

УДК 537.622.4

МАГНИТНАЯ АНИЗОТРОПИЯ В ТОНКИХ ПЛЕНКАХ FePt, ДЕТЕКТИРУЕМАЯ МЕТОДОМ ФЕРРОМАГНИТНОГО РЕЗОНАНСА

© 2019 г. А. И. Дмитриев^{1,2,*}, А. В. Куликов¹, И. Ф. Гильмутдинов³, Н. Н. Дремова¹, А. А. Мазитов¹, М. С. Дмитриева^{1,2}, С. И. Алексеев⁴, В. Г. Мягков⁵

¹Институт проблем химической физики РАН, 142432 Черноголовка, Московская область, Россия

²Российский университет транспорта, 127994 Москва, Россия

³Казанский федеральный университет, 420008 Казань, Россия

⁴Российский экономический университет им. Г.В. Плеханова, 117997 Москва, Россия

⁵Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, 660036 Красноярск, Россия

*E-mail: aid@icp.ac.ru

Поступила в редакцию 15.03.2018 г.

После доработки 23.06.2018 г.

Принята к публикации 23.06.2018 г.

При использовании термической обработки структур, содержащих эпитаксиальные слои Pt(001) и Fe(001) изготовлены тонкие пленки FePt. С помощью рентгеноспектрального анализа и сканирующей автоэмиссионной электронной микроскопии установлено, что образцы содержат кубической фазу L1₂-Fe₃Pt и тетрагональную фазу L1₀-FePt. Методами ферромагнитного резонанса и магнитометрическими методами исследована магнитная анизотропия тонких пленок. Разделены вклады от кубической и тетрагональной фаз в спектр ферромагнитного резонанса образца. Определены ключевые характеристики тонких пленок, определяющие их практическую применимость: параметр диссипации Гильберта $G \sim 0.4$, а также первая и вторая константы кристаллической анизотропии $K_{1\perp} = -4.08 \times 10^6$ эрг/см³, $K_{2\perp} = 1.34 \times 10^6$ эрг/см³, $K_{2\parallel} = -9.76 \times 10^4$ эрг/см³.

Ключевые слова: тонкие пленки FePt, ферромагнитный резонанс, магнитная анизотропия.

DOI: 10.1134/S0207352819030065

ВВЕДЕНИЕ

Традиционно для изучения свойств ферромагнитных тонких пленок с большим успехом применяется ферромагнитный резонанс (ФМР) [1]. Техника ФМР позволяет измерять ключевые характеристики материала (параметр диссипации, гиромагнитное отношение, константы магнитной анизотропии), определяющие его практическую применимость. Так, например, в спин-транспортных гетероструктурах предпочтительны низкие значения параметра диссипации, что позволяет понизить рабочее значение тока переключения намагниченности свободного слоя, а значит энергопотребление, и увеличить отношение сигнал/шум [2, 3]. Напротив, в считывающих головках устройств хранения информации, использующих магниторезистивные датчики, желательны высокие значения параметра диссипации для улучшения термической стабильности этих устройств [3, 4]. Для запоминающей среды устройств хранения информации критичным является значение константы магнитной анизотропии. Увеличение плотности записи информации достигается за счет уменьшения размеров доменов, соответствующим

ющих отдельным битам. Если размеры домена слишком малы, то энергия термических флуктуаций может превысить значение энергии магнитной анизотропии, что приведет к опрокидыванию вектора намагниченности, а, следовательно, к потере информации. Для предотвращения спонтанной релаксации требуются материалы с большой величиной магнитной анизотропии.

Одним из таких материалов является тетрагональная фаза сплава железа с платиной L1₀-FePt. Константа магнитной анизотропии этого соединения превышает 10^7 эрг/см³ [5]. Формально этого достаточно, чтобы уменьшить размер бита до 3 нм, что приводит к увеличению плотности записи информации свыше 1 Тб/дюйм² [6, 7]. Более того, ось легкого намагничивания тонких пленок FePt перпендикулярна ее поверхности (так называемая перпендикулярная магнитная анизотропия) [7], что позволяет использовать их в технологии перпендикулярной магнитной записи, при которой ориентация намагниченности в битах нормальна к поверхности пленочной среды. Эта технология позволяет осуществлять сверхвысокоплотную запись информации.

