

05,09,03

Ферромагнетизм нанокластеров сплавов хрома и гашение люминесценции в гетероструктурах ZnSe/ZnMgSSe/ZnSSe:Cr

© О.В. Коплак^{1,2}, А.И. Дмитриев², А.Д. Таланцев², С.В. Зайцев³, Р.Б. Моргунов²

¹ Учебно-научный центр „Физико-химическое материаловедение“ Национального университета им. Т.Г. Шевченко и НАН Украины, Киев, Украина

² Институт проблем химической физики РАН, Черноголовка, Московская обл., Россия

³ Институт физики твердого тела РАН, Черноголовка, Московская обл., Россия

E-mail: morgunov2005@yandex.ru

(Поступила в Редакцию 8 октября 2012 г.

В окончательной редакции 21 марта 2013 г.)

В гетероструктурах с квантовыми ямами ZnSSe:Cr/ZnMgSSe исследовано гашение фотолюминесценции слоя ZnSSe при увеличении концентрации Cr. Обнаружено, что рост концентрации Cr в квантовой яме до $2 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ приводит к образованию двух типов магнитоупорядоченных нанокластеров сплавов в слое ZnSSe:Cr, температура блокирования намагниченности которых составляет 170 К и выше 300 К.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке гранта Президента РФ МК-1764.2011.3, а также проектов РФФИ 12-03-90910 мол-снг-нр, 12-07-31072 и ФЦП „Научные и научно-педагогические кадры инновационной России“ (номер заявки 2012-1.2.2-12-000-2013-005).

1. Введение

Магниторазбавленные полупроводники (Diluted Magnetic Semiconductors, DMS) групп II–VI интересны как с точки зрения фундаментальной физики, так и с точки зрения практических приложений, поскольку позволяют создавать условия для оптически управляемой намагниченности кристаллов, давно служат эффективной средой для диодных лазеров и могут быть использованы для спинтронических приложений [1–4]. Исторически магнитные свойства легированных полупроводников II–VI и их оптические свойства рассматриваются по отдельности в связи с разными задачами. Однако именно гетероструктуры этого типа полупроводников, комбинирующие магнитные и оптические свойства, представляются наиболее новым и интересным объектом для исследований. Например, в недавних работах [5–8] было показано, что в полупроводниках группы III–V наблюдается влияние инжекции спин-поляризованных носителей заряда на фотолюминесценцию квантовой ямы. Можно ожидать, что в гетероструктурах II–VI групп также могут быть обнаружены аналогичные магнитные эффекты, проявляющиеся в ближней инфракрасной и видимой областях оптического диапазона. По сравнению с работами [5–8], где магнитный слой был пространственно разделен с квантовой ямой, в данной работе рассматривается вопрос о непосредственном легировании тонкого слоя ZnSSe (квантовой ямы *QW*) ионами хрома, которые определяют одновременно как магнитные, так и оптические свойства гетероструктур.

Легирование объемных образцов полупроводников II–VI групп (ZnCrSe, ZnCrS, ZnCrTe) ионами хрома

относительно хорошо исследовано [9–12]. Ионы Cr²⁺ в таких полупроводниках проявляют сильные Ян-Теллеровские искажения [13,14] и, как следствие, при малых концентрациях обладают промежуточными свойствами между обычным бриллюэновским парамагнетизмом и парамагнетизмом Ван-Флека. В объемных полупроводниках с хромом наблюдается *p-d*-обменное взаимодействие в ZnCrSe [15], ZnCrS, ZnCr(Se,S) [16], которое может приводить к ферромагнитному упорядочению в образце. При высоких концентрациях хрома в образцах II–VI DMS помимо косвенного *d-d*-обмена, обеспечиваемого носителями заряда, может иметь место прямой *d-d*-обмен. Кроме того, примесь Cr в ZnSeS может образовывать различные кластеры сплавов, обладающие ферро- и антиферромагнитными свойствами. Насколько известно авторам, в чистом виде до сих пор не удалось идентифицировать виды обменного взаимодействия и внести ясность в разнообразие наблюдаемых магнитных свойств, сильно зависящих от условий приготовления объемного магниторазбавленного полупроводника.

В структурах уменьшенной размерности, где наступают ограничения для корреляционной длины носителей заряда, магнитной корреляционной длины *d-d*-обмена, можно ожидать разделения упомянутых вкладов в обменное взаимодействие. Поэтому изготовление новых типов гетероструктур и тонких слоев DMS с хромом открывает возможности для понимания физических механизмов возникновения обменного взаимодействия. В данной работе приведены результаты исследования магнитных свойств тонких слоев ZnSSe:Cr в сочетании с их оптическими свойствами. Цель настоящей работы заключалась в поиске корреляций магнитных и

оптических свойств слоя ZnSSe:Cr в гетероструктурах ZnSe/ZnMgSSe/ZnSSe:Cr и определении основных параметров обменного взаимодействия.

2. Методика

Гетероструктуры на основе ZnSe были выращены методом молекулярно-пучковой эпитаксии [17] на подложке GaAs и состояли из следующих слоев: буферный слой ZnSe, слой ZnMgSSe, слой ZnSSe, легированный Cr (квантовая яма), слой нелегированного ZnMgSSe и покровный слой ZnSe. Расположение слоев и их толщины показаны на рис. 1. Добавка серы в состав слоя квантовой ямы ZnSSe с концентрацией в несколько атомных процентов обеспечивала сдвиг линии излучения в сторону более высоких энергий и ее спектральную независимость от линии излучения слоев ZnSe.

