

Аномальный эффект Холла в Si пленках, сильно легированных Mn

С. Н. Николаев⁺, Б. А. Аронзон^{+*}, В. В. Рыльков^{+*1)}, В. В. Тугушев⁺, Е. С. Демидов[△], С. А. Левчук[△],
В. П. Лесников[△], В. В. Подольский[△], Р. Р. Гареев^{□2)}

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

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

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

[□]Institute of Experimental and Applied Physics, University of Regensburg, 93040 Regensburg, Germany

Поступила в редакцию 29 апреля 2009 г.

В диапазоне температур 5–300 К и в магнитных полях до 2.5 Тл исследованы транспортные и магнитные свойства пленок Mn_xSi_{1-x} с высоким содержанием Mn ($x \approx 0.35$), полученных методом лазерного осаждения при температурах роста 300–350 °C. Пленки обладают металлическим характером проводимости дырочного типа и демонстрируют относительно слабое изменение намагниченности в диапазоне температур 50–200 К. Обнаружен аномальный эффект Холла, имеющий в области температур > 50 К существенно гистерезисный характер, который сохраняется до температур ≈ 230 К. Свойства пленок объясняются в рамках модели двухфазной системы, в которой ферромагнитные (ФМ) кластеры, содержащие междоузельные ионы Mn с локализованным магнитным моментом, встроены в матрицу слабого зонного ФМ типа $MnSi_{2-x}$ ($x \approx 0.3$) с делокализованной спиновой плотностью.

PACS: 72.20.My, 72.25.Dc, 75.47.-m

1. Сильно вырожденные магнитные полупроводники (МП) с концентрацией свободных носителей 10^{21} см^{-3} и более могут обеспечить эффективную спиновую инжекцию в немагнитные полупроводники и потому представляют особый интерес ввиду их возможного использования в качестве инжекторов спина при создании новых устройств спинtronики (спиновых светодиодов и транзисторов, магниторезистивной памяти с произвольным доступом) [1, 2]. Однако исследования данных материалов выполнены в настоящее время в основном на примере III-Mn-V полупроводников и слоистых III-V/Mn структур типа дискретных сплавов [2]. Значительно меньшее число работ посвящено исследованию свойств МП на основе элементов IV группы (в первую очередь на основе Si, легированного Mn), хотя именно они наиболее интересны для практических применений, поскольку легко интегрируются в существующие микроэлектронные технологии.

Повышенный интерес к пленкам Mn_xSi_{1-x} возник после сообщения о наблюдении в них ферромагнетизма (ФМ) с высокой температурой Кюри ($T_C > 400$ К) [3]. Такие пленки были получены ионной имплантацией марганца, содержание которого в кремнии

достигало 0.8 ат.%. Позднее подобные особенности в Si были обнаружены при имплантации в него немагнитных атомов (Ar, Si) или его облучении тепловыми нейтронами [4]. При этом было показано, что возникающий ФМ обусловлен образованием paramagnитных дефектов. Кроме того, при имплантации Mn в Si при повышенных температурах (350 °C) были отмечены лишь низкотемпературные (~10 К) проявления магнетизма, обусловленные формированием $MnSi_{1.7}$ нанокластеров [5]. В работе [6] сообщалось о наблюдении высокотемпературного ФМ с температурой Кюри $T_C \approx 250$ К для однородно легированных пленок Mn_xSi_{1-x} ($x = 3-5$ ат.%), полученных методом магнетронного распыления и последующего быстрого высокотемпературного отжига. Данные о высоких значениях T_C (≥ 300 К) были также недавно опубликованы для пленок Mn_xSi_{1-x} ($x \sim 10\%$), полученных поочередным нанесением тонких слоев Mn и Si с использованием молекулярно-лучевой эпитаксии [7].

Заметим, что результаты работ [3–7] основаны на изучении намагниченности системы, обнаружение которой само по себе может однозначно указывать на наличие спин-поляризованных носителей лишь в однофазных МП. На примере III-Mn-V полупроводников установлено (см. [8] и ссылки там), что при наличии второй фазы (ФМ кластеров MnAs или

¹⁾e-mail: vvrylkov@mail.ru

²⁾R.R. Gareev.

