

05,13

Преобразование магнитного момента в гетерофазном наноматериале $GdFeCo|IrMn$ вблизи точки компенсации ферромагнетика

© В.С. Горнаков¹, И.В. Шашков¹, Ю.П. Кабанов¹, О.В. Коплак²

¹ Институт физики твердого тела РАН,
Черноголовка, Россия

² Институт проблем химической физики РАН,
Черноголовка, Россия

E-mail: gornakov@issp.ac.ru

Поступила в Редакцию 29 апреля 2022 г.

В окончательной редакции 29 апреля 2022 г.

Принята к публикации 12 мая 2022 г.

Проведено прямое экспериментальное изучение преобразования доменной структуры и гистерезисных свойств многослойной структуры $Ta|Pt|GdFeCo|IrMn|Pt$ с перпендикулярной магнитной анизотропией вблизи температуры компенсации T_K ферромагнетика. Установлено, что распределение магнитного момента в ферромагнитной пленке $GdFeCo$, обменно-связанной с антиферромагнетиком $IrMn$, в значительной мере определяется величиной и ориентацией как поля, приложенного в процессе охлаждения от комнатной температуры до $T = 2$ К, так и измерительного поля во всем диапазоне температур. Показано, что направление смещения доменных границ при переходе температуры через T_K меняется на противоположное при фиксированном значении амплитуды импульса магнитного поля.

Ключевые слова: ферромагнетики, гетероструктуры, перпендикулярная магнитная анизотропия, магнитный момент, температура компенсации, доменная граница.

DOI: 10.21883/FTT.2022.09.52823.22NH

1. Введение

Исследования магнитных гетероструктур с перпендикулярной анизотропией, обеспечивающих сверхбыстрое переключение намагниченности в них с помощью импульсов фемтосекундных лазеров получили в последнее время широкое распространение. Наиболее перспективными для использования в сверхбыстродействующих элементах спинтроники являются интерметаллические ферромагнитные (ФМ) пленки „редкая земля|переходный металл“. При этом наибольшее развитие получили исследования пленок $GdFeCo$ [1]. Менее изученными являются ферромагнитные пленки, обменно-связанные с антиферромагнитным (АФМ) слоем [2]. Обменное взаимодействие на границе раздела между слоями с различным магнитным порядком формирует принципиально новое основное состояние гетерофазного магнетика, коренным образом изменяет поведение спинов во внешнем магнитном поле и приводит к возникновению ряда необычных явлений. В таких гетероструктурах ориентация спинов ферромагнитного слоя вблизи интерфейса зафиксирована распределением спинов в антиферромагнетике, благодаря чему в них формируется однонаправленная (обменная) анизотропия, которая характеризуется появлением поля обменного смещения H_{Ex} петли гистерезиса вдоль оси магнитного поля H и увеличением коэрцитивной силы H_c . Наиболее реалистичная модель, описывающая микро-

скопический механизм возникновения обменной анизотропии, была предложена для гетероструктур „ферромагнетик|антиферромагнетик“ в работе [3]. Важной особенностью таких материалов является то, что толщина магнитных слоев в них не превышает ширины доменной границы. Проведенные экспериментальные [4–6] и теоретические [3,7] исследования показали, что при переключении ферромагнитного слоя такой гетероструктуры в ее АФМ-слое вблизи межфазной поверхности, вдоль нормали к пленке, будет формироваться неоднородное распределение намагниченности, характеризующееся поворотом спинов в соседних атомарных плоскостях. Это означает, что весь процесс перемагничивания такой гетероструктуры из основного состояния сопровождается зарождением и эволюцией в АФМ-слое параллельной поверхности пленки частичной доменной границы — обменной спиновой спирали (пружины). Наиболее часто используемым антиферромагнетиком в таких системах является поликристаллический $IrMn$ с текстурой $\langle 111 \rangle$, обладающий константой магнитной анизотропии $\sim 10^6$ erg/cm³ [8,9]. Этот материал интересен с технологической точки зрения и отличается более высокой термической стабильностью.