В нашей работе исследована серия образцов, различающихся по концентрации хрома в квантовой яме ZnSSe: в образце I концентрация хрома составляла $C_{Cr} = 2 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ ($\sim 1 \text{ at.}\%$), в образце II — $C_{Cr} = 3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ($\sim 0.01 \text{ at.}\%$), и в нелегированном образце III $C_{Cr} < 10^{11} \text{ cm}^{-3}$, который использовался для того, чтобы из результирующего магнитного момента вычесть вклад подложки и диамагнитной кристаллической решетки (рис. 1). Измерения намагниченности образцов проводили на высокочувствительном сверхпроводящем квантовом интерференционном магнетометре (СКВИД) MPMS 5XL, Quantum Design при температурах 2–300 K в постоянном магнитном поле $H = 1 \text{ kOe}$.

Для исследования высокочастотной динамики спинов был использован спектрометр электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) JEOL JES-FA 200, работающий в X-диапазоне частоты ($\approx 9.015 \text{ GHz}$), с прямоугольным резонатором типа H_{102} , частотой модуляции 100 kHz и диапазоном развертки постоянного магнитного поля 0–10 kOe. Температура изменялась в диапазоне от 4 до 300 K с относительной точностью 0.5 K в криостате

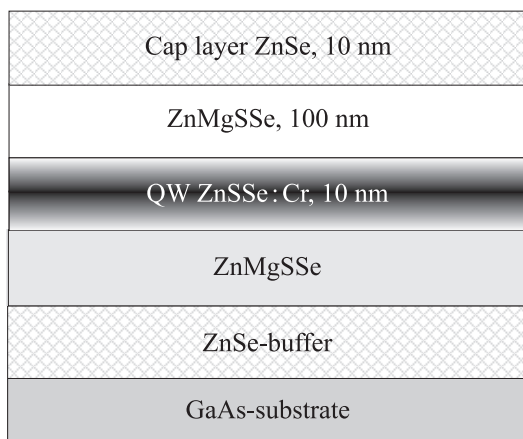


Рис. 1. Схема гетероструктуры ZnSe/ZnMgSSe/ZnSSe:Cr. Указаны толщины различных слоев.

ESR 900 Oxford Instruments. Измеряемая интенсивность сигнала была прямо пропорциональна первой производной dW/dH мнимой части магнитной восприимчивости $d\chi''/dH$. Чувствительность спектрометра нормировалась на калибровочную кривую резонатора.

Изучение фотолюминесценции из квантовой ямы позволило в данной работе исследовать влияние концентрации хрома на оптические свойства таких гетероструктур, что чрезвычайно важно с точки зрения их приложений, в том числе лазерных [17]. Фотолюминесценция при низкой температуре 2 K возбуждалась диодным лазером (404 nm) и регистрировалась на монохроматоре со спектральным разрешением лучше 0.5 meV. Время-разрешенные измерения проводились в проточном криостате на установке, оборудованной Ti:Sa пико-секундным лазером с удвоением частоты ($\sim 400 \text{ nm}$), монохроматором со спектральным разрешением $\sim 1 \text{ meV}$ и стрик-камерой с временным разрешением 8 ps.

3. Экспериментальные результаты и их обсуждение

3.1. Фотолюминесценция ZnSSe:Cr. В полупроводниках групп II–VI хром входит обычно в виде иона Cr^{2+} , занимая катионные места в конфигурации $3d^4$ [12,18,19]. Действительно, предыдущие детальные исследования фотолюминесценции в объемных образцах и эпитаксиально выращенных тонких пленках ZnSe показали, что Cr включается в матрицу ZnSe в виде оптически активных ионов Cr^{2+} вплоть до уровня $5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ [17], внутрицентровые переходы на которых ответственны за характерное инфракрасное излучение (длина волны 2–3 μm). Ионизированные акцепторные состояния Cr^+ ($3d^5$) могут быть созданы путем оптической накачки электронов из валентной зоны в изоэлектронное состояние Cr^{2+} [20–23]. Поэтому одна из задач настоящей работы заключалась в определении типов магнитного упорядочения атомов хрома в тонком слое ZnSSe:Cr и его влияния на оптические свойства образцов при различной концентрации Cr.

Фотолюминесценция образцов в наших опытах была изучена при низкой температуре $T = 2 \text{ K}$. Спектр содержал несколько линий (рис. 2, a). Часть этих линий ниже 2.82 eV (на рис. 2, a эта часть обозначена „ZnSe cap“) наблюдалась в отсутствие примеси Cr в слое ZnSSe, а их энергия соответствовала переходам локализованных экситонов или экситонов, связанных на мелких донорах и/или акцепторах в слое ZnSe [24].

Линия при 2.84–2.85 eV отвечает люминесценции экситонов из слоя ZnSSe, ширина запрещенной зоны в котором сдвинута в сторону более высоких энергий, больше, чем ширина запрещенной зоны в чистом ZnSe ($\sim 2.82 \text{ eV}$). Видно, что с ростом концентрации хрома происходит существенное гашение люминесценции в слое, наиболее сильное в образце I с максимальной

концентрацией Cr (рис. 2, а). Причины подобного подавления межзонной люминесценции в объемных образцах ZnSe, легированных Cr, детально обсуждались в работе [25]. Было показано, что наиболее эффективным механизмом безызлучательной рекомбинации является захват экситонов атомами переходных металлов (Cr в изучаемом случае) с внутрицентровым возбуждением последних. Переходы в атомах переходных металлов ответственны в том числе и за характерное инфракрасное излучение (длина волны 2–3 μm) [17]. Другим эффективным каналом гашения межзонной люминесценции является Оже-рекомбинация посредством захвата электронно-дырочных пар на такие центры, как ионизированные доноры и акцепторы, с последующим переносом энергии к ближайшему атому Cr [25]. Эти два канала отличаются зависимостью интенсивности фотолюминесценции от плотности накачки P : сверхлинейной ($\sim P^{3/2}$) при прямом захвате экситонов атомами переходных металлов и линейной ($\sim P$) во втором случае (Оже-рекомбинации) [24,25].

