05,07

Квазистатическое перемагничивание субмикронной пленки ЖИГ

© В.Д. Пойманов

Московский государственный технический университет им. Баумана,
Москва, Россия

E-mail: poymanov@bmstu.ru

Поступила в Редакцию 24 мая 2025 г.
В окончательной редакции 9 июля 2025 г.
Принята к публикации 9 июля 2025 г.

Результаты представленной теоретической модели косвенно указывают на наличие в субмикронной пленке типа железо-иттриевого граната с ионами гадолиния толщиной менее 100 nm, полученной методом жидкофазной эпитаксии, однодоменного состояния, не обнаруживаемого стандартными методами из-за малой ее толщины. Предсказано однонаправленное вращение вектора намагниченности вокруг вектора эффективного поля при циклическом перемагничивании такой пленки, обусловленное наличием легких осей кубической анизотропии и геометрией эксперимента. В пределах одного цикла обнаружено четыре переориентационных перехода, два из которых происходят в поле порядка поля кубической анизотропии, а другие два — в поле порядка $4\pi M$.

Ключевые слова: субмикронная пленка ЖИГ, однодоменность, вращательное перемагничивание, частотно-полевая зависимость, ферромагнитный резонанс, жидкофазная эпитаксия.

DOI: 10.61011/FTT.2025.07.61173.140-25

1. Введение

Несмотря на широкое распространение и детальное изучение пленок феррит-гранатов в течение более полувека, количество работ по ним к настоящему времени не уменьшается. Это связано с большими возможностями их применения в устройствах передачи сигналов с помощью спиновых волн [1]. Как правило, исследования в этой области относятся к распространению магнитодипольных волн в различных геометриях волновода. В последнее время активно изучаются особенности распространения, связанные с модуляцией его параметров [2,3].

Железоиттриевый гранат (ЖИГ) является одним из лучших материалов в области спиновой динамики в тонких магнитных пленках. Благодаря исключительно низкому затуханию, он широко используется в экспериментах по ферромагнитному резонансу [4–8]. Как известно, существенным препятствием для распространения спиновых волн является доменная структура [9]. Для СВЧ-устройств, работающих в области нулевых полей, пленки должны иметь толщину менее 100 nm, в то время как сейчас используются образцы толщиной порядка микрона. Если пленка недостаточно тонкая (более 100 nm), то для функционирования волновода требуется ее насыщенное состояние, которое может быть получено приложением дополнительного внешнего поля и требует оснащения устройства постоянным магнитом. Поэтому целесообразным оказывается применение субмикронных пленок (менее 100 nm), находящихся в однодоменном состоянии, для которых подмагничивание не требуется. Вместе с тем прямое наблюдение однодоменности таких пленок к настоящему времени отсутствует из-за их малой толщины и о ее наличии можно судить только косвенно (с помощью изучения отклика и данных по ФМР).

В настоящее время субмикронные пленки ЖИГ получаются, в основном, методом импульсного лазерного осаждения при высокой температуре. Однако в этом случае пленка не является монокристаллической, которую можно вырастить только методом жидкофазной эпитаксии из раствора-расплава с последующим травлением до нужной толщины [10–14].

Практическое применение субмикронных пленок ЖИГ не ограничивается использованием их как волноводов. При приложении вращательного магнитного поля такие пленки используются в качестве элементов для магнитометра [15], регистрирующего сверхслабые магнитные поля, а также как сердечник преобразователя магнитного поля [16].

В работе теоретически промоделировано перемагничивание пленки в однодоменном состоянии с нормалью вдоль одной из легких осей кубической анизотропии между полями ее насыщения. Получены полевые зависимости углов ориентации равновесной намагниченности, кривые ФМР и отклика. Показано, что приложение квазистатического внешнего поля при полном цикле перемагничивания приводит к однонаправленному необратимому вращению вектора намагниченности. При полной протяжке квазинормального поля между состояниями насыщения обнаружено два ориентационных перехода.

2. Описание модели

Рассмотрим субмикронную пленку типа ЖИГ толщиной около 100 nm, находящуюся в однодоменном состоянии (рис. 1). Пленка расположена на подложке

так, что одна из ее легких осей третьего порядка [111] ориентирована вдоль нормали (ось z). Две другие оси x и y направлены соответственно вдоль направлений $[11\bar{2}]$ и $[\bar{1}10]$. Указанные пунктиром направления являются проекциями трех других легких двусторонних осей третьего порядка, расположенных в плоскостях, образуемых ими с нормалью под углом $\theta_0 \approx 70.5^\circ$ к ней.

