

05,13

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

© В.С. Горнаков<sup>1</sup>, И.В. Шашков<sup>1</sup>, Ю.П. Кабанов<sup>1</sup>, О.В. Коплак<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Институт физики твердого тела РАН,  
Черноголовка, Россия

<sup>2</sup> 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.2022.09.52823.22NN

### 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/cm<sup>3</sup> [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,

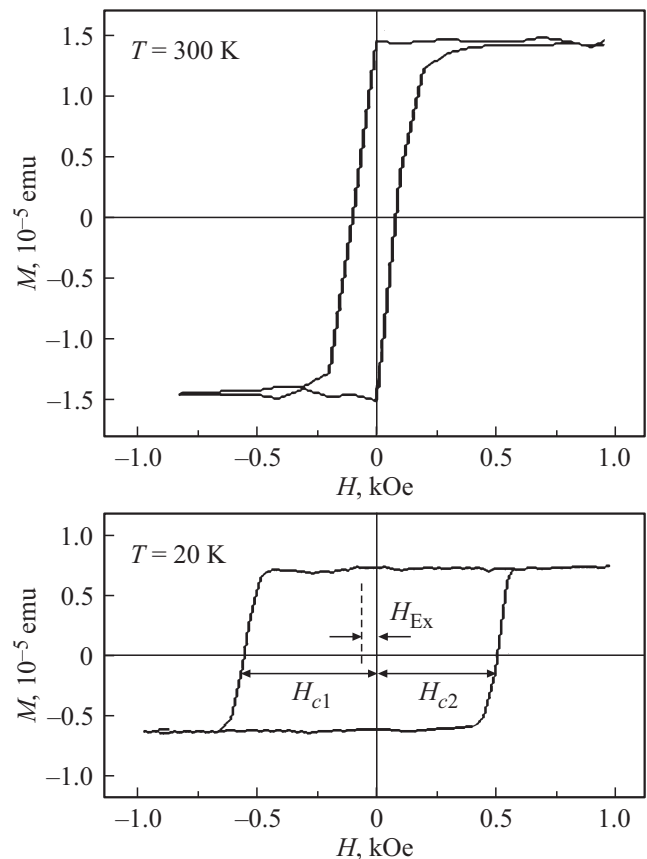
температурой компенсации  $T_K$ . При этом спиновая динамика вблизи  $T_K$  зависит как от распределения магнитных моментов в слоях гетероструктуры, так и от доменной структуры в них и ее преобразования при перемагничивании за счет зарождения доменов новой фазы и движения доменных границ (ДГ). В настоящей 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

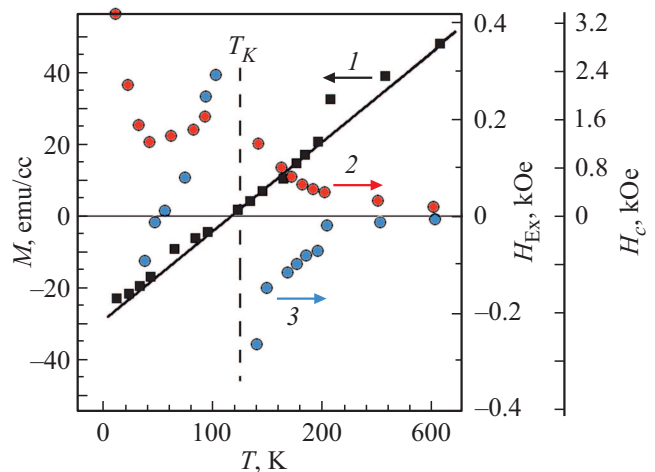
Гетероструктура Ta(3 nm)|Pt(3 nm)|Gd<sub>21.6</sub>Fe<sub>67.8</sub>Co<sub>10.5</sub>(20 nm)|Ir<sub>20</sub>Mn<sub>80</sub>(7 nm)|Pt(5 nm) была выращена магнетронным напылением на стеклянной подложке. Благодаря наведенной в подслое Ta|Pt текстуре (111) в ферримагнитном аморфном слое формировалась перпендикулярная 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  $H_{\text{Cold}}$ , которое снималось при  $T = 2$  К. Поля  $H_{\text{Test}}$  и  $H_{\text{Cold}}$  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.