Подобные зависимости наблюдаются в нашем эксперименте: практически линейная зависимость для квантовых ям как без примеси хрома (образец III), так и для образца I с высоким содержанием Cr. В образце II зависимость от мощности накачки сверхлинейная с показателем, близким к теоретическому ($\sim P^{1.7}$, рис. 2, б). На основании этих данных можно сделать вывод о доминировании механизма прямого захвата экситонов на атомы хрома при промежуточных концентрациях $C_{\text{Cr}} \sim 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ и переходе к режиму Оже-рекомбинации в при высоких концентрациях $C_{\text{Cr}} > 10^{20} \text{ cm}^{-3}$. Этот вывод подтверждается изучением временных характеристик излучательной рекомбинации (рис. 2, в). Действительно, излучательное время свечения фотолюминесценции не должно изменяться (по сравнению с нелегированным образцом) в случае первого механизма — прямого захвата, тогда как в случае Оже-рекомбинации время должно сокращаться (детальное обсуждение этого вопроса приведено в работе [25]). Именно такая картина подтверждается в эксперименте: в образце II с промежуточной концентрацией Cr время свечения несколько падает до 185 ps (с 230 ps в образце III), а в образце I с высокой концентрацией Cr время свечения на начальном этапе падает до очень низкого значения 13 ps (немного выше временного разрешения), что прямо коррелирует с самой низкой интенсивностью фотолюминесценции в этом образце (рис. 2, в). Аналогичная ситуация наблюдалась также в квантовых ямах CdTe:Cr/CdMgTe [25]. Отметим, что энергия кванта фотолюминесценции в наших образцах составляла 2.85 eV, что несколько превышает значение энергии в объемных образцах ZnSSe:Cr [18].

Таким образом, можно сделать вывод об определяющем влиянии легирования хромом в первую очередь на такие основные характеристики излучательной рекомбинации, как интенсивность фотолюминесценции и время свечения. При этом можно выделить два режима гашения фотолюминесценции: при промежуточных

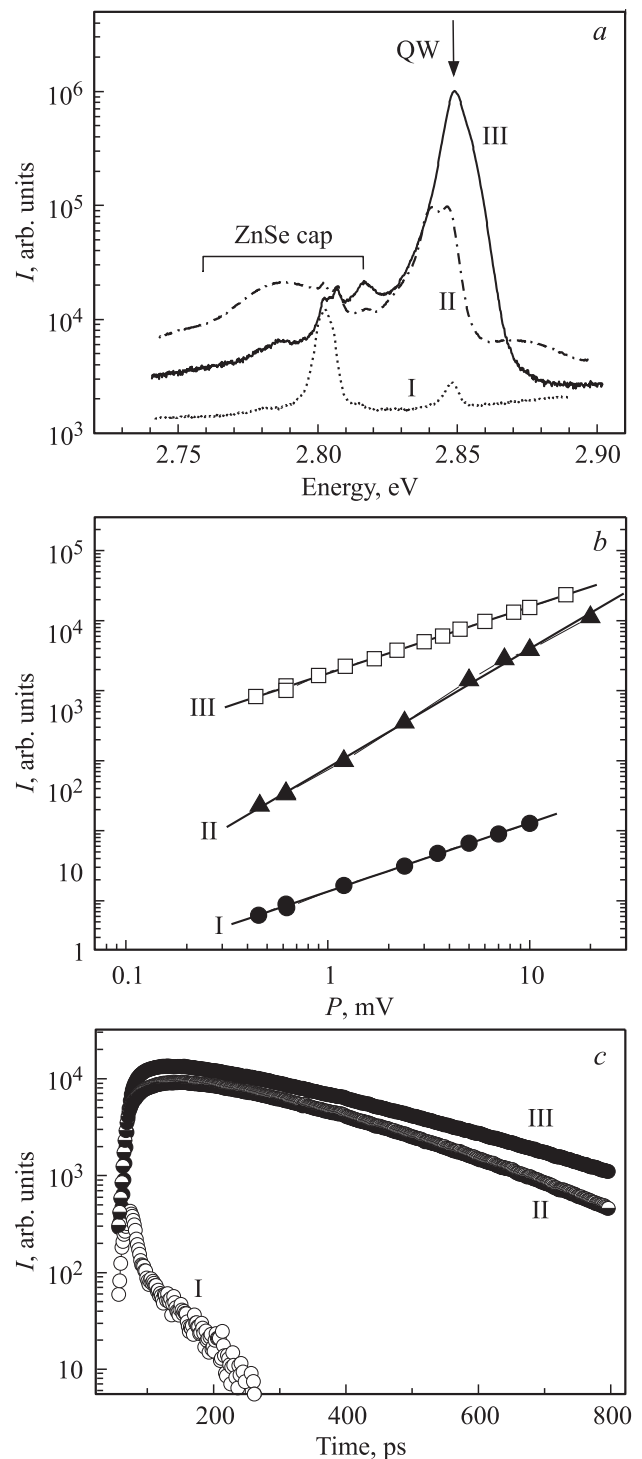


Рис. 2. (а) Спектры фотолюминесценции гетероструктур I, II и III при $T = 2 \text{ K}$ (символом QW отмечена фотолюминесценция из слоя квантовой ямы ZnSSe:Cr, символом ZnSe cap — из покровного слоя). (б) Зависимости интенсивности фотолюминесценции образцов I, II и III от лазерной накачки P при $T = 2 \text{ K}$. Сплошные линии — аппроксимации этих зависимостей степенной функцией $I(P) = P^n$: для образца I $n = 0.98$, для образца II $n = 1.70$, для образца III $n = 0.95$. (в) Импульсы свечения фотолюминесценции образцов I, II и III при $T = 8 \text{ K}$. Мощность накачки $P_{\text{exc}} = 500 \text{ W/cm}^2$. Времена гашения фотолюминесценции в образцах I, II и III, ps: 13, 185 и 232 соответственно.