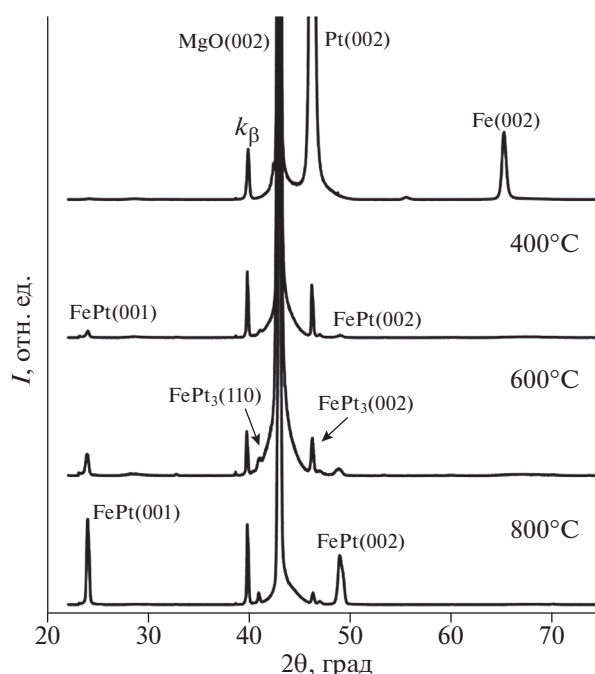


Рис. 1. Рентгеновский спектр тонких пленок FePt.

Ранее для пленок FePt были измерены кривые крутящего момента на крутильном магнитометре [8, 9]. Кривые крутящего момента в плоскости показали, что в пленках FePt присутствует специфический вид анизотропии (вращающаяся магнитная анизотропия), характеристикой которой может служить величина сдвига $\pm L_{\text{rot}}$ крутящего момента при вращении магнитного поля, соответственно, по часовой (+) и против часовой (–) стрелки [8]. Вращающаяся магнитная анизотропия примечательна тем, что ориентация оси легкого намагничивания может быть “настроена” с помощью внешнего магнитного поля [8, 10]. Как правило, вращающаяся магнитная анизотропия обусловлена наличием страйп-доменов [11, 12]. В ферромагнитных пленках FePt вращающаяся магнитная анизотропия, может быть связана с обменным взаимодействием фазы $L1_0$ –FePt с фазой $L1_2$ – Fe_3Pt [8].

В настоящей работе методами ФМР и магнитометрическими методами исследована магнитная анизотропия тонких пленок FePt, которые были изготовлены путем термической обработки гетероструктур, содержащих эпитаксиальные слои Pt(001) и Fe(001) [8]. Целью работы являлось: разделение вкладов от кубической фазы $L1_2$ – Fe_3Pt и тетрагональной фазы $L1_0$ –FePt в спектр ФМР образца; а также определение ключевых характеристик тонких пленок FePt (параметра диссипации и константы магнитной анизотропии), влияющих на их практическую применимость.

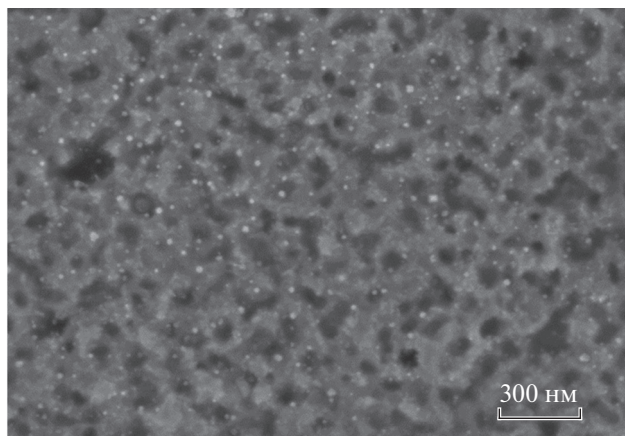


Рис. 2. Изображение поверхности тонкой пленки FePt, полученное с помощью растрового электронного микроскопа.

