Письма в ЖЭТФ, том 111, вып. 12, с. 826 – 832

Влияние оптической накачки и магнитного поля на состояния областей фазового расслоения в $Eu_{0.8}Ce_{0.2}Mn_2O_5$

Е. И. Головенчиц, Б. Х. Ханнанов, В. А. Санина[1)]

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН, 194021 С.-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 23 апреля 2020 г.
После переработки 6 мая 2020 г.
Принята к публикации 6 мая 2020 г.

Исследовано влияние оптической накачки и внешнего магнитного поля на свойства ферромагнитных слоев 1D сверхрешеток, которыми при достаточно низких температурах являются области фазового расслоения в мультиферроиках RMn_2O_5 и $R_{0.8}Ce_{0.2}Mn_2O_5$. Они формируются за счет зарядового упорядочения ионов Mn^{3+} и Mn^{4+} и конечной вероятности туннелирования e_g электронов между этими парами ионов. Такие сверхрешетки занимают малый объем и представляют собой изолированные ферромагнитные полупроводниковые гетероструктуры, самопроизвольно формирующиеся в матрице кристалла. Изучены наборы ферромагнитных резонансов от слоев сверхрешеток в $Eu_{0.8}Ce_{0.2}Mn_2O_5$, характеристики которых позволяют судить о свойствах этих слоев. Впервые показано, что оптическая накачка приводит к новому метастабильному состоянию сверхрешеток, которое циклированием магнитного поля может быть восстановлено до состояния, подобного состоянию до оптической накачки. Обнаружено, что такие восстановленные полем сверхрешетки существуют до более высоких температур, чем в *as grown* кристаллах.

DOI: 10.31857/S1234567820120083

Характерной особенностью мультиферроиков RMn_2O_5 (симметрия Pbam) является наличие равного количества ионов марганца Mn^{3+} и Mn^{4+}, что обеспечивает условия для появления зарядового упорядочения. Ионы Mn^{4+} имеют октаэдрическое кислородное окружение и расположены в слоях с $z = 0.25$ c и $(1 - z) = 0.75$ c. Они содержат три t_{2g} электрона и пустой вырожденный орбитальный дублет в e_g состоянии. Ионы Mn^{3+}, содержащие на $3d$ оболочке три t_{2g} электрона и один e_g электрон на орбитальном дублете, имеют нецентральное локальное окружение в виде пятиугольных пирамид и находятся в слоях $z = 0.5$ c. Ионы R^{3+} с окружением, подобным Mn^{3+}, расположены в слоях $z = 0$ [1]. Зарядовое упорядочение и конечная вероятность переноса e_g электронов между парами соседних ионов Mn^{3+}–Mn^{4+} (двойной обмен [2, 3]) являются ключевыми факторами, определяющими мультиферроидные свойства RMn_2O_5 от низких температур вплоть до комнатных. Магнитное упорядочение со сложной структурой реализуется ниже температуры Нееля $T_N \approx 40{-}45$ K, а сегнетоэлектрическое упорядочение, индуцируемое магнитным порядком, возникает ниже температуры Кюри $T_C \approx 35{-}40$ K [4]. Полярный порядок преимущественно обусловлен обменной стрикцией чередующихся вдоль оси b соседних пар ионов Mn^{3+} и Mn^{4+} с ферромагнитными и антиферромагнитными ориентациями спинов [5]. Перенос же e_g электронов между ионами Mn^{3+}–Mn^{4+}, расположенными в соседних слоях, перпендикулярных оси c, приводит к образованию локальных полярных областей фазового расслоения с иным распределением ионов Mn^{3+} и Mn^{4+} по сравнению с исходной матрицей кристалла. Состояния, возникающие в результате фазового расслоения, были подробно исследованы в мультиферроиках-манганитах RMn_2O_5, а также в легированных $R_{0.8}Ce_{0.2}Mn_2O_5$ (R = Eu, Gd, Bi, Tb, Er), имеющих ту же симметрию Pbam [6–13]. В них проводились сравнительные исследования диэлектрических и магнитных свойств, теплоемкости, рентгеновской дифракции, рамановского рассеяния света [6, 7], электрической поляризации [8–11], и μ-SR исследования [12, 13].

