



УДК 621.315.592.3

**МАГНИТОТРАНСПОРТНЫЕ СВОЙСТВА ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ
ФЕРРОМАГНИТНЫХ СПЛАВОВ INSb:Mn** ***А.В. Кочура, **Б.А. Аронзон, *М. Алам, ***С.Ф. Маренкин, ****М.А. Шахов**

* Юго-западный государственный университет,
ул. 50 лет Октября, 94, Курск, 305040, Россия, e-mail: akochura@mail.ru;

** НИЦ Курчатовский институт,
ул. Академика Курчатова, 1, Москва, 123098, Россия;

*** Институт общей и неорганической химии им. Н.С. Курнакова РАН,
Ленинский пр., 31, Москва, 119991, Россия;

**** Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе,
ул. Политехническая, 26, С.-Петербург, 194021, Россия

Аннотация. Исследованы электрические и магнитоэлектрические свойства сплавов InSb с Mn (до 1.4 % масс.). Аномальный эффект Холла, отрицательное магнитосопротивление, спинзависимое рассеяние носителей заряда наблюдается благодаря влиянию, как ионов Mn и их комплексов, замещающих позиции In в кристаллической решетке и формирующих твердый раствор $\text{In}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Sb}$, так и нано- и микроразмерных преципитатов MnSb .

Ключевые слова: материалы спинтроники, антимонид индия, аномальный эффект Холла, спинзависимое рассеяние, нанокластеры.

1. Введение. Материалы, обладающие одновременно полупроводниковыми и ферромагнитными (ФМ) свойствами интенсивно исследуются в настоящее время в связи с возможностью их применения в устройствах спинтроники – новой ветви электроники, в которой основой для передачи, хранения и обработки информации является не заряд электрона, а его спин [1]. К таким соединениям, например, относятся сильнодопированные 3d-металлами (более 1 % масс.) полупроводники группы $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{V}}$, используемые в традиционных устройствах электроники [2]. Антимонид индия, сильнодопированный марганцем, впервые был получен методом молекулярно-лучевой эпитаксии [3]. Было обнаружено, что пленки InMnSb обладают ФМ свойствами при температурах не выше 20 К. С использованием других методов синтеза пленок и кристаллов InMnSb [4-7] удалось повысить температуру Кюри (T_C) вплоть до 600 К [6]. Однако подробные исследования показали, что за такие высокие значения T_C , приемлемые для устройств спинтроники, ответственны микро- и нановключения ферромагнитного полуметалла MnSb температура. Сложная структура образцов InMnSb оказывает существенное влияние на их магнитные свойства [8]. В то же время электрические свойства кристаллов InMnSb , обладающих высокотемпературным ферромагнетизмом, исследовались только в работах [5, 6] без подробного освещения вопросов взаимосвязи электрических и магнитных свойств. Поэтому представляемая статья посвящена экспериментальному исследованию магнитотранспортных свойств поликристаллических образцов InMnSb , магнитные свойства, которых были изучены ранее в работе [8] с целью определения степени влияния магнитной структуры InMnSb на механизмы рассеяния носителей заряда.

2. Синтез образцов. Поликристаллические образцы $\text{In}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Sb}$, содержащие 0.5 ($x = 0.02$), 0.7 ($x = 0.03$) или 1.4 ($x = 0.06$) Mn % масс. и обозначаемые как №1, №2 и №3, соответственно, были синтезированы прямым сплавлением исходных компонентов (InSb , Mn и



Sb) с последующим быстрым охлаждением со скоростью не ниже 10 К/с. Подробное описание данного метода синтеза приведено в работах [6, 8]. Использование высоких скоростей охлаждения приводит к тому, что процесс кристаллизации становится неравновесным. Это позволило превысить равновесный предел растворимости Mn в кристаллах InSb ($5 \cdot 10^{18} - 10^{19} \text{ см}^{-3}$) [9], больше чем на один порядок до 10^{20} см^{-3} [8]. Состав и структура кристаллов были изучены с помощью рентгенофазового анализа, энергодисперсионного анализа, методами атомно-силовой и электронной микроскопии. Электрические и магнитотранспортные свойства были исследованы в стандартной шестизондовой геометрии контактов в импульсных магнитных полях до 150 кЭ в диапазоне температур 1.6 – 320 К. Образец №3 исследовался так же в постоянном магнитном поле до 70 кЭ при температурах 1.6 К и 3.5 К. Все образцы демонстрировали дырочный тип проводимости.

