

Магнитные свойства квантовых ям GaAs/ δ $<\text{Mn}>$ /GaAs/In_xGa_{1-x}As/GaAs

Б. А. Аронзон^{1)*1), А. С. Лагутин⁺, В. В. Рыльков^{++*}, В. В. Тугушев⁺, В. Н. Меньшов⁺, А. В. Лейскул^{▽2)},}
Р. Лайхо^{▽2)}, О. В. Вихрова[□], Ю. А. Данилов[□], Б. Н. Звонков[□]

⁺Российский научный центр “Курчатовский институт”, 123182 Москва, Россия

^{*}Институт прикладной и теоретической электродинамики РАН, 127412 Москва, Россия

[▽]Wihuri Physical laboratory, Department of Physics, University of Turku, FIN-20014, Turku, Finland

[□]Научно-исследовательский физико-технический институт Нижегородского государственного университета им. Лобачевского
603950 Нижний Новгород, Россия

Поступила в редакцию 26 декабря 2007 г.

В диапазоне температур от 3 до 300 К в магнитных полях до 6 Тл исследованы полевая и температурная зависимости намагниченности GaAs/ δ $<\text{Mn}>$ /GaAs/In_xGa_{1-x}As/GaAs квантовых ям, в которых δ $<\text{Mn}>$ слой отделялся от квантовой ямы GaAs спейсером толщиной 3 нм. Обнаружено, что при температурах менее 40 К происходит индуцированный внешним магнитным полем фазовый переход в ферромагнитное состояние со сдвигом петли гистерезиса намагниченности относительно нулевого магнитного поля. Предложена теоретическая модель, предполагающая сосуществование ферро- и антиферромагнитно упорядоченных областей внутри слоев GaAs.

PACS: 71.55.Eq, 72.20.My, 72.25.Dc, 75.50.Rp

1. Многочисленные работы, посвященные экспериментальному исследованию разбавленных магнитных полупроводников (РМП) типа легированных Mn соединений III–V [1–4], в основном касаются свойств объемных материалов. Публикации, в которых обсуждаются свойства низкоразмерных (в частности, двумерных) систем, пока еще довольно редки [5–9]. В то же время такие системы представляют несомненный интерес как с точки зрения фундаментальных исследований, так и для возможных практических применений. Относительная редкость публикаций, посвященных исследованиям двумерных структур на основе РМП, связана, с одной стороны, с трудностью проведения магнитных измерений на данных объектах. В самом деле, достаточно сложно выделить магнитный момент двумерного (2D) слоя толщиной несколько нанометров на фоне диамагнитного сигнала подложки толщиной в доли миллиметра. С другой стороны, исследовавшиеся ранее 2D структуры на основе III–V полупроводников с примесью Mn не вызывали очень большого интереса в связи с крайне низкими значениями подвижности носителей заряда (дырок) в 2D канале ($\leq 10 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$) [5–7]. Столь малые значения подвижности связаны с очевидным

стремлением авторов обеспечить максимально большую плотность дырок непосредственно в области нахождения магнитных ионов Mn. При этом молчаливо подразумевается, что в системе будет реализовано максимально большое обменное взаимодействие и созданы оптимальные условия для ферромагнетизма, поскольку, согласно общепринятым положениям, основной механизм ферромагнитного упорядочения в РМП типа (III,Mn)V связан именно с обменом через дырки (“carrier-mediated ferromagnetism”) [1–4]. К сожалению, такое пространственное распределение носителей наряду с усилением обмена приводит к их сильному кулоновскому рассеянию на ионах Mn и, соответственно, к низкой подвижности. Тем самым резко ограничивается как спектр физических явлений, которые можно наблюдать в изучаемых системах, так и возможные приложения в области спинtronики.

В силу вышеизложенных обстоятельств основным методом обнаружения ферромагнитного упорядочения в 2D структуры на основе III–V полупроводников с примесью Mn стали измерения аномального эффекта Холла (АЭХ) [5–8]. Низкие значения подвижности носителей облегчают экспериментальное наблюдение АЭХ, поскольку соотношение аномальной и нормальной компонент холловского сигнала обратно пропорционально квадрату подвижности и при высоких ее

¹⁾e-mail: aronzon@mail.ru

²⁾A.V. Lashkul, R. Laiho.