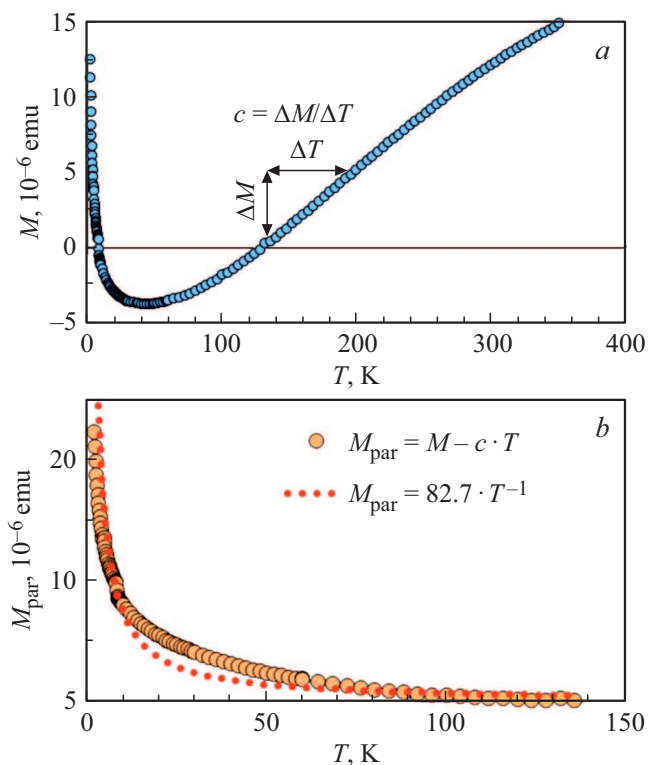


**Рис. 2.** Температурная зависимость намагниченности (кривая 1), поля коэрцитивности (кривая 2) и поля обменного смещения (кривая 3) образца, полученные из измерений петель гистерезиса.

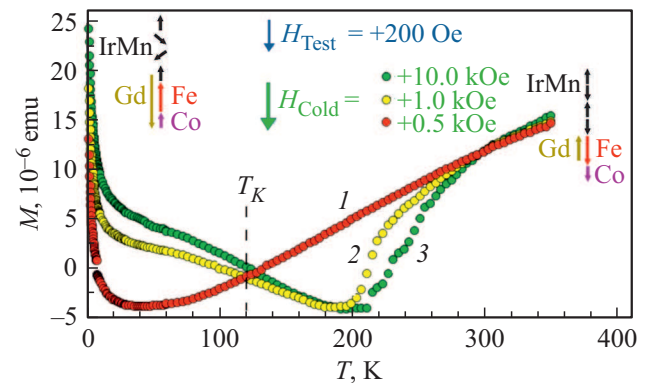
поверхности образца, вдоль оси легкого намагничивания. Зависимость  $M(T)$ , полученная из петель гистерезиса (рис. 2, кривая 1), линейно зависела от температуры практически во всем диапазоне измерений. Магнитные

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  $\sim 2$  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).

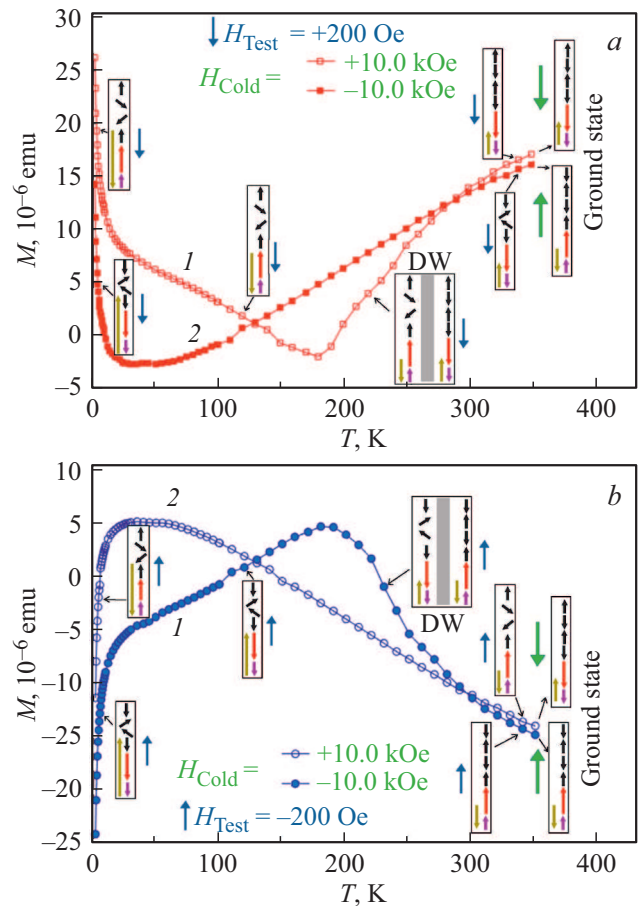
что сильный рост  $M(T)$  в области низких температур обусловлен парамагнитной составляющей зависимости  $M(T)$ , то в дальнейших экспериментах она учитываться не будет.

