

05,13

Генерация неравновесных зародышей намагниченности в быстро нарастающем магнитном поле в синтетических ферримагнетиках Pt/Co/Ir/Co/Pt

© Р.Б. Моргунов, А.И. Безверхний

Институт проблем химической физики РАН,
Черноголовка, Россия

E-mail: morgunov2005@yandex.ru

Поступила в Редакцию 19 июня 2020 г.

В окончательной редакции 19 июня 2020 г.

Принята к публикации 9 июля 2020 г.

В синтетическом ферримагнетике с перпендикулярной магнитной анизотропией Pt/Co/Ir/Co/Pt на полевой зависимости магнитного момента был обнаружен стохастически возникающий пик намагниченности при высокой скорости развертки магнитного поля 16 kOe/s и при $T = 300$ К. Пик возникает вблизи совпадающих полей переключения между тремя равновесными состояниями намагниченности. Причиной пика является зарождение неравновесных магнитных доменов в окрестности структурных дефектов пленки Co, где происходит уменьшение энергии активации магнитного зародышеобразования.

Ключевые слова: синтетический ферримагнетик, перпендикулярная магнитная анизотропия, неравновесные состояния намагниченности, обменное взаимодействие, динамическая система.

DOI: 10.21883/FIT.2020.11.50110.131

1. Введение

Синтетические ферримагнетики с перпендикулярной магнитной анизотропией являются простейшими устройствами спинтроники, состоящими из двух ферромагнитных слоев разной толщины (< 2 nm) разделенных тонким слоем немагнитного проводящего спейсера. Синтетические ферримагнетики с площадью ферромагнитных слоев больше предела однодоменности [1] (> 100 nm² для Co) используются в качестве основы различных сенсоров магнитного поля, применяемых, в том числе, в медицине [2,3]. Для синтетических ферримагнетиков с площадью поверхности больше предела однодоменности перемагничивание описывается моделью Фагуззо—Лабруне [4,5] и происходит путем множественного зародышеобразования и/или расширением зародышей при движении доменных границ. Перемагничивание двухслойных структур может отличаться от перемагничивания тонкой ферромагнитной пленки потому, что у одиночной тонкой пленки с перпендикулярной магнитной анизотропией имеются только два равновесных состояния: с намагниченностью вверх и намагниченностью вниз. У синтетических ферримагнетиков имеются четыре равновесных состояния намагниченности P^+ , AP^+ , AP^- и P^- , соответствующие четырем вариантам взаимных направлений магнитных моментов в двух ферромагнитных слоях. Варианты направлений магнитных моментов и соответствующие им равновесные состояния намагниченности показаны на рис. 1, а. Причиной возникновения равновесных состояний намагниченности с антипараллельно направленными магнитными моментами (состояния AP^+ и

AP^-) является антиферромагнитное обменное межслойное взаимодействие. Энергия межслойного обмена и его тип (ферромагнитный или антиферромагнитный) имеют осциллирующую зависимость от толщины спейсера [6]. Перемагничивание синтетического ферримагнетика может протекать немонотонно в постоянном магнитном поле [7,8] с образованием неравновесной фазы намагниченности, а тип магнитной релаксации (монотонный или немонотонный) управляется полями переключения [9]. Процесс перемагничивания является термоактивационным и кроме температуры управляется толщиной ферромагнитных слоев и скоростью развертки магнитного поля [10]. Меняя эти параметры, можно управлять полями переключения, а значит и типом магнитной релаксации.

Важной характеристикой, определяющей скорость работы датчика, является время отклика на изменение внешнего магнитного поля. В [11] наблюдалось значительное изменение формы петли магнитного гистерезиса асимметричного синтетического антиферромагнетика от скорости развертки магнитного поля, однако авторы не сообщали о неравновесных состояниях намагниченности в диапазоне скоростей развертки магнитного поля от 20 Oe/s до 40 kOe/s. Исследуемые в данной статье образцы отличаются от образцов из [11] тем, что оба ферромагнитных слоя имеют перпендикулярную магнитную анизотропию. При перемагничивании в магнитном поле с высокой скоростью развертки нами обнаружены необычные вариации намагниченности.