Параметры образцов

Образец	x	d_{Mn} , ML	77 К		5 К	
			μ_{eff}^* , $\text{см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$	$p_s \cdot 10^{-12}$, см^{-2}	μ_{eff} , $\text{см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$	$p_s \cdot 10^{-12}$, см^{-2}
4831	0.21	0.5	1860	2	2950	0.7
4834	0.16	1.8	1350	1.8	180	0.3

* μ_{eff} – эффективная холловская подвижность

значениях выделить аномальный вклад достаточно сложно [10]. В самом деле, в работе [7] Mn вводился однородно непосредственно в квантовую яму, по которой осуществлялся транспорт носителей заряда. В работах [5, 6], где исследовалась гетероструктура $GaAs/AlGaAs$, Mn находился в виде δ -слоя в 2D канале проводимости вблизи гетерограницы.

Настоящая работа посвящена исследованию намагниченности наноструктуры $GaAs/InGaAs/GaAs$ с δ -слоем Mn, отделенным от проводящего канала промежуточным слоем GaAs (спейсером) толщиной 3 нм. Как показывают структурные рентгеновские исследования, некоторое количество ионов Mn из δ -слоя проникает в область GaAs спейсера, но они все же не достигают самого канала. Дополнительным подтверждением этого утверждения являются относительно высокие значения подвижности носителей в 2D канале данных структур ($> 1300 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$) при $T = 77 \text{ К}$ [10]). Принципиальное отличие данной системы от изучавшихся ранее в [5–8] связано с совершенно иным, чем в [5–8], характером пространственного распределения дырок. В нашем случае дырки в основном сосредоточены в канале, так что их удаленность от δ -слоя Mn заставляет не только серьезно задуматься о механизме установления ферромагнитного порядка в системе, но и открывает перспективы изучения целого ряда новых исследований.

Ранее в работе [9] мы уже сообщали о наблюдении ферромагнитного сигнала вплоть до $T = 400 \text{ К}$ в структурах, подобных нашей, где он был связан с включениями Mn_xGa_{1-x} ($x \approx 0.60$), имеющими температуру Кюри, превышающую 600 К. Структуры, изучаемые в данной работе, отличаются от рассмотренных в [9] заметно большим содержанием Mn (более чем в 2 раза). Казалось бы, что вследствие этого, при прочих равных условиях (температура роста и геометрические параметры) ферромагнитное поведение объектов должно только усиливаться. Действительно, приведенные ниже результаты соответствуют приблизительно в четыре раза большему, чем в [9], значению намагниченности. Однако, как будет показано, характер ее поведения во внешнем поле оказался совсем иным, чем в [9], и нетипичным для обычных ферромагнитных систем.

2. Структуры типа $GaAs/\delta\text{Mn}/GaAs/In_xGa_{1-x}As/GaAs$, содержащие квантовую яму $In_xGa_{1-x}As$ ($x = 0.16 \div 0.21$) шириной $a = 9 \div 10 \text{ нм}$, были выращены на подложках полуизолирующего GaAs (100) с использованием лазерного испарения Mn-мишени в процессе MOS-гидридной эпитаксии. Слой $In_xGa_{1-x}As$ и окружающие его слои GaAs были выращены при температуре 600 °C, в то время как δ -слой Mn и лежащий на нем покровный слой GaAs наносились при температуре 450 °C. Результаты транспортных измерений данных структур и технология их создания описаны в [8, 10], а параметры исследованных образцов приведены в таблице. Толщина GaAs спейсера составляла 3 нм. В качестве объектов исследования были выбраны структуры с толщиной δ -слоя Mn d_{Mn} , от 0.5 ML (образец 4831) до 1.8 ML (образец 4834). Для сравнения исследовался также немагнитный образец (4847) с δ -слоем C вместо Mn.

Исследованные структуры, в зависимости от условий их приготовления, демонстрируют как квазиметаллический (образец 4831), так и актиационный (образец 4834) характер проводимости. Измерения магнитотранспортных свойств данных образцов было проведено при температурах от 4.2 до 300 К в геометрии двойного холловского креста. Ширина проводящей области составляла $W = 0.3 \text{ мм}$, а расстояние между потенциальными контактами было равно $L = 1.5 \text{ мм}$. Образцы были выполнены с использованием фотолитографии в виде мезаструктур.