Фазовое расслоение наблюдалось в исходных кристаллах RMn_2O_5, а их легирование ионами Ce^{4+}, которые замещали ионы R^{3+}, приводило к значительному увеличению концентрации соседних пар ионов Mn^{3+}–Mn^{4+} в плоскостях, перпендикулярных оси c. В $R_{0.8}Ce_{0.2}Mn_2O_5$ и в плоскости $z = 0$ появлялись электроны благодаря реакции $R^{3+} = Ce^{4+} + e$, которые в плоскостях $z = 0.25$ c и $1 - z = 0.75$ c превращали ионы Mn^{4+} в ионы Mn^{3+}. В результате нарастали число пар Mn^{3+}–Mn^{4+} и концентрация областей

[1)]e-mail: sanina@mail.ioffe.ru

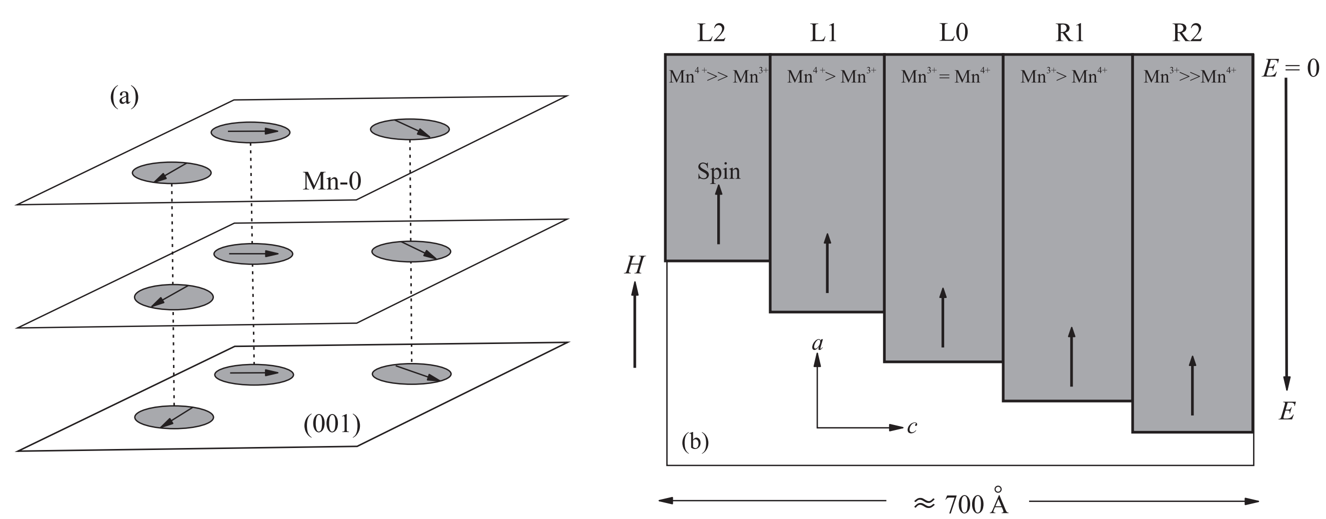

Рис. 1. (a) – Схематическое изображение ферромагнитных 1D сверхрешеток (залитые области), расположенных в исходной матрице кристалла (белое поле), поле $H = 0$. (b) – Схематическое изображение одной из подобных сверхрешеток, состоящих из L_N ферромагнитных слоев, перпендикулярных оси c, с различными концентрациями пар ионов Mn^{3+}–Mn^{4+} и e_g электронов, расположенных в ямах различной глубины (залитые области, с различной энергией E). Размеры областей-сверхрешеток в $Eu_{0.8}Ce_{0.2}Mn_2O_5 \approx 700$ Å [6, 7]

фазового расслоения. Но при этом как в RMn_2O_5, так и в $R_{0.8}Ce_{0.2}Mn_2O_5$ области фазового расслоения занимали малый объем кристаллов [6, 7]. Области фазового расслоения образуются в RMn_2O_5 и $R_{0.8}Ce_{0.2}Mn_2O_5$ аналогично $LaAMnO_3$ (A = Sr, Ca, Ba), также содержащих ионы Mn^{3+} и Mn^{4+} [3, 14–16]. Они формируются в результате баланса сильных взаимодействий, действующих внутри подсистемы ионов Mn: двойного обмена с характерной энергией 0.3 эВ, взаимодействия Яна–Теллера (0.7 эВ) и кулоновского отталкивания (1 эВ). По этой причине эти области в RMn_2O_5 и $R_{0.8}Ce_{0.2}Mn_2O_5$ существуют в широком диапазоне температур от низких до температур выше комнатной. При температурах $T < 60$ K области фазового расслоения представляют собой изолированные 1D сверхрешетки, состоящие из ферромагнитных слоев, содержащих в различных соотношениях ионы Mn^{3+} и Mn^{4+} и перезаряжающие их e_g электроны (рис. 1). В них наблюдался набор ферромагнитных резонансов (ФМР) от отдельных слоев сверхрешеток, особенности которых позволяют судить о свойствах этих слоев и всей сверхрешетки в целом [17–20].