Целью настоящей работы является создание неравновесных состояний намагниченности нарастающим магнитным полем с высокой скоростью развертки и уста-

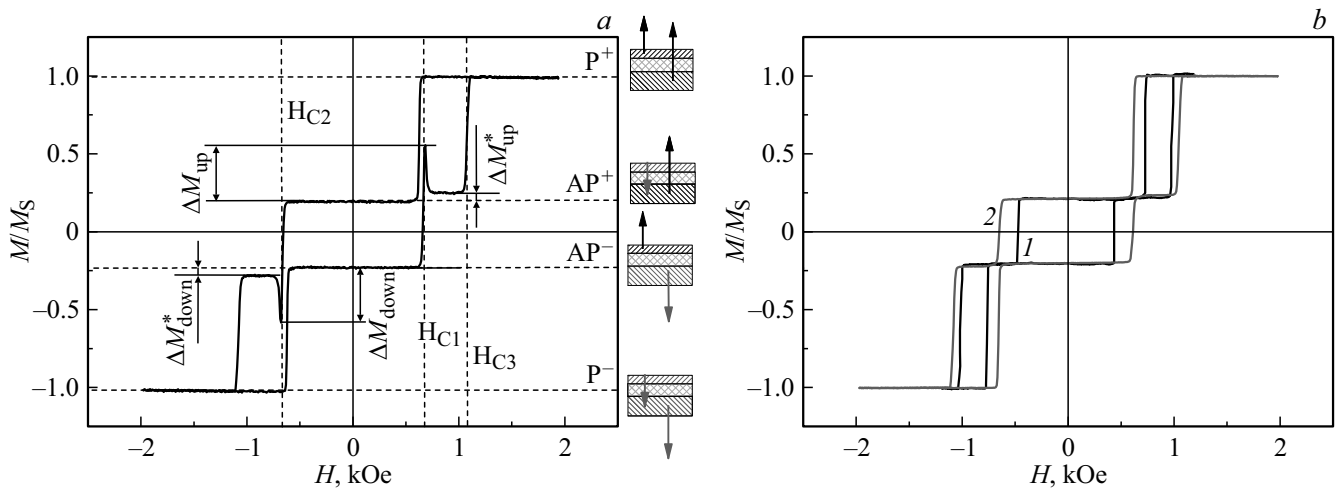


Рис. 1. *a*) Зависимость $M(H)$ нормированная на M_S для образца Pt(3.2 nm)/Co(1.1 nm)/Ir(1.4 nm)/Co(0.8 nm)/Pt(3.2 nm) при $T = 300$ К и скорости развертки поля 16 kOe/s. $\Delta M_{up}/M_S$ — амплитуда пика возникающего в положительном квадранте зависимости $M(H)$, нормированная на магнитный момент насыщения, $\Delta M_{down}/M_S$ — амплитуда пика возникающего в отрицательном квадранте зависимости $M(H)$, нормированная на магнитный момент насыщения. Пунктирными горизонтальными линиями показаны равновесные состояния намагниченности P^+ , AP^+ , AP^- и P^- . На боковых вставках показаны направления магнитных моментов в ферромагнитных слоях Co для каждого равновесного состояния. ΔM_{up}^* (ΔM_{down}^*) — разница между намагниченностью стабилизированного состояния, возникающего после пика на гистерезисе и намагниченностью равновесного состояния AP^+ (AP^-). H_{C1} — поле переключения из состояния AP^- в AP^+ , H_{C2} — поле переключения из состояния AP^+ в AP^- , H_{C3} — поле переключения в состояние P^+ . *b*) Зависимости $M(H)$ нормированные на M_S , записанные при скоростях развертки магнитного поля 1 — 48 Oe/s и 2 — 960 Oe/s.

новление закономерностей, связанных с условиями наблюдения неравновесных состояний.

2. Методика

Многослойная структура Si/SiO₂/Pt(3.2 nm)/Co(1.1 nm)/Ir(1.4 nm)/Co(0.8 nm)/Pt(3.2 nm) размером 4×4 mm² была выращена методом магнетронного напыления при $T = 300$ К. Способ приготовления и аттестация образца представлены в [7,12].

Зависимость намагниченности от магнитного поля, направленного перпендикулярно поверхности образца, регистрировалась с помощью магнитооптического микроскопа Durham NanoMOKE3 на основе полярного эффекта Керра [13]. Микроскоп с увеличением $\times 2000$ был снабжен вращающимся держателем образца и квадрупольным электромагнитом с диапазоном полей ± 2000 Oe и точностью установления поля 0.1 Oe. Диаметр сфокусированного лазерного пятна составлял 6 μ m. Глубина проникновения света в тонкие металлические пленки составляет примерно 50 nm [14], а информативная глубина проникновения света для метода МОКЕ составляет половину от полной глубины проникновения света [15]. Сигнал магнитооптического эффекта зависит линейно от толщины ферромагнитной пленки [16,17] при ее толщине < 10 nm. Суммарная толщина исследуемой гетероструктуры составляет 9.7 nm. Таким образом, вклад в МОКЕ сигнал от двух слоев Co является линейным. Измерения производились при $T = 300$ К и

скоростях развертки магнитного поля 48 Oe/s, 960 Oe/s и 16 kOe/s. Квадрупольный электромагнит состоит из четырех катушек Гельмгольца, что позволяет менять значение поля с указанной скоростью из-за малой индуктивности катушек.