3. Эксперимент и анализ результатов. Магнитотранспортные измерения проводились для исследования влияния магнитных атомов Mn на электрические свойства сплавов InSb:Mn. Согласно [8] атомы Mn могут: а) замещать позиции атомов In, формируя, таким образом, твердый раствор $\text{In}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Sb}$, б) находясь в соседних узлах кристаллической решетке, образовывать магнитные комплексы (димеры, тримеры и т.д.), в) формировать в основной полупроводниковой матрице микро- и нанопреципитаты MnSb.

3.1. Удельная проводимость. Проводимость образцов увеличивается с увеличением содержания Mn. На Рис. 1 приведена температурная зависимость удельного сопротивления $\rho(T)$ образцов InSb:Mn в интервале 1.6 - 320 К. При $T > 30$ К кривые $\rho(T)$ монотонно возрастают, демонстрируя металлический характер проводимости, а при $T \sim 10 - 25$ К (вставка (а), рис.1) на зависимостях $\rho(T)$ наблюдается минимум свидетельствующий о переходе к прыжковому механизму проводимости с понижением температуры.

Механизм проводимости при низких температурах можно установить благодаря тому, что характер зависимости $\ln\rho(T^{-1/2})$ наиболее близок к линейному (вставка (б), рис. 1) среди функций вида $\ln\rho(T^{-m})$ при $T < 10$ К. Значение параметр $m = 1/2$ свидетельствует о прыжковом механизме проводимости с переменной длиной прыжка при наличии кулоновской щели в плотности электронных состояний, как это подробно описано в работе Шкловского и Эфроса [10]. В соответствии с моделью Звягина и Кейпера [11] зависимость удельного сопротивления вида $T^{-1/2}$ также может наблюдаться для гранулированных материалов, когда носители заряда осуществляют прыжки с переменной длиной между гранулами, располагающимися достаточно далеко друг от друга. То есть, межгранульный перенос носителей заряда осуществляется посредством виртуальных состояний, так как прямой перенос практически невозможен при низких температурах. Прыжки происходят через состояния, располагающиеся внутри примесной зоны с большей вероятностью чем прыжки между гранями включений MnSb из-за того, что концентрация последних η очень мала [8].

Кривые $\rho(T)$ образцов №2 и №3 содержат максимум при низких температурах (вставка (а), рис. 1). В полупроводниках, допированных 3d-металлами эта особенность является признаком магнитного фазового перехода. Положение максимума на $\rho(T)$ используется для оценки температуры Кюри [12]. Для исследуемых образцов №2 и №3 получаем $T_{Cm} = 3$ К и $T_{Cm} = 6$ К, соответственно. Следует заметить, что наличие максимума на зависимости $\rho(T)$ вблизи температуры Кюри ранее было обнаружено в ФМ пленках $\text{In}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Sb}$, полученных методом МЛЭ [13, 14]. Поэтому, вероятнее всего, в исследуемых образцах пик на кривой $\rho(T)$ также может указывать на ферромагнитный фазовый переход в полупроводниковой матрице $\text{In}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Sb}$ и приведенные выше значения T_{Cm} можно считать оценками температуры этого перехода.

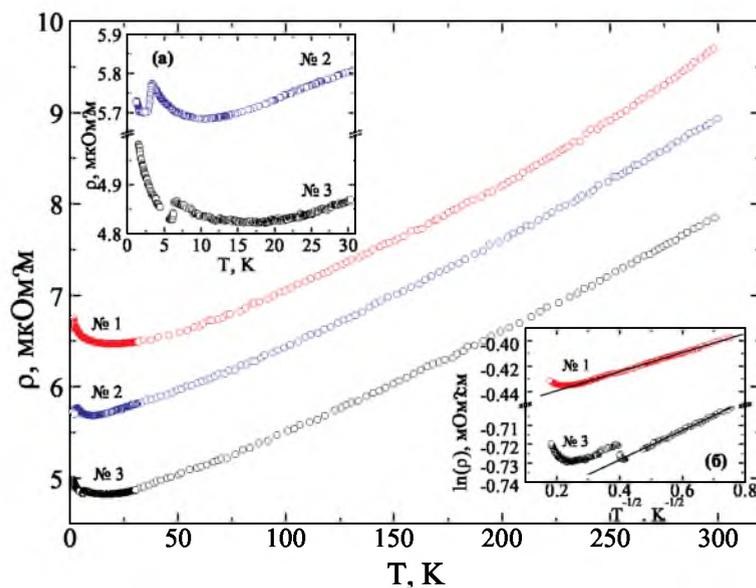


Рис. 1. Температурные зависимости удельного сопротивления образцов InSb:Mn. Вставка (а): низкотемпературные части зависимостей $\rho(T)$ образцов, №2 и №3, содержащие максимумы вблизи магнитных фазовых переходов. Вставка (б): зависимости $\ln\rho(T^{-1/2})$ для образцов №1 и №3, подтверждающие прыжковый механизм проводимости при низких температурах.