Зависимость от температуры гистерезисных характеристик в таких гетероструктурах в значительной степени определяется преобразованием доменной структуры ферромагнитного слоя, обладающего сильной температурной зависимостью намагниченности и, как правило,

температурой компенсации T_K . При этом спиновая динамика вблизи T_K зависит как от распределения магнитных моментов в слоях гетероструктуры, так и от доменной структуры в них и ее преобразования при перемагничивании за счет зарождения доменов новой фазы и движения доменных границ (ДГ). В настоящей работе приведены результаты экспериментального изучения влияния условий охлаждения/нагрева ферримагнитной пленки GdFeCo, обменно-связанной с антиферримагнетиком IrMn, на намагниченность в широком диапазоне температур, а также исследование динамических свойств доменных стенок вблизи температуры компенсации.

2. Методика эксперимента

Гетероструктура Ta(3 nm)|Pt(3 nm)|Gd_{21.6}Fe_{67.8}Co_{10.5}(20 nm)|Ir₂₀Mn₈₀(7 nm)|Pt(5 nm) была выращена магнетронным напылением на стеклянной подложке. Благодаря наведенной в подслое Ta|Pt текстуре (111) в ферримагнитном аморфном слое формировалась перпендикулярная магнитная анизотропия. Макроскопические петли гистерезиса и зависимости намагниченности M от температуры были получены с помощью СКВИД-магнитометра MPMS 5XL Quantum Design при температуре T от 2 до 300 К в диапазоне магнитных полей H от -10 до $+10$ кОе, ориентированных параллельно оси однонаправленной анизотропии [10]. Из всех зависимостей $M(H)$ при измерении петель вычитался вклад от диамагнитной подложки. Зависимость магнитного момента $M(T)$ образца от температуры была измерена при $H_{\text{Test}} = \pm 200$ Ое вдоль оси легкого намагничивания и осуществлялись при увеличении температуры от $T = 2$ К после предварительного охлаждения либо в отсутствие, либо в присутствии внешнего магнитного поля H_{Cold} , которое снималось при $T = 2$ К. Поля H_{Test} и H_{Cold} были ориентированы перпендикулярно к поверхности образца. Микроскопические измерения перемагничивания образцов в импульсном магнитном поле от -2.5 до $+2.5$ кОе были выполнены с использованием поляризационного микроскопа и магнитооптического (МО) эффекта Керра в оптическом криостате в диапазоне температур 80–300 К. Изображения доменной структуры образца регистрировались CCD-камерой.

3. Экспериментальные результаты и их обсуждение

Гистерезисные свойства гетероструктуры были получены при измерении зависимостей намагниченности от внешнего магнитного поля в широком диапазоне температур. На рис. 1 приведены петли гистерезиса образца Ta|Pt|GdFeCo|IrMn|Pt, измеренные при температуре выше ($T = 300$ К) и ниже ($T = 20$ К) точки компенсации ($T_K = 120$ К) ферримагнетика.