3. Результаты и обсуждение

Нами были записаны 200 петель магнитного гистерезиса при одинаковых условиях температуры $T = 300$ К и скорости развертки магнитного поля 16 kOe/s. На этих петлях стохастический пик возникает, вблизи поля переключения из равновесного состояния AP^+ в состояние AP^- (рис. 1, *a* H_{C2}) и вблизи поля переключения из AP^- в AP^+ (рис. 1, *a* H_{C1}). На рис. 1, *a* амплитуда пика, находящегося в положительном квадранте, нормированная на намагниченность насыщения M_S обозначена через ΔM_{up} , а в отрицательном квадранте через ΔM_{down} . Пик возникает, потому, что в образце появляются магнитные зародыши P^+ в положительных, и P^- отрицательных полях, в которых данные магнитные фазы не являются равновесными. В полях, в которых возникают неравновесные зародыши P^+ равновесной фазой является AP^+ , а в полях в которых возникают неравновесные зародыши P^- равновесной магнитной фазой является AP^- . После того, как количество зародышей неравновесной фазы достигло максимума, происходит их переход в равновесную фазу (из P^+ в AP^+ и из P^- в AP^-). При скоростях

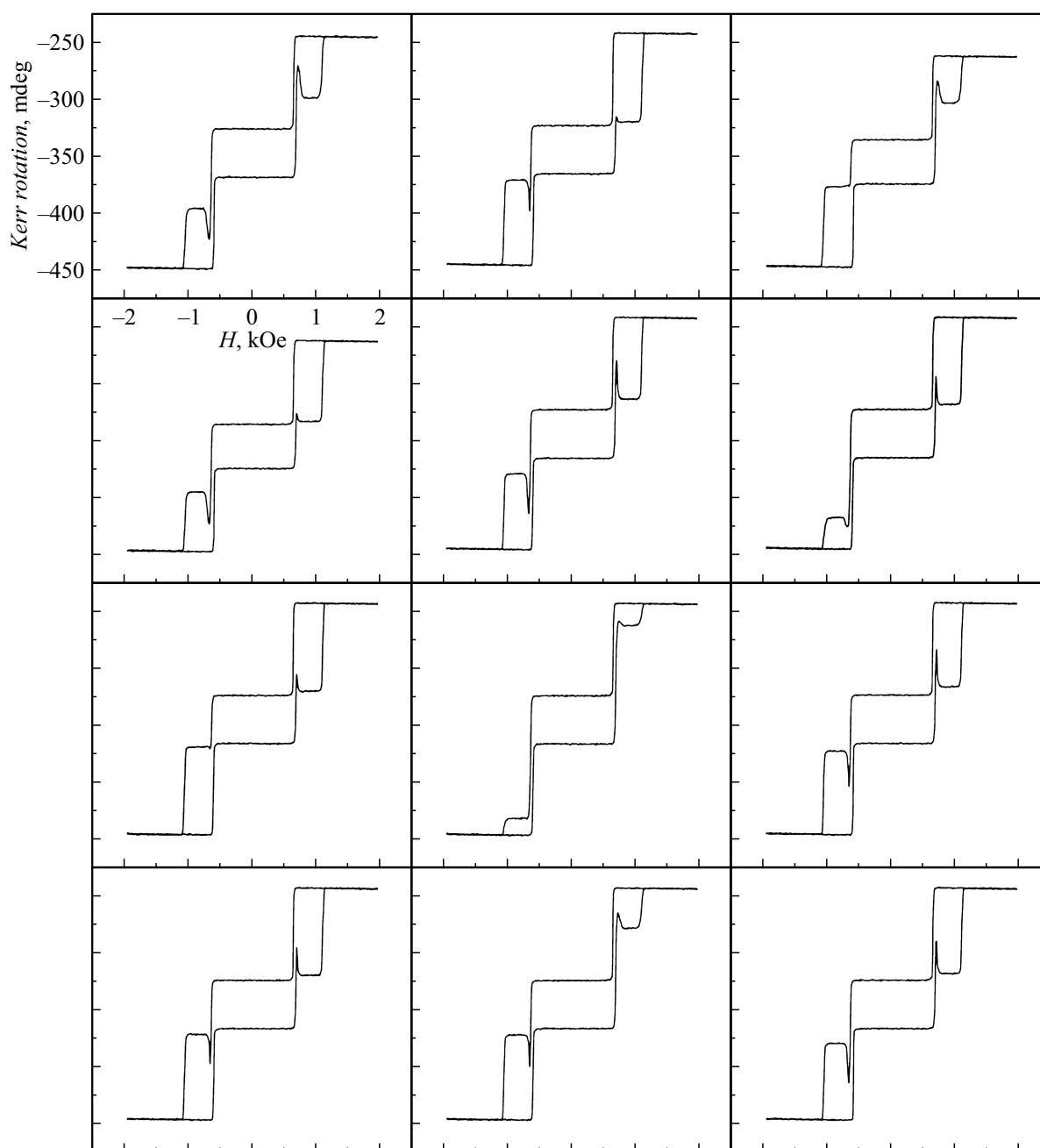


Рис. 2. Нормированные на M_S полевые зависимости намагниченности, записанные в одинаковых условиях при скорости развертки поля 16 kOe/s и $T = 300 \text{ K}$.