Плотность энергии рассматриваемой структуры:

$$W = 4\pi M^2 \frac{\cos^2\theta}{2} - H_c M\Big(\frac{\sin^4\theta}{4} + \frac{\cos^4\theta}{3} + \frac{\sqrt{2}}{3}\sin^3\theta\cos\theta\cos(3\varphi)\Big) - HM\big(\cos\theta\cos\theta_H + \sin\theta\sin\theta_H\cos(\varphi-\varphi_H)\big). \quad (1)$$

Здесь θ и φ — полярный и азимутальный углы ориентации равновесной намагниченности, θ_H и φ_H — приложения поля, M — намагниченность насыщения ($4\pi M = 1250$ OE), $H_c = 45$ OE — поле кубической анизотропии. Высокочастотное переменное поле прикладывается в плоскости пленки перпендикулярно к направлению квазистатического внешнего поля H.

Равновесная ориентация намагниченности определяется из условий равновесия:

$$W'_\theta = W'_\varphi = 0. \quad (2)$$

Отметим, что плотность энергии (1) инвариантна относительно замены $\theta \to \pi - \theta$, $\varphi \to \varphi \pm \pi$, поэтому в данном случае все зависимости для прямой и обратной протяжек по полю между взаимно антипараллельными состояниями насыщения будут симметричны. Как следует из анализа (1), в отсутствие внешнего поля существует 6 равновесных ориентаций намагниченности

$$\xi_0\colon\ \varphi_0 = 0, \pm\frac{2\pi}{3}, \quad \pi - \xi_0\colon\ \varphi_0 = \pm\frac{\pi}{3}, \pi$$

$\xi_0 \approx \frac{\sqrt{2}}{3}\frac{H_c}{4\pi M} = 1^\circ$ — полярный угол, отсчитываемый от плоскости пленки. Проекции легких осей на плоскость вместе с нормалью образуют шесть легких плоскостей. При перемагничивании в любой из этих плоскостей намагниченность не выходит из нее и ориентационные переходы отсутствуют.

При значениях строго нормально приложенного внешнего поля, больших $4\pi M - \frac{4}{3}H_c$, равновесная намагниченность нормальна к плоскости пленки. С уменьшением внешнего поля до нуля ориентация намагниченности определяется из уравнения, следующего из (2):

$$H = 4\pi M + H_c\Big(\cos\theta\Big(1 - \frac{7}{3}\cos^2\theta\Big) + \sqrt{2}\sin\theta\Big(1 - \frac{4}{3}\sin^2\theta\Big)\Big). \quad (3)$$

Зависимость угла от внешнего поля приведена на рис. 2 [17]. Из нее следует, что при $H = -\frac{\sqrt{2}}{3}H_c$

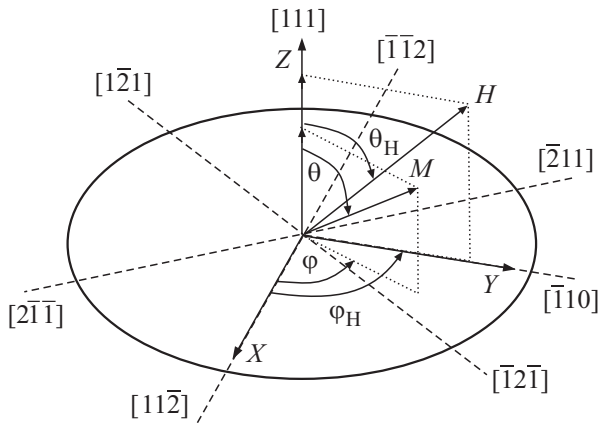

Рис. 1. Геометрия структуры. Показана ориентация легких осей. Внешнего поля и намагниченности по отношению к осям выбранной системы координат. Рисунок взят из [17].