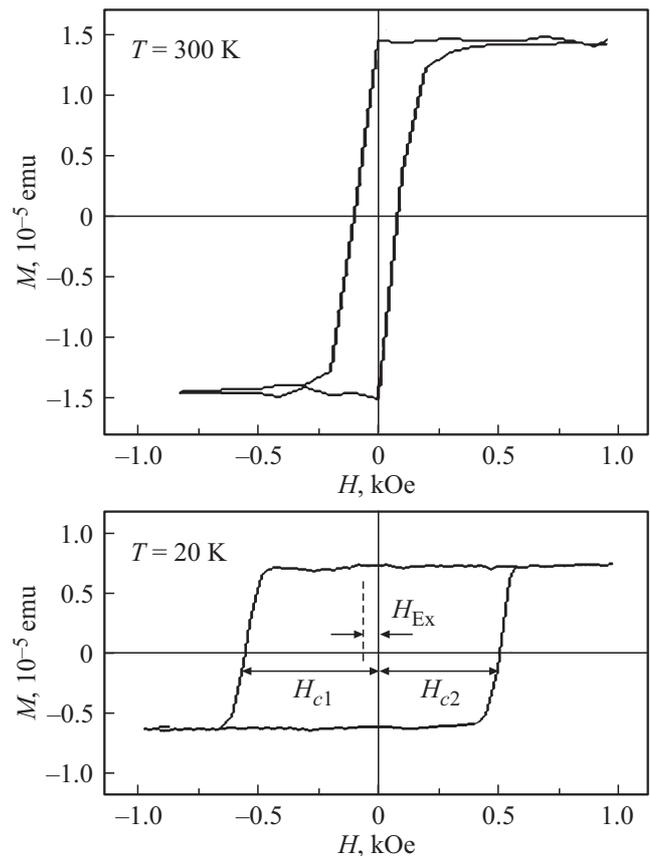


Рис. 1. Петли гистерезиса, измеренные выше ($T = 300$ К) и ниже ($T = 20$ К) точки компенсации ($T_K = 120$ К) ферримагнетика.

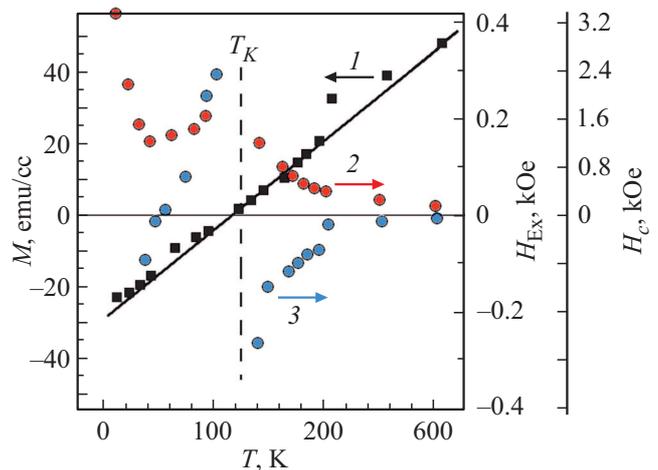


Рис. 2. Температурная зависимость намагниченности (кривая 1), поля коэрцитивности (кривая 2) и поля обменного смещения (кривая 3) образца, полученные из измерений петель гистерезиса.

поверхности образца, вдоль оси легкого намагничивания. Зависимость $M(T)$, полученная из петель гистерезиса (рис. 2, кривая 1), линейно зависела от температуры практически во всем диапазоне измерений. Магнитные

свойства гетероструктуры обусловлены соотношением вкладов антипараллельно ориентированных магнитных моментов в подрешетках — редкоземельной и переходных металлов. Величина намагниченности M убывает с уменьшением температуры, поскольку при высоких значениях T в данном ферримагнетике GdFeCo доминирует намагниченность $3d$ -металлов, тогда как с уменьшением температуры быстрее растет антипараллельно ориентированная ей намагниченность $4f$ -редкоземельного гадолиния. При температуре компенсации $T_K = 120$ К знак суммарного магнитного момента изменяется. Благодаря обменному взаимодействию спинов ферримагнетика и антиферримагнетика на интерфейсе параметры петли гистерезиса образцов при различных температурах существенным образом отличались. Зависимость коэрцитивной силы $H_c = (H_{c2} - H_{c1})/2$ и поля обменного смещения $H_{Ex} = (H_{c2} + H_{c1})/2$ от температуры приведены на рис. 2 (кривые 2 и 3, соответственно). С уменьшением температуры величина H_c и абсолютное значение H_{Ex} возрастали, достигая своих максимальных значений вблизи точки компенсации и резко изменяясь при $T = T_K$. При $T < T_K$ величина H_c убывала с температурой, а H_{Ex} меняла знак и также убывала. При температурах, приближающихся к нулю, на петли гистерезиса накладывалась линейно возрастающая с полем компонента магнитного момента, характерная для парамагнитной зависимости $M_{par}(H)$. Так, при $T = 10$ К восприимчивость парамагнитной составляющей $\chi = \Delta M_{par}/\Delta H$ равнялась 0.034, а при $T = 2$ К она увеличилась более чем в 6 раз. Парамагнитный вклад в зависимость $M(H)$ могли дать спины атомов Pt и Ta.

