Письма в ЖЭТФ, том 102, вып. 6, с. 393 – 398

Большая магнитная вращающаяся анизотропия в эпитаксиальных $L1_0CoPt(111)$ тонких пленках

В. Г. Мягков[*1)], В. С. Жигалов[*×], Л. Е. Быкова[*], Г. Н. Бондаренко[+], А. Н. Рыбакова[*×], А. А. Мацынин[*°], И. А. Тамбасов[*], М. Н. Волочаев[*×], Д. А. Великанов[*°]*

[*]*Институт физики им. Киренского СО РАН, 660036 Красноярск, Россия*

[×]*Сибирский государственный аэрокосмический университет им. Решетнева, 660014 Красноярск, Россия*

[+]*Институт химии и химической технологии СО РАН, 660036 Красноярск, Россия*

[°]*Сибирский федеральный университет, 660041 Красноярск, Россия*

Поступила в редакцию 15 июня 2015 г.

Представлена эволюция структурных и магнитных свойств в эпитаксиальных пленочных системах Co/Pt(111) эквиатомного состава в процессе вакуумного отжига. Отжиг до температуры 400 °C не приводит к изменению структурных и магнитных свойств пленок, что указывает на отсутствие значительного перемешивания на Co/Pt интерфейсе. С повышением температуры отжига от 400 до 750 °C происходит формирование нанокластеров, содержащих основную магнитотвердую фазу $L1_0CoPt$, эпитаксиально сросшуюся с фазой $CoPt_3$. В полученных пленках обнаружена большая магнитная вращающаяся анизотропия. В магнитных полях выше коэрцитивной силы ($H > H_C = 8$ кЭ) легкая ось анизотропии с учетом угла отставания может быть ориентирована в любом пространственном направлении. Обсуждаются возможные механизмы формирования магнитной вращающейся анизотропии. Сделано предположение о том, что большая магнитная вращающаяся анизотропия вносит основной вклад в магнитную перпендикулярную анизотропию в Co_xPt_{1-x} пленках.

DOI: 10.7868/S0370274X15180071

Введение. Структурные и магнитные свойства тонких пленок, упорядоченных по типу $L1_0$ (FePd, FePt, CoPt), имеющих большую константу магнитокристаллической анизотропии ($K_1 > 10^7$ эрг/см^3) с осью легкого намагничивания, совпадающей с осью **c**, широко исследуются в связи с потенциальной возможностью их использования для высокоплотной магнитной записи информации и создания специальных магнитных сред [1, 2]. Необходимым условием формирования тонкопленочных сред с перпендикулярной магнитной анизотропией (ПМА) является ориентированный рост $L1_0(001)$-кристаллитов с осью **c**, совпадающей с нормалью к подложке и константой $K_U = K_1 - 2\pi M_S^2 > 0$ ($2\pi M_S^2$ – анизотропия формы образца). Многие исследования направлены на получение $L1_0(001)$ тонких пленок вблизи эквиатомного состава путем эпитаксиального роста на подложках MgO(001). Эпитаксиальные $L1_0CoPt(001)$-образцы демонстрируют достаточно высокую константу ПМА ($K_U \sim (1{-}4) \cdot 10^7$ эрг/см^3) [3]. Близкие значения константы ПМА имеют эпитаксиальные пленки ГПУ-$Co_3Pt(002)$ [4] и $L1_1$-CoPt(111), осажденные на поверхности (111) Pt [5]. Кроме эквиатомного состава, ПМА наблюдается в Co_xPt_{1-x} в широком концентрационном диапазоне, в котором формируются неупорядоченные ГЦК [6] и упорядоченные $L1_2$-Co_3Pt [7] и $L1_2$-$CoPt_3$ [8] фазы. Однако в силу кубической симметрии фаз существование перпендикулярной анизотропии в этих пленках не предполагается. Также непонятны механизмы появления ПМА в пленках Co_xPt_{1-x}, осажденных на аморфные подложки [9]. Кроме магнитокристаллической природы, предлагаются различные модели, объясняющие происхождение гигантской ПМА, например образование колонной структуры, преимущественное расположение Co–Pt-связей перпендикулярно подложке, существование плоскостных напряжений и другие. Однако реальная природа ПМА, наблюдаемой в пленках Co_xPt_{1-x}, остается неопределенной.