концентрациях хрома ($C_{Cr} \sim 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) преобладает механизм прямого захвата фотовозбужденных экситонов, а Оже-рекомбинация фотовозбужденных электронов и дырок доминирует при высоких концентрациях ($C_{Cr} > 10^{20} \text{ cm}^{-3}$).

Важным вопросом о природе магнитного упорядочения в полупроводниковых магнитных материалах является вопрос о роли прямого обменного взаимодействия (обмена близко расположенных друг к другу ионов и кластеров хрома) и механизма косвенного обменного взаимодействия, обеспечиваемого носителями заряда при низких температурах в разбавленных магнитных полупроводниках. Для разделения этих возможностей были выполнены следующие серии экспериментов по изучению магнитных свойств образцов.

3.2. Магнитометрические данные. Для определения магнитного момента тонкого слоя ZnSSe:Cr были произведены измерения температурных зависимостей магнитного момента m двух образцов: содержащего тонкий слой с хромом и не содержащего этот слой (контрольного образца). В обоих образцах доминирующим был диамагнитный вклад слоев ZnSSe, ZnMgSe и GaAs. Поэтому величина m при каждой температуре была нормирована на массу образцов, а затем диамагнитный вклад контрольного образца был вычтен. В дальнейшем, по известной концентрации хрома и с учетом известных размеров слоя ZnSSe:Cr было рассчитано число частиц хрома в слое N и оценен соответствующий эффективный магнитный момент по формуле $\mu_{\text{eff}} = (8mT/(NH))^{1/2}$, используемой для анализа парамагнитного состояния материалов. Это было необходимо для последующего сравнения с теоретическим значением $\mu_{\text{eff}} = g(S(S+1))^{1/2}$ (S — спин). Для ионов Cr^{3+} в парамагнитном состоянии следовало бы ожидать, что значение μ_{eff} будет близким к $3.87 \mu_B$ (μ_B — магнетон Бора). Однако подсчет μ_{eff} из экспериментальной зависимости $m(T)$ по вышеуказанной формуле дает значение $\sim 300 \mu_B$, т.е. на 2 порядка превышает теоретические оценки для парамагнитного состояния слоя. Это дает основание полагать, что слой находится в ферромагнитном состоянии. Однако концентрации ионов хрома в наших образцах $\sim 0.01\text{--}1 \text{ at.}\%$ были недостаточны для создания дальнего магнитного порядка (особенно при комнатной температуре). Поэтому наиболее вероятным объяснением высокого значения эффективного магнитного момента могло быть образование кластеров сплавов CrSe, $\text{Cr}_x\text{Se}_{1-x}$, CrSSe и др., которые, согласно литературе [26–42], могут обладать ферро-антиферромагнитными и сложными магнитными свойствами (типа спинового стекла) и довольно высокими температурами Кюри и Нееля $\sim 100\text{--}700 \text{ K}$. Например, в рамках предположения о том, что все ионы хрома включены в состав ферромагнитных кластеров, можно оценить эффективный магнитный момент по формуле $\mu_{\text{eff}} = M/N \sim 2\text{--}3 \mu_B$ (рис. 3). Это значение выглядит значительно реалистичнее, чем вышеприведенные оценки для парамагнитного состояния системы.

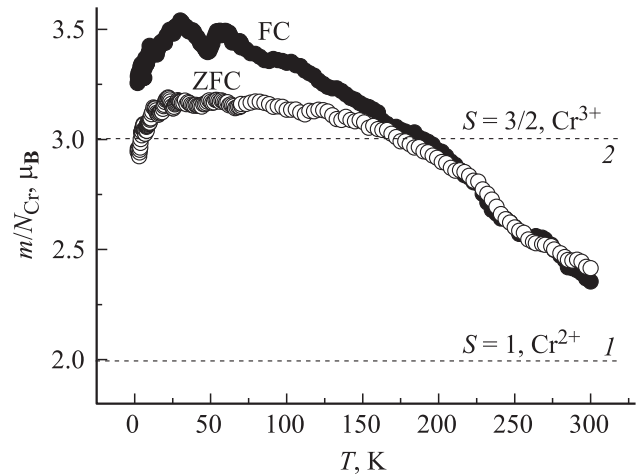


Рис. 3. Температурные зависимости магнитного момента тонкого слоя ZnSSe:Cr, нормированного на число атомов хрома N_{Cr} в образце I (в магнетонах Бора μ_B): FC — измерение намагниченности проводилось после охлаждения в поле 10 kOe; ZFC — измерение намагниченности проводилось после охлаждения образца в нулевом поле. 1, 2 — теоретические значения эффективного магнитного момента для ионов Cr^{2+} и Cr^{3+} соответственно.