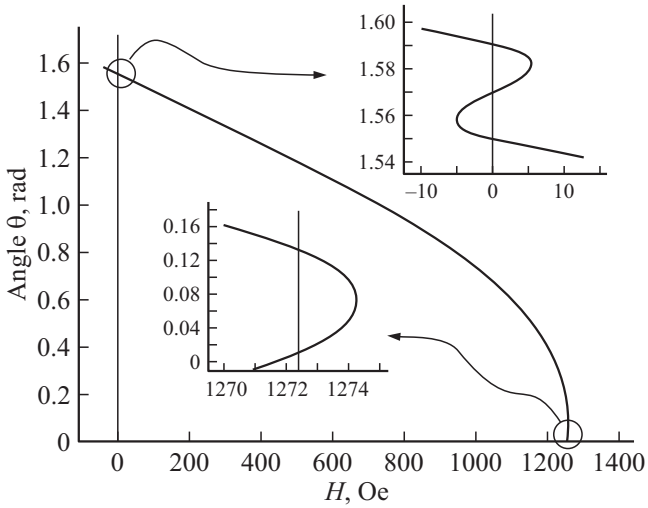

Рис. 2. Кривая нормального намагничивания ($\theta_H = 0^\circ$). Рисунок взят из [17].

происходит переориентация вектора намагниченности в плоскости пленки из $\varphi_) = 0$ в одно из двух состояний $\varphi_0 = \pm\frac{\pi}{3}$. При дальнейшем увеличении внешнего поля в направлении $\theta_0 = \pi$ происходит поворот вектора намагниченности в одной из этих плоскостей до насыщения. При этом поведение намагниченности по достижении поля ориентационного перехода (ОП) неоднозначно. В действительности невозможно добиться строго нормального его приложения, так что существует планарная составляющая поля, которая дополнительно может вращать намагниченность в плоскости пленки.

3. Квазинормальное перемагничивание

Теперь рассмотрим случай приложения поля под углами $\theta_H = 1^\circ$, $\varphi_H = 30^\circ$ при двух протяжках по его

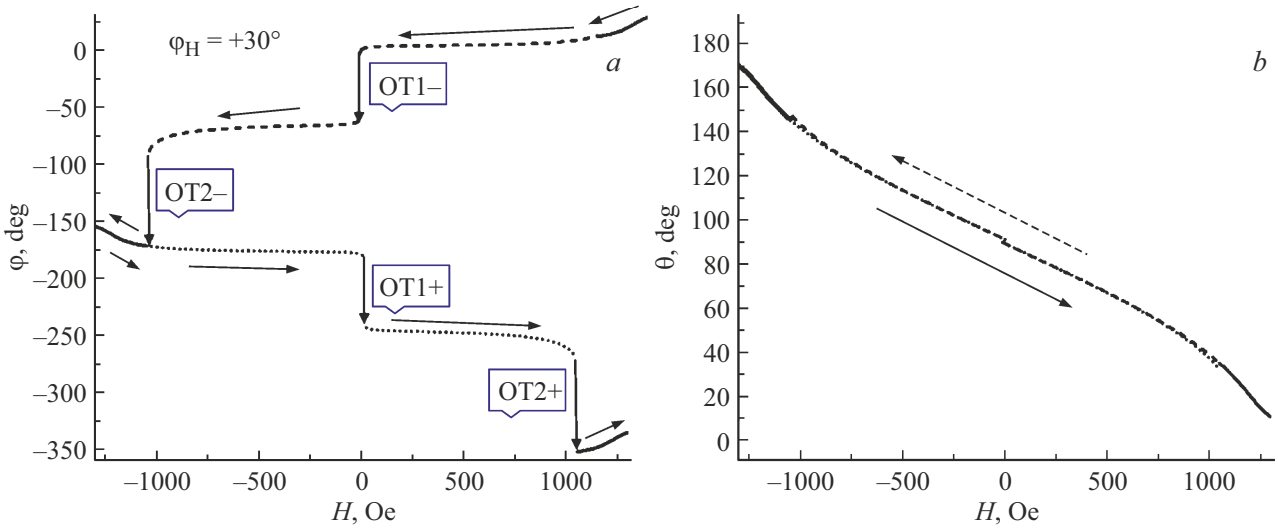

Рис. 3. Теоретическая зависимость азимутального (a) и полярного (b) углов при циклическом перемагничивании субмикронной пленки типа ЖИГ для $\theta_H = 1^\circ$. $\varphi_H = 30^\circ$. Штриховой линией обозначена обратная протяжка, пунктиром — прямая, сплошной линией — участки без гистерезиса.