В данной работе ставилась задача изучения влияния различных внешних воздействий (оптической накачки, внешнего магнитного поля, температуры) на свойства 1D сверхрешеток в монокристаллах $Eu_{0.8}Ce_{0.2}Mn_2O_5$. Оптическая накачка может изменять концентрацию электронов в слоях сверхрешеток и приводить к их перераспределению в этих слоях. Это, в свою очередь, должно изменять соотношение ионов различной валентности в слоях, что может быть зафиксировано по изменениям свойств набора ФМР.

Монокристаллы $Eu_{0.8}Ce_{0.2}Mn_2O_5$ выращивались методом спонтанной кристаллизации из раствора-расплава [21, 22]. Они имели форму пластинок толщиной 1–3 мм и площадью 3–5 мм^2. Для измерений ФМР использовался спектрометр магнитного резонанса проходного типа с малой магнитной модуляцией. Измерения проводились в диапазоне температур 13–300 K, на частотах 30–40 ГГц в магнитном поле до 2 T, создаваемом электромагнитом. Криостат с оптическими окнами помещался в микроволновый канал, обеспечивающий однородное распределение СВЧ волны вблизи образца. СВЧ излучение (волновой вектор **k**) было перпендикулярно развитой плоскости пластинки (вдоль оси c). Постоянное магнитное поле H ориентировано вдоль оси a кристалла и перпендикулярно направлению микроволнового поля h. Детектированные сигналы ФМР усиливались SR530 Lock-in усилителем. Использовались естественно-ограненные монокристаллы. Симметрия кристаллов и их состав определялись рентгеновским фазовым анализом и рентгеновским флюоресцентным методом соответственно. Оптическая накачка производилась лазером ЛТИПЧ 8 при совместной генерации первой (1.06 мк) и второй (532 нм) гармоник. Вторая гармоника соответствовала переходу $^7F_0$–$^5D_1$ ионов Eu^{3+}. $^5D_1$ состояние находится внутри электрон-фононной полосы ионов Mn в RMn_2O_5, край которой начинается с ~ 485 нм [23].

Ранее в ряде кристаллов RMn_2O_5 (R = Eu, Er, Tb, Gd) и $R_{(1-x)}Ce_xMn_2O_5$ (R = Eu, Gd) при изучении ФМР слоев 1D сверхрешеток было установлено, что величины магнитных полей, в которых наблюдаются отдельные линии ФМР, во всех изученных кристаллах различаются незначительно и не зависят от типа R иона [17–20]. При этом ионы Er^{3+} и Tb^{3+} (в отличие от Gd^{3+}) имеют сильную связь с решеткой. Это означает, что величины резонансных полей ФМР обусловлены внутренними полями, значительно превышающими поля анизотропии слоев сверхрешеток, которые должны зависеть от R ионов. Действительно, как отмечалось выше, равновесное состояние слоев 1D сверхрешеток определяется балансом взаимодействий именно внутри подсистемы ионов Mn. При этом набор слоев 1D сверхрешеток может быть представлен в виде изотропных ферромагнитных слоев с ферромагнитными границами между ними, не препятствующими переносу e_g электронов между слоями при двойном обмене (рис. 1b) [17–20]. В этих работах была построена модель, описывающая спинволновые возбуждения в слоях сверхрешеток на основе уравнения дисперсии для спиновых волн изотропных ферромагнитных пленок в 2D мультислоях [24]. Было установлено также, что ФМР в 1D сверхрешетках наблюдаются в отдельных полосах частот, разделенных между собой интервалами, в которых ФМР не фиксировался. Это обусловлено тем, что 1D сверхрешетки (аналогично полупроводниковым сверхрешеткам [25]) формируют зонную схему состояний в виде минизон, разделенных щелями. Частота 34.5 ГГц, на которой проводились измерения, находится внутри одной из основных минизон для $Eu_{0.8}Ce_{0.2}Mn_2O_5$ (29–36 ГГц) [17].

Как было выяснено в [17, 18], в $EuMn_2O_5$ и в $Eu_{0.8}Ce_{0.2}Mn_2O_5$ для формирования равновесного состояния сверхрешеток, в котором наблюдался набор линий ФМР, необходимо было провести циклирование *as grown* образцов в магнитном поле (последовательное увеличение и уменьшение поля). Динамически равновесное состояние (основное состояние) сверхрешеток возникало после 3-х кратного циклирования поля в пределах 0–20 кЭ. Отметим, что при нагреве образца до комнатной температуры и его длительного (несколько недель) пребывания при этой температуре, при последующем охлаждении образца до гелиевых температур, воспроизводилось основное состояние сверхрешеток. Повторного циклирования магнитного поля не требовалось.