MnSb) гистерезис в намагниченности, свидетельствующий о наличии дальнего ФМ порядка, может наблюдаться даже при температурах выше комнатной. При этом, однако, эффект Холла может иметь нормальный (линейный) характер, обусловленный силой Лоренца, как в немагнитном полупроводнике в отсутствие спин-поляризованных носителей. Очевидно, что такие МП даже при относительно высокой концентрации носителей ($\geq 10^{20} \text{ см}^{-3}$) не могут быть использованы в качестве инжекторов спина в немагнитные полупроводники. В то же время, в однофазных МП существенную роль играют исследования аномального эффекта Холла (АЭХ), который пропорционален полной намагниченности и определяется спиновой поляризацией носителей. В III-Mn-V полупроводниках вклад АЭХ оказывается доминирующим вплоть до температур, превышающих температуру Кюри, и потому его изучение играет ключевую роль в идентификации ФМ состояния данных объектов [2]. Между тем, в случае $\text{Mn}_x\text{Si}_{1-x}$ систем АЭХ при повышенных температурах, насколько нам известно, не наблюдался.

Магнитные материалы на основе Si обладают более сложным характером беспорядка, чем материалы на основе III-V полупроводников, что связано с существенно более низкой растворимостью в кремнии переходных 3d-металлов и высокой химической активностью Si, обуславливающей формирование различных типов силицидов при достаточно низких температурах роста слоев ($\approx 300^\circ\text{C}$). В частности, силициды марганца типа Mn_4Si_7 или MnSi являются слабыми зонными ФМ с длиннопериодической магнитной структурой, а их температуры Кюри не превышают 50 K [9, 10]. В равновесных условиях легирования атомы Mn стремятся занять в первую очередь междоузельные позиции в кристаллической решетке Si, играя при этом роль доноров [2, 11]. В то же время сильная гибридизация 3d-состояний Mn с (*s*, *p*)-состояниями Si имеет место в положениях замещения кристаллической решетки Si [2, 12], в которых атомы Mn играют роль акцепторов [13]. Материал с дырочным типом проводимости удается получить в неравновесных условиях легирования: например, в упоминавшихся выше работах [6, 7], где приведены результаты исследований намагниченности, наблюдался дырочный тип проводимости $\text{Mn}_x\text{Si}_{1-x}$ слоев с концентрацией дырок *p*, достигающей 10^{16} см^{-3} [6] и 10^{21} см^{-3} [7]. Также была продемонстрирована высокая электрическая активность Mn акцепторного типа в слоях $\text{Mn}_x\text{Si}_{1-x}$ ($x \approx 0.15$), полученных с использованием лазерного осаждения [14], которые проявляли ферромагнитные свойства, в част-

ности, ФМ резонанс при температурах, превышающих 300 K .

В данной работе представлены результаты исследований транспортных и магнитных свойств $\text{Mn}_x\text{Si}_{1-x}$ слоев с высоким содержанием Mn (около 35 ат.%) в диапазоне температур $5\text{--}300\text{ K}$. Пленки обладают металлическим характером проводимости дырочного типа, а их намагниченность относительно слабо изменяется при изменении температуры от 50 до 200 K . Наиболее существенным обстоятельством является, однако, то, что в широкой области температур, $> 50\text{ K}$, данные пленки демонстрируют АЭХ, имеющий ярко выраженный гистерезисный характер, который не наблюдался в ранее исследованных $\text{Mn}_x\text{Si}_{1-x}$ системах. При этом АЭХ полностью определяет его поведение вплоть до 300 K , сохраняя гистерезисный характер до температур $\approx 230\text{ K}$, что ясно указывает на наличие ФМ дальнего порядка в системе.

