

Особенности эффекта Холла в двухслойных пленках Cr/Co

© Б.А. Аронзон^{*,**}, А.Б. Грановский^{***}, С.Н. Николаев^{**}, Д.Ю. Ковалев^{*,**},
Н.С. Перов^{***}, В.В. Рыльков^{*,**}

* Институт теоретической и прикладной электродинамики,
127412 Москва, Россия

** Российский научный центр „Курчатовский институт“,
123182 Москва, Россия

*** Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
119992 Москва, Россия

E-mail: kovalev@imp.kiae.ru

(Поступила в Редакцию 10 декабря 2003 г.)

При комнатной температуре исследованы эффект Холла и магнитосопротивление в двухслойных пленках Cr(50 Å)/Co(200 Å), полученных ионным распылением на кремниевую подложку. Обнаружен планарный эффект Холла (ПЭХ), который в отличие от обычно наблюдаемого ПЭХ является симметричным по знаку изменения угла поворота магнитного момента в плоскости пленки. Изменение холловского сопротивления в условиях проявления симметричного ПЭХ достигает величины более 10% и на два порядка превышает эффект анизотропного магнитосопротивления. На основе измерений петель гистерезиса при различных ориентациях магнитного поля, а также исследований ПЭХ при наложении слабого продольного магнитного поля показано, что симметричный ПЭХ связан с многодоменным состоянием пленки Co в двухслойных структурах Cr/Co.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 03-02-17029, 02-02-16974 и 01-02-16420).

1. Введение

Специфика ферромагнитных пленок заключается в том, что в силу анизотропии магнитосопротивления электрическое поле, перпендикулярное току (эдс Холла), в них может возникать, даже когда магнитный момент ориентирован целиком в плоскости пленки [1,2], в отличие от обычной геометрии наблюдения аномального эффекта Холла (ЭХ), предполагающей наличие перпендикулярной составляющей магнитного момента.

Данный эффект получил название планарного эффекта Холла (ПЭХ) и в случае однодоменной пленки эдс ПЭХ имеет вид [3]

$$V_{PH} = \frac{I_x}{d} (\rho_{\parallel} - \rho_{\perp}) \sin \theta \cos \theta, \quad (1)$$

где V_{PH} — эдс Холла, возникающая в направлении, поперечном (вдоль оси Y) протекающему вдоль пленки (оси X) току I_x ; d — толщина пленки; θ — угол между направлением намагниченности M и током; ρ_{\parallel} и ρ_{\perp} — удельное сопротивление пленки, параллельное и перпендикулярное направлению намагниченности соответственно [4]: $(\rho_{\parallel} - \rho_{\perp}) \propto M^2$. Из выражения (1) следует, что ПЭХ наиболее выражен в тонких пленках и определяется эффектом анизотропного магнитосопротивления (АМС). Заметим, что если магнитное поле направлено перпендикулярно плоскости пленки и появляется компонента намагниченности, направленная по нормали, то в измеряемый сигнал аддитивный вклад вносит эдс аномального эффекта Холла (АЭХ) [4]

$$V_{AH} = \frac{R_s I_x}{d} M \cos \phi, \quad (2)$$

$$V_H = V_{PH} + V_{AH}. \quad (3)$$

Здесь R_s — константа АЭХ, а ϕ — угол между магнитным моментом и нормалью к пленке, V_H — суммарная измеряемая эдс.¹

Из приведенных выражений видно, что эдс Холла в ферромагнетиках определяется поведением намагниченности, а ее величина тем выше, чем меньше толщина пленки. Не случайно с развитием спинтроники, где используются миниатюрные тонкопленочные элементы, исследованию методов холловской магнитометрии уделяется значительное внимание, в том числе с использованием ПЭХ [5–11]. В частности, показано, что на основе ПЭХ могут быть созданы микрокомпасы и измерители магнитного поля с чувствительностью 1 нТ (см. [5–7] и ссылки в этих работах). Недавно появились также работы [8,9], в которых ПЭХ применяется для анализа весьма сложного характера обменной анизотропии на границе ферромагнетика и антиферромагнетика (в частности, в двухслойных структурах NiFe/FeMn [8] и NiFe/NiMn [9]), а также для изучения процессов перемагничивания при различных направлениях пиннирующего поля в спин-вентильных устройствах [10].