развертки магнитного поля меньше 16 kOe/s (рис. 1, *b*) пик не наблюдается при многократных измерениях.

При записи петли магнитного гистерезиса прибор измерял изменение намагниченности одной и той же области, диаметром $6 \mu\text{m}$, и у нас нет данных о доменной структуре образца в разные моменты времени записи петель гистерезиса. Намагниченность образца вблизи пика в нарастающем поле феноменологически похоже на длительную немонотонную релаксацию намагниченности в постоянном поле [7,8]. Нормированная амплитуда $\Delta M_{\text{up}}/M_S$ находится в интервале $0-0.68$ для

положительно квадранта зависимости $M(H)$, а амплитуда $\Delta M_{\text{down}}/M_S$ находится в интервале $0-0.86$ для отрицательного квадранта зависимости $M(H)$. На рис. 2 показаны 12 из 200 петель магнитного гистерезиса, записанных при одинаковых условиях скорости развертки поля в 16 kOe/s и $T = 300 \text{ K}$.

Дальнейшие описания мы будем приводить для данных в положительном квадранте зависимости $M(H)$. Так как полевая зависимость намагниченности симметрична, эти описания справедливы и для отрицательного квадранта. Амплитуда пика ΔM_{up} находится

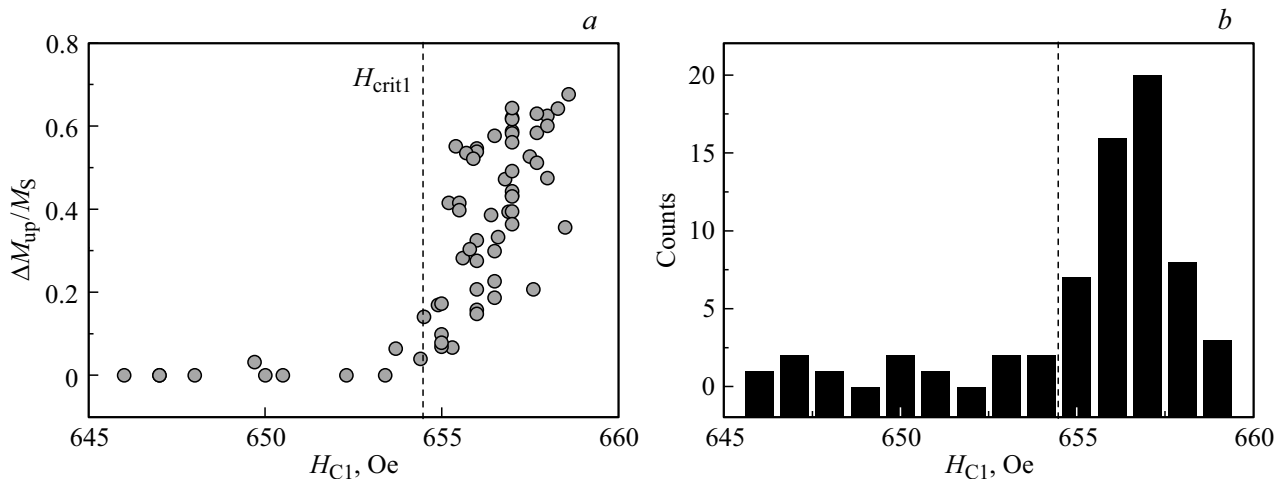


Рис. 3. а) Зависимость нормированной на M_S амплитуды пика ΔM_{up} от поля переключения H_{C1} ; б) гистограмма распределения поля переключения H_{C1} . Пик возникает, когда $H_{C1} \geq H_{crit1}$.