2. Пленки $\text{Mn}_x\text{Si}_{1-x}$ толщиной $40\text{--}60\text{ nm}$ с содержанием Mn около 35% были получены на подложках Al_2O_3 методом лазерной эпитаксии при раздельном испарении мишней Mn и Si из двух лазерных пучков [14]. Температура роста слоев при эпитаксии составляла $300\text{--}350^\circ\text{C}$. Содержание Mn в слоях, найденное с точностью $\delta x/x \leq 10\%$ по скоростям роста отдельных слоев Mn и Si, приведено в таблице совместно с результатами транспортных измерений (концентрации дырок в пленках и отношений их сопротивлений R_{xx} при 5 K к сопротивлениям при 290 K). Удельное сопротивление пленок при комнатной температуре составляло около $2 \cdot 10^{-4} \text{ Ом}\cdot\text{см}$.

Эффект Холла исследовался на образцах, выполненных в геометрии двойного холловского креста с шириной и длиной проводящего канала 2 и 7 mm , соответственно. Измерения проводились с помощью вакуумированной вставки со сверхпроводящим соленоидом, погружаемой в транспортный гелиевый суд Дьюара, в диапазоне температур $5\text{--}100\text{ K}$ в магнитном поле величиной до 2.5 Tl . Измерения при относительно высоких температурах ($77\text{--}300\text{ K}$) выполнялись в азотном Дьюаре. При этом магнитное поле ($\leq 1\text{ Tl}$) создавалось электромагнитом. Дополнительно были также выполнены измерения намагниченности с помощью СКВИД магнетометра.

На рис.1 приведены полевые зависимости намагниченности $\text{Mn}_x\text{Si}_{1-x}$ пленки с толщиной $d = 57\text{ nm}$ (образец 2) размером $3 \times 7\text{ mm}$ при различных температурах. Из приведенных данных следует, что сигнал намагниченности четко наблюдается до 200 K . При этом магнитный момент $\text{Mn}_x\text{Si}_{1-x}$ слоя ($\approx 10^{-5} \text{ Гс}\cdot\text{см}^3$) слабо изменяется при возрас-

Параметры исследованных образцов Mn_xSi_{1-x}

Номер образца	Температура роста T_g , °C	Толщина пленки d , нм	Содержание Mn, ат.%	Концентрация дырок*, 10^{22} см^{-3}	Отношение $R_{xx}(5 \text{ K})/R_{xx}(290 \text{ K})$
№ 1 (43-ЕЖ3)	300	40	38	2.9	0.85
№ 2 (42-6Л)	300	57	35	1.8	0.75
№ 3 (49-6Л)	350	55	33	1.65	0.46

* Концентрация дырок найдена из измерений нормальной компоненты эффекта Холла при $T = 5 \text{ K}$.

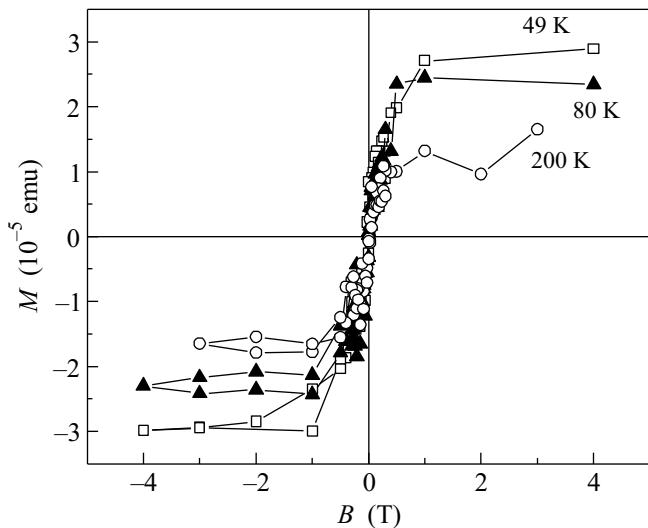


Рис.1. Зависимости намагниченности M образца 2 (см. таблицу) от магнитного поля при различных температурах

тании температуры от 49 до 200 K. Это означает, что температура Кюри T_C в данном образце заметно больше 200 K. При $T = 77 \text{ K}$ зависимость $M(B)$ носит гистерезисный характер: квэрцитивное поле составляет 0.12 Тл. Заметим, что магнитный момент в монокристаллах Mn_4Si_7 в поле 1 Тл падает практически до нуля в диапазоне температур 50–200 K [9]. Отметим также, что намагниченность насыщения в образце 2 соответствует магнитному моменту $\approx 0.07 \mu_B$ на атом Mn при³⁾ $T = 200 \text{ K}$, что заметно превышает магнитный момент, полученный для Mn_xSi_{1-x} слоев с $T_C \approx 250 \text{ K}$, равный $(0.03-0.05)\mu_B/\text{Mn}$ [6], и почти в 6 раз превосходит магнитный момент для Mn_4Si_7 ($\approx 0.012\mu_B/\text{Mn}$) [9].

