путем аппроксимации экспериментальных данных зависимостью (1).

Сопоставляя рис. 6 и рис. 1, можно видеть, что между зависимостями $\chi_{MO}(d_{Cu})$ и $\theta(d_{Cu}, H = \text{const})$ имеется корреляция. Так как номинальные суммарные толщины всех слоев кобальта во всех пленках одни и те же, то и намагниченности при насыщении всех пленок должны быть близкими. При постоянном коэффициенте пропорциональности между величиной эффекта Керра и намагниченностью ферромагнитной подсистемы пленки и отсутствии существенных вкладов в эффект со стороны спин-поляризованной подсистемы меди зависимости $\theta(d_{Cu}, H = \text{const})$ должны быть монотонно спадающими из-за уменьшения вклада в эффект более глубоких слоев кобальта при увеличении толщины поглощающих свет слоев меди. Но на рис. 1 видно, что эффект Керра в поле 8 кЭ , при котором насыщение и ферромагнитной, и суперпарамагнитной подсистем уже почти достигается во всех пленках, существенно увеличен для пленок с $d_{Cu} = 9; 13,5$ и 18 \AA . Такая ситуация может быть обуслов-

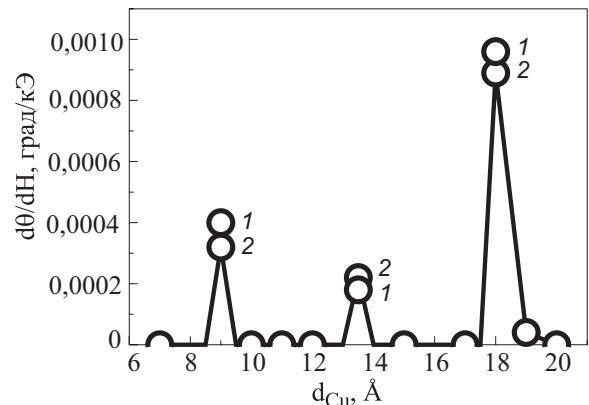


Рис. 6. Линейная магнитооптическая восприимчивость $\chi_{MO} = d\theta/dH$ в полях $H > 10 \text{ кЭ}$ для пленок с различными толщинами прослоек меди. Разные значения для одних и тех же пленок получены двумя способами: 1 — из наклона прямой, проведенной «на глаз», 2 — из аппроксимации экспериментальных данных зависимостями $\theta = \theta_0 + \theta_{SPS}L(\mu H/kT) + \chi_{MO}H$. Ломаная линия, соединяющая экспериментальные точки, проведена произвольно.

лена либо увеличением магнитооптического коэффициента для этих пленок, либо появлением нового большого вклада в эффект, также пропорционального намагниченности кобальтовой подсистемы.

Таким образом, можно считать, что надежными экспериментальными фактами являются: увеличенный более чем в 2 раза спонтанный эффект Керра в пленках с $d_{Cu} = 9$ и $13,5 \text{ \AA}$ и более чем на порядок увеличенная магнитооптическая восприимчивость χ_{MO} для этих же пленок и для пленки с $d_{Cu} = 18 \text{ \AA}$ по сравнению со значениями соответствующих величин для пленок с близкими толщинами медных слоев.

Отметим, что эти результаты частично подтверждают результаты работы [11], в которой впервые наблюдалось большое усиление спонтанного эффекта Керра в многослойных пленках $[\text{Co}/\text{Cu}(9 \text{ \AA})]_{25}$ с антиферромагнитной связью между слоями кобальта. Но имеется и различие результатов — увеличение спонтанного эффекта в наших экспериментах наблюдается и в пленке с ферромагнитной связью при $d_{Cu} = 13,5 \text{ \AA}$. Отметим также, что экспериментальная зависимость для пленки с $d_{Cu} = 18 \text{ \AA}$, соответствующей второму антиферромагнитному пику межслоевой обменной связи, выделяется среди других и тем, что спонтанный эффект θ_0 в ней, а значит, и спонтанная намагниченность, близки к нулю. Зависимость $\theta(H)$ описывается суммой суперпарамагнитного вклада и вклада, линейного по полю. Размер магнитного кластера, определенного при аппроксимации результатов функцией Ланжевена с линейной по полю добавкой, оказался близким к размеру одного диска в столбчатом зерне пленки. Это означает гораздо большую изолированность слоев кобальта друг от друга в этой пленке (отсутствие магнитных закороток), чем во всех остальных.