Рассматриваемое немонотонное поведение зависимости $\rho(T)$ вблизи T_C в РМП обычно связывается со спин-зависимым рассеянием носителей заряда [12, 15] и объясняется, например, в рамках теории магнитотранспорта в разупорядоченных ферромагнетиках наличием нескольких конкурирующих механизмов рассеяния носителей заряда вблизи точки магнитного фазового перехода [16]. В исследуемых сплавах InSb:Mn ФМ упорядочение возникает в области низких температур ($T < 5$ К) [8] когда прыжковый механизм превалирует в образовании проводимости и отсутствуют свободные электроны для поддержания обменного взаимодействия Руддермана-Киттеля-Касуйи-Иосиды. Наличие ферромагнетизма в РМП в отсутствие РККИ взаимодействия наблюдалось ранее в различных материалах [17]: кристаллах GaMnAs [18], 2D-структурах GaMnAs [19] и Ge:Mn [20]. Причем магнитные и транспортные свойства Ge:Mn [20] очень схожи со свойствами исследуемых образцов InSb:Mn. Природа магнитного обмена в образцах с неметаллической проводимостью в настоящее время не до конца прояснена и может быть связана с локализацией носителей заряда в примесной зоне или с кластерной перколяцией [20, 21]. Таким образом, присутствие низкотемпературного пика на зависимости $\rho(T)$ указывает на значительную роль примесных атомов Mn, занимающих позиции In, в формировании магнитных и электрических свойств сплавов InSb:Mn.

3.2. Эффект Холла. Влияние намагниченности на электрические свойства исследуемых образцов заметно проявляет себя наличием аномального эффекта Холла (АЭХ).

Холловское сопротивление магнитных материалов может быть выражено в виде:

$$\rho_H = R_{oH}H + R_{aH}M = \rho_{oH} + \rho_{aH}, \quad (1)$$



где R_{oH} и R_{aH} – нормальный и аномальный коэффициенты Холла, соответственно. Нормальное холловское удельное сопротивление ρ_{oH} формируется благодаря влиянию силы Лоренца на движущиеся носители заряда, а аномальное холловское удельное сопротивление ρ_{aH} – пропорционально намагниченности M и стремится к насыщению в ферромагнитных материалах в относительно высоких магнитных полях. Аномальный коэффициент Холла зависит от удельного сопротивления:

$$R_{oH} \propto \rho^n, \tag{2}$$

где $n = 1$ в случае известного механизма «skew-scattering» или $n = 0$ в случае механизма «side-jump scattering» и появления топологической фазы [22]. Вычитая вклад $\rho_{oH}(H)$, который очень близок к линейному для $\text{In}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Sb}$ [23], из холловского сопротивления ρ_H можно получить зависимость $\rho_{aH}(H)$. Результаты измерения ρ_H для образца №1 показаны на рис. 2, где аномальный вклад ρ_{aH} отображен на вставке (а). Содержание Mn в этом образце не самое высокое и на зависимости $\rho(T)$ не наблюдается низкотемпературного пика, свидетельствующего о ФМ переходе. Однако, даже в этом случае хорошо заметно наличие АЭХ. Зависимость $M(T)$ [8] противоположна зависимости $\rho_H(T)$. С увеличением температуры M уменьшается, в то время как ρ_H увеличивается. Это может происходить благодаря увеличению концентрации носителей заряда, либо из-за смены прыжкового механизма проводимости на механизм проводимости вдоль перколяционных направлений. Кроме того, это следует из уравнения (2), так как ρ увеличивается с увеличением температуры (рис. 1). Насыщение АЭХ происходит в магнитных полях, которые примерно на порядок больше полей, при которых происходит насыщение намагниченности. Такое отличие возникает из-за геометрии образца, проявляющейся в различии факторов размагничивания для экспериментов по измерению АЭХ и намагниченности. В первом случае поле прикладывалось перпендикулярно поверхности образца, а во втором – вдоль нее.