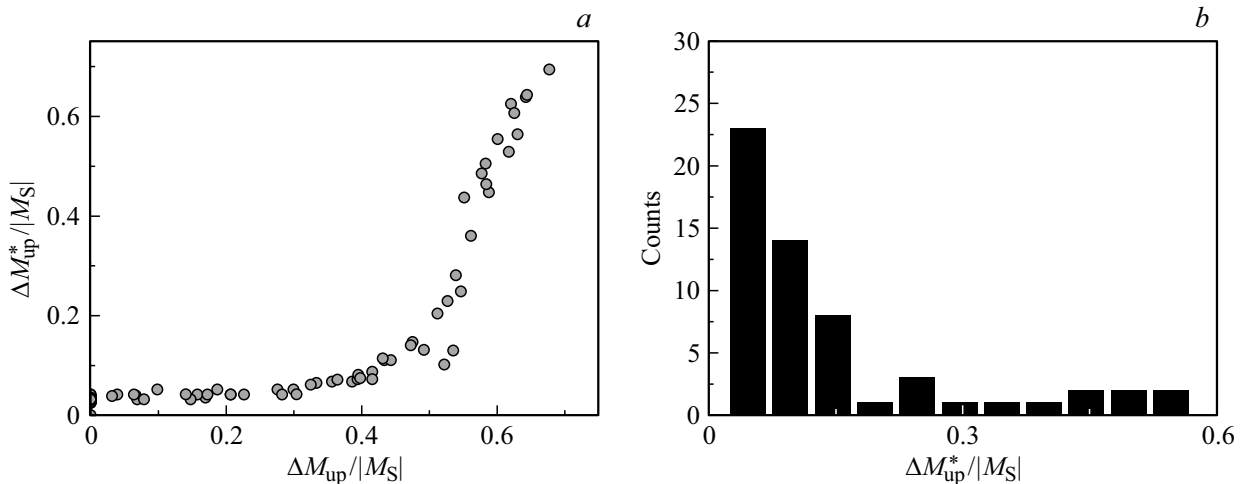


Рис. 4. а) Зависимость необратимой добавки намагниченности ΔM_{up}^* от амплитуды пика ΔM_{up} . б) Гистограммы распределения необратимой добавки ΔM_{up}^* к намагниченности равновесного состояния AP^+ .

в корреляции с полем переключения H_{C1} , а амплитуда пика ΔM_{down} — с полем переключения H_{C2} . При значении поля $H_{C1} < +553$ Oe пик в положительном квадранте не наблюдается ($\Delta M_{up} = 0$), а при $|H_{C2}| < |-545|$ Oe пик не наблюдается в отрицательном квадранте ($\Delta M_{down} = 0$). Поля $+553$ Oe и -545 Oe были названы критическими полями H_{crit1} и H_{crit2} . С ростом поля переключения выше значения H_{crit1} , амплитуда ΔM_{up} пика увеличивается. При анализе записанных петель магнитного гистерезиса (рис. 2) видно, что два пика в отрицательных и положительных магнитных полях появляются на большинстве полевых зависимостей намагниченности. На рис. 3,а показана зависимость нормированной амплитуды пика $\Delta M_{up}/M_S$ от поля переключения H_{C1} . На рис. 3,б показано распределение полей переключения H_{C1} , которое близко к распределению Лапласа с максимумом при $H_{C1} = 657$ Oe. Таким образом, конкретное значение поля переключения при

скорости развертки поля 16 kOe/s является случайным исходом измерения.

После возникновения пика, система не всегда возвращается в равновесное состояние намагниченности AP^+ , и иногда остается в некотором промежуточном состоянии между AP^+ и P^+ , вплоть до достижения намагниченности насыщения. Разница между намагниченностью этого промежуточного стабилизированного неравновесного состояния и равновесного состояния AP^+ указана на рис. 1,а через ΔM_{up}^* в положительном квадранте. На рис. 4,а показана зависимость необратимой добавки намагниченности ΔM_{up}^* к намагниченности равновесного состояния AP^+ от амплитуды пика ΔM_{up} , который ей предшествовал. Мы установили, что чем больше амплитуда пика ΔM_{up} , тем больше необратимая добавка намагниченности ΔM_{up}^* . Гистограмма распределения значений $\Delta M_{up}^*/M_S$ показана на рис. 4,б. Из нее видно, что большинство значений $\Delta M_{up}^*/M_S$ находятся в