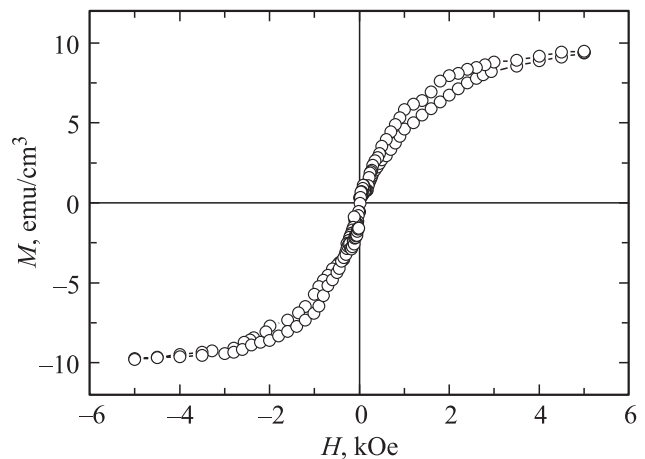


Рис. 4. Полевая зависимость намагниченности тонкого слоя ZnSSe:Cr в образце I. Измерения проводились при температуре 300 K.

Оно соответствует присутствию ионов Cr^{3+} ($S = 3/2$) и Cr^{2+} ($S = 1$) в ферромагнитных кластерах различной природы. Это согласуется с результатами работы [43], где теоретически показано, что полный момент атома хрома в кластерах CrSe может достигать величины $3.92 \mu_B$.

На рис. 3 представлены температурные зависимости эффективного магнитного момента тонкого слоя ZnSSe:Cr в образце I, измеренные при нагревании образца от 2 до 300 K после того, как он был охлажден в нулевом поле (режим ZFC) и в магнитном поле 10 kOe (режим FC). Наличие температуры блокирования $T_b = 170 \text{ K}$ (точки, в которой зависимости ZFC и

FC начинают различаться) свидетельствует о ферромагнитном состоянии „низкотемпературных“ кластеров и объясняет сильно завышенное значение μ_{eff} . Полученные результаты позволяют предполагать, что в тонком слое ZnSSe:Cr в основном содержатся ферромагнитные кластеры ионов Cr^{2+} и Cr^{3+} . Часть из них имеет температуру блокирования намагниченности 170–190 К. Гистерезис на полевой зависимости намагниченности при 300 К (рис. 4), а также насыщение намагниченности при 2.5 kOe указывают на то, что другая часть кластеров имеет более высокие значения температуры блокирования, превышающие диапазон температур, используемый в наших измерениях, т.е. для них $T_b > 300$ К. Для этих „высокотемпературных“ кластеров полученные нами температурные и полевые зависимости магнитного момента качественно сходны с соответствующими зависимостями для кластеров Cr_7Se_8 , полученными ранее в работе [26], что дает основание полагать, что кластеры Cr_7Se_8 могут вносить основной вклад в намагниченность тонкого слоя ZnSSe:Cr в исследуемых нами гетероструктурах.

Чтобы различить вклады парамагнитных ионов и ферромагнитных кластеров при высоких температурах, была проведена следующая серия экспериментов, в которой были записаны и проанализированы спектры электронного спинового резонанса образцов.

3.3. Электронный спиновый резонанс. Спектр образца I при 300 К в ориентации поля в плоскости образца (т.е. угол между плоскостью и полем образца 0°), а также результат аппроксимации этого сигнала суммой первых производных лоренцевых линий 1 и 2, приведены на рис. 5. Можно было бы усмотреть и большее количество линий меньшей амплитуды, однако аппроксимация большим числом линий оказывается ненадежной при данной точности измерений, и мы остановились на исследовании наиболее достоверных линий 1 и 2.

Угловые зависимости резонансных полей линий 1 и 2 при $T = 300$ К приведены на рис. 6 в полярных координатах. Из них следует, что линия 1 сильно анизотропна, в то время как линия 2 почти изотропна. В образцах II и III вышеописанных линий не наблюдалось, поскольку концентрация хрома была значительно ниже. Однако в образце II в малых полях (при 50 Oe) была обнаружена слабая линия, которая могла принадлежать подложке, поэтому ее природу мы далее не обсуждаем.

Можно предполагать, например, что парамагнитные центры не должны обладать сильной анизотропией в кубической решетке, и, следовательно, им отвечает слабо анизотропная линия 2. Ферромагнитные кластеры, напротив, должны обладать заметной анизотропией, особенно с учетом возможной ориентации их осей в двумерной структуре тонкого слоя. Поэтому им логично приписывать сильно анизотропную линию 1.

Таким образом, результаты исследования высокотемпературного магнитного состояния методом электронного спинового резонанса в целом подтверждают наличие

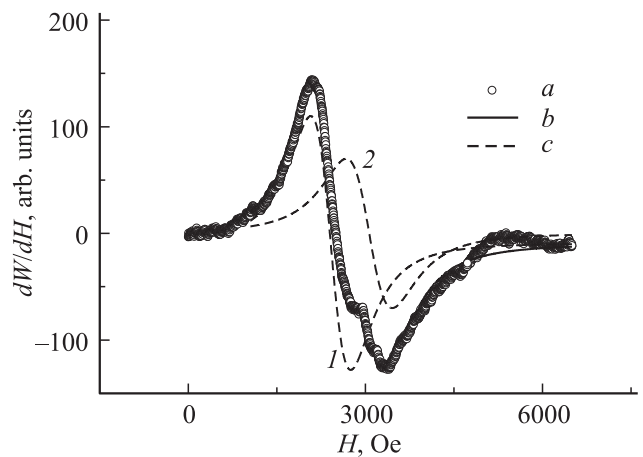


Рис. 5. Спектр электронного спинового резонанса образца I, ориентированного параллельно направлению постоянного магнитного поля спектрометра: *a* — при температуре 300 К, *b* — аппроксимация спектрального сигнала суммой сильно анизотропной линии 1 и слабо анизотропной линии 2, *c* — разложение спектра на две линии лоренцевой формы.