МЕТОДИКА

Синтез тонких пленок FePt был осуществлен в несколько этапов. Сначала путем последовательного термического осаждения была получена двухслойная гетероструктура Pt/Fe на монокристаллической подложке MgO(001). Затем полученная гетероструктура Pt(001)/Fe(001)/MgO(001) подвергалась последовательному отжигу в вакууме 10^{-6} Торр при температурах от 400 до 800°C с шагом 50°C и выдержкой 90 мин. Идентификация образующихся фаз была проведена на дифрактометре ДРОН-4-07 (рис. 1). Подробно методика приготовления и аттестации образцов описана в работе [8]. В частности, в [8] было установлено, что отжиги при 500°C способствуют появлению на интерфейсе Pt(001)/Fe(001) промежуточного слоя из смеси двух фаз: кубической упорядоченной фазы $L1_2$ – Fe_3Pt и нестехиометрической тетрагональной фазы $L1_0$ –FePt. Таким образом, в настоящей работе исследовали гетероструктуру Pt(001)/($\text{Fe}_3\text{Pt} + \text{FePt}$)/Fe(001).

Морфология тонких пленок FePt исследована с помощью сканирующего автоэмиссионного электронного микроскопа Zeiss SUPRA 25. Микроструктура образца является неоднородной, зернистой (рис. 2). На ее поверхности различимы два вида зерен: светлые “пятна” с характерным размером 20 нм и темные “пятна” с характерным размером 100 нм. Можно предположить, что причина образования таких зерен – формирование двух фаз: кубической упорядоченной фазы $L1_2$ – Fe_3Pt и нестехиометрической тетрагональной фазы $L1_0$ –FePt.

Зависимости магнитного момента тонкой пленки FePt от напряженности магнитного поля были измерены методом вибрационной магнитометрии с помощью многофункциональной систе-

мы измерения физических свойств со сверхпроводящим магнитом PPMS-9, Quantum Design. Измерения проводили при температуре $T = 300$ К в магнитных полях до 90 кЭ в двух ориентациях: плоскость пленки параллельна или перпендикулярна линиям напряженности магнитного поля.

Зависимости спектров ФМР в тонкой пленке FePt от угла θ между нормалью к ее плоскости и линиями напряженности постоянного магнитного поля при температуре $T = 300$ К были получены с помощью спектрометра электронного парамагнитного резонанса Bruker ELEXSYS-II E500 X-диапазона (9.4 ГГц) с цилиндрическим резонатором ER4103TM. Спектры ФМР регистрировали при мощности сверхвысокочастотного поля 0.63 мВт и амплитуде модуляции 5 Э, обеспечивающих отсутствие эффектов насыщения резонанса. Частота модуляции магнитного поля составляла 100 кГц. Ориентационную зависимость спектров ФМР измеряли с помощью программируемого гониометра ER 218PG1. Вращение пленки FePt осуществлялось посредством поворота подложки вокруг оси [110]. Спектры ФМР записывались в виде зависимости первой производной поглощаемой мощности по магнитному полю dP/dH от величины магнитного поля, варьирувавшегося от 0 до 10 кЭ.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 3 показаны зависимости намагниченности $M(H)$ тонкой пленки FePt от напряженности магнитного поля в двух ориентациях: плоскость пленки параллельна или перпендикулярна линиям напряженности магнитного поля. Форма кривых $M(H)$ типична для ферромагнетика с выраженной магнитной анизотропией. Значение магнитного поля, в котором обе кривые совпадают, является эффективным полем $H_{\text{eff}} = 22$ кЭ в образце, которое складывается из двух составляющих: размагничивающего поля ($4\pi M_s$) и поля анизотропии H_a [13]. По значению намагниченности насыщения $M_s = 1220$ ед. СГСМ/см³ (рис. 3), было оценено поле магнитной анизотропии $H_a = 6.7$ кЭ. Воспользовавшись соотношением $H_a = 2K/M_s$, провели оценку константы магнитной анизотропии $K = 4.07 \times 10^6$ эрг/см³. Значения намагниченности насыщения и константы магнитной анизотропии заметно отличаются от соответствующих значений для пленок Fe [14] и близки к соответствующим значениям для нестехиометрической тетрагональной фазы $L1_0$ -FePt. При этом обращает на себя внимание заниженное значение K , полученное в настоящей работе, по сравнению с известным значением, превышающим 10^7 эрг/см³. Это может быть обусловлено присутствием в образце магнитомягкой, слабо анизотропной кубической фазы $L1_2$ -Fe₃Pt и/или частичной аморфизацией образца. Из кривых намагничивания в плоскости