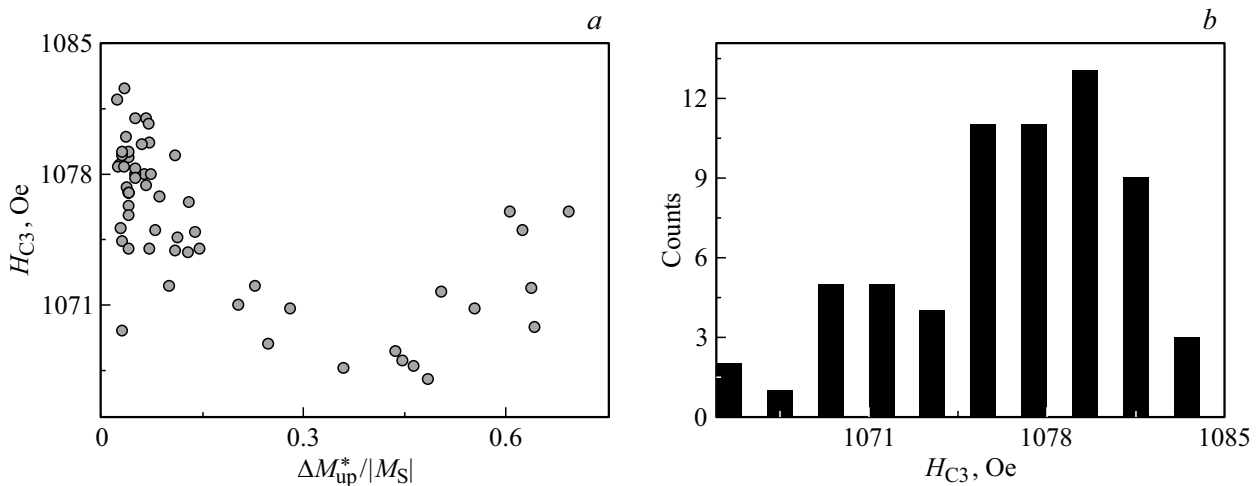


Рис. 5. *a)* Зависимость поля переключения в равновесное состояние насыщения P^+ от величины необратимой добавки намагниченности ΔM_{up}^* . *b)* Распределение полей переключения в равновесное состояние насыщения P^+ .

диапазоне от 0 до 0.1. Значение $\Delta M_{up}^*/M_S > 0.1$ лишь в небольшом количестве случаев, когда $\Delta M_{up}^*/M_S > 0.47$.

Поскольку переключение всего образца из AP^+ в состояние насыщения P^+ стартует с промежуточного уровня с добавленной намагниченностью, можно предполагать, что величина поля переключения из AP^+ в P^+ будет зависеть от намагниченности, достигнутой после пика. На рис. 5, *a* изображена зависимость поля переключения в состоянии насыщения P^+ от величины необратимой добавки намагниченности ΔM_{up}^* к намагниченности равновесного состояния AP^+ . Значение ΔM_{up}^* отлично от нуля, когда часть зародышей намагниченности P^+ , вызвавших пик на гистерезисе, не исчезают полностью, а система не возвращается в равновесное состояние намагниченности AP^+ . Величина необратимой добавки намагниченности ΔM_{up}^* пропорциональна суммарной площади сохранившихся зародышей P^+ . Чем больше суммарная площадь зародышей P^+ , тем меньшую энергию нужно сообщить системе внешним магнитным полем, чтобы она полностью перешла в положительное насыщение. По этому, на рис. 5, *a* с увеличением $\Delta M_{up}^*/M_S$ поле переключения (H_{C3} на рис. 1, *a*) в состоянии насыщения P^+ уменьшается. Распределения полей переключения в состоянии насыщения P^+ подчиняется нормальному распределению (рис. 5, *b*).

Возникновение неравновесного промежуточного состояния намагниченности в постоянном магнитном поле мы наблюдали в образцах всей серии $Pt/Co/Ir/Co(t_{Co})/Pt$, где t_{Co} — толщина верхнего слоя Co ($t_{Co} = 0.6$ nm, 0.7 nm, 0.8 nm, 1.0 nm) [7,8]. Обсуждаемый в настоящей статье образец с $t_{Co} = 0.8$ nm проявлял длительную немонотонную релаксацию при $T = 170$ K [8], из-за совпадения двух полей переходов между тремя стабильными состояниями намагниченности. В [10] показано, что значениями полей переключения синтетического ферромагнетика можно управлять не только температурой и толщиной ферромагнитных слоев, но и скоростью

развертки магнитного поля. При сравнении рис. 1, *a* и 1, *b* видно, что поля переключения H_{C1} и H_{C2} с ростом скорости развертки магнитного поля увеличиваются на одинаковую величину. При скорости развертки 16 kOe/s значение H_{C1} близко к значению поля H_{crit1} , в котором энергии Зеемана достаточно для зарождения невыгодных зародышей намагниченности типа P^+ вокруг дефектов поверхности. В области дефектов поверхности активационная энергия нуклеации понижена. Чем H_{C1} больше критического поля H_{crit1} , тем больше возникает зародышей неравновесной фазы P^+ , и тем больше амплитуда пика (рис. 3, *a*).