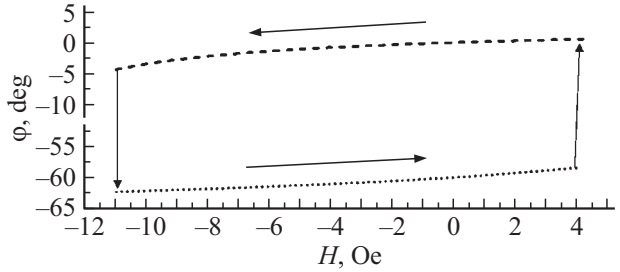

Рис. 4. Гистерезисное поведение азимутального угла при переключении поля вблизи ОП1 для $\theta_H = 1^\circ$. $\varphi_H = 30^\circ$.

значению — обратной (1300 OE → −1300 OE, „–“) и прямой (−1300 OE → 1300 OE, „+“) ориентации. Энергия, высвобождаемая при ОП, идет на возбуждение в пленке спиновых волн, так что рассматриваемая модель работает как их генератор.

Анализ зависимости равновесного азимутального угла намагниченности показывает наличие в ней разрывов, связанных с ОП и потерей устойчивости как при прямом, так и при обратном перемагничивании. Для каждого из них помимо указанного выше перехода вблизи нулевого значения внешнего поля (ОП1) существует переход в поле, сравнимом с полем насыщения (ОП2). Это связано промежуточным захватом намагниченности другой легкой осью кубической анизотропии. Полярный угол при ОП изменяется сравнительно плавно.

Как следует из рис. 3, a, при полном цикле (обратная и прямая протяжка по полю) вектор намагниченности поворачивается в плоскости пленки на один оборот по часовой стрелке.

При переключении внешнего поля вблизи ОП1 наблюдается гистерезисное асимметричное поведение азимутального угла, представленное на рис. 4.

Отметим, что говорить о гистерезисе вблизи ОП2 не имеет смысла. Это связано с тем, что при ОП1 внешнее поле „продавливает“ намагниченность через трудную плоскость $\varphi = -\frac{\pi}{3}$. Если после ОП1 уменьшать отрицательное поле по модулю, то для нового состояния намагниченности $\varphi = -\frac{\pi}{3}$ является уже плоскостью с легкой осью, а трудной становится плоскость с осью $\varphi = 0$. Так как при ОП1 намагниченность пересекает плоскость пленки то легкие и трудные плоскости меняются ролями. В случае же ОП2 такого не происходит и плоскость $\varphi = -\frac{2\pi}{3}$ вновь является трудной. Переход через эту плоскость по азимуту происходит при приложении большого отрицательного поля. Таким образом однонаправленное вращение становится возможным благодаря наличию ОП2.

Полевая зависимость частоты ФМР (рис. 5), построенная для частоты высокочастотного поля 700 MHz, имеет выраженную асимметрию относительно изменения знака поля при протяжках в обе стороны. Это связано с тем, что с уменьшением поля намагниченность монотонно ориентируется к плоскости ближайшей легкой оси. При дальнейшем перемагничивании в область отрицательных полей для переориентации в противоположном направлении намагниченность проходит через промежуточные легкие оси. Производная по полю y-компоненты отклика на внешнее высокочастотное поле единичной амплитуды представлена на рис 6. Максимумы этой зависимости соответствуют пересечению частотно-полевых зависимостей на рис. 5 с прямой $f = 700$ MHz.

Ввиду сдвига вниз ЧПЗ в отрицательных полях для $\theta_H = 1^\circ$ максимумы производной от восприимчивости выражены слабо из-за ориентации равновесной намагниченности в направлении, близком к оси y. Наибольшая величина максимума соответствует насыщению. В то же время для $\theta_H = 1^\circ$ ближайший к нулю максимум