Магнитные измерения были проведены с помощью СКВИД-магнетометра на образцах с характерными размерами $0.5 \times 5 \times 5 \text{ мм}$. Магнитное поле во всех экспериментах было ориентировано параллельно плоскости 2D канала. Определить с необходимой точностью вклад от δ -слоя Mn в суммарный магнитный момент оказалось возможным только при использовании специальной процедуры подготовки образцов, исключающей попадание взвеси микрочастиц из воздуха или с поверхностей рабочих столов на поверхность исследуемых материалов, а также при правильной последовательности их смены в ходе измерений.

Вначале проводились измерения магнитного момента структуры с квантовой ямой и δ -слоем Mn, затем – магнитного момента тефлона, использованного для закрепления образцов на штоке магнетометра и, наконец, структуры с квантовой ямой, но без δ -слоя Mn; отдельно для контроля проводились измерения магнитного момента подложки (образец со стравленной структурой). Это относится ко всем вариантам магнитных измерений: как с разверткой по магнитному полю при фиксированной температуре, так и с разверткой по температуре при фиксированном магнитном поле, а также ко всем возможным комбинациям этих двух видов исследований. В дальнейшем вклад держателя вычитался из магнитных моментов наноструктуры и “подложки” (в данном случае – это квантовая яма без δ -слоя Mn) с последующим вычитанием вклада “подложки” из магнитного момента образца при нужной коррекции по ее массе.

3. В настоящее время для определения температуры Кюри T_c в РМП широко используют положение горба (локального максимума) на температурной зависимости сопротивления, который связан с ослаблением спин-зависимого рассеяния носителей заряда после установления ферромагнитного порядка в системе. Экспериментальные зависимости сопротивления исследованных образцов от температуры $R(T)$ приведены на рис.1. Кривые, относящиеся к обоим

разца 4847, не содержащего Mn, на которых какие-либо особенности отсутствуют. В исследованных образцах также удалось наблюдать аномальный эффект Холла [10], что свидетельствует о наличии магнитного момента, направленного перпендикулярно плоскости структуры.

Перейдем к описанию результатов измерения намагниченности исследуемых объектов. Магнитополевые зависимости магнитного момента структур представлены на рис.2 и 3. Приведенные зависимости весьма необычны и не соответствуют привычным

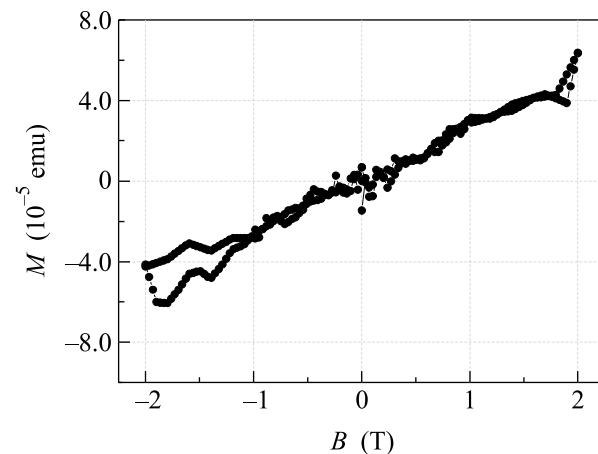


Рис.2. Кривая намагничивания образца 4831 с содержанием Mn 0.5 ML, полученная при температуре 3 К

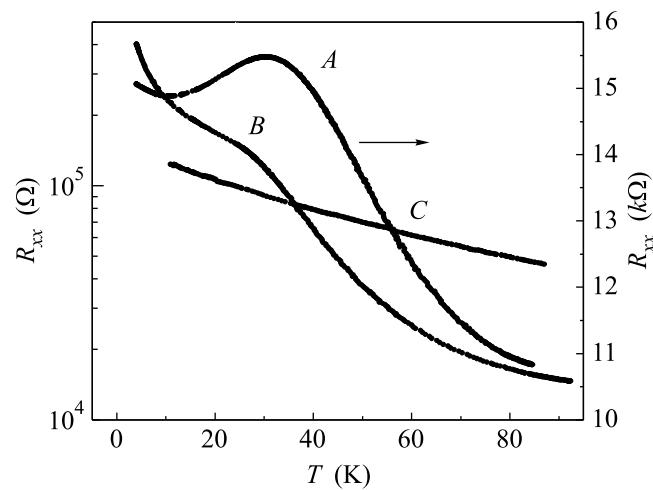


Рис.1. Температурные зависимости сопротивления структур GaAs/ δ -Mn/In_xGa_{1-x}As/GaAs (образцы 4831 (A), 4834 (B) и 4847 (C)). Образец C содержал вместо δ -слоя Mn δ -слой углерода