В использованном в данной работе образце $Eu_{0.8}Ce_{0.2}Mn_2O_5$ (толщиной 1 мм и площадью 5 мм^2) набор линий ФМР в равновесном состоянии представлен на рис. 2a. В основных чертах этот набор линий соответствует измеренным ранее в [17, 18]. Как видно, наблюдаются пять линий ФМР от различных слоев сверхрешеток, схематически показанных на рис. 1b. Наиболее интенсивная центральная линия L0 возникает во внешнем магнитном поле, соответствующем ФМР на данной частоте для изотропного ферромагнетика при g-факторе $g = 2$. Менее интенсивные линии, слева от основного резонанса (L1 и L2) и справа (R1 и R2), приблизительно симметрично расположены в меньших и больших магнитных полях относительно L0 линии. При этом наиболее интенсивные линии (L1, L0, R1) сдвоены. В несколько меньших полях наблюдались менее интенсивные, широкие линии.

В [17, 18] ФМР наблюдались при температурах ниже 60 K, постепенно уменьшая свою интенсивность с ростом температуры. Частотные зависимости резонансных магнитных полей для набора линий ФМР были линейными: $\omega_n = \gamma_n(H + H^n_{\text{eff}})$. Здесь ω_n – круговые частоты для n линий (n = L1, L2, L0, R1, R2); γ_n – гиромагнитные отношения; H^n_{eff} – внутренние эффективные поля, приводящие к щелям на зависимостях $\omega_n(H)$. Величины H^n_{eff} положительны для линий L1, L2 и нарастают с ростом номера L. Величины H^n_{eff} для линий R1, R2 отрицательны. Величины g-факторов для линий R1, R2 несколько меньше 2, в то время как g-факторы линий L1, L2 больше 2 [17, 18].

Аналогично [18–20] свойства слоев сверхрешеток анализировались на основе модели полупроводниковых гетероструктур, содержащих чередующиеся L, 0 и R слои, в которых акцепторными и донорными примесями являются ионы Mn^{4+} и Mn^{3+} соответственно. Исходя из характеристик наблюдаемых линий ФМР от слоев сверхрешеток, были интерпретированы свойства этих слоев. Предполагалось, что L0 слои содержат одинаковое количество ионов Mn^{4+} и Mn^{3+}, т.е. являются полностью компенсированными полупроводниками. Уровень Ферми в таких слоях расположен в центре запрещенной зоны и в L0 слоях возникает диэлектрическое состояние [26]. Отсутствие свободных электронов в L0 слоях объясняет максимальную интенсивность линий L0 в равновесных состояниях сверхрешеток (рис. 2a). Слои L и R являются частично компенсированными полупроводниками: Mn^{4+} ионы преобладают в L слоях, ян-теллеровские ионы Mn^{3+}, приводящие к локальным структурным искажениям, преобладают в R слоях. В R слоях возникают самые глубокие ямы с максимальной концентрацией электронов (рис. 1b). В R слоях в [17–19] наблю-