Сообщения об увеличении эффекта Керра в магнитном поле в пленках Co/Cu нам неизвестны, но наблюдавшееся подобное явление в сэндвиче Au/Ru/Co [18] говорит в пользу того, что эффект индуцированного полем увеличения магнитооптических эффектов также является характерным для слоевых структур типа ФМ/НМ.

Рассмотрим возможные механизмы влияния магнитного поля на эффект Керра в пленках этого типа.

1. При наличии антиферромагнитной связи между слоями естественно было бы связать наблюдаемое линейное увеличение эффекта Керра в магнитном поле с процессом намагничивания антиферромагнитной структуры пленки — разворотом магнитных моментов слоев кобальта к направлению поля. Линейное по полю нарастание намагниченности системы (и, соответственно, линейного магнитооптического эффекта Керра) в этом случае должно происходить вплоть до поля захлопывания магнитных моментов антиферромагнитно связанных слоев, H_{flip} . Поле анизотропии в плоскости пленки не превышает 100 Э . Поэтому вели-

чина поля H_{flip} определяется только антиферромагнитной обменной связью J и толщиной магнитного слоя d_{FM} . Поле захлопывания магнитных моментов пленки, имеющей n ферромагнитных слоев, можно выразить формулой [24]

$$H_{\text{flip}} = \frac{4J(n-1)}{Ind_{FM}}. \quad (2)$$

Здесь I — намагниченность слоя кобальта, n — число ФМ слоев. При толщине $d_{Co} = 8 \text{ \AA}$, для которой намагниченности слоев кобальта I близки к 900 Гс [23], а величина обменной константы во втором максимуме антиферромагнитной обменной связи (при $d_{Cu} = 18 \text{ \AA}$), определяемой для пленок Co/Cu(111), приготовленных методом магнетронного распыления [24,25], находится в пределах $J = 0,08 \dots 0,06 \text{ эрг/см}^2$, поле захлопывания не должно превышать 3 кЭ . Намагниченность и эффект Керра должны выходить на насыщение при этой напряженности. Но, как видно на рис. 2,в, линейная зависимость $\theta(H)$ для пленки с $d_{Cu} = 18 \text{ \AA}$ наблюдается до максимального в эксперименте поля $16,8 \text{ кЭ}$, что требует $J = 0,5 \text{ эрг/см}^2$. Такая большая величина обменной связи между слоями кобальта в исследованных пленках представляется далекой от реальности, и причина появления линейной зависимости должна быть иной. Кроме того, отсутствие насыщения эффекта в пленке с ферромагнитной связью между слоями кобальта ($d_{Cu} = 13,5 \text{ \AA}$, рис. 4) также говорит о другой причине увеличения эффекта Керра в исследуемых пленках Co/Cu(111).

2. Линейная зависимость $\theta(H)$ могла бы быть связана с намагничиванием внешним магнитным полем подсистемы отдельных атомов кобальта или их малых кластеров, не связанных или слабосвязанных с ферромагнитным массивом вблизи границ раздела Co/Cu. Если описывать вклад парамагнитной подсистемы атомов кобальта выражением

$$\theta_{PM}(H) = V_P I_{PS} L \left(\frac{\mu_{Co} H}{kT} \right) f_P(t_{PCo}), \quad (3)$$

где t_{PCo} — суммарная толщина парамагнитных слоев кобальта, и предположить, что намагниченности насыщения парамагнитной, I_{PS} , и ферромагнитной, I_{FS} , подсистем кобальта одинаковы и равны 900 Гс , зависимости эффекта Керра от суммарной толщины тонких парамагнитных и ферромагнитных слоев кобальта также одинаковы, то даже при одинаковых их суммарных толщинах, $(t_{Co})_P = (t_{Co})_F$, коэффициент пропорциональности между керровским вращением и намагниченностью для парамагнитной подсистемы V_P при комнатной температуре в пленке с $d_{Cu} = 18 \text{ \AA}$ должен превысить этот коэффициент для ФМ кобальта не менее чем в 250 раз. Если же учесть, что эффективная толщина парамагнитной прослойки интерфейса Co/Cu составляет около 1 \AA [26], то при номинальной толщине слоев

кобальта $d_{\text{Co}} = 8 \text{ \AA}$ (4 монослоя) в исследованных пленках суммарная толщина парамагнитных прослоек составит около четверти суммарной толщины ФМ слоев и необходимое увеличение магнитооптической постоянной возрастет до трех порядков, что представляется нереальным.