3. Высокие температуры Кюри пленок Mn_xSi_{1-x} подтверждаются также исследованиями в них эффек-

³⁾ Для образца 1 сигнал намагниченности наблюдается при 300 K и соответствует, по оценке, магнитному моменту $\approx 0.13\mu_B/\text{Mn}$.

та Холла. На рис.2 для образца 2 показаны магни-

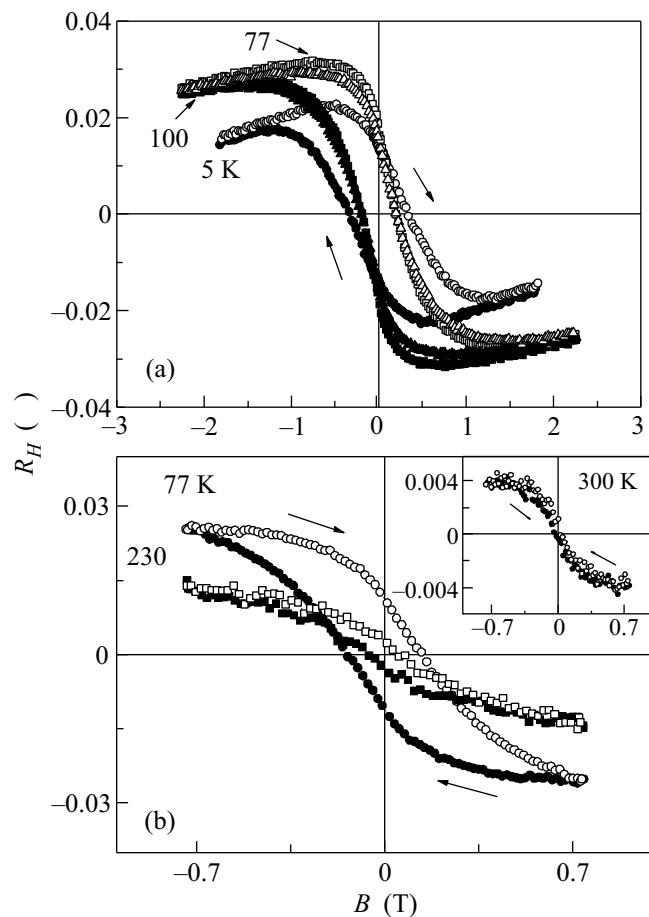


Рис.2. (a) Магнитополевые зависимости холловского сопротивления R_H для образца 2 (см. таблицу) при низких температурах (5–100 K) в полях до 2.5 Тл. (b) Зависимости $R_H(B)$ при $T = 77$ и 230 K в полях до 0.8 Тл. На вставке – та же зависимость при 300 K. Стрелками показано направление изменения магнитного поля

тополевые зависимости холловского сопротивления $R_H(B)$ при низких температурах 5–100 K в полях до 2.5 Тл (а) и относительно высоких температурах

(вплоть до комнатной) в полях ≤ 1 Тл (б). Из представленных данных следует, что эффект Холла носит существенно гистерезисный характер при температурах, заметно больших 47 К. Так, например, коэрцитивное поле B_c составляет ≈ 0.2 Тл при $T = 77-100$ К, что указывает на доминирующую роль в эффекте Холла аномальной его компоненты. Видно также, что в этом образце аномальная компонента эффекта Холла полностью определяет его поведение вплоть до комнатных температур, сохраняя гистерезисный характер до ≈ 230 К (см. рис.2б и вставку на нем).