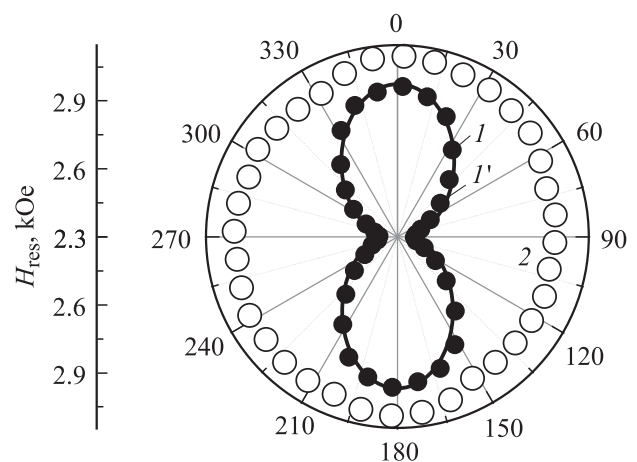


Рис. 6. Угловые зависимости резонансных полей линий ЭПР 1 и 2 в полярных координатах для образца I при температуре $T = 300$ К. Сплошная линия 1' — теоретическая ориентационная зависимость резонансного поля линии 1, построенная при параметрах $g = 2.52$; $f = 0.01$; $K_{2\perp} = -1.98 \cdot 10^3 \text{ erg/cm}^3$ (см. текст).

двух магнитных подсистем и не противоречит гипотезе о сосуществовании диспергированных атомов хрома и кластеров и их вкладах в полный магнитный момент образца.

3.4. Анизотропия намагниченности слоев ZnSSe:Cr. Рассмотрим анизотропию ферромагнитных кластеров при 300 К (когда основной вклад в намагниченность дают только кластеры одного типа (высокотемпературные кластеры)). Магнитополевая зависимость выходит на насыщение при $H = 4$ kOe (рис. 4). В этом поле магнитный момент насыщения слоя равен $m_s = 9.6 \cdot 10^{-7}$ ед. Для подсчета намагниченности

насыщения были использованы следующие параметры образца: длина $a = 5 \text{ nm}$, ширина $b = 2 \text{ nm}$, толщина квантовой ямы с хромом $c = 10 \text{ nm}$. Объем магнитного слоя — $V = abc = 10^{-7} \text{ cm}^3$. Таким образом, средняя намагниченность насыщения равна $M_s = m/V = 9.6 \text{ emu/cm}^3$.

Вклад анизотропии формы образца можно оценить сверху, используя формулы Киттеля для бесконечно тонкой пластины [44]. В случае, когда магнитное поле направлено перпендикулярно плоскости пластины, отклонение резонансного поля от теоретического значения, соответствующего $g = 2$, равно

$$\begin{aligned} \Delta H_{\perp} &= (H_{\text{res}} - \omega/\gamma)_{\perp} = H_{\text{res}} - (H_{\text{res}} - 4\pi M_s) \\ &= 4\pi M_s = 226 \text{ Oe}. \end{aligned}$$

В случае, когда внешнее поле направлено параллельно плоскости пластины, отклонение ΔH_{\parallel} может быть выражено как

$$\begin{aligned} \Delta H_{\parallel} &= (H_{\text{res}} - \omega/\gamma)_{\parallel} = H_{\text{res}} - (H_{\text{res}}(H_{\text{res}} + 4\pi M_s))^{1/2} \\ &= -110 \text{ Oe}. \end{aligned}$$

Таким образом, максимальное изменение резонансного поля, которое может быть обусловлено анизотропией формы образца: $\Delta H = \Delta H_{\perp} - \Delta H_{\parallel} = 336 \text{ Oe}$. Эта величина почти в 2 раза меньше различия резонансных полей, наблюдаемого экспериментально (рис. 6). Полученные результаты дают основания полагать, что наблюдаемая анизотропия линии спектров магнитного резонанса не сводится к анизотропии формы тонкого слоя, а обусловлена также магнитокристаллической анизотропией ферромагнитных кластеров. Заметим, что наблюдаемая анизотропия не может быть связана с магнитоупругой анизотропией, так как в этом случае ориентационная зависимость резонансного поля была бы сдвинута по фазе на 90° по отношению к наблюдаемой нами зависимости [45,46].

Рассматривая квантовую яму, легированную хромом, как слой отдельно расположенных кластеров, можно записать следующее выражение для энергии намагниченности ферромагнитного кластера [47]:

$$\begin{aligned} E &= -HM - (K_{2\perp} - 2\pi f M^2) \cos^2 \theta - \frac{1}{2} K_{4\perp} \cos^4 \theta \\ &\quad - \frac{1}{2} K_{4\parallel} \frac{1}{4} (3 + \cos 4\varphi) \sin^4 \theta - K_{2\parallel} \sin^2 \theta \cos 2\varphi, \quad (1) \end{aligned}$$

где \mathbf{H} — напряженность внешнего приложенного постоянного магнитного поля, \mathbf{M} — намагниченность образца, $K_{2\parallel}$ и $K_{2\perp}$, $K_{4\parallel}$ и $K_{4\perp}$ — параллельные и перпендикулярные константы анизотропии 2 и 4 порядка, θ — угол между направлением внешнего магнитного поля и нормалью к плоскости образца, φ — азимутальный угол между осью легкого намагничивания и проекцией вектора внешнего магнитного поля на плоскость образца, f — фактор заполнения (он и обуславливает отличие