образцам, демонстрируют наличие локального максимума при температуре $T_c \approx 40$ К. Там же для сравнения приведены результаты измерения $R(T)$ для об-

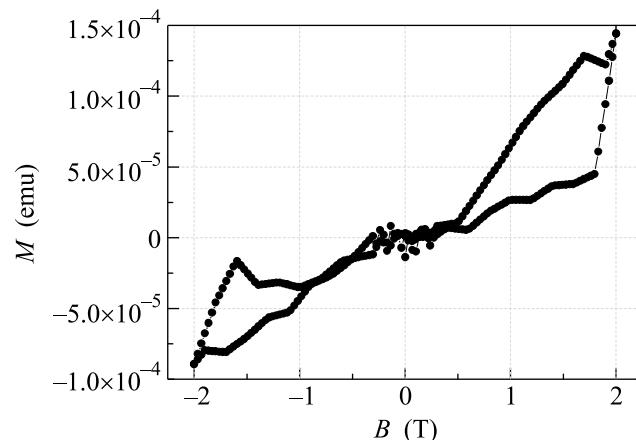


Рис.3. Кривая намагничивания образца 4834 с содержанием Mn 1.8 ML, полученная при температуре 3 К

представлениям о поведении пара- или ферромагнитной системы в магнитном поле. В слабых полях зависимость $M(B)$ практически линейна, что соответствует парамагнитному состоянию системы. Однако при достижении некоего критического поля B_h характер зависимости изменяется, и при $B > B_h$ на-

блюдается магнитный гистерезис, характерный для ферромагнитного упорядочения. Для образца 4834 с относительно высоким содержанием Mn (1.8 ML) величина $B_h \approx 1$ Тл, в то время как в образце 4831 с содержанием Mn ≈ 0.5 ML линейная зависимость $M(B)$ наблюдается почти во всем исследованном диапазоне магнитных полей. Уверенно утверждать, что при $B > 1.5\text{--}2$ Тл в этом образце имеет место магнитный гистерезис, не приходится в связи с ограниченностью диапазона используемых магнитных полей. Здесь еще раз следует подчеркнуть, что магнитные измерения на подобных структурах крайне трудны, а представленные данные отражают результат вычитания больших величин, связанных с паразитными сигналами. Это, по-видимому, является причиной небольших различий левой и правой частей кривых. Различия в данных для образцов 4831 и 4834 связаны, скорее всего, с различием содержания Mn в этих образцах.

Магнитополевые зависимости намагниченности коррелируют с ее температурной зависимостью. По измеренной в парамагнитной области зависимости $M(B)$ в ZFC- (охлаждение в нулевом магнитном поле) и FC- (охлаждение в магнитном поле) режимах было установлено, что образец 4831 (с металлической проводимостью) демонстрирует типичное для спиновых стекол поведение с температурой блокирования около 20 К. В то же время для образца 4834 (с диэлектрической проводимостью) измерения при $B > B_h \approx 1$ Тл выявили совпадение $M(B)$ в ZFC- и FC-режимах, что имеет место при ферромагнитном упорядочении. Величина магнитного момента, экстраполированная к нулевой температуре, составляет в последнем случае $(3.3 \pm 0.6) \cdot 10^{-5}$ Гс · см³.