Целью настоящей работы являлось изучение ЭХ в двухслойных структурах на основе Co и антиферромагнетика Cr. Заметим, что изучению магнитотранспортных свойств многослойных пленок Co/Cr уделялось до сих пор незначительное внимание, что объясняется, по-видимому, сильным рассогласованием решеток Co и Cr и сложной структурой возникающих систем [12].

¹ Вклад от обычного эффекта Холла, обусловленного силой Лоренца, в 3d-переходных металлах и их сплавах пренебрежимо мал.

2. Образцы и методика измерений

Образцы, снабженные парой токовых контактов и двумя парами потенциальных (холловских) зондов, имели стандартную форму двойного креста. Ширина проводящего канала $W = 2 \text{ mm}$, длина $L = 7 \text{ mm}$, а длина и ширина выступов (зондов) на боковых гранях образца составляли 1.5 и 0.5 mm соответственно. Образцы были получены в вакуумной установке путем ионно-лучевого распыления: вначале Cr и затем Co из нескольких симметрично расположенных мишеней относительно плоскости образца. Угол падения атомов Co и Cr по оценке варьировался в диапазоне $20\text{--}40^\circ$, при этом плоскость падения в среднем была перпендикулярна направлению проводящего канала. Данное обстоятельство, как известно [13], способствует появлению наведенной анизотропии с легкой осью намагничивания, перпендикулярной плоскости падения, т.е. в нашем случае, расположенной вдоль канала образца. Нанесение пленок осуществлялось на кремниевые подложки, покрытые тонким термическим окислом ($\sim 1000 \text{ \AA}$), через прецизионно изготовленные маски из никеля. Точность совмещения выступов (холловских зондов) составляла величину порядка 10 \mu m .

Исследования ЭХ проводились с помощью автоматизированной установки на базе PC и прецизионного мультиметра HP3457A. Магнитное поле создавалось электромагнитом, питание которого осуществлялось цифровым двенадцатиразрядным источником постоянного тока на 20 А, управляемым также от PC. При токе 20 А магнитное поле достигало около 1 Т. Напряжение между холловскими V_y и потенциальными V_x зондами и протекающей через образец ток I_x синхронно регистрировались (в цифровом виде) в режиме постоянного тянущего напряжения при положительном и отрицательном значениях магнитного поля H . По результатам измерений находились сопротивление образца между потенциальными зондами $R_{xx} = V_x/I_x$ и поперечное сопротивление $R_{xy} = V_y/I_x$. Значение тока при измерениях не превышало 4–5 мА. Поле относительно плоскости образца (перпендикулярно либо параллельно) устанавливалось с помощью измерения сигнала с холловских зондов в максимальном поле ($\approx 1 \text{ T}$).

Дополнительно для нахождения оси легкой намагничивания были проведены исследования намагниченности с помощью вибрационного магнетометра-анизометра.

3. Результаты измерений и обсуждение

На рис. 1 приведены результаты исследований ЭХ в двухслойных структурах Cr(50 Å)/Co(200 Å) при комнатной температуре в стандартной холловской геометрии (магнитное поле прикладывалось перпендикулярно плоскости образца). Эксперименты были выполнены

следующим образом. После юстировки плоскости образца задавалось магнитное поле положительной полярности величиной около 2 кОе, которое затем уменьшалось с небольшой скоростью ($\approx 400 \text{ Oe/min}$). ЭХ измерялся вначале при изменении магнитного поля от +2 до -2 кОе и затем от -2 до +2 кОе. Таким образом, можно было по наличию гистерезиса в холловском сопротивлении судить о проявлении перпендикулярной магнитной анизотропии.