Рассмотрим более подробно поведение холловского сопротивления R_H . В этой связи напомним, что в магнитных материалах R_H определяется суммой нормальной и аномальной компонент эффекта Холла:

$$R_H d = \rho_{xy} = R_0 B + R_s M, \quad (1)$$

где d – толщина слоя магнитного материала, R_0 – константа нормального эффекта Холла, обусловленного силой Лоренца, пропорционального магнитной индукции B , а R_s – константа аномального эффекта Холла, пропорционального намагниченности M , которая определяется спин-орбитальным взаимодействием и спиновой поляризацией носителей тока. Константа $R_s \propto (\rho_{xx})^\alpha$, где показатель степени $\alpha = 1$ в случае “skew-scattering” механизма АЭХ и $\alpha = 2$ для “intrinsic” и “side-jump” механизмов [2].

В сильных полях в условиях насыщения намагниченности зависимость $R_H(B)$ линейна и определяется, согласно (1), нормальной компонентой эффекта Холла, что наблюдается в эксперименте (рис.2а). Знак нормальной компоненты эффекта Холла в нашем случае положительный и соответствует дырочному типу проводимости, в то время как знак АЭХ для этого образца является отрицательным⁴⁾.

Аналогичная ситуация наблюдается и в других образцах, 1 и 3, для которых зависимости $R_H(B)$ при температурах 5 и ≈ 60 К представлены на рис.3. Нормальную компоненту эффекта Холла можно найти путем экстраполяции линейной зависимостью кривых $R_H(B)$ в полях ≥ 1 Тл (для направлений сканирования по полю в сторону уменьшения его величины, см. рис.2 и 3). По наклону этих зависимостей (величины R_0) были определены концентрации дырок p в образцах, приведенных в таблице. В среднем

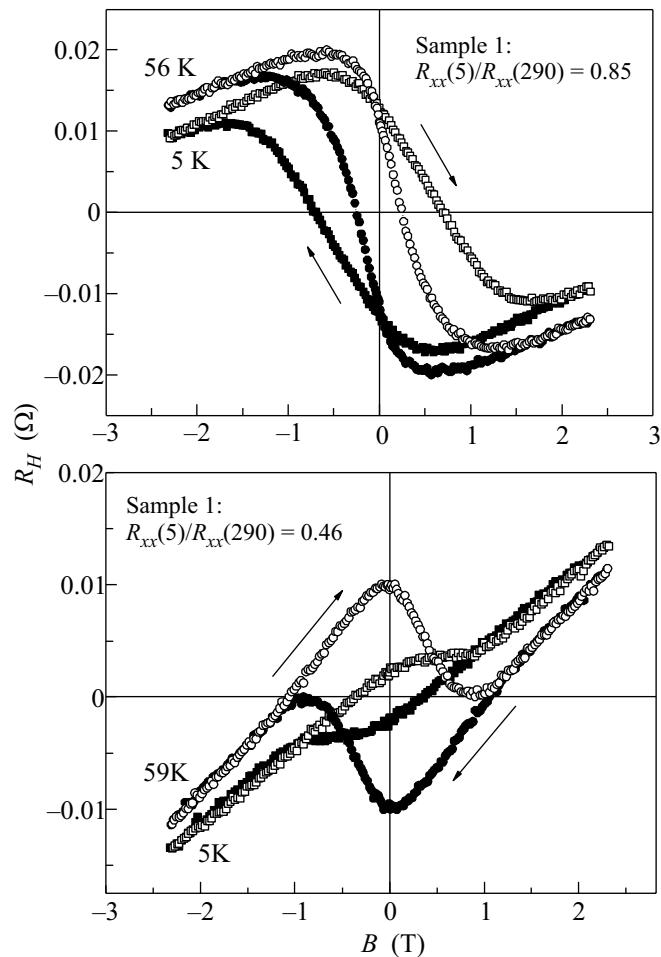


Рис.3. Магнитополевые зависимости холловского сопротивления R_H для образцов 1, 3 (см. таблицу) при $T = 5$ К и $T \approx 60$ К: (а) образец 1; (б) образец 3. Стрелками показано направление изменения магнитного поля