Для обсуждения полученных результатов необходимо иметь хотя бы качественное представление о пространственном распределении Mn в системе. Если предположить, что весь магнитный момент обусловлен только ионами Mn, а его плотность в δ -слое равна плотности металла, то можно получить нижнюю оценку 0.29 нм для толщины δ -слоя. Ясно, однако, что вследствие диффузии ионов Mn в GaAs по обе стороны от δ -слоя (в спайсер и покровный слой) образуются неоднородные по концентрации Mn области твердого раствора $Ga_{1-x}Mn_xAs$. Распределение ионов Mn по толщине GaAs резко неоднородно, имеет максимум на расстоянии 3 нм от края квантовой ямы и спадает до нуля при приближении к нему [10]. Характер распределения ионов Mn в плоскости структуры можно качественно оценить, используя теорию Гергеля–Суриса для крупномасштабного флуктуационного кулоновского потенциала в 2D структурах [11]

и учитывая, что Mn является не только магнитной, но и электрически активной примесью. Обычно Mn замещает Ga, являясь акцептором, однако при больших концентрациях (более 6 ат.% в объеме) значительная часть атомов Mn занимает междоузельные позиции и играет роль двойных доноров [4]. Таким образом, мы имеем дело с компенсированной 2D полупроводниковой структурой. Сравнение температурной зависимости проводимости (величина энергии активации $\varepsilon_a \approx 10$ мэВ, температура перехода к прыжковой проводимости $T = T_t = 24$ К) с теорией [11] дает возможность определить как амплитуду $\gamma \approx \varepsilon_a \approx 10$ мэВ, так и масштаб r_{fp} крупномасштабного флуктуационного потенциала, который оказался равным 20 нм [10]. Следует отметить, что величина r_{fp} превышает длину свободного пробега дырок, которая при $\mu \approx 10^3$ см²/В·с и $T \approx 30$ К составляет $l_h \approx 6$ нм. Таким образом, канал проводимости представляет собой металлические капли размером порядка 20 нм, отражая распределение атомов Mn в плоскости образца. При малой степени компенсации (образец 4831) эти капли сливаются в переколяционный кластер, приводя к металлическому характеру проводимости структуры; при высокой степени компенсации (образец 4834) транспорт между отдельными каплями осуществляется за счет прыжкового механизма проводимости или активации дырок на уровень протекания.

Существенной особенностью полученных результатов является то, что они относятся к компоненте магнитного момента, лежащей в плоскости структуры. В то же время результаты измерений аномального эффекта Холла [8–10] свидетельствуют о наличии компоненты магнитного момента и, возможно, спиновой поляризации дырок, ориентированных вдоль направления роста структуры (оси z). Приято считать, что в квантовой яме спин дырок направлен перпендикулярно плоскости структуры. Это связано с тем, что спин дырок параллелен их квазимпульсу \mathbf{k} , который направлен вдоль z при не очень большой концентрации дырок, когда импульс Ферми $k_F \ll k_z \approx 1/a$. В нашем случае данная ситуация не имеет места, поскольку, согласно оценкам, $\varepsilon_F \approx 15$ мэВ, тогда как энергия размерного квантования порядка 6 мэВ. Кроме того, следует заметить, что размер металлических капель 20 нм сравним с шириной ямы a . Вследствие изложенного можно заключить, что и магнитный момент образца, и ориентация спиновой поляризации дырок в данном случае могут иметь составляющие в плоскости структуры и перпендикулярно ей, так что представленные экспериментальные результаты в этом

смысле не противоречат существующим представлениям.

Сдвинутый относительно нулевого магнитного поля гистерезис уже наблюдался в объемных разбавленных магнитных полупроводниках [11] и манганитах [12]; он связывался с наличием двух фаз (ферромагнитной и антиферромагнитной) в структуре материала. В нашей системе появление антиферромагнитной фазы на фоне ферромагнитной согласуется с более высоким содержанием Mn в образцах 4831 и 4834 в отличие от образцов, изученных в [9]. Это связано с тем, что концентрация дефектов в покровном слое тем выше, чем больше содержание Mn в δ -слое. В то же время, компенсация материала $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$, обусловленная дефектами (донорами), ведет к ослаблению ферромагнетизма и даже к антиферромагнетизму [13]. О повышенном содержании глубоких доноров в покровном слое в наших образцах свидетельствуют, в частности, существенно меньшие, чем наблюдавшиеся в образцах [9], уровни сигналов фотолюминесценции от квантовых ям.

Полученные результаты относятся к двумерным системам, в которых, как видно из предыдущего, полевая зависимость намагниченности имеет ряд интересных особенностей. Ниже предлагается модель, в рамках которой удается непротиворечивым образом качественно описать полученные результаты.