В данной работе мы представляем первые наблюдения большой магнитной вращающейся анизотропии в пленках Co_xPt_{1-x}, полученных твердофазной реакцией элементных Co- и Pt-слоев. Магнитная вращательная анизотропия (МВА) была открыта в первых работах, изучавших магнетизм в тонких плен-

[1)]e-mail: miagkov@iph.krasn.ru

ках. Она состоит в том, что легкая ось следует за направлением магнитного поля (см., например, [10]). В отличие от других видов анизотропий МВА не описывается синусоидальным законом и поэтому не имеет однозначной характеристики. Часто для характеристики МВА используется поле $H^{\rm rot}$, которое находится как разница $H^{\rm rot} = H_k^{\rm dyn} - H_k^{\rm stat}$ между динамическим полем магнитной анизотропии $H_k^{\rm dyn}$, измеренной ферромагнитным резонансом, и статическим полем магнитной анизотропии $H_k^{\rm stat}$ [11]. При измерении методом крутящих моментов характеристикой МВА может служить величина $L^{\rm rot}$, которая определяется как средняя величина крутящего момента при больших углах вращения магнитного поля (см. рис. 3). Магнитная вращательная анизотропия наблюдается как на магнитомягких пленках ($H_C < 500$ Э), имеющих $L^{\rm rot} \sim (10^3{-}10^4)$ эрг/см^3 и $H^{\rm rot} < 500$ Э [12–14], так и на магнитотвердых материалах ($H_C > 5$ кЭ, с $L^{\rm rot} \sim (10^5{-}10^6)$ эрг/см^3 [15, 16]. Литературный обзор показывает, что источник МВА может быть связан с существованием страйповой доменной структуры [12], обменного взаимодействия между антиферромагнитными и ферромагнитными зернами [13], магнитострикцией [14], замораживанием корреляций между спинами [15]. Однако в настоящее время нет общепринятой интерпретации механизмов МВА. Наши исследования демонстрируют, что МВА образуется во всех пленках $\mathrm{Co}_x\mathrm{Pt}_{1-x}$ состава 40–80 ат. % Pt, полученных твердофазным синтезом. В настоящей работе приведены только данные для эпитаксиальных пленок CoPt(111)/MgO(001) эквиатомного состава.

Образцы и методика эксперимента. В экспериментах использовались эпитаксиальные пленки Co/Pt(111), полученные последовательным осаждением Pt и Co на поверхность (001) подложки MgO. Осаждение Pt-слоя велось при давлении 10^{-6} Торр и температуре 250 °C и приводило к ориентированному росту Pt(111)/MgO(001). Эпитаксиальный рост пленок Pt(111), полученных магнетронным распылением, наблюдался при температурах на поверхности MgO(001) до 300 °C [17]. Верхний слой Co осаждался при комнатной температуре, чтобы избежать реакции между Pt и Co во время осаждения. Толщины реагирующих слоев Co и Pt, которые определялись рентгеноспектральным флуоресцентным методом, составили 100 и 140 нм соответственно, что обеспечивало попадание в эквиатомный состав. Исходные образцы Co/Pt(111)/MgO(001) отжигались через 50 °C в течение 30 мин от 300 до 750 °C. Идентификация образующихся фаз была проведена на дифрактометре ДРОН-4-07 (CuK$_\alpha$-излучение). Рентгенографические исследования эпитаксиальных соотношений между MgO(001), реагирующими пленками Pt, Co и слоем CoPt, образующимся в продуктах реакции, проводились на дифрактометре PANalytikal X'Pert PRO с детектором PIXctl. В приборе использовалось CuK$_\alpha$-излучение, монохроматизированное вторичным графитовым монохроматором. Намагниченность насыщения M_S и коэрцитивная сила H_C измерялись на вибрационном магнитометре в магнитных полях до 30 кЭ. Измерения кривых крутящих моментов были проведены на крутильном магнитометре с максимальным магнитным полем 10 кЭ. Все измерения проводились при комнатной температуре.

Экспериментальные результаты. На рис. 1 приведена зависимость $H_C(T)$ коэрцитивной силы

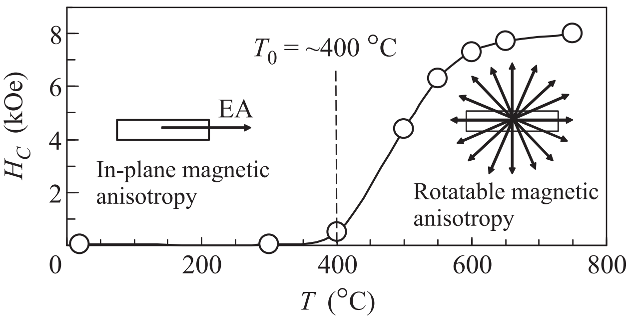

Рис. 1. Зависимость коэрцитивной силы H_C Co/Pt(111) пленочной системы от температуры отжига T. Вертикальной линией показана температура инициирования твердофазного синтеза L1$_0$CoPt(111)-фазы ($T_0 \sim 400$ °C)

H_C в плоскости образца Co/Pt(111) от температуры отжига T. С увеличением температуры исходная величина $H_C \sim 50$ Э сначала не изменялась, а затем резко увеличивалась после 400 °C. Это указывает на начало сильного перемешивания слоев Co и Pt и формирования магнитотвердых соединений. Выше 600 °C величина коэрцитивной силы достигала $H_C \sim 8$ кЭ и далее лишь незначительно увеличивалась, что указывает на полное перемешивание слоев и конец твердофазной реакции между Co и Pt.