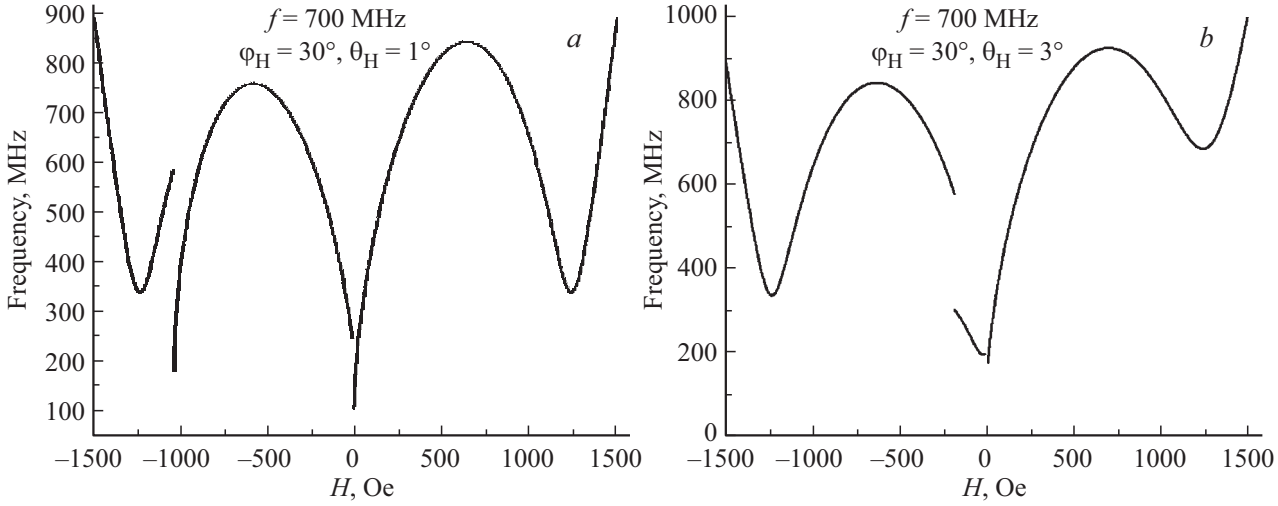

Рис. 5. Частотно-полевая зависимость однородного ФМР субмикронной пленки ЖИГ, соответствующая обратной протяжке по полю для $\theta_H = 1^\circ$ (a) и $\theta_H = 3^\circ$ (b). При прямой протяжке графики получаются отражением от оси ординат. Разрывы кривых соответствуют ОП.

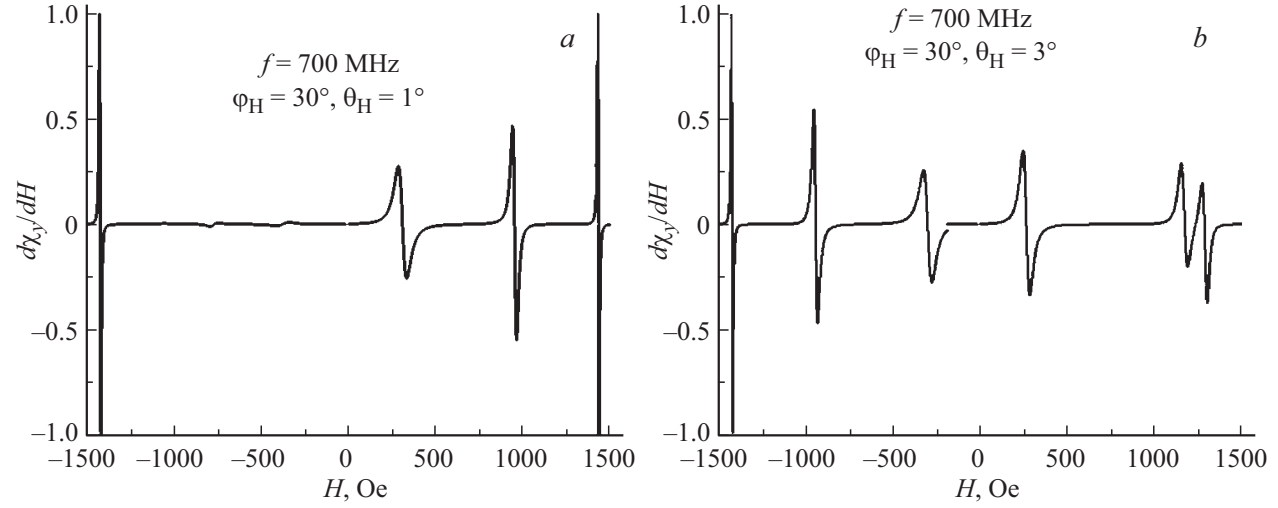

Рис. 6. Производные восприимчивости вдоль оси y по полю на частоте 700 MHz, соответствующие графикам на рис. 5.