4. Принципиальной основой рассматриваемой ниже модели магнетизма в квантовой яме $\text{GaAs}/\delta\langle\text{Mn}\rangle/\text{GaAs}/\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ является предположение о наличии резких пространственных изменений концентрации Mn в спайсере и покровном слое и связанной с этим сильной неоднородности их кристаллической и магнитной структур. Согласно этой гипотезе, в области расположения номинального δ -слоя Mn формируется квазидвумерная магнитная фаза в форме отдельных металлических нанообластей ("островков") $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ с высоким содержанием Mn ($x \sim 0.1 \div 0.2$), имеющих характерный размер d . Дырки частично локализованы в ямах, образованных крупномасштабными флуктуациями потенциала "островков", а частично перетекают в область канала, причем уровень Ферми для образцов с активационной температурной зависимостью проводимости находится ниже порога протекания. Обсуждение микроскопического механизма формирования магнитного порядка в концентрированных сплавах $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ выходит за рамки данной работы. Здесь мы просто полагаем, что в процессе роста структуры внутри изолированных обогащенных Mn металлических "островков" при достаточно высокой температуре (несколько сотен градусов Кельвина)

устанавливается ферромагнитный порядок (скорее всего, по стандартному механизму зонного ферромагнетизма в переходных металлах). Магнитные моменты \mathbf{m}_n отдельных "островков" считаются случайно ориентированными классическими векторами, лежащими в "легкой" плоскости (x, y) , которая совпадает с плоскостью δ -слоя Mn. Во внешнем поле при понижении температуры происходит выстраивание моментов \mathbf{m}_n и становится возможным переход в фазу с дальним ферромагнитным порядком.

В значительной части спайсера и покровного слоя формируется диэлектрическая фаза сплава $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ с относительно низким содержанием Mn ($x = 0.01 \div 0.03$) и высокой степенью компенсации акцепторных дефектов. Эти дефекты не обязательно являются одиночными ионами Mn^{2+} в позициях замещения Ga^{3+} , но могут представлять собой, например, магнитные кластеры из нескольких ионов Mn, локальные включения типа MnAs, антиструктурные дефекты матрицы GaAs и т.д. За неимением более детальной информации о структуре диэлектрической фазы будем моделировать эту сложную систему набором точечных примесных центров, случайно расположенных в матрице полупроводника и образующих спин-поляризованные локальные уровни внутри его запрещенной зоны E_g . Магнитные моменты двух центров S_i и S_j в диэлектрической фазе сплава $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ взаимодействуют друг с другом антиферромагнитным образом благодаря суперобмену, вследствие чего формируется ближний антиферромагнитный порядок с намагниченностью подрешеток, ориентированной в плоскости (x, y) ; усредненная по объему спайсера спиновая плотность $\langle S_i \rangle = 0$, а спиновый коррелятор $\langle S_i S_j \rangle$ экспоненциально затухает на масштабе корреляционной длины антиферромагнитного порядка ξ в спайсере (считаем $\xi \gg d$).

Таким образом, в нашей модели расплывшийся вследствие диффузии δ -слой Mn представляет собой набор металлических ферромагнитных "островков", погруженных в диэлектрическую антиферромагнитную матрицу. Для описания поведения такой системы во внешнем магнитном поле удобно воспользоваться простой феноменологической схемой типа [14, 15].

Представим обменную энергию системы в стандартной форме: $E = E_B + E_{FS} + E_F$. Слагаемое E_B описывает взаимодействие системы с внешним полем \mathbf{B} и имеет вид $E_B = -\mathbf{B} \sum_{\lambda=1}^4 \mathbf{M}_\lambda$, где $\mathbf{M}_\lambda = \sum_{n \in \lambda} \mathbf{m}_n$ – суммарная намагниченность всех "островков", принадлежащих домену λ -го типа, $\lambda = (1, 2, 3, 4)$ – ин-