величина $p \approx 2 \cdot 10^{22}$ см $^{-3}$, что близко, по оценкам, к концентрации Mn в образцах N_{Mn} (так для образца 2: $p \approx 1.8 \cdot 10^{22}$ см $^{-3}$, а $N_{\text{Mn}} \approx 1.9 \cdot 10^{22}$ см $^{-3}$) и свидетельствует о высокой электрической активности Mn или, что более вероятно, о формировании силицидов марганца различных составов. Заметим, что силициды марганца с изученными транспортными свойствами типа Mn_4Si_7 и MnSi обладают p -типов проводимости с концентрацией дырок, по данным эффекта Холла, $p \approx 2 \cdot 10^{21}$ см $^{-3}$ [9] и $p \approx 8.5 \cdot 10^{22}$ см $^{-3}$ [10], соответственно, что заметно отличается от данных наших измерений. Следует, однако, иметь в виду, что в диапазоне составов между $\text{MnSi}_{1.70}$ и $\text{MnSi}_{1.75}$ существуют по крайней мере еще 4 различных фазы тетрагональных силицидов марганца, помимо Mn_4Si_7 [9].

Вычитая из $R_H(B)$ нормальную компоненту эффекта Холла, найдем сопротивление R_{HA} , определяе-

⁴⁾Знак АЭХ в общем случае определяется особенностями зонной структуры материала, взаимной ориентацией орбитально-го и спинового моментов импульса, а также типом рассеивающего потенциала (притягивающий или отталкивающий) и не зависит от знака носителей [15]. В частности, для Fe знак АЭХ положительный, тогда как в Co он отрицательный.

мое только вкладом АЭХ. Затем, используя данные по намагниченности (рис.1), можно найти коэффициент аномального эффекта Холла $R_s = R_{HA}(B) \cdot d/M(B)$, который в образце 2 при $T = 77$ К достигает в насыщении величины, равной $\approx 10^{-8}$ Ом·см/Гс, что на четыре порядка превышает значение R_s в ФМ металлах, однако на порядок меньше, чем в хорошо проводящих ($p \sim 10^{21}$ см $^{-3}$) слоях Ga $_{1-x}$ Mn $_x$ As ($x \approx 0.06$) [16]. Последнее не удивительно, поскольку в нашем случае концентрация дырок приблизительно в 20 раз выше. Более удивительным оказалось поведение петли гистерезиса АЭХ при низких температурах (см. рис.2а и 3).

Действительно, как следует из представленных данных, в образцах 1, 2, выращенных при $T_g = 300$ °С, коэрцитивное поле B_c при уменьшении температуры растет, как в обычных МП типа Ga $_{1-x}$ Mn $_x$ As [17]. Причем коэрцитивное поле увеличивается с понижением температуры тем сильнее, чем меньше падение сопротивления образцов при уменьшении температуры от 300 до 5 К (см. таблицу): для образцов 1 и 2 в 2.8 и 1.5 раза, соответственно. Между тем в образце 3 с максимальным падением сопротивления [$R_{xx}(5\text{ K})/R_{xx}(290\text{ K}) = 0.46$], который получен $T_g = 350$ °С и, следовательно, обладает наименьшим количеством дефектов, величина B_c заметно уменьшается (в 3 раза) при изменении температуры от 59 до 5 К. Причем при $T = 5$ К в полях $B \geq 1$ Тл нормальная компонента эффекта Холла начинает преобладать над его аномальной компонентой (рис.3б), что не типично для обычных МП.

4. Таким образом, при достаточно высоких температурах в исследуемом материале Mn $_x$ Si $_{1-x}$ с высоким содержанием Mn имеет место ФМ дальний порядок, который затруднительно интерпретировать в рамках стандартной модели однофазного МП [2]. Мы полагаем, что данный материал не является однофазным, а состоит из ФМ кластеров типа MnSi $_y$, встроенных в матрицу слабого зонного ФМ типа MnSi $_{2-x}$ ($x = 0.25 - 0.3$). При оценке состава и концентрации кластеров на основании данных, полученных по измерению намагниченности для образцов 1 и 2 (магнитный момент $\sim 0.1\mu_B/\text{Mn}$), сделаем несколько важных предположений. Считаем, что атом Mn в кластере занимает междоузельную позицию и имеет хорошо локализованный спин, в то время как в матрице MnSi $_{2-x}$ спиновая плотность делокализована вследствие сильной гибридизации 3d-состояний Mn и (s, p)-состояний Si. Учитываем также, что магнитный момент Mn для его междоузельной позиции в Si может снижаться до $(2-3)\mu_B/\text{Mn}$ по сравнению с “но-