3. Линейное по магнитному полю усиление магнитооптических эффектов могло бы быть связано с увеличением вклада в эффект Керра электронов проводимости слоев меди. Вклад спин-поляризованных электронов в слое нормального металла предполагался ответственным за увеличение спонтанного эффекта Керра пленок Fe/Cu/Fe и FeCo/Cu/FeCo [9,10], а парамагнетизм электронов проводимости в слое рутения — за линейное с полем увеличение эффекта Керра в пленках Au/Ru/Co [18].

Парамагнетизм электронов проводимости меди незначительный, и диамагнитная восприимчивость в ней преобладает. Магнитооптические свойства меди изучены экспериментально в работах [27,28]. Из представленной в [27] экспериментально полученной дисперсионной зависимости величины полярного эффекта Керра следует, что эффект в окрестности $\lambda = 6328 \text{ \AA}$ определяется в большей мере непрямыми электронными переходами из заполненной d -зоны вблизи L_3 -точки зоны Бриллюэна на незаполненные участки sp -зоны чуть выше уровня Ферми и в меньшей степени — внутрizonными электронными переходами. При $\lambda = 6328 \text{ \AA}$ угол индуцированного полем керровского вращения в Cu близок к $3,5 \cdot 10^{-4}$ град/кЭ. Для продольного эффекта Керра можно ожидать, что угол вращения будет меньше этой величины на порядок. Наблюдаемая нами величина $d\theta/dH \approx 1 \cdot 10^{-3}$ град/кЭ для пленки Co/Cu с $d_{\text{Cu}} = 18 \text{ \AA}$ почти на два порядка больше ожидаемой ($\sim 10^{-5}$ град/кЭ) для продольного эффекта в массивной меди. Но электронный парамагнетизм Паули и, следовательно, магнитооптическая активность тонких слоев меди в пленках Co/Cu может увеличиться благодаря увеличению плотности электронных состояний на уровне Ферми при действии эффекта пространственного квантования и приближении энергии образованных электронных состояний в квантовой яме к энергии Ферми. В работе [18] предполагалось, что наблюдаемые в системе Au/Ru-клин/Co всплески магнитооптической восприимчивости $d\theta(H)/dH$ как функции толщины при определенных толщинах слоя Ru обуславливались действием этого механизма.

Условия квантования движения электронов с энергией Ферми в медных слоях, ограниченных слоями намагниченного кобальта, выполняются в пленках с толщинами $d_{\text{Cu}(111)}$, близкими к 9 и 18 \AA [20]. Так как косвенная обменная связь между магнитными слоями в многослойных структурах связана с образованием спин-поляризованных резонансных электронных со-

стояний [20], то наблюдающееся увеличение магнитооптических эффектов при этих же толщинах медных слоев свидетельствует в пользу предположения о том, что всплески на зависимостях $\theta(d_{\text{Cu}})$ и $d\theta(d_{\text{Cu}})/dH$ прямо или косвенно связаны с образованием резонансных электронных состояний в слоях меди. Образование резонансного энергетического уровня квантовой ямы с энергией, равной энергии Ферми при этих толщинах медных слоев, может привести к всплеску оптических и магнитооптических свойств пленки вблизи края зон-зонного поглощения.

В [17] осциллирующее поведение угла спонтанного полярного эффекта Керра при увеличении толщины немагнитного слоя металла наблюдалось в двухслойных пленках Au/Co с клиновидным верхним слоем Au. Немонотонные изменения ЭК объяснялись изменениями компонент тензора оптической проводимости, обусловленными образованием новых резонансных состояний спин-поляризованных электронов в слое Au, который представляет собой квантовую яму из-за ограничения слоя золота границей с Co и вакуумом. Образование квантовомеханических резонансных электронных состояний в нанослоях нормальных металлов Ag, Au, Cu, нанесенных на магнитный металл, было подтверждено методами электронной фотоэмиссии [29]. Подобные осцилляции эффекта Керра при изменении толщины НМ слоя, а также при изменении энергии кванта света, связанные с эффектом пространственного квантования движения электронов, наблюдались и в других двухслойных пленках типа НМ-клин/ФМ и трехслойных пленках Au/Co-клин/Au [12], Au/Cr-клин/Fe [13], Fe/Au-клин/Fe, Fe/Ag-клин/Fe [14]. Однако наблюдавшееся увеличение эффектов, связанное с прямым влиянием эффекта пространственного квантования, даже в высококачественных пленках и при низких температурах не превышало десяти процентов. Нет причин ожидать, что при комнатной температуре в многослойных пленках Co/Cu этот механизм окажется на порядки более эффективным.