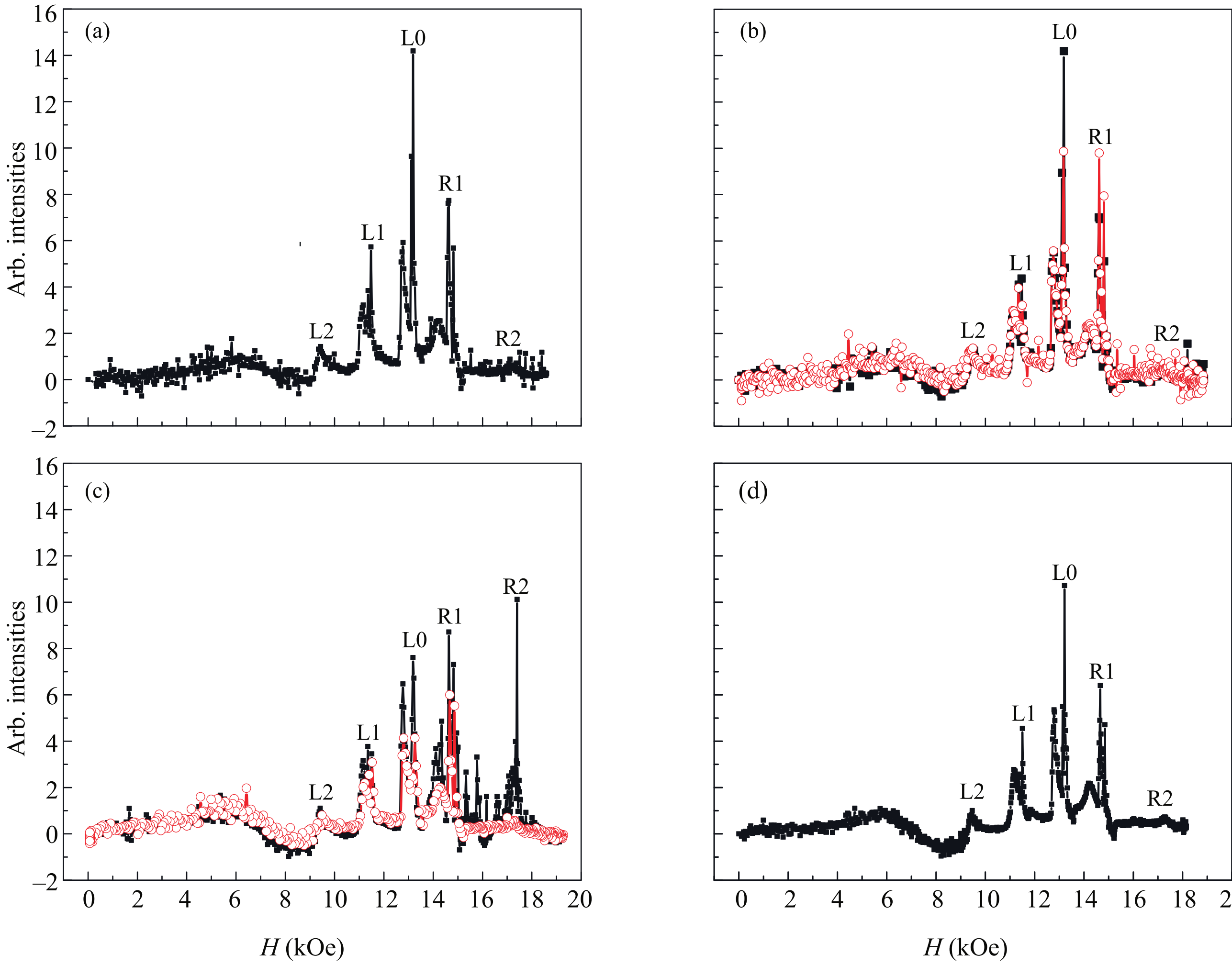

Рис. 2. (Цветной онлайн) Распределение интенсивностей наблюдаемых линий ФМР $Eu_{0.8}Ce_{0.2}Mn_2O_5$ на частоте 34.5 ГГц. Чувствительность усилителя 5 мкВ. $H\|a$. Скорость протяжки магнитного поля 1.2 кЭ/мин. (a) – *As grown* образец после третьего цикла нарастания магнитного поля (динамически равновесное состояние 1D сверхрешетки). $T = 20$ K. (b) – Динамически равновесное состояние сверхрешетки (черная кривая) сравнивается с распределением интенсивностей линий ФМР после оптической накачки импульсами длительности 15 нс, мощностью 0.5 МВт, с частотой повторения 10 Гц, в течение 1 мин. Снижение магнитного поля H (красная кривая). $T = 22$ K. (c) – Изменение состояния образца после 16 ч естественного его отогрева до 250 K и его последующего охлаждения до 17.5 K, при нарастании H (черная кривая) и последующем снижении H (красная кривая). (d) – Восстановление состояния, подобного исходному динамически равновесному состоянию (рис. 2a), в третьем цикле нарастания магнитного поля. $T = 17.5$ K

дались отрицательные значения величин $H_{\mathrm{eff}}^{\mathrm{R}}$ и g-факторы меньше 2. Как уже отмечалось, величины $H_{\mathrm{eff}}^{\mathrm{L}}$ были положительны и g-факторы несколько превышали 2. Динамическое равновесие, обеспеченное балансом конкурирующих взаимодействий (двойного обмена и эффекта Яна–Теллера, увеличивающих концентрацию электронов в слоях сверхрешеток, и кулоновского их отталкивания), а также зарядовая нейтральность всей сверхрешетки требуют, чтобы состояния слоев были коррелированы между собой и слои были периодически расположены (L-O-R). По этой причине значения резонансных полей отдельных линий ФМР оказались жестко фиксированными и практически совпадающими в RMn_2O_5 и $R_{0.8}Ce_{0.2}Mn_2O_5$ с различными R ионами [18–20].