Наличие парамагнитной составляющей при низких температурах было получено также при прямом измерении зависимости намагниченности от температуры. На рис. 3 приведена зависимость $M(T)$, полученная при охлаждении в нулевом поле. Эта зависимость также линейно убывает с уменьшением температуры в области высоких и средних значений. Однако при низких температурах магнитный момент резко возрастает. Если считать, что зависимость $M(T)$ линейна во всем диапазоне температур, как и в случае, приведенном на рис. 2 (кривая 1), то можно, экстраполировав эту зависимость с коэффициентом $c = \Delta M/\Delta T$ (рис. 3, а) в область низких температур и вычтя расчетную зависимость cT из экспериментальной кривой $M(T)$, получить намагниченность $M_{par}(T) = M(T) - cT$ (рис. 3, б). Подгонка линии тренда (показана точками на вставке рис. 3, б) к кривой $M_{par}(T)$ по степенному закону дает зависимость $M_{par}(T) = 82.7T^{-1.0}$, обратная зависимость которой от T также отвечает парамагнитной компоненте магнитного момента. Вычисление восприимчивости $\chi = M_{par}/H$ при $T = 10$ К дает значение 0.118. Оно по порядку величины то же, что и в предыдущем случае, а отличие в ~ 2 раза можно объяснить точностью измерения при сильной зависимости $M(T)$ в области очень низких температур. Поскольку очевидно,

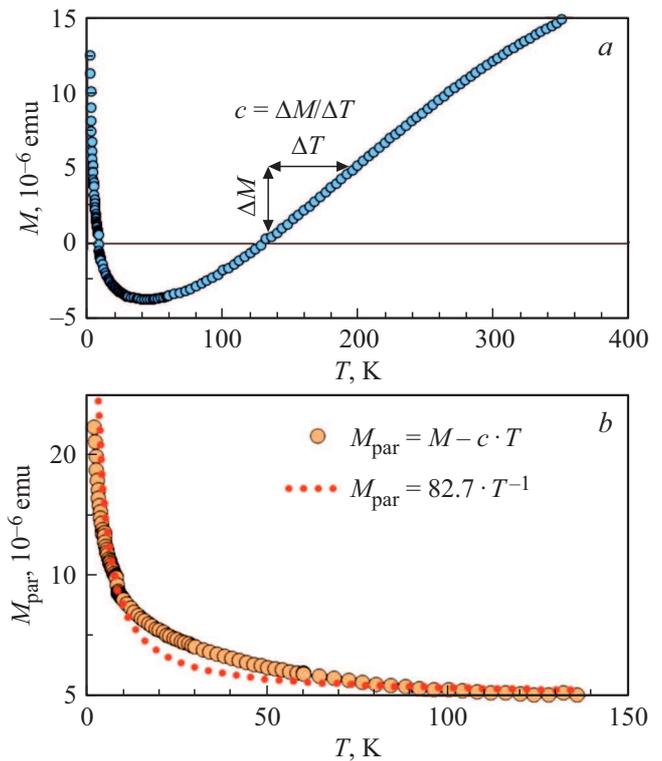


Рис. 3. а) Температурная зависимость намагниченности, полученная при ее непосредственном измерении после предварительного охлаждения в нулевом поле. б) Низкотемпературная зависимость компоненты парамагнитной намагниченности и кривая подгонки к ней.