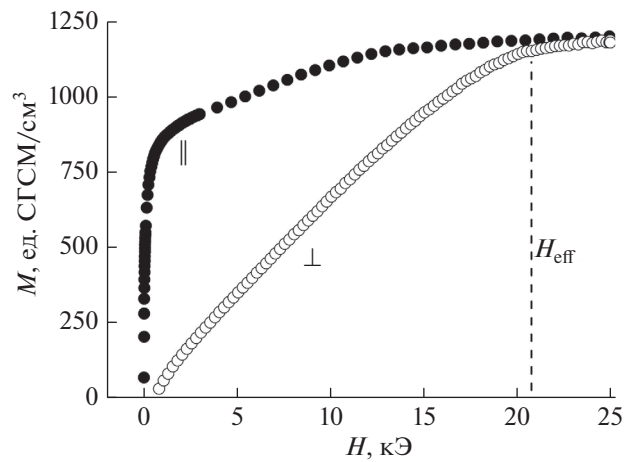


Рис. 3. Зависимости намагниченности тонкой пленки FePt от напряженности магнитного поля. Темные символы соответствуют ориентации плоскости пленки параллельно линиям напряженности магнитного поля, светлые — перпендикулярно. Вертикальной пунктирной линией отмечено эффективное магнитное поле H_{eff} .

пленки (рис. 3) видно, что на кривой $M(H)$ имеет место “ступенька”, которая заканчивается при значении $H \approx 10$ кЭ. Подобные особенности на зависимостях $M(H)$ наблюдались ранее в других системах, являющихся смесью магнито жесткой и магнитомягкой фаз [15]. Для разделения вкладов этих фаз в результирующий магнитный момент может быть применена процедура, использованная в работе [15], однако более эффективной методикой является применение техники ФМР.

На рис. 4 представлены спектры ФМР в тонкой пленке FePt при различных ориентациях постоянного магнитного поля относительно ее плоскости. Спектр состоит из двух линий с резонансными полями H_{res} в окрестности 0.6 кЭ (линия 1) и 2 кЭ (линия 2). Указанные здесь значения H_{res} соответствуют углу между плоскостью пленки и постоянным магнитным полем $\theta = 30^\circ$. Ширина ΔH и резонансное поле H_{res} обеих линий зависят от ориентации плоскости пленки относительно постоянного магнитного поля, а их форма типична для ФМР. При $\theta \rightarrow 0^\circ$ значения $H_{\text{res}} \rightarrow H_{\text{eff}} = 22$ кЭ, так что при малых углах спектр не удавалось зарегистрировать, так как резонансное поле находилось вне диапазона развертки постоянного магнитного поля, варьирувавшегося от 0 до 10 кЭ. Интегральная интенсивность линии 2 почти на порядок превышает соответствующее значение для линии 1. Высокое значение намагниченности насыщения указывает на то, что основной фазой в образце является тетрагональная фаза $L1_0$ -FePt, поэтому логично считать, что линия 1 отвечает кубической фазе $L1_2$ -Fe₃Pt, а линия 2 — тетрагональной фазе $L1_0$ -FePt. Ввиду то-