Из рис. 1 видно, что в исследованной области полей наблюдается необычной формы гистерезис эдс Холла. Отметим, что в пленках Co(200 Å) без подслоя Cr подобного гистерезиса не наблюдалось. Необычность формы гистерезиса в двухслойных структурах (рис. 1) свидетельствует, как несложно заметить, о существенном проявлении четной по магнитному полю составляющей в поперечном сопротивлении, или, другими сло-

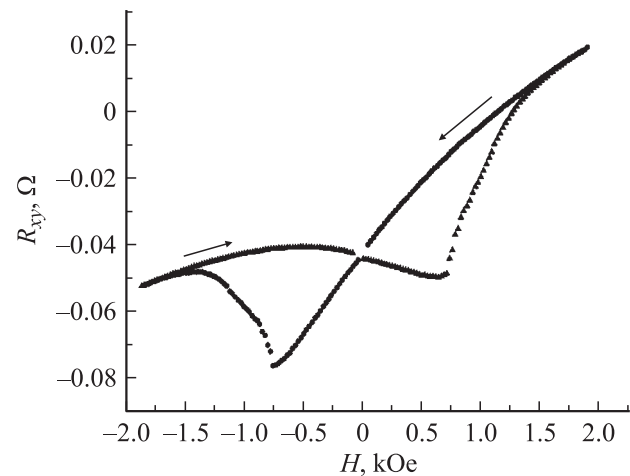


Рис. 1. Зависимость поперечного сопротивления от магнитного поля в двухслойной структуре Cr(50 Å)/Co(200 Å). Поле перпендикулярно плоскости образца. Стрелками показано направление изменения магнитного поля.

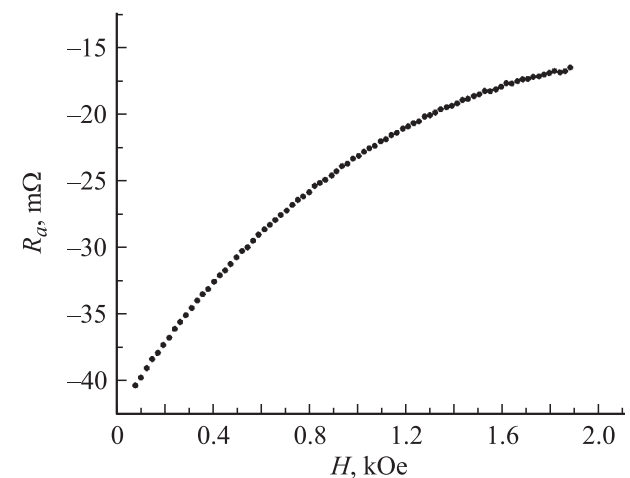


Рис. 2. Полевая зависимость сопротивления асимметрии R_a в двухслойной структуре Cr(50 Å)/Co(200 Å).

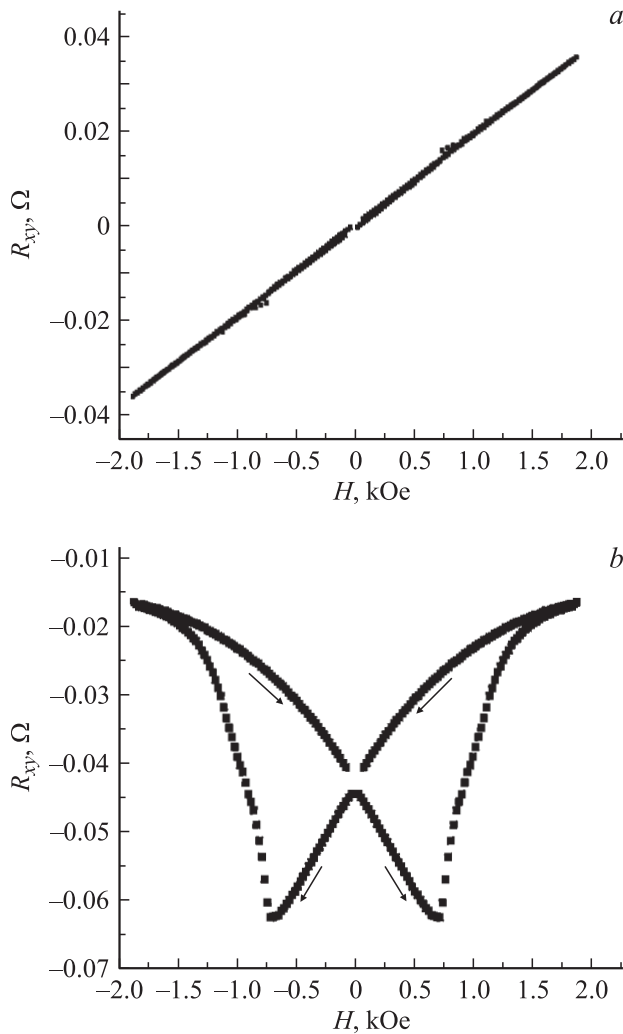


Рис. 3. Зависимость поперечного сопротивления от магнитного поля, определяемая перпендикулярной (а) и продольной (b) компонентами намагниченности.