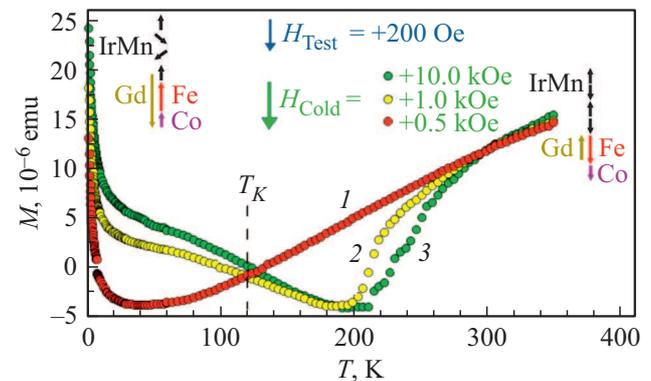


Рис. 4. Температурные зависимости намагниченности, полученные при постоянном поле измерения $H_{Test} = +200$ Ое и охлаждения в поле H_{Cold} , равном +0.5 (кривая 1), +1.0 (кривая 2) и +10.0 кОе (кривая 3).

что сильный рост $M(T)$ в области низких температур обусловлен парамагнитной составляющей зависимости $M(T)$, то в дальнейших экспериментах она учитываться не будет.

Зависимость магнитного момента M двухфазной пленки GdFeCo|IrMn от температуры в значительной мере зависит как от величины и ориентации магнитного поля

при охлаждении образца H_{Cold} , так и от тестового поля H_{Test} , которое необходимо при измерениях с использованием СКВИД-магнитометра. На рис. 4 представлены зависимости $M(T)$ образца после его охлаждения в поле H_{Cold} , равном 0.5, 1.0 и 10 kOe (кривые 1, 2 и 3, соответственно). Зависимость $M(T)$, полученная при охлаждении гетероструктуры в небольшом поле (кривая 1 на рис. 4) незначительно отличается от зависимости, полученной при $H_{\text{Cold}} = 0$ Oe (рис. 3, *a*), тогда как зависимости, полученные при охлаждении в более высоких полях (кривые 2 и 3 на рис. 4), отличаются кардинально. Если не брать в расчет парамагнитную компоненту намагниченности, то обращает на себя внимание тот факт, что при T , близких к 0 K, ориентация \mathbf{M} при больших значениях H_{Cold} совпадает с направлением этого поля, тогда как при охлаждении в полях $H_{\text{Cold}} \leq 0.5$ kOe происходит инверсия исходной намагниченности. Однако во всех случаях зависимость является практически линейной в области температуры компенсации $T_K = 120$ K, независимо от того, в каком поле H_{Cold} происходило охлаждение. Но при этом знаки $dM(T)/dT$ при охлаждении в низких (кривая 1) и высоких (кривые 2 и 3) полях H_{Cold} противоположны. В случае $H_{\text{Cold}} \geq 1$ kOe при повышении температуры $M(T)$ достигала минимума при $T \approx 180$ K, где знак $dM(T)/dT$ менялся на противоположный, в результате чего намагниченность начинала стремиться к исходному состоянию. Стоит отметить, что нелинейная зависимость $M(T)$, приведенная на рис. 4, была получена, когда знаки полей H_{Cold} и H_{Test} были положительными.

На рис. 5 приведены зависимости намагниченности от температуры при поле $H_{\text{Cold}} = \pm 10$ kOe и $H_{\text{Test}} = +200$ Oe (рис. 5, *a*) и $H_{\text{Test}} = -200$ Oe (рис. 5, *b*). Оказалось, что нелинейная зависимость $M(T)$ при больших значениях H_{Cold} наблюдалась всегда, когда направления полей охлаждения и измерения совпадали (кривые 1 на рис. 5, *a* и *b*), независимо от их знака. В то же время линейная зависимость M от T наблюдалась всегда, когда направления полей H_{Cold} и H_{Test} были противоположными (кривые 2 на рис. 5, *a* и *b*).