Рассмотрим теперь, как на состояния слоев сверхрешеток повлияла оптическая накачка. Накачка производилась при $T = 22$ K импульсами длительности 15 нс, пиковой мощностью ~ 0.5 МВт, с частотой повторения 10 Гц, в течение 1 мин. На рисунке 2b на фоне равновесного состояния слоев сверхрешетки (черные точки и кривая) показан (красными точками и кривой) набор ФМР, измеренных при той же температуре, через несколько минут после выключения оптической накачки, при нарастании магнитного поля со скоростью 1.2 кЭ/мин. Наблюдался набор линий ФМР в тех же резонансных полях, что и до накачки, но с измененными интенсивностями линий L0 и R1. Остальные линии почти не изменили свои интенсивности. До накачки линия L0 была в 2 раза интенсивней линии R1 (рис. 2a), в то время как после накачки интенсивности этих линий сравнялись (рис. 2b). Мы полагаем, что при релаксации оптического возбуждения электрон-фонноной полосы ионов Mn, в слоях сверхрешеток L0 и R1 появляются избыточные электроны по сравнению с исходной концентрацией, обусловленной легированием ионами Ce^{4+}. Основная часть таких электронов локализуется на ионах Mn^{4+} ($Mn^{4+} + e = Mn^{3+}$), превращая их в ян-теллеровские ионы, локально искажающие решетку в соответствующих слоях, понижая при этом энергию сверхрешеток. Увеличение концентрации ян-теллеровских ионов Mn^{3+} в L0 слоях углубляет ямы внутри этих слоев, приближая их состояния к состояниям R1. Это предполагает интенсивный обмен электронами между L0 и R1 слоями при $T = 22$ K с выравниванием концентраций электронов в этих слоях (рис. 2b). Возникает новое состояние сверхрешеток, которое при низких температурах является долгоживущим, так как фиксируется по крайней мере в течение ~ 20 мин после выключения накачки.

На рисунке 2c приведен набор линий ФМР через 16 ч естественного отогрева этого же образца (после оптической накачки) до 250 K, после нового охлаждения образца до 17.5 K (без новой оптической накачки). Черные точки и линии соответствуют нарастанию магнитного поля, красные – снижению поля. Видно, что L2 и L1 по-прежнему не изменили свои интенсивности как при нарастании, так и снижении поля. В то время как при нарастании поля резко выросли интенсивности линий R1, R2, которые превысили интенсивность L0 линии. Таким образом, состояние, возникшее после оптической накачки, не восстанавливается при охлаждении образца до 17.5 K, после его отогрева и последующего остывания. То есть, состояние после оптической накачки с одинаковыми заселенностями слоев L0 и R1 (рис. 2b) является долгоживущим.

Естественно допустить, что отогрев образца после накачки приводит к перераспределению избыточных электронов, появившихся от оптической накачки, между слоями L0, R1, R2 таким образом, чтобы понизить энергию сверхрешеток. При отогреве образца должна увеличиваться кинетическая энергия электронов, что вызывает их перераспределение между слоями не только за счет туннелирования между слоями L0 и R1 (рис. 2b), но также и за счет прыжковой проводимости, позволяющей преодолевать и более высокие барьеры на границах других слоев сверхрешеток. С наибольшей вероятностью заселяются более глубокие ямы, содержащие максимальное количество ионов Mn^{3+} (слой R2), который при низких температурах не был практически заселен (рис. 2a, b). Одновременно, но с меньшей вероятностью, заселяются и оба другие слоя R1 и L0. В них также нарастают структурные искажения из-за роста числа ян-теллеровских ионов Mn^{3+}, что углубляет ямы и этих слоев. При этом все избыточные электроны локализованы на ионах Mn^{3+}. В результате наблюдаются интенсивные, узкие линии ФМР R2, R1, L0 слоев (рис. 2c, черные точки и кривые). При последующем снижении магнитного поля линии L0, R1 и R2 резко уменьшили свои интенсивности (рис. 2c, красные кривые). При этом R2 линия практически сравнялась с динамически равновесным значением до накачки, а R1, хотя и незначительно, но превышает линию L0. И только в еще одном нарастании магнитного поля восстанавливается состояние с подобным исходному равновесному состоянию сверхрешетки до накачки (рис. 2d), но с несколько меньшими интенсивностями линий ФМР. Циклирование магнитного поля, восстанавливающее ферромагнитную ориентацию слоев сверхрешеток, усиливает двойной обмен, приводящий к туннелированию электронов между слоями сверхрешеток. Оказалось, что возникшее в результате состояние существует до более высокой температуры, чем равновесное состояние до оптической накачки (рис. 3).