Дифрактограммы исходных двухслойных пленок Co/Pt(111) содержат сильное отражение от Pt(111), Pt(222) и слабые пики от ГПУ Co (рис. 2a), которые значительно уменьшаются после отжига при 400 °C (рис. 2b). Последнее подтверждает начало твердофазной реакции Co с Pt. После отжига при 500 °C (рис. 2c) возникает сильное отражение, которое может принадлежать неупорядоченной (A$_1$CoPt(111)) или упорядоченным (L1$_0$CoPt(111) и L1$_1$CoPt(111)) фазам. Большая коэрцитивная сила этих образцов является характеристикой L1$_0$- и L1$_1$-фаз. Значение

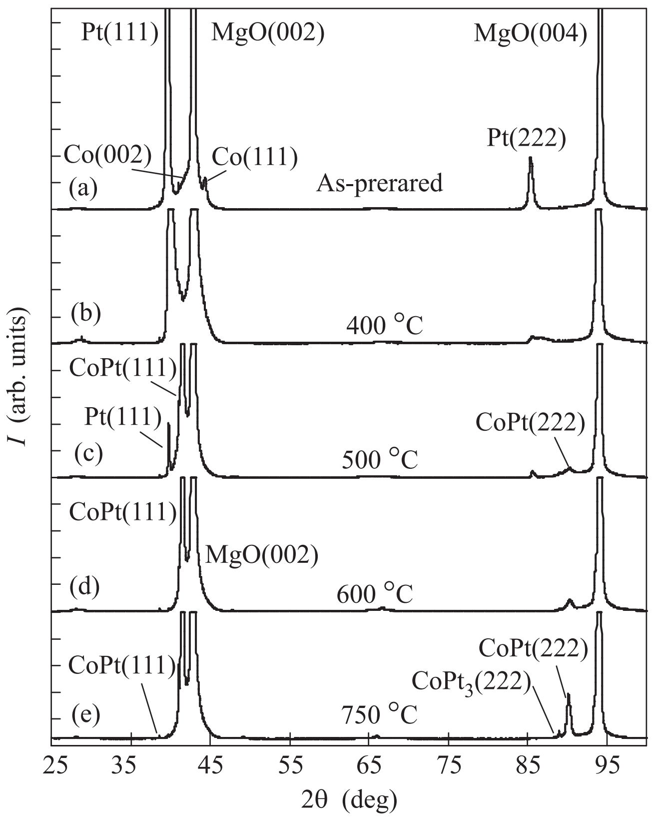

Рис. 2. Дифрактограммы, показывающие фазовые превращения в Co/Pt(111) пленочной системе при различных температурах отжига

$H_C \sim 8$ кЭ (рис. 1) характерно для $L1_0$-фазы. Поэтому можно считать, что в данном случае магнитотвердая $L1_0$CoPt(111) формируется в Co/Pt(111)-пленках твердофазным синтезом.

С увеличением температуры отжига до 600 °C (рис. 2d) и 750 °C (рис. 2e) возникают слабые отражения, идентифицируемые как пики (111) и (222) от $CoPt_3$-фазы. Присутствие сильных ($L1_0$CoPt(111) и $L1_0$CoPt(222)) и слабых ((111)$CoPt_3$ и (222)$CoPt_3$) отражений указывает на эпитаксиальное срастание зерен $L1_0$CoPt+$CoPt_3$. Результаты симметричного φ-сканирования (в работе не приведены) отражений (113) от подложки MgO и отражений (311) и (211) от CoPt-фаз после отжига при 750 °C показывают, что зерна $L1_0$CoPt(111) хаотично растут на поверхности (001)MgO. Поэтому можно считать, что зерна $L1_0$CoPt+$CoPt_3$, обладающие (111)-текстурой, перпендикулярной плоскости, и изотропные в плоскости, формируются при твердофазном синтезе в Co/Pt(111) двухслойных пленочных системах. Аналогичные высокоанизотропные $L1_0$CoPt(111)-пленки были получены импульсно-лазерным напылением на подслое Pt(111), предварительно осажденном на подложку MgO(001), после отжига при 600 °C [18].