Выявленные различия характера зависимостей $M(T)$ обусловлены перераспределением спинов в ФМ-подрешетках и в АФМ-слое при изменении температуры. Как следует из результатов температурных измерений в условиях приложения поля H_{Cold} , насыщающего образец (рис. 5), в каждом случае при охлаждении образца ниже T_K в результате ориентационного фазового перехода происходила инверсия намагниченности в ФМ-слое. В то же время, в АФМ-слое магнитная структура оставалась неизменной, но вблизи интерфейса в результате инверсии \mathbf{M} в ФМ-слое в нем формировалась спиновая обменная пружина. На вставках на рис. 5 схематично показано распределение спинов в гетероструктуре в начальном состоянии (ground state), в конечном после охлаждения и снятия поля H_{Cold} (в левой части графиков) и в промежуточных

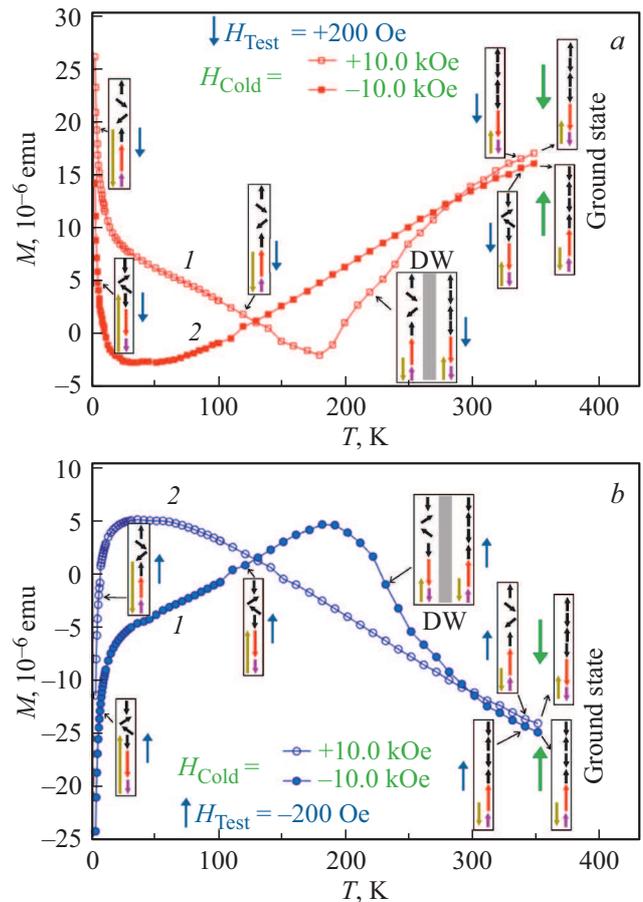


Рис. 5. Температурные зависимости намагниченности, полученные при поле измерения *a*) $H_{\text{Test}} = +200$ Oe и *b*) $H_{\text{Test}} = -200$ Oe. Зависимости 1 и 2 получены при охлаждении в поле H_{Cold} , равном +10.0 и -10.0 kOe, соответственно. DW (domain wall) — доменная граница.

и конечном состояниях в результате отогрева образца. В условиях действия слабого тестового поля H_{Test} , когда его направление совпадало с направлением H_{Cold} , оно совпадало и с \mathbf{M} при $T < T_K$. При $T > T_K$ намагниченность инвертировалась и становилась антипараллельна полю H_{Test} , приводя к увеличению Зеемановской энергии. Поскольку поле коэрцитивности вблизи T_K велико, возникшее метастабильное состояние не может быть разрешено до тех пор, пока $H_c(T)$, постепенно уменьшаясь с ростом температуры (рис. 2, кривая 2), не достигнет значения H_{Test} . Из анализа МО-измерений распределения намагниченности при изменении температуры следует, что в области температур от ~ 190 до ~ 250 K происходит переключение намагниченности за счет неоднородного зарождения доменов новой фазы и движения их границ под действием поля H_{Test} . Эта неоднородность связана с неоднородностью $H_c(T)$ вдоль поверхности образца. При зарождении доменов происходит раскручивание спиновой пружины, и в итоге при комнатной температуре образец приходит в исходное состояние [5].