вами, „четного“ ЭХ $R_a = (R_{xy}^+ + R_{xy}^-)/2$, где R_{xy}^+ и R_{xy}^- отвечают положительному и отрицательному значениям полей соответственно. Зависимость $R_a(H)$ представлена на рис. 2 (получена путем суммирования значений R_{xy} , измеренных при изменении поля от +2 кОе до 0 и от -2 кОе до 0). Видно, что в области малых полей R_a значительно увеличивается и при дальнейшем увеличении поля имеет тенденцию к насыщению. Заметим, что проявление четной составляющей ЭХ недавно наблюдалось в неупорядоченных гранулированных ферромагнетиках [14] (Fe/SiO₂ нанокомпозитах), где оно связывалось с перколяционным характером проводимости данных систем и изменением токовых траекторий путей протекания под действием магнитного поля. Объекты, исследованные в настоящей работе, представляют собой хорошие металлы, так что механизм обнаруженного эффекта, очевидно, носит иную природу. Далее будет показано, что этот результат связан с необычным поведением ПЭХ.

Как видно из уравнений (1)–(3), сигнал АЭХ является нечетной функцией M , в то время как напряжение ПЭХ четно по M . Следовательно, если точки петли гистерезиса рис. 1, отвечающие полю $H < 0$, вычтуть из соответствующих им точек для $H > 0$, то полученная кривая будет зависеть только от перпендикулярной составляющей намагниченности. Аналогично, если соответствующие порции точек сложить, то результат будет зависеть только от компоненты намагниченности, лежащей в плоскости пленки. Используя этот прием несложно восстановить поведение перпендикулярной и параллельной компонент намагниченности [4].

С использованием описанной выше процедуры были построены зависимости поперечного сопротивления от компоненты намагниченности, перпендикулярной (рис. 3, а) и параллельной (рис.3, б) плоскости пленки. Из сопоставленных данных рисунков следует, что гистерезисное поведение эффекта Холла связано с компонентой намагниченности, лежащей в плоскости пленки. (Заметим, что остаточное сопротивление на рис. 3, б при $H = 0$ следует интерпретировать как сопротивление асимметрии в геометрическом рассогласовании холловских зондов; по оценке в данном образце оно составляет около $4 \mu\Omega$). Обратим также внимание, что гистерезиса в поведении поперечной компоненты намагниченности не наблюдается, причем данная компонента линейно зависит от поля в исследованном диапазоне полей. Данный факт указывает на отсутствие перпендикулярной анизотропии, часто присущей сплавам CoCr [4,15].

Выполненные с помощью вибрационного магнетометра-анизометра исследования показали, что ось легкого намагничивания действительно лежит в плоскости пленки, причем практически параллельно проводящему каналу — оси образца. На рис. 4 приведены данные по

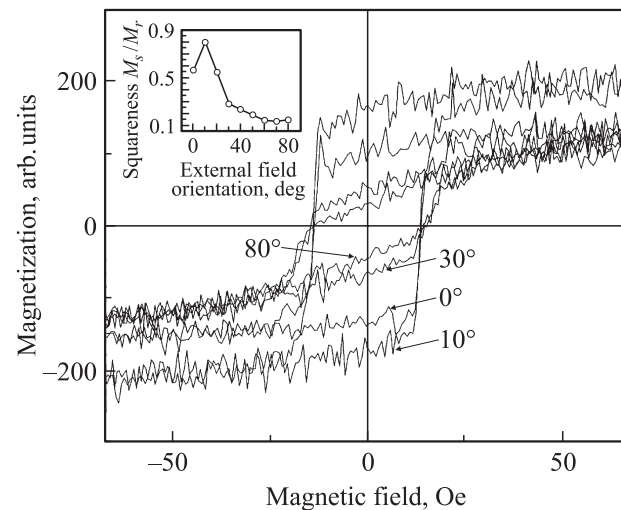


Рис. 4. Гистерезис намагниченности при различных ориентациях магнитного поля относительно оси образца (направления протекания тока). Поле лежит в плоскости образца. На вставке — зависимость коэффициента прямоугольности от угла ориентации поля.