Исследования на крутильном магнитометре показали в исходных пленках Co/Pt(111) плоскостную анизотропию, которая сохранялась до температуры $T_0 \sim 400$ °C инициирования твердофазной реакции Co с Pt (рис. 1). Выше температуры 400 °C на Co/Pt-интерфейсе начинался синтез CoPt(111)-фазы, которая радикально изменяла кривые крутящих моментов. Кривые крутящих моментов приобретали вид, характерный для МВА, после отжигов выше 600 °C [10] и не изменяли своей формы при 750 °C. Легкую ось (EA) этих образцов можно выстроить в любом пространственном направлении, как в плоскости, так и перпендикулярно ей (рис. 1), учитывая угол отставания α нового направления легкой оси от направления магнитного поля (рис. 3 и 4).

Структурная анизотропия, перпендикулярная плоскости, и структурная анизотропия в плоскости создают разные кривые крутящих моментов. На рис. 3 и 4 приведены два варианта кривых крутящих моментов при вращении магнитного поля $H = 10$ кЭ на 360° (прямой и обратный ход) пленки CoPt(111), имеющей МВА как в плоскости (рис. 3), так и в направлении, перпендикулярном плоскости образца (рис. 4):

1) так как в плоскости образцы магнитоизотропны, легкая ось выстраивалась в произвольном направлении в плоскости и магнитное поле вращалось в плоскости образца (рис. 3);

2) легкая ось выстраивалась по нормали к пленке, и магнитное поле вращалось через плоскость пленки (рис. 4).

Кривая крутящего момента $L_{\parallel}^{\mathrm{rot}}(\varphi)$ при вращении магнитного поля в плоскости (рис. 3) показывает МВА, которая характеризуется максимальным моментом $L_{\parallel}^{\mathrm{rot}} = 2.2 \cdot 10^6$ эрг/см^3 и углом отставания $\alpha \sim 40°$. Кривые крутящего момента $L_{\perp}^{\mathrm{rot}}(\varphi)$ при вращении магнитного поля перпендикулярно плоскости (рис. 4) могут быть разложены на следующие компоненты: с МВА $L_{\perp}^{\mathrm{rot}} = 2.2 \cdot 10^6$ эрг/см^3, одноосную с периодом 180° ($L_2 = 1 \cdot 10^6$ эрг/см^3) и двухосную с периодом 90° ($L_4 = 0.25 \cdot 10^6$ эрг/см^3). Во всех случаях коэрцитивная сила, измеренная вдоль легкой оси, в пределах экспериментальной точности была постоянной ($H_C = 8$ кЭ).

Обсуждение результатов. Надо заметить, что все измеренные анизотропии на порядок меньше констант магнитокристаллографической анизотропии $L1_0$CoPt-фазы, которая является основной в образцах. Намагниченность насыщения этих образцов $M_S = (250–300)$ э.м.е./см^3 также меньше значения $M_S \sim 800$ э.м.е./см^3 массивных образцов и пленок $L1_0$CoPt после отжигов при 600 и 750 °C [19].