Для описания пика на полевой зависимости намагниченности была использована система дифференциальных уравнений, описывающая изменение намагниченности трех равновесных состояний

$$\begin{cases} \frac{dx}{dt} = -\alpha x \\ \frac{dy}{dt} = -\alpha x - \beta y \\ \frac{dz}{dt} = \beta y - \gamma(z - n) \end{cases}, \quad (1)$$

где x — удельная площадь фазы намагниченности AP^- , y — удельная площадь фазы AP^+ , z — удельная площадь фазы P^+ , α — эффективность зарождения фазы AP^- , β — эффективность зарождения фазы AP^+ , γ — эффективность зарождения фазы P^+ , коэффициент n , отвечающий за наличие необратимой добавки к намагниченности ΔM_{up}^* равновесного состояния подбирался вручную. Начальные условия $t = 0$, $x(0) = 1$, $y(0) = 0$, $z(0) = 0$. Коэффициенты α , β и γ являются термоактивационными и зависят от энергии активации ΔE как $\alpha = \alpha_0(-\Delta E/kT)$. Энергия активации зависит от внешнего магнитного поля, потому что в нее входит Зеемановская энергия и коэффициенты зарождения α , β

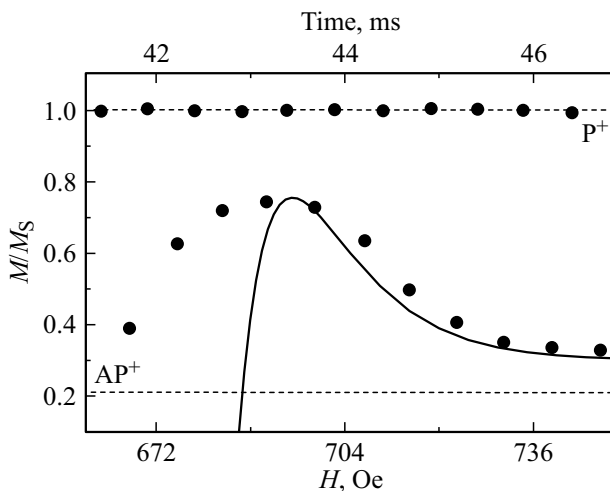


Рис. 6. Участок полевой зависимости намагниченности рис. 1, *a* (точки) и результат симуляции с использованием решения системы (1) (сплошная линия). Верхняя шкала времени рассчитывалась из скорости развертки магнитного поля. Горизонтальными штриховыми линиями показаны равновесные состояния намагниченности AP^+ и P^+ .

и γ являются функциями внешнего магнитного поля. Так как измерения проводились в переменном во времени магнитном поле, они являются так же и функциями времени. С учетом $\alpha(H, t)$, $\beta(H, t)$, $\gamma(H, t)$ решение системы (1) становится неоправданно сложным, но не раскрывает никаких наблюдаемых закономерностей. В возрастающем поле с увеличением времени удельная площадь начальной фазы AP^- уменьшается, поэтому α входит в dx/dt со знаком минус. Увеличение площади фазы AP^+ происходит за счет уменьшения фазы AP^- ($\alpha x - \beta y$), а увеличение площади фазы P^+ происходит за счет поглощения фазы AP^+ ($\beta y - \gamma z$). Учитывая вклад трех магнитных фаз AP^- , AP^+ , P^+ в интегральную намагниченность, ее изменение можно записать как $M(t) = -0.2x(t) + 0.2y(t) + z(t)$. Коэффициент 0.2 соответствует разности магнитных моментов тонкого и толстого ферромагнитных слоев, которые пропорциональны их толщине ($1.0 \text{ nm} - 0.8 \text{ nm}$) / $1.0 \text{ nm} = 0.2$. Симуляция, сделанная на основе полученного решения, показана на рис. 6 сплошной линией. Результат симуляции не описывает количественно экспериментальные результаты, но описывает их качественно.

4. Выводы

1. В синтетическом ферримагнетике с перпендикулярной магнитной анизотропией Pt/Co/Ir/Co/Pt на полевой зависимости намагниченности при скорости развертки поля в 16 kOe/s наблюдается стохастический пик, возникающий вблизи поля переключения между состояниями с антипараллельной ориентацией магнитных моментов слоев Co. При меньших скоростях развертки поля пик на полевой зависимости не наблюдался.