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

при охлаждении образца  $H_{\text{Cold}}$ , так и от тестового поля  $H_{\text{Test}}$ , которое необходимо при измерениях с использованием СКВИД-магнитометра. На рис. 4 представлены зависимости  $M(T)$  образца после его охлаждения в поле  $H_{\text{Cold}}$ , равном 0.5, 1.0 и 10 кОе (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  $H_{\text{Cold}} = 0$  Ое (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 К, ориентация  $\mathbf{M}$  при больших значениях  $H_{\text{Cold}}$  совпадает с направлением этого поля, тогда как при охлаждении в полях  $H_{\text{Cold}} \leq 0.5$  кОе происходит инверсия исходной намагниченности. Однако во всех случаях зависимость является практически линейной в области температуры компенсации  $T_K = 120$  К, независимо от того, в каком поле  $H_{\text{Cold}}$  происходило охлаждение. Но при этом знаки  $dM(T)/dT$  при охлаждении в низких (кривая 1) и высоких (кривые 2 и 3) полях  $H_{\text{Cold}}$  противоположны. В случае  $H_{\text{Cold}} \geq 1$  кОе при повышении температуры  $M(T)$  достигала минимума при  $T \approx 180$  К, 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  $H_{\text{Cold}}$  и  $H_{\text{Test}}$  были положительными.

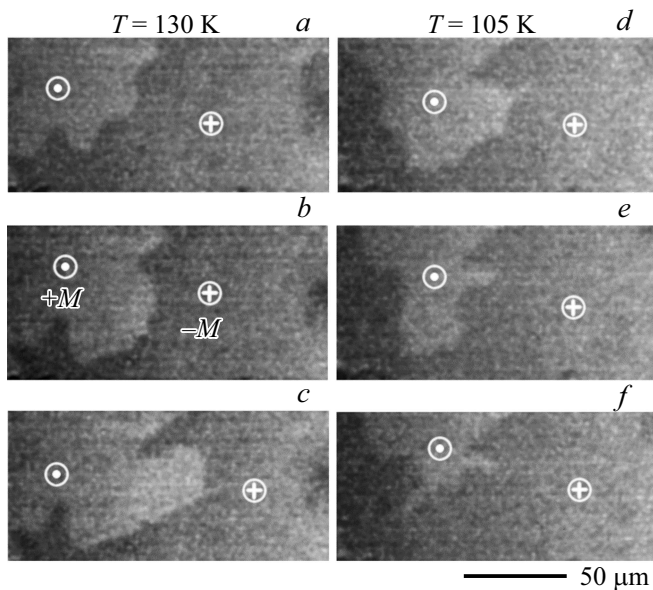
На рис. 5 приведены зависимости намагниченности от температуры при поле  $H_{\text{Cold}} = \pm 10$  кОе и  $H_{\text{Test}} = +200$  Ое (рис. 5, *a*) и  $H_{\text{Test}} = -200$  Ое (рис. 5, *b*). Оказалось, что нелинейная зависимость  $M(T)$  при больших значениях  $H_{\text{Cold}}$  наблюдалась всегда, 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  $H_{\text{Cold}}$  и  $H_{\text{Test}}$  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  $H_{\text{Cold}}$ , 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  $H_{\text{Cold}}$  (в левой части графиков) и в промежуточных



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

и конечном состояниях в результате отогрева образца. В условиях действия слабого тестового поля  $H_{\text{Test}}$ , когда его направление совпадало с направлением  $H_{\text{Cold}}$ , оно совпадало и с  $\mathbf{M}$  при  $T < T_K$ . При  $T > T_K$  намагниченность инвертировалась и становилась антипараллельна полю  $H_{\text{Test}}$ , 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  $H_{\text{Test}}$ . Из анализа МО-измерений распределения намагниченности при изменении температуры следует, что в области температур от  $\sim 190$  до  $\sim 250$  К происходит переключение намагниченности за счет неоднородного зарождения доменов новой фазы и движения их границ под действием поля  $H_{\text{Test}}$ . 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  $H_{\text{Cold}}$  и  $H_{\text{Test}}$  были разных знаков. После того, как поле  $H_{\text{Cold}}$  было снято, направление тестового поля  $H_{\text{Test}}$  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  $H_{\text{Test}}$ , перемагничивание ФМ-слоя было невозможно. А при  $T > T_K$ , когда намагниченность инвертировалась и становилась параллельна полю  $H_{\text{Test}}$ , 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  $H_{\text{Cold}}$  и  $H_{\text{Test}}$  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*