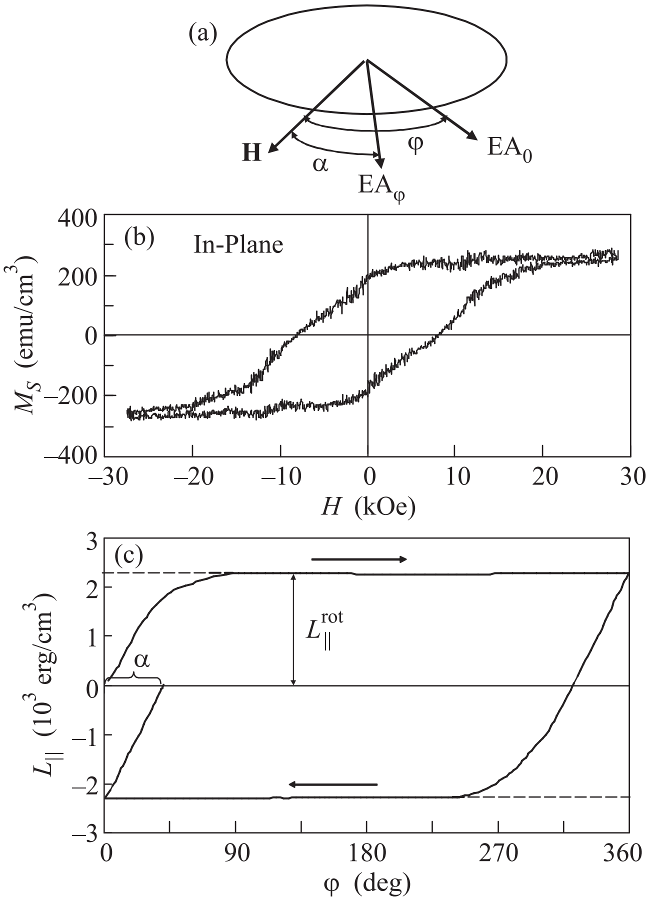

Рис. 3. Схематическое изображение (a), петля гистерезиса $M-H$ (b) и кривая крутящего момента $L_\parallel(\varphi)$ (c) $L1_0CoPt(111)+CoPt_3(111)$ пленочного образца при вращении магнитного поля $H = 10$ кЭ $> H_C = 8$ кЭ на 360° (прямой и обратный ход) в плоскости образца. Исходная легкая ось EA_0 выстраивалась в произвольном направлении в плоскости пленки (a). При повороте магнитного поля H на угол φ легкая ось поворачивается и устанавливается в новое положение EA_φ, отставая от направления магнитного поля H на угол α

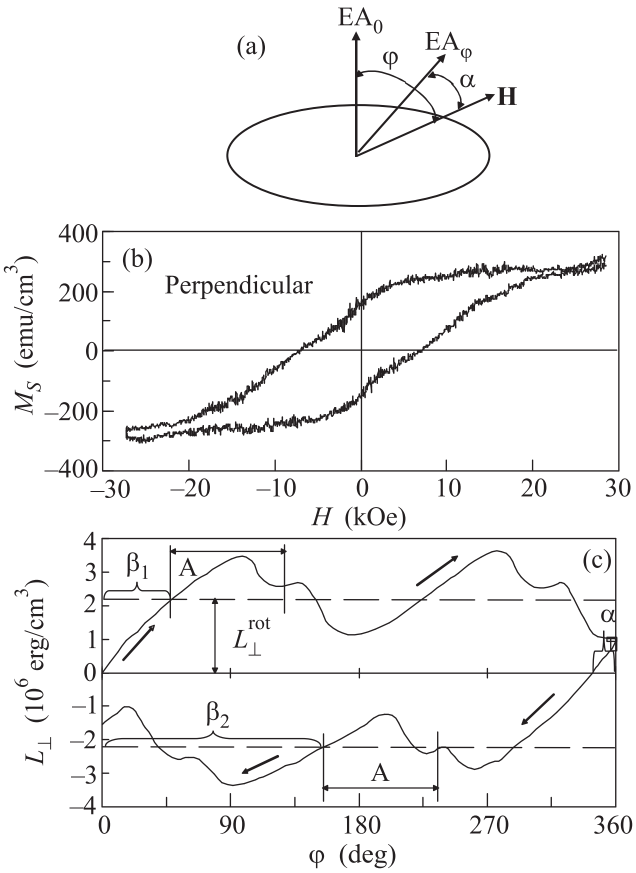

Рис. 4. Схематическое изображение (a), петля гистерезиса $M-H$ (b) и кривая крутящего момента $L_\perp(\varphi)$ (c) $L1_0CoPt(111)+CoPt_3(111)$ пленочного образца при вращении магнитного поля $H = 10$ кЭ $> H_C = 8$ кЭ на 360° (прямой и обратный ход) перпендикулярно плоскости образца. Исходная легкая ось EA_0 выстраивалась по нормали к плоскости пленки (a). При повороте магнитного поля H на угол φ легкая ось поворачивается и устанавливается в новое положение EA_φ, отставая от направления магнитного поля H на угол α

Необходимым условием для того, чтобы легкая ось намагничивания могла быть выстроена в любом направлении относительно плоскости образца, являются положительные значения крутящего момента $L_\perp^{rot}(\varphi)$ при прямом ходе и больших углах вращения φ. При обратном ходе $L_\perp^{rot}(\varphi)$ должен иметь отрицательные значения (см. рис. 4). Значения МВА в плоскости ($L_\parallel^{rot}$) и в направлении, перпендикулярном плоскости ($L_\perp^{rot}$) в пределах точности совпадают. Последнее означает, что МВА является пространственно изотропной характеристикой образца. Следствием этого является неизменность формы петель гистерезиса и значений коэрцитивной силы $H_C = 8$ кЭ в любом пространственном направлении (рис. 3b и 4b). Таким образом, можно сделать вывод о том, что природа ПМА в данных образцах определена существованием большой МВА.