4. Наибольших отличий электронных состояний в пленке от состояний массивного металла следует ожидать вблизи границ раздела слоев. Гибридизация sp -зоны меди с d -зоной кобальта и образование резонансных состояний квантовой ямы при отражении электронов проводимости от границ с Co могут привести к дополнительному увеличению плотности электронных состояний на уровне Ферми в интерфейсе и к возрастанию парамагнитной восприимчивости χ_{st} электронов проводимости меди в области интерфейса по отношению к парамагнитной восприимчивости Паули объемного металла χ_{p} благодаря механизму Стонера. Как известно [30], изменение восприимчивости в этом случае можно описать выражением

$$\frac{\chi_{St}}{\chi_P} = \frac{1}{1 - JN_F}, \quad (4)$$

где J — величина внутриатомной обменной связи, N_F — электронная плотность на уровне Ферми и в рассматриваемом случае $\chi_{St} = \chi_{if}$ — восприимчивость интерфейса. Если связать увеличение магнитооптической восприимчивости в пленке Co/Cu(111) ($d_{Cu} = 18 \text{ \AA}$) с увеличением электронной парамагнитной восприимчивости в интерфейсе, то нужно, чтобы плотность электронных состояний на уровне Ферми N_F в интерфейсе увеличилась на порядок. Величину внутриатомной обменной связи J можно считать не изменяющейся при гибридизации, так как J_{Co} и J_{Cu} близки между собой [30].

При гибридизации электронных состояний естественно ожидать также сильных изменений оптических и магнитооптических констант интерфейса, связанных с изменениями его энергетической зонной структуры. Выполненные расчеты магнитооптических свойств многослойных пленок ФМ/НМ с учетом гибридизации электронов на границах раздела показали, что спонтанные магнитооптические эффекты этих пленок сильно зависят от состояния интерфейсного слоя [31] и, в частности, от его шероховатости [32].

Структура интерфейса, его шероховатость влияет на пространственное квантование движения электронов [33]. В свою очередь, представляется естественным ожидать, что в процессе роста слоев на формирование самой структуры интерфейса, кроме условий конденсации, оказывает влияние и квантовый размерный эффект в слоях меди. Об этом говорят экспериментальные данные о периодической зависимости плоскостной магнитной анизотропии в пленках Co/Cu, определяемой структурой границы раздела слоев Co/Cu, от толщины медного слоя [34,35].

5. На наш взгляд, среди причин наблюдающегося увеличения магнитооптического эффекта заслуживает внимания и возможная роль поверхностных плазмонных поляритонных возбуждений, которые могут возникать при определенных условиях на границе Co/Cu. Теоретическое рассмотрение влияния интерфейсных поляритонов на полярный эффект Керра в многослойных системах Co/Cu [36] показало возможность при определенных углах падения света значительного усиления магнитооптического эффекта. Естественно, вклад этого механизма должен зависеть от структуры интерфейса.

5. Заключение

Таким образом, можно предположить, что наблюдаемое увеличение магнитооптической восприимчивости многослойных пленок Co/Cu(111) при толщинах медных слоев, обеспечивающих экстремальную обменную

связь между ферромагнитными слоями кобальта, связано с наличием существенного вклада интерфейса в магнитооптические эффекты и обусловлено парамагнетизмом электронов проводимости в интерфейсных слоях, увеличенным благодаря гибридизации электронных sp - и d -зон меди и кобальта. Эффект должен быть чувствительным к атомной структуре границ раздела слоев и электронному пространственному квантованию в слоях меди. Эта чувствительность и может определять периодичность наблюдаемых всплесков магнитооптической восприимчивости. Возможно, что образующаяся в процессе роста слоев структура интерфейса также зависит от пространственного квантования поперечного движения электронов в слоях меди, что может усиливать эффект.