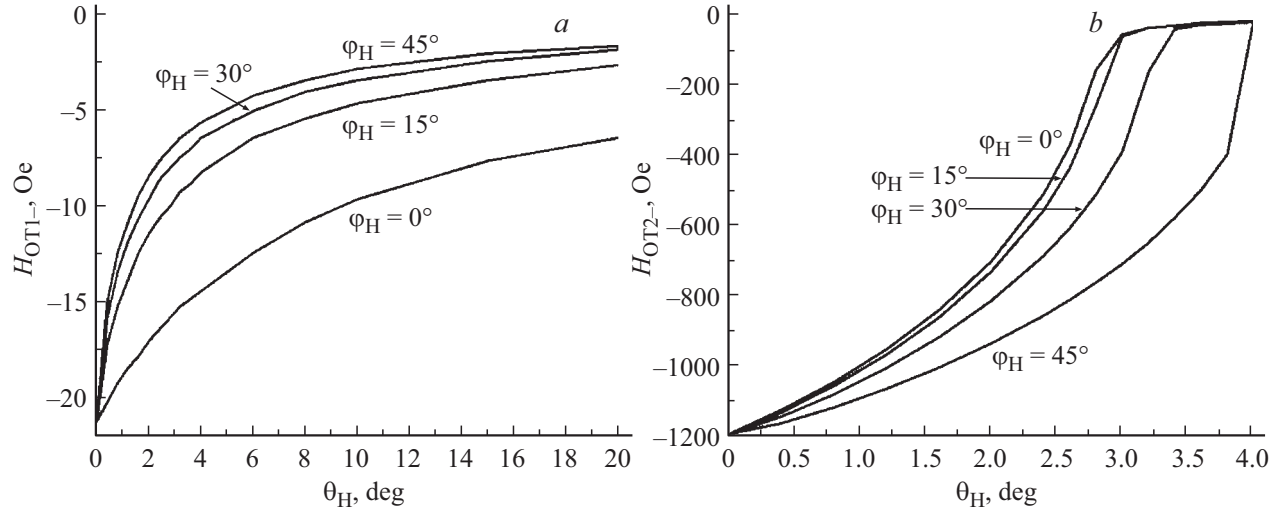

Рис. 7. Угловые зависимости от θ_H полей ОП1- (a) и ОП2- (b) для $\varphi_H = 0^\circ$, 15°, 30° и 45°.

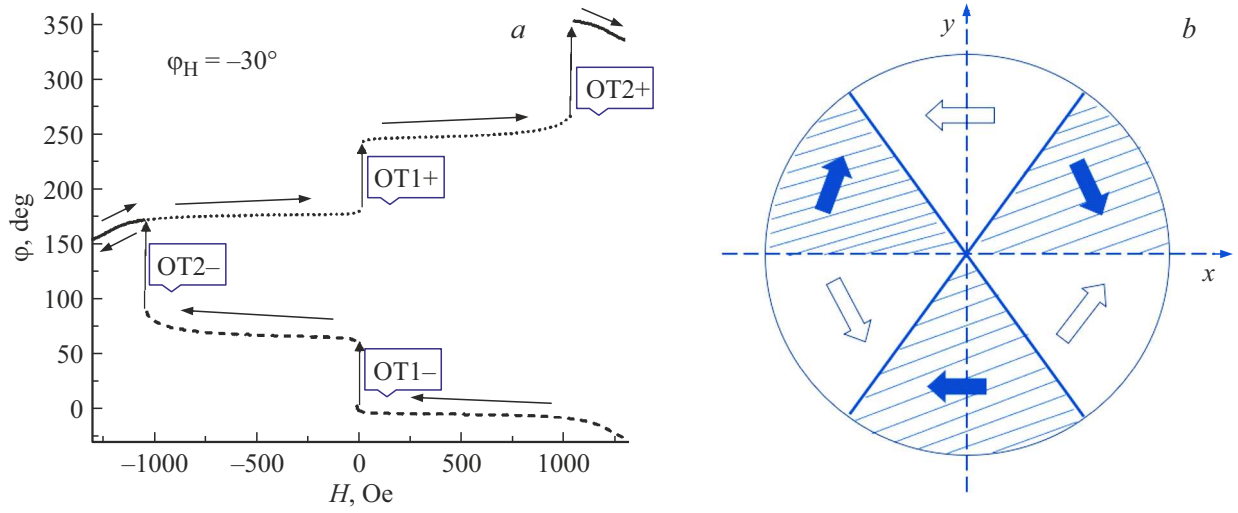

Рис. 8. a — зависимость азимутального угла при перемагничивании под углами $\theta_H = 1^\circ$. $\varphi_H = 30^\circ$. Штриховой линией обозначена обратная протяжка, пунктиром — прямая, сплошной линией — участки без гистерезиса. b — схематическое изображение направления вращения вектора намагниченности в зависимости от азимутального угла приложения внешнего поля φ_H квазипараллельно положительному направлению оси z.