Двухосная анизотропия с моментом $L_4 = 0.25 \times \times 10^6$ эрг/см^3, которая появляется при вращении магнитного поля перпендикулярно плоскости (111) образца $L1_0CoPt$, должна служить характеристикой кубической магнитной анизотропии. Кривые крутящего момента при прямом и обратном ходе имеют одинаковые фрагменты A, описывающие одноосную и двухосную анизотропию с совпадающими легкими осями (рис. 4). Эти оси наклонены на углы $\beta_1 \sim 135°$ и $\beta_2 \sim 45°$ к плоскости пленки (рис. 4). С учетом большой ошибки в измерении углов β_1 и β_2 они оказываются близки к углу 36°, на который наклонены оси типа [001] относительно плоскости (111) в ГЦК-решетке. Поэтому можно считать, что одноосная и двухосная анизотропии определены магнитокристаллическими анизотропиями эпитаксиально сросшихся и обменно связанных $\mathrm{L1_0CoPt{+}CoPt_3}$-фаз. Аналогичные кривые крутящего момента МВА с одноосной и двухосной анизотропиями при вращении магнитного поля $H_C \sim 10$ кЭ перпендикулярно плоскости имели образцы $\mathrm{L1_0CoPt}$ с (111)-текстурой, полученные магнетронным распылением сплава Co–Pt на стеклянные и Si(100) подложки [20]. Однако присутствия МВА в кривых крутящего момента после отжигов выше 600 °C замечено не было [20]. Этого предполагает, что пленки $\mathrm{L1_0CoPt{+}CoPt_3}$, полученные разными способами, могут обладать большой МВА.

Большая МВА, а также низкие значения одноосной и двухосной анизотропий и намагниченности насыщения не соответствуют значениям для $\mathrm{L1_0CoPt}$-фазы, которая является основной фазой после твердофазной реакции в пленках Co/Pt. Возможными объяснениями этой разницы могут быть:

1) формирование обменно-связанных и эпитаксиально сросшихся $\mathrm{L1_0CoPt}$- и $\mathrm{L1_2CoPt_3}$-нанокластеров. Такие когерентные двухфазные смеси $\mathrm{L1_0} + \mathrm{L1_2}$ обнаружены в сплавах Co–Pt. Они имеют вызванную напряжениями микроструктуру шахматной доски и могут обладать магнитными свойствами, отличными от исходных $\mathrm{L1_0}$- и $\mathrm{L1_2}$-фаз [21];

2) существование упорядоченной $L1'$-фазы, содержащей гибридную ($\mathrm{L1_0}$ + $\mathrm{L1_2}$)-структуру. Фаза $L1'$ может иметь промежуточные между магнитотвердой ($\mathrm{L1_0}$) и магнитомягкой ($\mathrm{L1_2}$) фазами магнитные характеристики. Упорядочение $L1'$ экспериментально доказано в эпитаксиальных пленках $\mathrm{Fe_{38.5}Pd_{61.5}}$ [22] и предполагается в сплаве $\mathrm{Co_{41.7}Pt_{58.3}}$ [23];

3) образование наночастиц CoPt диаметром в несколько нанометров с множественно двойниковыми морфологиями, такими, как икосаэдр и декаэдр, содержащие $\mathrm{L1_0}$-домены [24]. С магнитной точки зрения такие наночастицы содержат $\mathrm{L1_0}$-домены различной ориентации и поэтому обладают низкой магнитокристаллической анизотропией [25].

Важно заметить, что в предшествующих работах МВА наблюдалась только в плоскости образцов. Большая МВА, которая позволяет выстраивать легкую ось в любом пространственном направлении, кроме данной работы, обнаружена также в магнитотвердых пленках δ-$\mathrm{Mn_{0.6}Ga_{0.4}}$ [16]. Поэтому можно предположить, что магнитотвердые $\mathrm{L1_0FePt}$- и $\mathrm{L1_0FePd}$-пленки вблизи эквиатомного состава также могут обладать большой МВА.

Хотя некоторые модели и были предложены, механизмы магнитной вращательной анизотропии остаются неясными. Для фундаментального понимания природы магнитной вращательной анизотропии нужны дальнейшие исследования.