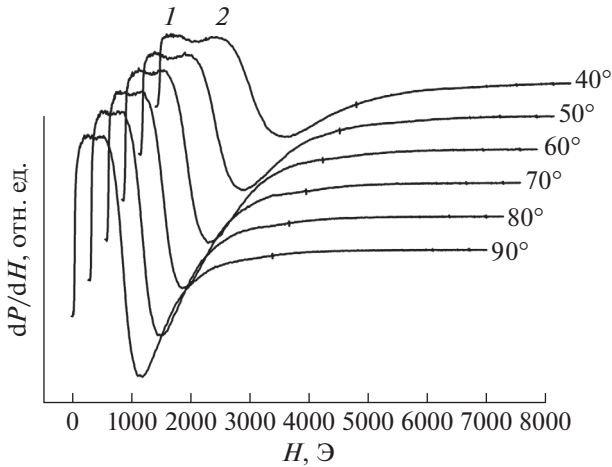


Рис. 4. Спектры ФМР в тонкой пленке FePt при различных ориентациях между ее плоскостью и линиями напряженности постоянного магнитного поля. Цифрами обозначены резонансные линии в спектре.

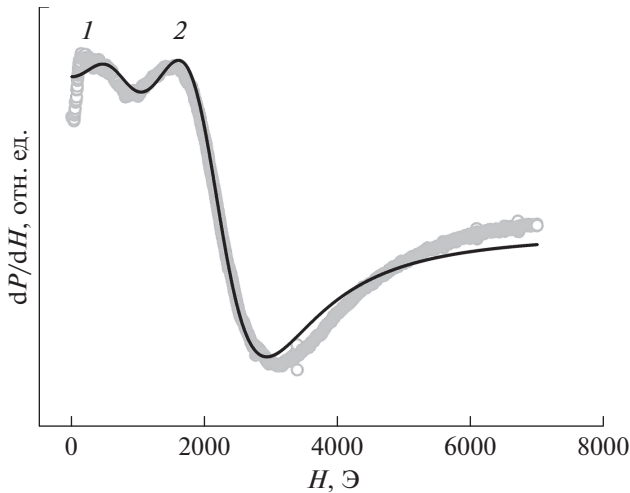


Рис. 5. Экспериментальный (точки) и расчетный (линия) спектры ФМР в тонкой пленке FePt при угле между нормалью к ее плоскости и линиями напряженности постоянного магнитного поля спектрометра, равном 30°. Цифрами обозначены резонансные линии в спектре.

го, что интегральный вклад линии 1 (от кубической фазы $L1_2$ -Fe₃Pt) невелик, далее будем обсуждать только линию 2 (от тетрагональной фазы $L1_0$ -FePt). Следует отметить, что в спектре ФМР можно было ожидать наличие третьей линии, которая могла бы отвечать чистому Fe, не вступившему в твердофазную химическую реакцию. Отсутствие этой линии в спектре ФМР означает крайне низкую объемную долю фракции чистого Fe, что подтверждается рентгено-спектральными данными (рис. 1).

Для выделения вклада линии 2 в спектр ФМР была выполнена его аппроксимация (рис. 5).

Движение вектора намагниченности \vec{M} в твердых телах с учетом диссипации описывается уравнением Ландау–Лифшица–Гильберта [16]:

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = -\gamma [\vec{M} \times \vec{H}_{\text{eff}}] + \frac{G}{M} [\vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial t}], \quad (1)$$

где γ – гиромагнитное отношение, H_{eff} – эффективное магнитное поле, G – релаксационный параметр Гильберта (параметр диссипации), связанный с шириной линии ФМР и ее резонансным полем: $G = \Delta H / H_{\text{res}}$ [12]. Уравнению (1) соответствует форма резонансной линии, описываемая выражением [16]:

$$\frac{dP}{dH} \propto \frac{d}{dH} \times \left(\frac{\Delta H (H^2 + H_{\text{res}}^2 + \Delta H^2) H}{[(H - H_{\text{res}})^2 + \Delta H^2][(H + H_{\text{res}})^2 + \Delta H^2]} \right), \quad (2)$$