по амплитуде превосходит максимум, соответствующий насыщению.

На рис. 7 представлены зависимости от θ_H полей ОП1 (рис. 6, a) и ОП2 (рис. 6, b) для значений $\varphi_H = 0^\circ, 15^\circ, 30^\circ$ и 45°.

Как видно из рис. 7 поле ОП1 убывает по модулю с ростом θ_H. Это связано с тем, что при этом увеличивается компонента поля в плоскости, которая вращает намагниченность. С ростом φ_H увеличивается проекция намагниченности на направление внешнего отрицательного поля, поэтому поле перехода ОП1 при этом также уменьшается. Напротив, для ОП2 с ростом φ_H до 60° увеличивается проекция внешнего поля на трудную ось -120° при отрицательном перемагничивании. Для перехода через эту плоскость требуется перпендикулярная к этому направлению составляющая. Этим объясняется увеличение поля ОП2 по модулю с ростом φ_H.

Приложение внешнего поля под углом $\varphi_H = -30^\circ$ приводит к изменению направления (киральности) вращения намагниченности при изменении внешнего поля (рис. 7, a), которая в этом случае происходит против часовой стрелки. Это связано с тем, что легкая ось, соответствующая направлению $\varphi = 0$, притягивает намагниченность при уменьшении поля от насыщенного состояния как для положительных, так и отрицательных азимутальных углов так, что намагниченности для этих двух случаев вращаются в противоположных направлениях (рис. 8, b).

4. Заключение

В настоящей работе проведено моделирование процессов перемагничивания однодоменных пленок квазинормальным квазистатическим внешним магнитным полем при протяжке между насыщенными вдоль направления внешнего поля состояниями. Путем сопоставления экспериментальных зависимостей частот ФМР и теоретических кривых оказывается возможным установить ориентацию легких осей третьего порядка в ЖИГ. Обнаружено поглощение энергии поля вблизи его нулевого значения, что говорит о наличии переориентационного перехода вблизи значений полей порядка нескольких эрстед и является физической основой работы датчика малых магнитных полей. Второй переход происходит уже в интервале полей, сравнимых с полем насыщения. Показано, что в зависимости от направления приложения поля в плоскости пленки возможно однонаправленное вращение вектора намагниченности. Данный эффект может быть использован для проектирования магнитных сенсоров и генераторов спиновых волн, а также микроразмерных СВЧ-устройств с невзаимными свойствами.

Приложение. Расчетные формулы

Равновесная ориентация намагниченности определяется из условий равновесия: $W'_\theta = W'_\varphi = 0$.

Частота однородного ФМР

$$\nu_r = \frac{\gamma}{2\pi M} \frac{\sqrt{W''_{\theta\theta} W''_{\varphi\varphi} - (W''_{\theta\varphi})^2}}{\sin\theta},$$

где θ — равновесный угол, $\gamma = 1.76 \cdot 10^7$ 1/OE $\cdot$ с гиромагнитное отношение.

Сферические компоненты тензора восприимчивости на частоте f:

$$\hat{\chi} = \begin{pmatrix} \chi_{\theta\theta} & \chi_{\theta\psi} \\ \chi_{\psi\theta} & \chi_{\psi\psi} \end{pmatrix} = \frac{\begin{pmatrix} W''_{\varphi\varphi} - i\alpha f\,\dfrac{2\pi M}{\gamma}\,\sin^2\theta & -\sin\theta(W''_{\theta\varphi} + i\alpha f\,\dfrac{2\pi M}{\gamma}\,\sin\theta) \\ -\sin\theta(W''_{\varphi\theta} - i\alpha f\,\dfrac{2\pi M}{\gamma}\,\sin\theta) & \sin^2\theta(W''_{\theta\theta} - i\alpha f\,) \end{pmatrix}}{W''_{\theta\theta}W''_{\varphi\varphi} - (W''_{\theta\varphi})^2 - i\,\dfrac{2\pi M}{\gamma}\,\alpha f\,(W''_{\theta\theta}\sin^2\theta + W''_{\varphi\varphi})},$$

где α — константа затухания Гильберта.