Выводы. В настоящей работе исследованы фазовые превращения в эпитаксиальных нанопленках Co/Pt(111) вблизи эквиатомного состава с увеличением температуры отжига до 750 °C. Магнитотвердая $\mathrm{L1_0CoPt}$- и $\mathrm{CoPt_3}$-фазы последовательно формируются при температурах $\sim$400 и 600 °C соответственно. После отжига при 750 °C образцы содержали нанокластеры с доминирующей $\mathrm{L1_0CoPt}$(111)-фазой, эпитаксиально сросшейся с $\mathrm{CoPt_3}$(111)-фазой. В полученных образцах обнаружена большая магнитная вращательная анизотропия, легкую ось которой можно вращать в полях, превышающих коэрцитивную силу, как в плоскости, так и перпендикулярно плоскости образца. Сделан вывод о том, что сильная магнитная вращательная анизотропия может быть основным источником перпендикулярной анизотропии в пленках $\mathrm{Co}_x\mathrm{Pt}_{1-x}$.

Авторы благодарят Л.А. Соловьева за помощь в проведении рентгенографических исследований эпитаксиальной ориентации фаз в $\mathrm{L1_0CoPt}$(111)-образцах. Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ #15-02-00948 и, частично, Совета по грантам Президента Российской Федерации (СП-317.2015.1) и программы Фонда содействия развитию малых форм предприятий в научно-технической сфере (УМНИК).

1. D. Weller, A. Moser, L. Folks, M.E. Best, W. Lee, M.F. Toney, M. Schwickert, J.-U. Thiele, and M.F. Doerner, IEEE Trans. Magn. **36**, 10 (2000); O. Gutfleisch, J. Lyubina, K.-H. Müller, and L. Schultz, Adv. Eng. Mater. **7**, 208 (2005).
2. S.D. Bader, Rev. Mod. Phys. **78**, 1 (2006); P. Andreazza, V. Pierron-Bohnes, F. Tournus, C. Andreazza-Vignolle, and V. Dupuis, Surf. Sci. Rep. **70**, 188 (2015); S. Sun, Adv. Mater. **18**, 393 (2006).
3. B.M. Lairson, M.R. Visokay, E.E. Marinero, R. Sinclair, and B.M. Clemens, J. Appl. Phys. **74**, 1922 (1993); N. Yasui, A. Imada, and T. Den, Appl. Phys. Lett. **83**, 3347 (2003); O. Ersen, V. Parasote, V. Pierron-Bohnes, M.C. Cadeville, and C. Ulhaq-Bouillet, J. Appl. Phys. **93**, 2987 (2003); L. Reichel, S. Fahler, L. Schultz, and K. Leistner, J. Appl. Phys. **114**, 093909 (2013).
4. G. Lauhoff, Y. Yamada, Y. Itoh, and T. Suzuki, J. Magn. Soc. Jpn. Suppl. **SI**, 43 (1999); S.C. Chen,

P. C. Kuo, C. L. Shen, S. L. Hsu, and T. H. Sun, Mat. Design **31**, 1706 (2010); K. K. M. Pandey, J. S. Chen, T. Liu, C. J. Sun, and G. M. Chow, J. Phys. D: Appl. Phys. **42**, 185007 (2009); Y. S. Chen, A.-C. Sun, H. Y. Lee, H.-C. Lu, S.-F. Wang, and P. Sharma, J. Mag. Mag. Mat. **391**, 12 (2015).