минальным” значением $(4-5)\mu_B/\text{Mn}$ в позиции замещения в GaAs [18], оцениваем количество атомов Mn, содержащихся в кластерах MnSi $_y$, как $N_{\text{Mn}}^c \approx \approx (0.6-1.0) \cdot 10^{21}$ см $^{-3}$, что составляет $\sim (3-5)\%$ от его общего содержания в слое ($N_{\text{Mn}} \approx 2 \cdot 10^{22}$ см $^{-3}$). Эта оценка соответствует среднему расстоянию между кластерами $a_0 \sim (10-12)$ Å. Предполагая, что состав матрицы близок к Mn $_4$ Si $_7$, оцениваем число атомов Si, приходящихся на один междоузельный атом Mn в кластере, как $y \sim 4-5$, что приблизительно соответствует числу ближайших атомов Si в случае тетраэдрического окружения ими атома Mn в позиции внедрения.

ФМ дальний порядок при высокой температуре обусловлен в нашей модели двумя механизмами. Во-первых, это стандартный РККИ – обмен локальных спинов кластеров через свободные носители, концентрация которых в матрице достигает $2 \cdot 10^{22}$ см $^{-3}$. Во-вторых, это обмен локальных спинов кластеров через спиновые флуктуации в матрице слабого зонного ФМ выше температуры замерзания этих флуктуаций [19]. Простая оценка в рамках теории [20] показывает, что вклад спиновых флуктуаций матрицы в интеграл обмена между локальными спинами кластеров пропорционален $\exp[-a_0/\xi(T)]$, где $\xi(T)$ – корреляционная длина спиновых флуктуаций. При $a_0/\xi(T) \leq 1$, что вполне реально для исследуемого материала, вклады обоих механизмов могут стать сравнимы по величине, что приводит к значительному увеличению температуры Кюри по сравнению со стандартной моделью РККИ-обмена.

О важной роли спиновых флуктуаций матрицы в транспортных и магнитных свойствах нашей системы свидетельствует целый ряд полученных результатов. Например, хорошо известно, что ниже температуры замерзания спиновых флуктуаций (в нашем случае эта температура близка к собственной температуре Кюри силицида марганца, формирующего матрицу) сопротивление образцов резко падает вследствие уменьшения рассеяния на них носителей; в частности, для MnSi это падение составляет почти порядок величины при уменьшении температуры от $T_C \approx 30$ К до 4 К [10]. В нашем случае об эффекте замерзания спиновых флуктуаций при понижении температуры также свидетельствует резкое уменьшение сопротивления образцов, наблюдаемое ниже 40 К (см. рис.4). Область резкого падения сопротивления наиболее ярко проявляется в образце 3, полученном при максимальной температуре роста $T_g = 350$ °С и, следовательно, содержащем наименьшее количество дефектов – междоузельных кластеров. Данный образец обладает и наименьшей концентрацией носителей

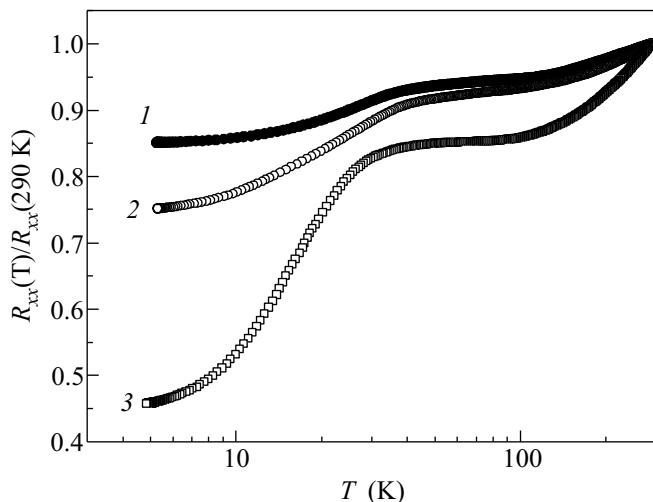


Рис.4. Температурные зависимости сопротивления образцов 1–3 (см. таблицу). Номера кривых соответствуют номерам образцов

(см. таблицу). Поэтому спиновые флуктуации матрицы в этом случае играют наибольшую роль в ФМ упорядочении кластеров, а замерзание этих флуктуаций приводит к ослаблению ФМ и необычному поведению петли гистерезиса АЭХ – вплоть до уменьшения коэрцитивного поля с понижением температуры.