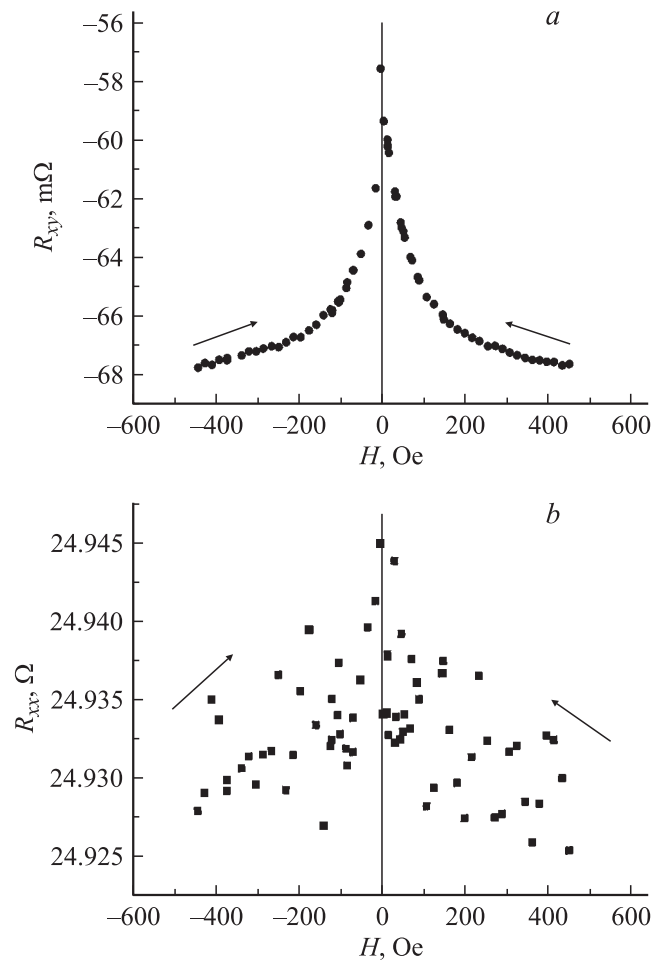


Рис. 5. Зависимость поперечного R_{xy} (a) и продольного R_{xx} (b) сопротивлений от величины магнитного поля в двухслойной структуре Cr(50 Å)/Co(200 Å). Поле параллельно плоскости образца и перпендикулярно току. Стрелки показывают направление изменения поля.

гистерезису намагниченности образца, полученные при различных углах направления поля по отношению к оси образца. Коэффициент прямоугольности петель сильно зависит от ориентации поля и имеет максимум, близкий к 1 при ориентации магнитного поля под углом 10° к оси образца в плоскости пленки (вставка к рис. 4). Подобная зависимость указывает, что образец является одноосным, при этом его легкая ось отклонена на угол $\sim 10^\circ$ от оси образца. Коэрцитивная сила образца около 13 Ое, при этом процесс перемагничивания в легком направлении происходит при увеличении поля в 12 до 14 Ое. Скорее всего, столь относительно широкий интервал полей, в которых происходит перемагничивание, связан с постепенным движением доменных границ, которое практически завершается в поле порядка 14 Ое. В больших полях идет постепенный доворот магнитного момента до оси легкого намагничивания.