Работа частично поддержана Национальной академией наук Украины в рамках программы «Наноструктурные системы, наноматериалы, технологии» (договоры №41/06-Н и №1/07-Н).

1. F.J. Himpsel, J.E. Ortega, G.J. Mankey, and R.F. Willis, *Adv. Phys.* **47**, 511 (1998).
2. S.S.P. Parkin, Z.G. Li, and D.J. Smith, *Appl. Phys. Lett.* **58**, 2710 (1991); S.S.P. Parkin, X. Jiang, C. Kaiser, A. Panchula, K. Roche, and M. Samant, *Proc. IEEE* **91**, 661 (2003).
3. E. Hirota, H. Sakakima, and K. Inomata, *Giant Magneto-Resistance Devices*, Springer, Berlin (2002).
4. S. Wolf and D. Treger, *IEEE Trans. Magn.* **36**, 2748 (2000).
5. J. Shen and J. Kirschner, *Surf. Sci.* **500**, 300 (2002).
6. S. Urazhdin, M.O. Birge, W.P. Pratt, and J. Bass, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 46803 (1993).
7. S.S.P. Parkin, R. Bhadra, and K.P. Roche, *Phys. Rev. Lett.* **66**, 2152 (1991); W.F. Jr. Egelhoff and M.T. Kief, *Phys. Rev.* **B45**, 7795 (1992).
8. *Nonlinear Optics in Metals*, K.H. Bennemann (ed.), Clarendon Press, Oxford (1998); A. Kirilyuk, *J. Phys.* **35**, R189 (2002).
9. W.R. Bennett, W. Schwarzacher, and W.F. Jr. Egelhoff, *Phys. Rev. Lett.* **65**, 3169 (1990).
10. Y.B. Xu, Q.Y. Jin, Y. Zhai, Y.Z. Miao, M. Lu, and H.R. Zhai, *J. Magn. Magn. Mater.* **126**, 541 (1993).
11. J. Mistrik, R. Krishnan, S. Visnovsky, N. Keller, A. Biondo, Franca de Soaza, A.A. Mello, and E.M. Baggio-Saitovich, *J. Magn. Magn. Mater.* **240**, 523 (2002).
12. S. Visnovsky, M. Nyvlt, V. Prosser, J. Ferre, G. Penisard, D. Renard, and G. Sczigel, *J. Magn. Magn. Mater.* **128**, 179 (1993).
13. Y. Suzuki, T. Katayama, W. Geerts, P. Grunberg, K. Takahashi, R. Schreiber, P. Bruno, and S. Yuasa, *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.* **475**, 227 (1997).
14. T. Katayama, Y. Suzuki, M. Hayashi, and A. Thiaville, *J. Magn. Magn. Mater.* **126**, 527 (1993).
15. Y. Suzuki, T. Katayama, S. Yoshida, K. Tanaka, and K. Sato, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 3355 (1992).
16. Y. Suzuki, T. Katayama, P. Bruno, S. Yuasa, and E. Tamura, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 5200 (1998).