5. A.-C. Sun, C.-F. Huang, and S. H. Huang, J. Appl. Phys. **115**, 17B720 (2014); F.-T. Yuan, J.-H. Hsu, Y.-H. Lin, S. N. Hsiao, and H. Y. Lee, J. Appl. Phys. **111**, 07A303 (2012); F.-T. Yuan, A.-C. Sun, C. F. Huang, and J.-H. Hsu, Nanotechnology **25**, 165601 (2014); D. Suzuki, M. Ohtake, F. Kirino, and M. Futamoto, J. Appl. Phys. **115**, 17C120 (2014).
6. J. O. Cross, M. Newville, B. B. Maranville, C. Bordel, F. Hellman, and V. G. Harris, J. Phys.: Cond. Mat. **22**, 146002 (2010); J.-J. Wang, T. Sakurai, K. Oikawa, K. Ishida, N. Kikuchi, S. Okamoto, H. Sato, T. Shimatsu, and O. Kitakami, J. Phys.: Cond. Mat. ???; J. O. Cross, M. Newville, B. B. Maranville, C. Bordel, F. Hellman, and V. G. Harris, J. Phys.: Cond. Mat. **22**, 146002 (2010); J.-J. Wang, T. Sakurai, K. Oikawa, K. Ishida, N. Kikuchi, S. Okamoto, H. Sato, T. Shimatsu, and O. Kitakami, J. Phys.: Cond. Mat. **22**, 146002 (2010).
7. Y. Yamada, T. Suzuki, H. Kanazawa, and J. C. Osterman, J. Appl. Phys. **85**, 5094 (1999).
8. W. Rooney, A. L. Shapiro, M. Q. Tran, and F. Hellman, Phys. Rev. Lett. **75**, 1843 (1995); F. Liscio, M. Maret, C. Meneghini, S. Mobilio, O. Proux, D. Makarov, and M. Albrecht, Phys. Rev. B **81**, 125417 (2010); J. O. Cross, M. Newville, B. B. Maranville, C. Bordel, F. Hellman, and V. G. Harris, J. Phys.: Cond. Mat. **22**, 146002 (2010).
9. D. Weller, H. Brändle, G. Gorman, C.-J. Lin, and H. Notarys, Appl. Phys. Lett. **61**, 2726 (1992); C.-Y. Tsai, P. Saravanan, J.-H. Hsu, C.-Y. Kuo, and K.-F. Lin, J. Mag. Mag. Mat. **361**, 7 (2014); H. An, J. Wang, T. Sannomiya, S. Muraishi, Y. Nakamura, and J. Shi, J. Phys. D: Appl. Phys. **48**, 155001 (2015); F. T. Yuan, H. W. Chang, P. Y. Lee, C. Y. Chang, C. C. Chi, and H. Ouyang, J. Alloys. Compd. **628**, 263 (2015).
10. Р. Сухy, *Магнитные тонкие пленки*, Мир, М. (1967), 424 с. [R. F. Soohoo, *Magnetic thin films*, Harper and Row, London (1965)].
11. G. Chai, N. N. Phuoc, and C. K. Ong, Appl. Phys. Lett. **103**, 042412 (2013).
12. S. Tacchi, S. Fin, G. Carlotti, G. Gubbiotti, M. Madami, M. Barturen, M. Marangolo, M. Eddrief, D. Bisero, A. Rettori, and M. G. Pini, Phys. Rev. **89**, 024411 (2014); G. Wang, C. Dong, W. Wang, Z. Wang, G. Chai, C. Jiang, and D. Xue, J. Appl. Phys. **112**, 093907 (2012).
13. W. J. Fan, X. P. Qiu, Z. Shi, S. M. Zhou, and Z. H. Cheng, Thin Solid Films **518**, 2175 (2010); J. S. Park, J. Wu, E. Arenholz, M. Liberati, A. Scholl, Y. Meng, C. Hwang, and Z. Q. Qiu, Appl. Phys. Lett. **97**, 042505 (2010); G. Chai, N. N. Phuoc, and C. K. Ong, Sci. Rep. **2**, 832 (2012).
14. X. Liu and G. Zangari, J. Appl. Phys. **90**, 5247 (2001); M. L. Schneider, A. B. Kos, and T. J. Silva, Appl. Phys. Lett. **86**, 202503 (2005).
15. M. J. O'Shea, K. M. Lee, and A. Fert, J. Appl. Phys. **67**, 5769 (1990).
16. V. G. Myagkov, V. S. Zhigalov, L. E. Bykova, G. N. Bondarenko, Yu. L. Mikhlin, G. S. Patrin, and D. A. Velikanov, Phys. Stat. Sol. B **249**, 1541 (2012).
17. K. H. Ahn and S. Baika, J. Mater. Res. **17**, 2334 (2002).
18. G. Varvaro, E. Agostinelli, S. Laureti, A. M. Testa, A. Generosi, B. Paci, and V. R. Albertini, IEEE Trans. Magn. **44**, 643 (2008).
19. S. H. Liou, S. Huang, and E. Klimek, J. Appl. Phys. **85**, 4334 (1999).
20. S.-E. Park, P.-Y. Jung, and K.-B. Kim, J. Appl. Phys. **77**, 2641 (1995).
21. C. Leroux, A. Loiseau, D. Broddin, and G. Vantendeloo, Phil. Mag. B **64**, 57 (1991); Y. Le Bouar, A. Loiseau, and A. G. Khachaturyan, Acta Mater. **46**, 2777 (1998); Y. Ni and A. G. Khachaturyan, Nat. Mater. **8**, 410 (2009).
22. M. A. Steiner, R. B. Comes, J. A. Floro, W. A. Soffa, and J. M. Fitz-Gerald, Acta Mater. **85**, 261 (2015).
23. P. Ghatwai, E. Vetter, M. Hrdy, W. A. Soffa, and J. A. Floro, J. Mag. Mag. Mat. **375**, 87 (2015).
24. M. E. Gruner, G. Rollmann, P. Entel, and M. Farle, Phys. Rev. Lett. **100**, 087203 (2008).
25. F. Tournus, K. Sato, T. Epicier, T. J. Konno, and V. Dupuis, Phys. Rev. Lett. **110**, 055501 (2013).