В связи с обнаружением сильного влияния продольной компоненты намагниченности на ЭХ (рис. 3, b) были

проведены два типа измерений в планарной геометрии: в первом случае магнитное поле прикладывалось параллельно плоскости образца и перпендикулярно току, протекающему через образец (рис. 5); по второму случаю — параллельно плоскости образца и параллельно току (рис. 6). Обратим внимание, что в первом случае наблюдается отрицательное магнитосопротивление (рис. 5, b), тогда как во втором случае магнитосопротивление является положительным (рис. 6, b). Иными словами, поведение магнитосопротивления имеет все черты, характерные для эффекта АМС, причем с небольшим значением $\Delta\rho/\rho$ (менее 0.1%). В то же время изменение поперечного сопротивления ЭХ превышает 10%. Заметим также, что наблюдаемый ПЭХ симметричен по магнитному полю и, следовательно, по знаку изменения угла поворота магнитного момента, в то время как ПЭХ, согласно (1), является антисимметричным. Возможным объяснением этого эффекта является разбиение пленки на домены за счет взаимодействия ферро- и антиферромагнетика (Co и Cr). В многослойных структурах Fe/Cr такая ситуация является типичной. Напомним, что в пленках

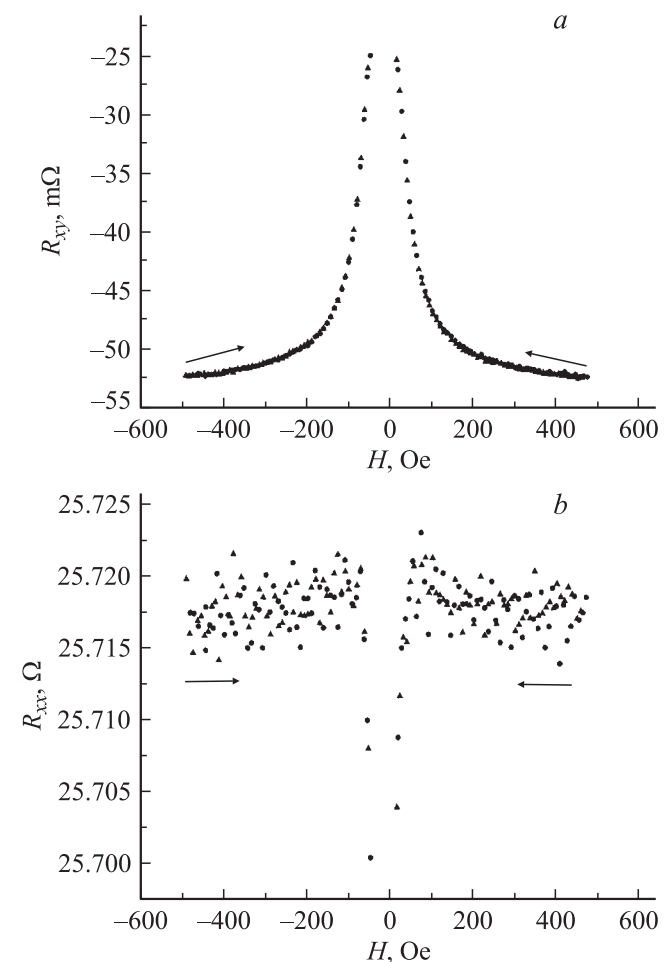


Рис. 6. Магнитопольевые зависимости поперечного R_{xy} (a) и продольного R_{xx} (b) сопротивлений в двухслойной структуре Cr(50 Å)/Co(200 Å). Поле параллельно плоскости образца и току.

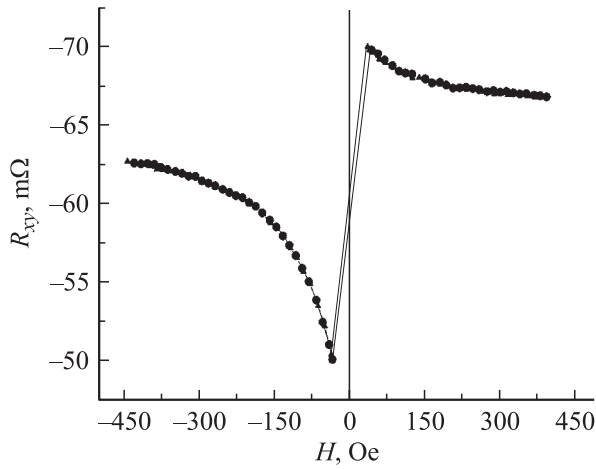


Рис. 7. Зависимость поперечного сопротивления R_{xy} от поля в двухслойной структуре Cr(50 Å)/Co(200 Å) в условиях постоянного приложенного магнитного поля вдоль направления тока величиной ≈ 10 Ое. Поле развертки параллельно плоскости образца и перпендикулярно току.