дексы четырех доменов однородной анизотропии (используется предположение о квадратной симметрии магнитной анизотропии в плоскости δ -слоя), $|\mathbf{M}_\lambda| \equiv M$. Слагаемое $E_{FS} = -D \sum_{\lambda=1}^4 \mathbf{M}_\lambda \mathbf{s}_\lambda$ описывает обменное взаимодействие между ферромагнитным "островком" и антиферромагнитной матрицей; $\{\mathbf{s}_\lambda\}$ – векторы эффективного поля однородной анизотропии; считаем, что моменты \mathbf{m}_n "островков" в δ -слое равновероятно, хотя и случайным образом, распределены по четырем доменам: $\mathbf{s}_1 = s\mathbf{e}_x$, $\mathbf{s}_2 = s\mathbf{e}_y$, $\mathbf{s}_3 = -s\mathbf{e}_x$, $\mathbf{s}_4 = -s\mathbf{e}_y$. Домены отличаются друг от друга ориентацией эффективного поля однородной анизотропии $H_\lambda = D\mathbf{s}_\lambda$ ($\lambda = 1, 2, 3, 4$), которое действует на моменты \mathbf{m}_n в плоскости δ -слоя. Слагаемое $E_F = -\frac{1}{2}J \sum_{\lambda \neq \lambda'} \mathbf{M}_\lambda \mathbf{M}_{\lambda'}$ описывает обменное взаимодействие "островков" между собой путем непрямого туннелирования как через локализованные примесные состояния внутри матрицы, так и через зонные состояния свободных дырок в канале. Выражения обменных интегралов (J, D) через микроскопические параметры системы довольно громоздкие. В данной работе мы их не приводим, полагая для определенности $J, D > 0$. В полную энергию не включено также слагаемое, отвечающее энергии антиферромагнитного порядка внутри матрицы, поскольку мы считаем, что антиферромагнитная конфигурация матрицы достаточно жесткая и не деформируется в исследуемом диапазоне внешних магнитных полей. Учет данного эффекта значительно усложнил бы нашу модель.

Если бы обменная связь "островков" с матрицей отсутствовала, то в системе имел бы место суперparamагнетизм. В нашем случае момент каждого "островка" частично "замерзает" в обменном поле, создаваемом матрицей. Введем безразмерные параметры намагниченности $\mu = (1/4M)\mathbf{e}_x \sum_{\lambda=1}^4 \mathbf{M}_\lambda$, однородной анизотропии $A = Ds/JM$ и внешнего поля $b = B/JM$. Опуская промежуточные вычисления, обсудим зависимость намагниченности системы от внешнего поля $\mu(b)$ при нулевой температуре. В случае достаточно сильной обменной связи "островков" с матрицей ($A > 2 + \sqrt{2}$), который нас здесь наиболее интересует в плане сравнения с экспериментом, система не обладает средней намагниченностью при $b = 0$, то есть $\mu(0) = 0$. В случае сильного обмена между "островками" ($A < 2 + \sqrt{2}$) система является ферромагнитной даже при $b = 0$, то есть $\mu(0) \neq 0$.

Функция $\mu(b)$ имеет две различные ветви, соответствующие фазам с "высокой" намагниченностью,

когда $\mu(b) = \mu_+(b)$, и с "низкой" намагниченностью, когда $\mu(b) = \mu_-(b)$. В поле $b = b_0 = A - 1 - \sqrt{2}$ достигается энергетическое равновесие между этими фазами. Зависимость $\mu_+(b)$ может быть описана обратной функцией $b = \frac{A - 2\mu - 1}{2\sqrt{\mu(1-\mu)}} - 4\mu$, а функция $\mu_-(b)$ определяется соотношением $b = A \frac{2\mu}{\sqrt{1-4\mu^2}} - 4\mu$. В поле $b < b_+ \equiv A - \sqrt{2} - 2$ существует единственная ветвь решения $\mu(b) = \mu_-(b)$, соответствующая противоположной ориентации доменов с $\lambda = 1$ и $\lambda = 3$ вдоль и против внешнего поля, соответственно. При этом моменты доменов $\lambda = 2$ и $\lambda = 4$ (исходно ориентированных перпендикулярно полю) постепенно поворачиваются вдоль направления поля. При $b = b_+$ появляется вторая ветвь решения $\mu(b) = \mu_+(b)$, соответствующая параллельной ориентации доменов с $\lambda = 1$ и $\lambda = 3$. При этом намагниченность стремится к насыщению в больших полях. Ветвь $\mu_+(b)$ становится более выгодной по энергии, чем $\mu_-(b)$, при $b > b_0$, а при $b > b_- \equiv A - \sqrt{2}$ ветвь $\mu_-(b)$ вообще исчезает; таким образом, в интервале полей $b_+ < b < b_-$ оба решения сосуществуют, то есть возникает гистерезис.