где ΔH – ширина линии ФМР, H_{res} – резонансное поле ФМР. Спектр ФМР в тонкой пленке FePt был аппроксимирован суммой двух линий, описываемых уравнением (2) (рис. 5). Из аппроксимации были определены значения H_{res} и ΔH для каждой ориентации тонкой пленки. Определив из аппроксимации значения $H_{\text{res}} \sim 822$ Э и $\Delta H \sim 387$ Э (указанные здесь значения получены для $\theta = 90^\circ$), можно оценить релаксационный параметр Гильберта $G_{\perp} \sim 0.4$.

На рис. 6 представлена зависимость резонансного поля H_{res} линии 2 ФМР в тонкой пленке FePt от угла θ . Ориентационная зависимость $H_{\text{res}}(\theta)$ обусловлена магнитной анизотропией. Обычно в работах, в которых изучается вращающаяся магнитная анизотропия методом ФМР, вводится поле H_{rot} (поле вращающейся анизотропии), которое является мерой энергии вращающейся магнитной анизотропии, выраженной в единицах напряженности магнитного поля. Ориентационная зависимость $H_{\text{res}}(\theta)$ аппроксимируется выражением $H_{\text{dyn}} = H_{\text{stat}} \cos 2\theta + H_{\text{rot}}$ [17]. Здесь H_{dyn} – динамическое поле магнитной анизотропии, измеряемое методом ФМР (тождественно резонансному полю H_{res}), H_{stat} – статическое поле, определяющееся вкладом кристаллической анизотропии. Вклад поля H_{rot} в ориентационную зависимость резонансного поля не зависит от угла, потому что вращающаяся магнитная анизотропия не связана с внутрикристаллическим полем или спин-орбитальным взаимодействием. На рис. 6 светлой линией показана попытка аппроксимировать зависимость $H_{\text{res}}(\theta)$ выражением для H_{dyn} . Значения статического и динамического поля магнитной анизотропии, определенной из аппроксимации, составляют соответственно $H_{\text{stat}} = 1.7$ кЭ и $H_{\text{dyn}} = 1.9$ кЭ, т.е. вклад вращающейся магнитной анизотропии может превышать 50%. При этом следует отметить, что, как видно из рис. 6, выражение для H_{dyn} неудовле-

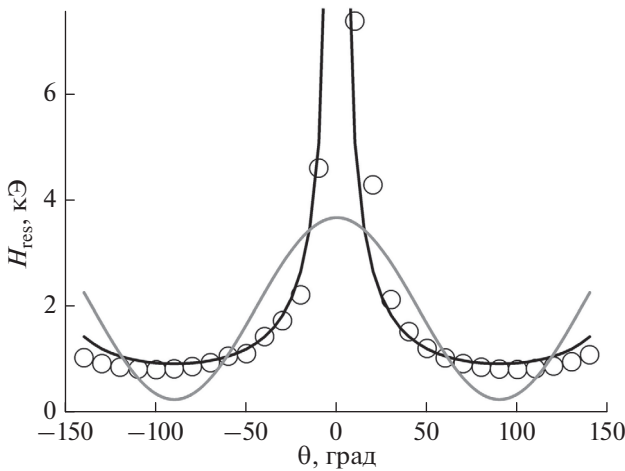


Рис. 6. Зависимость резонансного поля линии 2 ФМР в тонкой пленке FePt от угла между нормалью к ее плоскости и линиями напряженности постоянного магнитного поля спектрометра. Сплошными линиями показаны аппроксимации.

творительно описывает зависимость $H_{\text{res}}(\theta)$, по меньшей мере, заметно хуже, чем в других работах. Поэтому ниже мы обратились к традиционной процедуре анализа магнитной анизотропии ферромагнитных пленок.