На рисунке 3 показаны распределение линий ФМР в восстановленном равновесном состоянии после оптической накачки при различных температурах (рис. 3a) и температурные зависимости интенсивностей L0 и R1 линий в этом состоянии (рис. 3b). Видно, что после оптической накачки равновесные состояния сверхрешеток существуют до температуры $T \approx 115$ K, в то время как до накачки они наблюдаются до $T \approx 60$ K [12].

Как уже отмечалось, более интенсивные и узкие линии L1, L0, R1 на рис. 2 сдвоены: рядом с этими линиями в несколько меньших полях наблюдаются малоинтенсивные широкие сателлиты. Мы связываем это с тем фактом, что в матрице исходного кристалла наряду с ионами Ce^{4+} с меньшей вероятностью имеются и ионы Ce^{3+}, вблизи которых возникают локальные области сильных искажений решетки благодаря наличию на их наружных оболочках

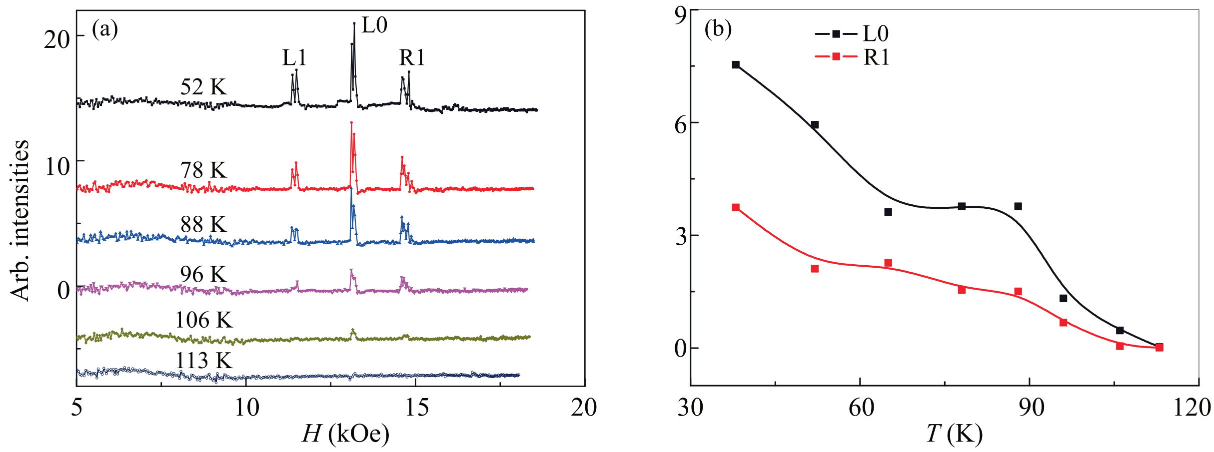

Рис. 3. (Цветной онлайн) Набор линий ФМР слоев сверхрешеток после оптической накачки и циклирования в магнитном поле при различных температурах. (a) – Реально совпадающие нулевые линии смещены относительно друг друга. (b) – Температурные зависимости линий L0 и R1

уединенных пар $6s^2$ электронов, что наблюдалось нами в $R_{0.8}Ce_{0.2}Mn_2O_5$ (R = Er, Tb) [27]. В этих областях, в которых локализуется некоторое количество электронов, формируются сверхрешетки с несколько иными параметрами.

Таким образом, впервые продемонстрировано, что состояния 1D сверхрешеток (ферромагнитных полупроводниковых гетероструктур), какими при достаточно низких температурах являются области фазового расслоения в мультиферроиках $Eu_{0.8}Ce_{0.2}Mn_2O_5$, могут управляться оптической накачкой и внешним магнитным полем. Оптическая накачка приводит к формированию нового долгоживущего состояния сверхрешеток с иным распределением ионов Mn^{3+} и Mn^{4+} и перезаряжающих их электронов в этих слоях. Циклирование внешнего магнитного поля в этом новом состоянии сверхрешеток после накачки восстанавливает состояние с распределением интенсивностей линий резонансов, подобным существовавшему до накачки. При этом интенсивности набора линий после накачки несколько меньше, чем до накачки, что обусловлено повышенной концентрацией электронов и пар ионов Mn^{3+} и Mn^{4+} в их слоях. Но существуют они до более высокой температуры, что означает, что восстановленное магнитным полем новое равновесное состояние после оптической накачки является энергетически более выгодным по сравнению с состоянием до накачки.