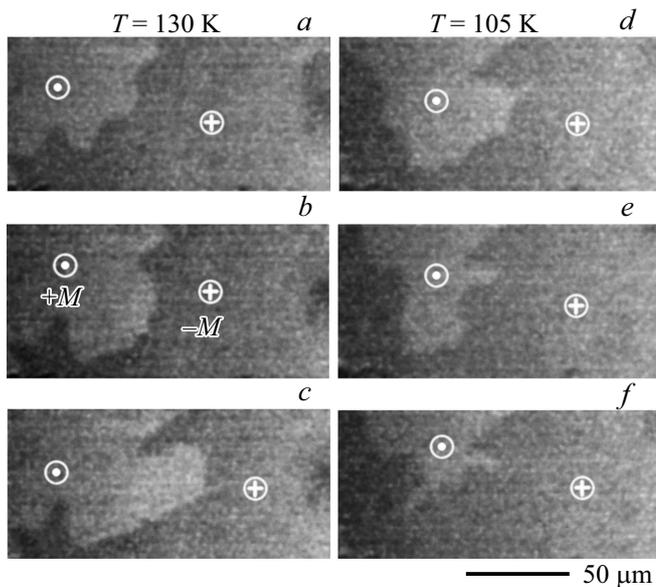


Рис. 6. МО-изображения смещения доменной границы в образце при температуре выше (130 К) и ниже (105 К) температуры компенсации $T_K = 120$ К. На изображениях *b–c* и *e–f* представлены положения ДГ после последовательного приложения импульсов магнитного поля.

Иной характер зависимости $M(T)$ наблюдался в случае, когда поля H_{Cold} и H_{Test} были разных знаков. После того, как поле H_{Cold} было снято, направление тестового поля H_{Test} с направлением \mathbf{M} при $T < T_K$ не совпадало, т.е. возникало метастабильное состояние образца. Поскольку при этих температурах $H_c(T)$ намного превышает поле H_{Test} , перемагничивание ФМ-слоя было невозможно. А при $T > T_K$, когда намагниченность инвертировалась и становилась параллельна полю H_{Test} , наоборот, состояние стало энергетически стабильным, и намагниченность линейно изменялась с температурой вплоть до комнатной. При этом спиновая спираль в АФМ-слое должна была сохраниться.

Для выяснения механизма перемагничивания гетероструктур вблизи T_K было изучено с использованием эффекта Керра преобразование намагниченности в импульсном магнитном поле амплитудой $H = 2.5$ кОе и длительностью 10 ms (рис. 6) при температурах ниже и выше T_K . На рис. 6, *a–c* и *d–f* представлен процесс перемагничивания участка ферромагнитной пленки при $T = 130$ К и $T = 105$ К, соответственно. Как можно видеть, процесс перемагничивания происходит за счет смещения доменных границ. Из этих данных можно сделать два важных вывода. Во-первых, под действием одних и тех же импульсов поля ДГ смещается в противоположных направлениях при $T > T_K$ и $T < T_K$, что соответствует смене знака намагниченности образца за счет роста намагниченности подрешетки Gd с уменьшением T . Во-вторых, эффект Керра, который определяется вкладом в него атомов переходных металлов [11], и доменная структура во всем изучаемом диапазоне