17. R. Megy, A. Bounouh, Y. Suzuki, P. Beauvillain, P. Bruno, C. Chappert, B. Lecuyer, and P. Veillet, *Phys. Rev.* **B51**, 5586 (1995).
18. A. Carl and D. Weller, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 190 (1995).
19. В.В. Зорченко, А.Н. Стеценко, А.Г. Андерс, К.В. Кутько, *ФНТ* **31**, 665 (2005).
20. J.E. Ortega, F.J. Himpsel, G.J. Mankey, and R.F. Willis, *Phys. Rev.* **B47**, 1540 (1993); P. Bruno, *Phys. Rev.* **B52**, 411 (1995); P. Bruno, *J. Phys.: Condens. Matter* **11**, 9403 (1999); Z.Q. Qiu and N.V. Smith, *J. Phys.: Condens. Matter* **14**, R169 (2002); M.D. Stiles, *J. Magn. Magn. Mater.* **200**, 322 (1999); M.D. Stiles, in: *Nanomagnetism: Ultrathin Films, Multilayers, and Nanostructures*, D. Mills and J.A.C. Bland (eds.), N.Y., Elsevier (2006), v. 1, p. 51.
21. A. Schreyer, K. Brohl, J.F. Ankner, C.F. Majkrzak, Th. Zeidler, P. Bodeker, N. Moteki, and H. Zabel, *Phys. Rev.* **B47**, 15334 (1993).
22. D.B. Fulghum and R.E. Campley, *Phys. Rev.* **B52**, 13436 (1995); J.F. Bobo, M. Piecuch, and E. Snoeck, *J. Magn. Magn. Mater.* **126**, 440 (1993); J.F. Bobo, H. Kikuchi, O. Redon, E. Snoeck, M. Piecuch, and R.L. White, *Phys. Rev.* **B60**, 4131 (1999); C.G. Zimmermann, M. Yeadon, K. Nordlund, J.M. Gibson, and R.S. Averback, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 1163 (1999).
23. Л.А. Чеботкевич, А.В. Огнев, Б.Н. Грудин, *ФТТ* **46**, 1449 (2004); Z.S. Shan, S. Nafis, J. Woollam, S.H. Liou, and D.J. Sellmyer, *J. Appl. Phys.* **73**, 6347 (1993).
24. P. Renard, P. Velu, C. Marliere, and D. Renard, *J. Magn. Magn. Mater.* **115**, L147 (1992).
25. А.С. Самардак, П.В. Харитонский, Ю.Д. Воробьев, Л.А. Чеботкевич, *ФММ* **98**, 27 (2004).
26. Z.S. Shan, S. Nafis, J. Woollam, S.H. Liou, and D.J. Sellmyer, *J. Appl. Phys.* **73**, 6347 (1993).
27. S.E. Schnatterly, *Phys. Rev.* **183**, 664 (1969).
28. J.F. Janak, A.R. Williams, and V.L. Moruzzi, *Phys. Rev.* **B11**, 1522 (1974).
29. J.E. Ortega, F.J. Himpsel, G.H. Mankey, and R.F. Willis, *Phys. Rev.* **B47**, 1540 (1993).
30. J.F. Janak, *Phys. Rev.* **B16**, 255 (1977).
31. S. Visnovský, R. Lopusník, M. Nývlt, V. Prosser, J. Ferré, C. Train, P. Beauvillain, D. Renard, R. Krishnan, and J.A.C. Bland, *Czech. J. Phys.* **50**, 857 (2000); V.N. Antonov, L. Uba, S. Uba, A.N. Yaresko, A.Ya. Perlov, and V.V. Nemo-shkalenko, *ФНТ* **27**, 579 (2001).
32. R. Urban, M. Nývlt, S. Visnovsky, J. Ferre, D. Renard, M. Galtier, and P. Beauvillain, *J. Magn. Soc. Jpn.* **22**, 197 (1998).
33. P. Czoshke, H. Hong, L. Basile, and T.-C. Chiang, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 226801 (2003); J. Camarero, L. Spendler, G. Schmidt, K. Heinz, J.J. de Miguel, and R. Miranda, *Phys. Rev. Lett.* **73**, 2448 (1994); P. Czoshke, H. Hong, L. Basile, and T.C. Chiang, *Phys. Rev.* **B72**, 075402 (2005).
34. W. Weber, A. Bischof, and R. Allenspach, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 3424 (1996).
35. M.E. Buckley, F.O. Schumann, and J.A.C. Bland, *J. Phys.: Condens. Matter* **8**, L147 (1996).
36. В.А. Кособукин, *ФТТ* **38**, 3461 (1996).

Magnetic field-induced enhancement of longitudinal Kerr effect in Co/Cu(111) multilayer films

I.N. Lukienko, N.F. Kharchenko, V.V. Zorchenko, and A.N. Stetsenko

The study into the behavior of longitudinal magneto-optical Kerr effect in the Co/Cu(111) multilayer films prepared by the magnetron sputtering method displayed its multiple field-induced enhancement at certain Cu layer thicknesses providing an extreme exchange coupling between the Co layers. It is supposed that this phenomenon results from a considerable contribution of the Co/Cu interfaces to the magneto-optical effect and is caused by the paramagnetism of conductivity electrons in the Co/Cu interfaces, enhanced by the hybridization of electron *sp* and *d* bands of copper and cobalt. The periodicity of the magneto-optical susceptibility enhancement is supposed to be due to the hybridization sensitivity to the quantum size effect in the Cu layers.

PACS: **75.70.-i** Magnetic multilayers;
78.20.Ls Magneto-optical effects;
75.75.-n Optical properties of nanostructures.

Keywords: magneto-optical Kerr effect, magnetic multilayer, enhancement of magneto-optical effects, Co/Cu.