Таким образом, предложенный механизм ФМ упорядочения в двухфазной системе, состоящей из ФМ кластеров с локальным спином, встроенных в матрицу слабого зонного ФМ, позволяет непротиворечивым образом объяснить основные особенности в поведении магнитных транспортных свойств Mn_xSi_{1-x} слоев. Разумеется, для уточнения природы обнаруженного ФМ необходимы детальные исследования структуры этих слоев.

Работа выполнена при поддержке грантов Российского фонда фундаментальных исследований (# 07-02-00114, 07-02-00927, 08-02-00719, 08-02-01222, 09-02-92675) и Программы Рособразования РНП 2.1.1./2833.

1. D. D. Awschalom, D. Loss, and N. Samarth (Eds.), *Semiconductor Spintronics and Quantum Computation*, Springer, 2002.
2. T. Jungwirth, Jairo Sinova, J. Mašek et al., *Rev. Mod. Phys.* **78**, 809 (2006).
3. M. Bolduc, C. Awo-Affouda, A. Stollenwerk et al., *Phys. Rev. B* **71**, 651 (2005).
4. T. Dubroca, J. Hack, R.E. Hummel, and A. Angerhofer, *Appl. Phys. Lett.* **88**, 182504 (2006).
5. Shengqiang Zhou, K. Potzger, Gufei Zhang et al., *Phys. Rev. B* **75**, 085203 (2007).
6. X. C. Liu, Z. H. Lu, Z. L. Lu et al., *J. Appl. Phys.* **100**, 073903 (2006).
7. S. H. Chiu, H. S. Hsu, and J. C. A. Huang, *J. Appl. Phys.* **103**, 07D110 (2008).
8. В. В. Рыльков, Б. А. Аронзон, Ю. А. Данилов и др., *ЖЭТФ* **127**, 838 (2005).
9. U. Gottlieb, A. Sulpice, B. Lambert-Andron, and O. Laborde, *Alloys Comp.* **361**, 13 (2003); A. Sulpice, U. Gottlieb, M. Affronte, and O. Laborde, *J. Magn. Magn. Mater.* **272–276**, 519 (2004).
10. Minhyea Lee, Y. Onose, Y. Tokura, and N. P. Ong, *Phys. Rev. B* **75**, 172403 (2007).
11. С. Зи, *Физика полупроводниковых приборов*, том 1, М.: Мир, 1984.
12. T. Dietl, H. Ohno, and F. Matsukura, *Phys. Rev. B* **63**, 195205 (2001).
13. Е. С. Демидов, *ФТТ* **34**, 37 (1992).
14. Е. С. Демидов, Ю. А. Данилов, В. В. Подольский и др., *Письма ЖЭТФ* **83**, 664 (2006).
15. Tomasz Dietl, *Lecture Notes on Semiconductor Spintronics*, Lectures Notes, vol. **712**, Springer, Berlin, 2007, p. 1.
16. S. H. Chun, Y. S. Kim, H. K. Choi et al., *Phys. Rev. Lett.* **98**, 026601 (2007).
17. S. J. Potashnik, K. C. Ku, R. F. Wang et al., *J. Appl. Phys.* **93**, 6784 (2003).
18. Q. Liu, W. Yan, H. Wei et al., *Phys. Rev. B* **77**, 245211 (2008).
19. V. V. Tugushev, E. Kulatov, and V. Men'shov, *Physica B* **378–380**, 1100 (2006).
20. T. Moriya, *Spin Fluctuations in Itinerant Electron Magnetism*, Heidelberg, Springer, Berlin, 1985.