2. Поля переключения синтетического ферримагнетика увеличиваются со скоростью развертки магнитного поля. При скорости развертки в 16 kOe/s , поле переключения между антипараллельными состояниями достигает значения, при котором вокруг дефектов возникают зародыши P^+ из-за пониженной активационной энергии нуклеации в этих областях. Скорость нуклеации зародышей P^+ в дефектных областях больше, чем у зародышей равновесной фазы AP^- в данном поле в бездефектном образце. Пик намагниченности в положительном квадранте петли гистерезиса возникает вследствие генерации неравновесных зародышей, характерных для сильных полей.

3. После прохождения пика на полевой зависимости наблюдается необратимая добавка к намагниченности равновесного антипараллельного состояния. Добавка вызвана сохранением неравновесных зародышей около дефектов структуры, а ее величина пропорциональна нормированной амплитуде предшествовавшего ей пика.

4. Необратимые добавки к намагниченности равновесных состояний, возникающие после пика магнитного момента на полевой зависимости, облегчают последующее переключение образца в состояние с параллельной ориентацией магнитных моментов слое Co.

Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке гранта 2644.2020.2 Президента Российской Федерации для государственной поддержки ведущих научных школ. Работа выполнена в рамках темы АААА-А19-119092390079-8 госзадания ИПХФ РАН.

А.И. Безверхний поддержан грантом РФФИ в рамках научного проекта № 19-32-90128.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них отсутствует конфликт интересов.

Список литературы

- [1] W.F. Brown Jr. *Micromagnetics* Interscience. Publishers John Wiley & Sons, N. Y. (1963).
- [2] P.P. Freitas, F.A. Cardoso, V.C. Martins, S.A.M. Martins, J. Loureiro, J. Amaral, R.C. Chaves, S. Cardoso, L.P. Fonseca, A.M. Sebastiano, M. Pannetier-Lecoeure, C. Fermon. *Lab. Chip.* **12**, 546 (2012).
- [3] G. Li, S. Sun, R.J. Wilson, R.L. White, N. Pourmand, S.X. Wang. *Sens. Actuators A* **126**, 98 (2006).
- [4] M. Labrune, S. Andrieu, F. Rio, P. Bemstein. *J. Magn. Magn. Mater.* **80**, 211 (1989).
- [5] E. Fatuzzo. *Phys. Rev.* **127**, 6, 1999 (1962).
- [6] J. Moritz, F. Garcia, J.C. Toussaint, B. Dieny, J.P. Nozieres. *Europhys. Lett.* **65**, 1, 123 (2003).

- [7] T. Fache, H.S. Tarazona, J. Liu, G.L. L'vova, M.J. Applegate, J.C. Rojas-Sanchez, S. Petit-Watelot, C.V. Landauro, J. Quispe-Marcatoma, R. Morgunov, C.H.W. Banes, S. Mangin. *Phys. Rev. B* **98**, 064410 (2018).
- [8] R.B. Morgunov, A.V. Yurov, V.A. Yurov, A.D. Talantsev, A.I. Bezverhnyi, O.V. Koplak. *Phys. Rev. B* **100**, 144407 (2019).
- [9] Р.Б. Моргунов, А.И. Безверхний, О.С. Дмитриев, М.В. Бахметьев. *ФТТ* **62**, 407 (2020).
- [10] R.B. Morgunov, E.I. Kunitsyna, A.D. Talantsev, O.V. Koplak, T. Fache, Y. Lu, S. Mangin. *Appl. Phys. Lett.* **114**, 222402 (2019).
- [11] A. Fernandez-Pacheco, F.C. Ummelen, R. Mansell, D. Petit, J.H. Lee, H.J.M. Swagten, R.P. Cowburn. *Appl. Phys. Lett.* **105**, 092408 (2014).
- [12] S. Emori, G.S.D. Beach. *J. Appl. Phys.* **110**, 033919 (2011).
- [13] J. Mc Cord. *J. Phys. D* **48**, 333001 (2015).
- [14] J.D. Jackson. *Classical Electrodynamics*. Wiley, N.Y. (1962). V. 3.
- [15] G. Traeger, L. Wenzel, A. Hubert. *Phys. Status Solidi A* **131**, 201 (1992).
- [16] E.R. Moog, S.D. Bader, J. Zak. *Appl. Phys. Lett.* **56**, 2687 (1990).
- [17] K. Postava, J.F. Babo, M.D. Ortega, B. Raquet, H. Jaffres, E. Snoeck, M. Goiran, A.R. Fert, J.P. Redoules, J. Pištora, J.C. Ousset. *J. Magn. Magn. Mater.* **163**, 8 (1996).

Редактор К.В. Емцев