Зависимость резонансного поля ферромагнитной пленки тетрагональной симметрии от полярного θ и азимутального ϕ углов с учетом первой $K_{1\perp}$, $K_{1\parallel}$ и второй констант $K_{2\perp}$, $K_{2\parallel}$ кристаллической анизотропии следует из свободной энергии, которая определяется выражением [18]:

$$E = -\vec{H}\vec{M} - (K_{1\perp} - 2\pi M_s^2) \cos^2 \theta - \frac{1}{2} K_{2\perp} \cos^4 \theta - \frac{1}{2} K_{2\parallel} \frac{1}{4} (3 + \cos 4\phi) \sin^4 \theta + K_{1\parallel} \sin^2 \theta \cos^2(\phi - \phi_{2\parallel}). \quad (3)$$

Резонансная угловая частота ω записывается в виде [14]:

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 = \frac{1}{M_s^2} \times \left[E_{\theta\theta} \left(\frac{E_{\phi\phi}}{\sin^2 \theta} + \frac{\cos \theta}{\sin \theta} E_{\theta} \right) - \left(\frac{E_{\theta\phi}}{\sin \theta} - \frac{\cos \theta}{\sin \theta} \frac{E_{\phi}}{\sin \theta} \right)^2 \right], \quad (4)$$

где E_{θ} , E_{ϕ} , $E_{\theta\theta}$, $E_{\phi\phi}$, $E_{\theta\phi}$ – первые и вторые частные производные свободной энергии (3) по соответствующим углам. При дифференцировании уравнения (3) и подстановки производных в (4) можно получить выражение для зависимости $H_{\text{res}}(\theta)$ в неявном виде. Здесь оно не приводится ввиду громоздкости. Из аппроксимации экспериментальной зависимости резонансного поля H_{res} линии 2 от угла θ были определены значения кон-

стант кристаллической анизотропии $K_{1\perp} = -4.08 \times 10^6$ эрг/см³, $K_{2\perp} = 1.34 \times 10^6$ эрг/см³, $K_{2\parallel} = -9.76 \times 10^4$ эрг/см³ (темная линия на рис. 6).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Методами ФМР и магнитометрическими методами исследована магнитная анизотропия тонких пленок FePt. Установлено, что спектр ФМР состоит из двух анизотропных резонансных линий, одна из которых отвечает кубической фазе $L1_2$ -Fe₃Pt, вторая – тетрагональной фазе $L1_0$ -FePt. С помощью аппроксимации спектров на основе уравнения Ландау–Лифшица–Гильберта определен параметр диссипации Гильберта $G_{\perp} \sim 0.4$. Исследована зависимость от полярного угла θ резонансного поля H_{res} линии ФМР, соответствующей тетрагональной фазе. Из аппроксимации зависимости $H_{\text{res}}(\theta)$ соответствующим уравнением были определены первая и вторая константы кристаллической анизотропии $K_{1\perp} = -4.08 \times 10^6$ эрг/см³, $K_{2\perp} = 1.34 \times 10^6$ эрг/см³, $K_{2\parallel} = -9.76 \times 10^4$ эрг/см³. Разделены вклады кристаллической анизотропии и анизотропии формы тонких пленок FePt.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена по теме государственного задания 007-00160-18-00. Зависимости магнитного момента образцов от напряженности магнитного поля были измерены на оборудовании Федерального центра коллективного пользования физико-химических исследований веществ и материалов Казанского федерального университета.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Farle M. // Rep. Prog. Phys. 1998. V. 61. P. 755.
2. Smith N., Arnett P. // Appl. Phys. Lett. 2001. V. 78. P. 1448.
3. Ostler T.A., Ellis M.O.A., Hinzke D., Nowak U. // Phys. Rev. B. 2014. V. 90. P. 094402.
4. Maat S., Smith N., Carey M.J., Childress J.R. // Appl. Phys. Lett. 2008. V. 93. P. 103506.
5. Ovanov O.A., Solina L.V., Demshina V.A. // Phys. Met. Metallogr. 1973. V. 35. P. 81.
6. Dang H., Liu L., Hao L., Jin T., Liu M., Cao J., Bai J., Wang Y., Wei F. // J. Appl. Phys. 2014. V. 115. P. 17B711.
7. Sun A.-C., Kuo P.C., Hsu J.-H., Huang H.L., Sun J.-M. // J. Appl. Phys. 2005. V. 98. P. 076109.
8. Жигалов В.С., Мягков В.Г., Быкова Л.Е., Бондаренко Г.Н., Мацынин А.А., Волочаев М.Н. // ФТТ. 2017. Т. 59. С. 379.
9. Жигалов В.С., Мягков В.Г., Быкова Л.Е., Бондаренко Г.Н., Великанов Д.А., Волочаев М.Н. // ФТТ. 2018. Т. 60. С. 175.
10. Мягков В.Г., Жигалов В.С., Быкова Л.Е., Бондаренко Г.Н., Рыбакова А.Н., Мацынин А.А., Тамбасов И.А.,