Величина отклика на высокочастотном поле единичной амплитуды вдоль осей x и y:

$$\chi_x = (\chi_{\theta\theta}\cos\theta\cos\varphi - \chi_{\psi\theta}\sin\varphi)\cos(\varphi - \varphi_h)\cos\theta + (\chi_{\theta\psi}\cos\theta\cos\varphi - \chi_{\psi\psi}\sin\varphi)\sin(\varphi - \varphi_h),$$

$$\chi_y = (\chi_{\theta\theta}\cos\theta\sin\varphi - \chi_{\psi\theta}\cos\varphi)\cos(\varphi - \varphi_h)\cos\theta + (\chi_{\theta\psi}\cos\theta\sin\varphi + \chi_{\psi\psi}\cos\varphi)\sin(\varphi - \varphi_h).$$

Конфликт интересов

Автор заявляет об отсутствии конфликта интересов.

Список литературы

[1] S.O. Demokritov. Spin Wave Confinement: Propagating waves, Pan Stanford Publishing: 2nd edition (2017), p. 448.
[2] В.Д. Пойманов, В.В. Кругляк. ЖЭТФ **161**, *5*, 720–736 (2022).
[3] A.A. Martyshkin, E.N. Beginin, A.V. Sadovnikov. AIP Advances **11**, 035024 (2021).
[4] Н.С. Акулов. Ферромагнетизм. ГИТТЛ, М., Л. (1939). 186 с.
[5] А.Г. Гуревич. Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетикахю Наука, М. (1973). 593 с.
[6] T. Liu, H. Chang, V. Vlamnick, Y. Sun, M. Kabatek, A. Hoffmann, L. Deng, M. Wu. J. Appl. Phys. **115**, 17A501 (2014).
[7] Y. Sun, Y.-Y. Song, H. Chang, M. Kabatek, M. Jantz, W. Schneider, M. Wu, H. Schultheiss, A. Hoffmann. Appl. Phys. Lett. **101**, 152405 (2012).
[8] Y. Sun, H. Chang, M. Kabatek, Y.-Y. Song, Z. Wang, M. Jantz, W. Schneider, M. Wu, E. Montoya, B. Kardasz, B. Heinrich, S.G.E. Velthuis, H. Schulthheiss, A. Hoffmann. Phys. Rev. Lett. **111**, 106601 (2013).
[9] Ю.М. Николаенко, Н.И. Мезин, В.В. Кононенко, Н.Б. Эфрос. Физика и техника высоких давлений **27**, *4*, 101–109 (2017).
[10] Е.И. Николаев, И.А. Красин. Кристаллография **33**, *2*, 478 (1988).
[11] P. Görnert, R. Hergt, E. Sinn, M. Wendt, B. Keszei, J. Vandlik. J. Cryst. Growth **87**, 331 (1988).
[12] H. Wei, W. Wang. IEEE T. Magn. **20**, 1222 (1984).
[13] J. Čermák, A. Abrahám, T. Fabián, P. Kaboš, P. Hyben. JMMM **83**, 427 (1990).
[14] D. Yong Choi, S. Jin Chung. J. Cryst. Growth **191**, 754 (1998).
[15] П.М. Ветошко, Н.А. Гусев, Д.А. Чепурнова, Е.В. Самойлова, И.И. Сыворотка, И.М. Сыворотка, А.К. Звездин, А.А. Коротаева, В.И. Белотелов. Письма в ЖТФ **42**, *16*, 64 (2016).
[16] S.B. Ubizskii. JMMM **219**, 127 (2000).
[17] В.Ф. Шкарь, Е.И. Николаев, В.Н. Саяпин, В.Д. Пойманов. ФТТ **46**, *6*, 1043–1050 (2004).
[18] В.Ф. Шкарь, В.Н. Варюхин. Письма в ЖЭТФ **88**, 311 (2008).
[19] В.Ф. Шкарь, В.Н. Варюхин. Письма в ЖЭТФ **92**, 375 (2010).
[20] V.D. Poimanov, V.F. Shkar, Y.I. Nepochatykh, V. Sampath, V.V. Koledov, V.G. Shavrov. JMMM **443**, 319 (2017).

Редактор Т.Н. Василевская