распределения хрома в виде кластеров от распределения в однородной тонкой ферромагнитной пленке). В случае вращения образца в плоскости, перпендикулярной его оси легкого намагничивания, зависимость резонансного поля от полярного угла имеет вид [48]

$$\begin{aligned} \left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 &= \frac{1}{M^2} \left[E_{\theta\theta} \left(\frac{E_{\varphi\varphi}}{\sin^2 \theta} + \frac{\cos \theta}{\sin \theta} E_{\theta} \right) \right. \\ &\quad \left. - \left(\frac{E_{\theta\varphi}}{\sin \theta} - \frac{\cos \theta}{\sin \theta} \frac{E_{\varphi}}{\sin \theta} \right)^2 \right], \quad (2) \end{aligned}$$

где $\gamma = g\mu_B/\hbar$ — гиромагнитное отношение, g — эффективное значение g -фактора, μ_B — магнетон Бора, \hbar — постоянная Планка, $\omega = 9.015 \text{ GHz}$ — резонансная частота спектрометра, M — намагниченность образца, E_{θ} , E_{φ} , $E_{\theta\theta}$, $E_{\theta\varphi}$, $E_{\varphi\varphi}$ — первые и вторые производные энергии намагниченности ферромагнитного кластера по углам θ и φ , задающим ориентацию образца.

Задавая эффективное значение g -фактора и величину константы перпендикулярной анизотропии $K_{2\perp}$ (1), можно изменять теоретическую зависимость резонансного поля от полярного угла (2), добиваясь ее совпадения с экспериментальной. На рис. 6 сплошной линией I' показана теоретическая ориентационная зависимость резонансного поля линии I , построенная при параметрах $g = 2.52$; $f = 0.01$ (величина взята в соответствии с концентрацией хрома в квантовой яме); $K_{2\perp} = -1.98 \cdot 10^3 \text{ erg/cm}^3$. Соответствующая ей величина поля анизотропии равна $H_{2\perp} = 2K_{2\perp}/M_s = -413 \text{ Oe}$. Эта константа позволяет оценить также средний радиус высокотемпературных кластеров $\sim 60 \text{ nm}$.

4. Выводы

Таким образом, в тонком слое квантовой ямы $\text{ZnSSe}:\text{Cr}$ гетероструктур $\text{ZnSe}/\text{ZnMgSSe}/\text{ZnSSe}:\text{Cr}$ обнаружено ферромагнитное упорядочение, которое возникает в кластерах сплавов хрома. Часть этих кластеров („низкотемпературные“) имеет температуру блокирования 170 K в сильно легированных образцах $C_{\text{Cr}} = 2 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$. Другая часть („высокотемпературные“) ферромагнитна и при комнатной температуре. Повышение концентрации хрома приводит к гашению межзонной фотолюминесценции из квантовой ямы. При этом можно выделить два режима: при промежуточных концентрациях хрома ($\sim 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) реализуется механизм гашения путем прямого захвата фотовозбужденных экситонов на одиночные атомы хрома, тогда как Оже-рекомбинация фотовозбужденных электронов и дырок доминирует при высоких концентрациях ($\geq 10^{20} \text{ cm}^{-3}$).

Авторы признательны сотруднику НЦВО РАН А.О. Забейайлову за образцы, предоставленные для исследований.