- Волочаев М.Н., Великанов Д.А.* // Письма в ЖЭТФ. 2015. V. 102. P. 393.
11. *Tacchi S., Fin S., Carlotti G., Gubbiotti G., Madami M., Barturen M., Marangolo M., Eddrief M., Bisero D., Rettori A., Pini M.G.* // Phys. Rev. 2014. V. 89. P. 024411.
 12. *Wang G., Dong C., Wang W., Wang Z., Chai G., Jiang C., Xue D.* // J. Appl. Phys. 2012. V. 112. P. 093907.
 13. *Burgos E., Leva E.S., Gomez J., Tabares F.M., Mansilla M.V., Butera A.* // Phys. Rev. B. 2011. V. 83. P. 174417.
 14. *Nagai Y., Tago A., Yanagisawa K., Toshima T.* // J. Appl. Phys. 1987. V. 61. P. 3841.
 15. *Каблов Е.Н., Оспенникова О.Г., Каблов Д.Е., Пискорский В.П., Валеев Р.А., Королев Д.В., Резчикова И.И., Куницына Е.И., Таланцев А.Д., Дмитриев А.И., Моргунов Р.Б.* // ЖЭТФ. 2015. Т. 148. С. 493
 16. *Gilbert T.L.* // IEEE Transactions on Magnetics. 2004. V. 40. P. 3443.
 17. *Chai G., Phuoc N.N., Ong C.K.* // Sci. Rep. 2012. V. 2. P. 832.
 18. *Schulz B., Baberschke K.* // Phys. Rev. B. 1994. V. 50. P. 13467.

Magnetic Anisotropy in Thin FePt Films Detected by the Ferromagnetic Resonance Method

**A. I. Dmitriev, A. V. Kulikov, I. F. Gilmutdinov, N. N. Dremova, A. A. Mazitov, M. S. Dmitrieva,
S. I. Alekseev, V. G. Myagkov**

FePt thin films are fabricated when thermal treatment of structures containing Pt (001) and Fe (001) epitaxial layers is used. X-ray spectral analysis and field emission scanning electron microscope showed that the samples contain the cubic phase of $L1_2$ -Fe₃Pt and the tetragonal phase of $L1_0$ -FePt. The magnetic anisotropy of thin films was studied by ferromagnetic resonance and magnetometric methods. The contributions from the cubic and tetragonal phases to the ferromagnetic resonance spectrum of the sample are separated. The key characteristics of thin films that determine their practical applicability are determined: the Hilbert dissipation parameter $G \sim 0.4$, and the first and second crystal anisotropy constants $K_{1\perp} = -4.08 \times 10^6$ erg/cm³, $K_{2\perp} = 1.34 \times 10^6$ erg/cm³, $K_{2\parallel} = -9.76 \times 10^4$ erg/cm³.

Keywords: FePt thin films, ferromagnetic resonance, magnetic anisotropy.