Со той же толщины подобный симметричный ПЭХ отсутствует. Естественно, что при разбиении пленки на домены формула (1) становится несправедливой [16], и детали поведения ПЭХ могут полностью определяться характером доменной структуры.

С целью подтверждения сделанного предположения были проведены дополнительные эксперименты на двухслойных структурах Cr(50 Å)/Co(200 Å), в которых в плоскости образца (вдоль тока) прикладывалось постоянное небольшое магнитное поле величиной (≈ 10 Ое), достаточной для того, чтобы уменьшить количество доменов или приблизиться к магнитно-однородному состоянию. При этом поле развертки было параллельно плоскости образца и перпендикулярно току. В этом случае полевые зависимости поперечного сопротивления R_{xy} существенно изменились (рис. 7). Как видно из рис. 7, поведение ПЭХ в этих условиях оказывается антисимметричным. Подобное наблюдалось в [7], и следует из (1) с учетом того, что эдс планарного ЭХ, $V_{PH} \propto \sin \theta$, где θ — угол между I_x и M . Заметим, что несимметричность зависимости на рис. 7 (разные отклонения в максимуме и минимуме от нулевого значения поля), возможно, обусловлена тем, что ось легкого намагничивания в пленке направлена под некоторым углом к оси образца.

Таким образом, представленные данные показывают, что обнаруженный ПЭХ в двухслойных структурах Cr(50 Å)/Co(200 Å), симметричный по знаку изменения угла поворота магнитного момента, связан с особенностями разбиения Co пленок на домены и движением их границ в магнитном поле. Для детализации наблюдаемого явления, очевидно, необходимы дополнительные исследования намагниченности объектов на микроскопическом уровне [16], которые предполагается провести в дальнейшем.

Авторы выражают благодарность Е.Д. Ольшанскому за помощь в изготовлении образцов.

Список литературы

- [1] Ву Динь Кы, Е.Ф. Курицина. ДАН СССР **160**, 1, 77 (1965).
- [2] Е.Ф. Курицина, Ву Динь Кы. Изв. АН СССР. Сер. Физ. **29**, 4, 580 (1965).
- [3] T.R. McGuire, R.I. Potter. IEEE Trans. Magn. **11**, 1018 (1975).
- [4] D.G. Stinson, A.C. Palumbo, B. Brandt, M. Berger. J. Appl. Phys. **61**, 8, 3816 (1987).
- [5] F. Montaigne, A. Schuhl, F. Nguyen Van Dau, A. Encinas. Sensors and Actuators **81**, 324 (2000).
- [6] C. Christides, S. Stavroyiannis, D. Niarchos. J. Phys.: Condens. Matter **9**, 7281 (1997).
- [7] F.G. Ogrin, S.L. Lee, Y.F. Ogrin. J. Magn. Magn. Mater. **219**, 331 (2000).
- [8] G. Li, T. Yang, Q. Hu, W. Lai. Appl. Phys. Lett. **77**, 7, 1032 (2000).
- [9] Z.Q. Lu, G. Pan, W.Y. Lai, D.J. Mapps, W.W. Clegg. J. Magn. Magn. Mater. **242–245**, 525 (2002).
- [10] Z.Q. Lu, G. Pan, Y.K. Zheng. J. Appl. Phys. **91**, 4, 2161 (2002).
- [11] Э.М. Эпштейн. ФТТ **44**, 7, 1269 (2002).
- [12] Th. Zeidler, K. Theis-Brohl, H. Zabel. J. Magn. Magn. Mater. **187**, 1 (1998).
- [13] K. Tanahashi, Y. Hosoe, M. Futamoto. J. Magn. Magn. Mater. **153**, 265 (1996).
- [14] В.В. Рыльков, Б.А. Аронзон, А.Б. Давыдов, Д.Ю. Ковалев, Е.З. Мейлихов. ЖЭТФ **121**, 4, 908 (2002).
- [15] O. Kitakami, Y. Shimada. Jpn. J. Appl. Phys. Part 1 **40**, 6A, 4019 (2001).
- [16] L. Berger. J. Appl. Phys. **69**, 3, 1550 (1991).