Авторы благодарны за частичную финансовую поддержку работы Российскому фонду фундаментальных исследований (грант # 18-32-00241) и Программе 1.4 Президиума РАН “Актуальные проблемы физики низких температур”.

1. P. G. Radaelli and L. C. Chapon, J. Phys.: Condens. Matter **20**, 434213 (2008).
2. P. G. de Gennes, Phys. Rev. **118**, 141 (1960).
3. Л. П. Горьков, УФН **168**, 655 (1998).
4. Y. Noda, H. Kimura, M. Fukunaga, S. Kobayashi, I. Kagomiya, and K. Kohn, J. Phys.: Condens. Matter **20**, 434206 (2008).
5. J. van den Brink and D. I. Khomskii, J. Phys.: Cond. Matter **20**, 434217 (2008).
6. V. A. Sanina, E. I. Golovenchits, V. G. Zalesskii, S. G. Lushnikov, M. P. Scheglov, S. N. Gvasaliya, A. Savvinov, R. S. Katiyar, H. Kawaji, and T. Atake, Phys. Rev. B **80**, 224401 (2009).
7. V. A. Sanina, E. I. Golovenchits, V. G. Zalesskii, and M. P. Scheglov, J. Phys.: Condens. Matter **23**, 456003 (2011).
8. V. A. Sanina, E. I. Golovenchits, B. Kh. Khannanov, M. P. Scheglov, and V. G. Zalesskii, Письма в ЖЭТФ **100**, 451 (2014).
9. B. Kh. Khannanov, V. A. Sanina, E. I. Golovenchits, and M. P. Scheglov, Pis'ma v ZhETF **103**, 274 (2016).
10. B. Kh. Khannanov, V. A. Sanina, and E. I. Golovenchits, J. Phys. Conf. Ser. **572**, 012046 (2014).
11. B. Kh. Khannanov, V. A. Sanina, E. I. Golovenchits, and M. P. Scheglov, JMMM **421**, 326 (2017).
12. Д. С. Андриевский, С. И. Воробьев, А. Л. Геталов, Е. И. Головенчиц, Е. Н. Комаров, С. А. Котов, В. А. Санина, Г. В. Щербаков, Письма в ЖЭТФ **106**, 275 (2017).
13. С. И. Воробьев, А. Л. Геталов, Е. И. Головенчиц, Е. Н. Комаров, С. А. Котов, В. А. Санина, Г. В. Щербаков, Письма в ЖЭТФ **110**, 118 (2019).
14. М. Ю. Каган, К. И. Кугель, УФН **171**, 533 (2001).
15. J. Lorenzana, J. C. Castellani, and C. Castro Di, Europhys. Lett. **57**, 704 (2002).

16. K. I. Kugel, A. L. Rakhmanov, A. O. Sboychakov, F. V. Kustmarsev, N. Poccia, and A. Bianconi, Supercond. Sci. Technol. **22**, 014007 (2009).
17. Е. И. Головенчиц, В. А. Санина, В. Г. Залесский, Письма ЖЭТФ **95**, 429 (2012).
18. V. A. Sanina, E. I. Golovenchits, V. G. Zalesskii, J. Phys.: Condens. Matter **24**, 346002 (2012).
19. В. А. Санина, Б. Х. Ханнанов, Е. И. Головенчиц, ФТТ **59**, 1932 (2017).
20. V. A. Sanina, E. I. Golovenchits, V. G. Zalesskii, and B. Kh. Khannanov, J. Phys.: Condens. Matter **25**, 336001 (2013).
21. В. А. Санина, Л. М. Сапожникова, Е. И. Головенчиц, Н. В. Морозов, ФТТ **30**, 3015 (1988).
22. А. В. Бабинский, Е. И. Головенчиц, Н. В. Морозов, Л. М. Сапожникова, ФТТ **34**, 108 (1992).
23. A. S. Moskvin and R. V. Pisarev, Fizika Nizkikh Temperatur **36**, 613 (2010).
24. А. Г. Гуревич, Г. А. Мелков, *Магнитные колебания и волны*, издательская фирма "Физико-математическая литература" ВО "Наука", М. (1994) [A. G. Gurevich and G. A. Melkov, *Magnetization Oscillations and Waves*, CRC, N.Y. (1996)].
25. А. П. Силин, УФН **147**, 485 (1985).
26. B. I. Shklovskii and A. L. Efros, *Electronic Properties of Doped Semiconductors*, Springer, Heidelberg (1984).
27. Б. Х. Ханнанов, Е. И. Головенчиц, В. А. Санина, ФТТ **62**, 574 (2020).