На рис.4 представлена зависимость $\mu(b)$ при $A = 6$, имеющая типичный для системы ферромагне-

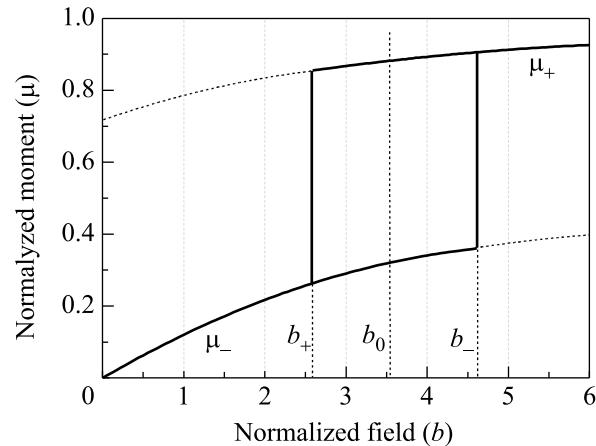


Рис.4. Расчетные полевые зависимости нормализованной намагниченности $\mu(b)$ при $A = 6 > A_2$

тике – антиферромагнетик сдвиг петли магнитного гистерезиса. Такое поведение $\mu(b)$ качественно согласуется с экспериментальными результатами, приведенными выше. Из сравнения с экспериментом можно получить грубые оценки параметров модели: $JM \approx 0.7$ Тл, $Bs \approx 3$ Тл, $A \approx 4.4$, что соответствует сравнительно слабому взаимодействию между "островками" при достаточно сильном взаимодействии "островков" с матрицей.

5. Таким образом, в работе выполнены детальные исследования магнитных свойств 2D полупроводниковых структур $\text{GaAs}/\delta\text{-Mn}/\text{GaAs}/\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$, содержащих квантовую яму и δ -слой Mn. Оказалось, что пространственное разделение 2D дырочного канала и магнитных ионов не только позволяет реализовать большие значения подвижности носителей, но и приводит к большому своеобразию магнитных свойств указанных структур. В более широком плане полученные данные стимулируют дальнейшее изучение особенностей непрямого обмена и магнитного порядка в сильно неоднородных 2D структурах на основе РМП.

1. I. Žutić, O. Fabian, and S. Das Sarma, Rev. Mod. Phys. **76**, 323 (2004).
2. Б. П. Захарченя, В. Л. Коренев, УФН **175**, 629 (2005).
3. H. Ohno, Science **291**, 840 (2001); H. Ohno and F. Matsukura, Sol. State Commun. **117**, 179 (2001).
4. T. Jungwirth, Jairo Sinova, J. Mašek et al., Rev. Mod. Phys. **78**, 809 (2006).

5. A. M. Nazmul, T. Amemiya, Y. Shuto et al., Phys. Rev. Lett. **95**, 017201 (2005).
6. A. M. Nazmul, S. Sugahara, and M. Tanaka, Phys. Rev. B **67**, 241308R (2003).
7. T. Wojtowicz, W. L. Lim, X. Liu et al., Appl. Phys. Lett. **83**, 4220 (2003).
8. Б. А. Аронзон, А. Б. Грановский, А. Б. Давыдов и др., ФТТ **49**, 165 (2007).
9. Б. А. Аронzon, В. А. Кульбачинский, В. Г. Гурин и др., Письма в ЖЭТФ **85**, 32 (2007).
10. B. A. Aronzon, E. M. Pashaev, M. A. Chuev et al., Preprint Cond-mat №0708.0056.
11. P. Fumagalli, G. Sommer, H. Lippitz et al., JAP **89**, 7015 (2001).
12. I. F. Voloshin, A. V. Kalinov, S. E. Savel'ev et al., JETP Letters **71**, 106 (2000).
13. Sh. U. Yuldashev, H. C. Jeon, H. S. Im et al., Phys. Rev. B **70**, 193203 (2004).
14. J. Nogues and Ivan K. Schuller, J. Magn. Magn. Mater. **192**, 203 (1999).
15. A. E. Berkowitz and K. Takano, J. Magn. Magn. Mater. **200**, 552 (1999).