температур, включая T_K , остаются постоянными, что означает неизменность распределения спинов в IrMn и Fe–Co вблизи интерфейса. Независимость величины эффекта Керра от температуры вблизи точки компенсации свидетельствует о том, что ориентация магнитных моментов переходных металлов при этих температурах остается постоянной, т.е. существенных отклонений намагниченности в ферримагнетике от оси наведенной однонаправленной анизотропии не происходит. Из этого факта следует, что скошенных (угловых) фаз магнитных моментов ферримагнетика вблизи T_K , которые возможны, как предсказано теоретически для ферримагнетиков с одноосной анизотропией [12], не наблюдается. Благодаря обменному взаимодействию на интерфейсе антиферримагнетик стабилизирует магнитную структуру ферримагнетика при температурах, близких к T_K .

4. Заключение

Проведенное прямое экспериментальное изучение многослойных гетероструктур с перпендикулярной магнитной анизотропией выявило немонотонный характер температурных зависимостей намагниченности, коэрцитивной силы и обменного смещения в ферримагнитной пленке GdFeCo, обменно-связанной с антиферримагнетиком IrMn. Обнаружено, что зависимость $H_{\text{Ex}}(T)$ меняет знак и претерпевает разрыв при температуре компенсации магнитных моментов ионов Gd и FeCo $T_K \approx 120$ К. Показано, что величина коэрцитивного поля $H_c(T)$ при приближении температуры к точке компенсации T_K как со стороны низких, так и со стороны высоких температур резко возрастает. Установлено, что взаимная ориентация полей H_{Cold} и H_{Test} кардинально влияет на характер зависимости $M(T)$, обуславливая преобразование спинов на интерфейсе и изменение кинетики доменной структуры вблизи точки компенсации.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] A. Kirilyuk, A.V. Kimel, T. Rasing, Rep. Prog. Phys. **76**, 2, 026501 (2013).
- [2] P. Vallobra, T. Fache, Y. Xu, L. Zhang, G. Malinowski, M. Hehn, J.-C. Rojas-Sánchez, E.E. Fullerton, S. Mangin. Phys. Rev. B **96**, 14, 144403 (2017).
- [3] D. Mauri, H.C. Siegmann, P.S. Bagus, E. Kay. J. Appl. Phys. **62**, 7, 3047 (1987).
- [4] C.L. Chien, V.S. Gornakov, V.I. Nikitenko, A.J. Shapiro, R.D. Shull. Phys. Rev. B **68**, 1, 014418 (2003).
- [5] V.S. Gornakov, Yu.P. Kabanov, O.A. Tikhomirov, V.I. Nikitenko, S.V. Urzhidin, F.Y. Yang, C.L. Chien, A.J. Shapiro, R.D. Shull. Phys. Rev. B **73**, 18, 184428 (2006).

- [6] A. Scholl, M. Liberati, E. Arenholz, H. Ohldag, J. Stöhr. Phys. Rev. Lett. **92**, 24, 247201 (2004).
- [7] J.-V. Kim, R.L. Stamps. Phys. Rev. B **71**, 9, 094405 (2005).
- [8] K. Steenbeck, R. Mattheis, M. Diegel. J. Appl. Phys. **101**, 9, 09E517 (2007).
- [9] G. Vallejo-Fernandez, L.E. Fernandez-Outon, K. O'Grady. Appl. Phys. Lett. **91**, 21, 212503 (2007).
- [10] О.В. Коплак, В.С. Горнаков, Ю.П. Кабанов, Е.И. Куницына, И.В. Шашков. Письма в ЖЭТФ **109**, 11, 753 (2019).
- [11] P. Hansen, C. Clausen, G. Much, M. Rosenkranz, K. Witter. J. Appl. Phys. **66**, 2, 756 (1989).
- [12] К.П. Белов, А.К. Звездин, А.М. Кадомцева, Р.З. Левитин. Ориентационные переходы в редкоземельных магнетиках. Наука, М. (1979). 317 с.

Редактор Е.В. Толстякова