Список литературы

- [1] K. Sato, P.H. Dederichs, H. Katayama-Yoshida, J. Kudrnovsky. *Physica B* **340**, 863 (2003).
- [2] K. Sato, H. Katayama-Yoshida. *Semicond. Sci. Technol.* **17**, 367 (2002).
- [3] S.A. Wolf, D.D. Awschalom, R.A. Buhrman, J.M. Daughton, S. von Molnar, M.L. Roukes, A.Y. Chtchelkanova, D.M. Treger. *Science* **294**, 1488 (2001).
- [4] G. Schmidt. *J. Phys. D* **38**, R107 (2005).
- [5] А.И. Дмитриев, А.Д. Таланцев, С.В. Зайцев, Ю.А. Данилов, М.В. Дорохин, Б.Н. Звонков, О.В. Коплак, Р.Б. Моргунов. *ЖЭТФ* **140**, 158 (2011).
- [6] А.И. Дмитриев, А.Д. Таланцев, С.В. Зайцев, О.В. Коплак, Р.Б. Моргунов. *Изв. РАН, сер. хим.* **6**, 1027 (2011).
- [7] С.В. Зайцев, М.В. Дорохин, А.С. Бричкин, О.В. Вихрова, Ю.А. Данилов, Б.Н. Звонков, В.Д. Кулаковский. *Письма в ЖЭТФ* **90**, 730 (2009).
- [8] A.I. Dmitriev, A.D. Talantsev, S.V. Zaitsev, O.V. Koplak, R.B. Morgunov. *J. Phys.: Conf. Ser.* **345**, 012014 (2012).
- [9] A. Twardowski. *Chin. J. Phys.* **33**, 375 (1995).
- [10] W. Mac, A. Twardowski. *Phys. Rev. B* **50**, 14 144 (1994).
- [11] M. Surma, M. Godlewski. *Phys. Rev. B* **50**, 8319 (1994).
- [12] J.T. Vallin, G.D. Watkins. *Phys. Rev. B* **9**, 2051 (1973).
- [13] С.Ф. Дубинин, В.И. Соколов, С.Г. Теплухов, В.Д. Пархоменко, Н.Б. Груздев. *ФТТ* **48**, 12 (2006).
- [14] С.Ф. Дубинин, В.И. Соколов, С.Г. Теплухов, В.Д. Пархоменко, В.В. Гудков, А.Т. Лончаков, И.В. Жестовских, Н.Б. Груздев. *ФТТ* **49**, 7 (2007).
- [15] W. Mac, N.T. Khoi, A. Twardowski, J.A. Gaj, M. Demianiuk. *Phys. Rev. Lett.* **71**, 2327 (1993).
- [16] W. Mac, N.T. Khoi, A. Twardowski, M. Demianiuk. In: *Proc. Int. Conf. Phys. Semicond. (Vancouver 1994)* / Ed. D.J. Lockwood. World Scientific, Singapore (1995). P. 2573.
- [17] A. Gallian, V.V. Fedorov, J. Kernal, J. Allman, S.B. Mirov, E.M. Dianov, A.O. Zabezhaylov, I.P. Kazakov. *Appl. Phys. Lett.* **86**, 091 105 (2005).
- [18] J.T. Vallin, G.A. Slack, S. Roberts, A.E. Hughes. *Phys. Rev. B* **2**, 4313 (1970).
- [19] J.M. Baranowski. In: *Deep Centers in Semiconductors* / Ed. S.T. Pantelides. Gordon and Breach, New York (1986). P. 691.
- [20] R.S. Title. *Phys. Rev.* **131**, 623 (1963).
- [21] R.S. Title. *Phys. Rev.* **133**, A1613 (1964).
- [22] J. Dieleman, R.S. Title, W.V. Smith. *Phys. Lett.* **1**, 334 (1962).
- [23] G.W. Ludwig, M.R. Lorenz. *Phys. Rev.* **131**, 601 (1963).
- [24] M. Godlewski, M. Surma, A.J. Zakrzewski. *J. Appl. Spectroscopy* **62**, 671 (1995).
- [25] M. Godlewski, V.Yu. Ivanov, A.J. Zakrzewski, T. Wojtowicz, G. Karczewski, J. Kossut, J.P. Bergman, B. Monemar. *Acta Phys. Pol. A* **92**, 781 (1997).
- [26] T. Kaneko, J. Sugawara, K. Kamigaki, S. Abe, H. Yoshida. *J. Appl. Phys.* **53**, 2223 (1982).
- [27] А.И. Галяс. *ФТТ* **10**, 3052 (1992).
- [28] A. Twardowski, T. Fries, Y. Shapira, P. Eggenkamp, H.J.M. Swagten, M. Demianiuk. *J. Appl. Phys.* **73**, 5745 (1993).
- [29] S.K. Bose, J. Kudrnovsky. *Phys. Rev. B* **81**, 054 446 (2010).
- [30] Y. Liu, S.K. Bose, J. Kudrnovsky. *World J. Eng.* **9**, 2, 125 (2012).
- [31] W. Zheng, K. Singh, Z. Wang, J.T. Wright, J. van Tol, N.S. Dalal, R.W. Meulenberg, G.F. Strouse. *J. Am. Chem. Soc.* **134**, 5577 (2012).
- [32] J. Dijkstra, C.F. van Bruggen, C. Haas, R.A. de Groot. *J. Phys.: Cond. Matter* **1**, 9163 (1989).
- [33] C.M. Fang, P.R. Tolsma, C.F. van Bruggen, R.A. de Groot, G.A. Wieggers, C. Haas. *J. Phys.: Cond. Matter* **8**, 4381 (1996).
- [34] P. Mavropoulos, I. Galanakis. *J. Phys.: Cond. Mater* **19**, 315 221 (2007).
- [35] W.S. Yun, S.C. Hong. *J. Korean Phys. Soc.* **53**, 384 (2008).
- [36] S.J. Hibble, R.I. Walton, D.M. Pickup. *J. Chem. Soc. Dalton Trans.* **11**, 2245 (1996).
- [37] S.J. Hashemifar, P. Kratzer, M. Scheffler. *Phys. Rev. B* **82**, 214417 (2010).
- [38] R.C. LeCraw, H. Von Philipsborn, M.D. Sturge. *J. Am. Chem. Soc.* **38**, 965 (1967).
- [39] I. Galanakis, E. Sasioglu. *J. Appl. Phys.* **109**, 113 912 (2011).
- [40] D.B. Litvin. *Acta Cryst.* **29**, 651 (1973).
- [41] I. Tsubokawa. *J. Phys. Soc. Jpn.* **15**, 2243 (1960).
- [42] Г.И. Маковецкий, К.И. Янушкевич, А.И. Галяс, Д.Г. Васюков. В сб.: *Актуальные проблемы физики твердого тела / Под ред. Н.М. Олехнович. Беларус. навука, Минск (2003). С. 31.*
- [43] E. Sasioglu, I. Galanakis, L.M. Sandratskii, P. Bruno. *J. Phys. Condens. Matter*, **17**, 3915 (2005).
- [44] C. Kittel. *Phys. Rev.* **73**, 155 (1948).
- [45] A. Kumar, S. Fahler, H. Schlorb, K. Leistner, L. Schultz. *Phys. Rev. B* **73**, 064 421 (2006).
- [46] Ф.Б. Мушенок, А.И. Дмитриев, М.В. Кирман, С.М. Алдошин, Н.А. Санина, Р.Б. Моргунов. *ФТТ* **52**, 1992 (2010).
- [47] B. Schulz, K. Baberschke. *Phys. Rev. B* **50**, 13 467 (1994).
- [48] L. Basalgia, M. Warden, F. Waldner. *Phys. Rev. B* **38**, 2237 (1988).