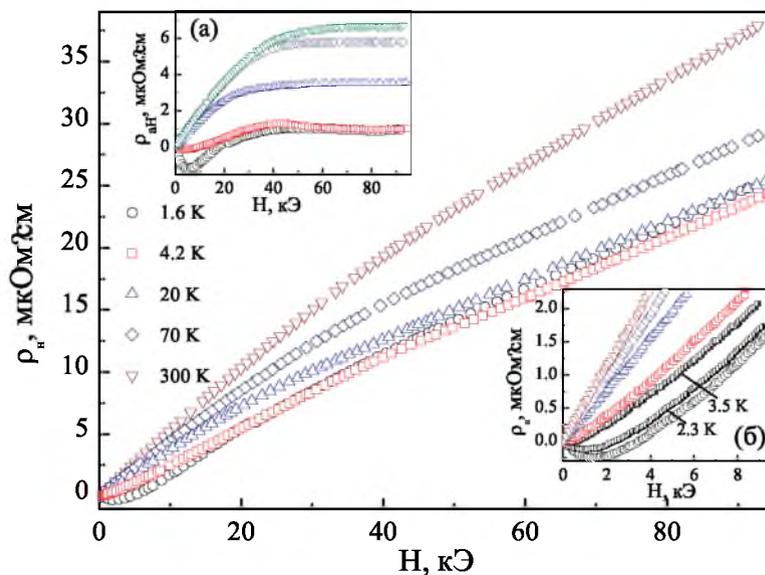


Рис. 2. Зависимость холловского удельного сопротивления от температуры образца №1. Вставка (а): аномальная часть зависимости Холловского удельного сопротивления от температуры образца №1. Вставка (б): низкополевая часть зависимости $\rho_H(H)$ образца №1, демонстрирующая наличие участка с отрицательными значениями ρ_H при низких температурах.



В слабых магнитных полях аномальная часть ρ_{aH} преобладает над ρ_{oH} (рис. 2), в то время как в высоких полях зависимость $\rho_H(H)$ близка к линейной благодаря насыщению ρ_{aH} . Зависимость $\rho_{aH}(H)$ при низких температурах является немонотонной и похожа на наблюдаемую ранее [23] в эпитаксиальных пленках $\text{In}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Sb}$. Она характеризуется наличием минимума и сменой знака при $H < 4$ кЭ (рис. 2, вставка (б)) с последующим насыщением при высоких магнитных полях. Такое поведение $\rho_{aH}(H)$ может быть объяснено с помощью механизма АЭХ, учитывающего наличие топологической фазы [23]. Кроме того, слабый минимум и отрицательные значения $\rho_{aH}(H)$ при низких температурах в полупроводниковых образцах с высокой проводимостью могут быть следствием проявления квантовых поправок проводимости [24].

3.3. Магнитосопротивление. Магнитосопротивление $\Delta\rho/\rho = (\rho(H) - \rho(0))/\rho(0)$ в зависимости от величины магнитного поля при разных температурах на примере образца №1 представлено на рис. 3. Здесь $\rho(H)$ и $\rho(0)$ – удельное сопротивление образца в магнитном поле H и в нулевом магнитном поле, соответственно. Главной особенностью низкотемпературных кривых $\Delta\rho/\rho(H)$ является наличие участка с отрицательным значением магнитосопротивления, простирающегося до относительно высоких магнитных полей. Максимальное отрицательное магнитосопротивление $\Delta\rho/\rho = -16.3\%$ наблюдалось для образца №3 при $T = 1.6$ К. С увеличением температуры отрицательная составляющая магнитосопротивления исчезает (рис 3., вставка (а)), а сама величина $\Delta\rho/\rho$ достигает максимума при $T \approx 70$ К (для образца №3 $\Delta\rho/\rho_{max} = 8.4\%$), после чего медленно уменьшается. Аналогичное поведение $\Delta\rho/\rho$ наблюдалось в кристаллах $(\text{In},\text{Mn})\text{Sb}$, содержащих микровключения MnSb [5] и в структурах $\text{GaAs}:\text{Mn}/\text{MnAs}$ [25, 26].

При $T < 10$ К для всех образцов $\Delta\rho/\rho$ остается отрицательным вплоть до значений магнитного поля 40–90 кЭ, после чего с увеличением магнитного поля магнитосопротивление изменяет знак и монотонно возрастает. При высоких магнитных полях и при высоких температурах наблюдаются классические квадратичные зависимости $\Delta\rho/\rho(H)$ положительного магнитосопротивления. Можно выделить две основных причины наличия отрицательного участка $\Delta\rho/\rho(H)$: квантовые поправки проводимости [24] и спинзависимое рассеяние или туннелирование носителей заряда. Вклад квантовых поправок в образование отрицательного магнитосопротивления подтверждается наличием небольшого участка с положительным значением на кривых $\Delta\rho/\rho(H)$ при малых значениях магнитного поля (рис. 2, вставка б), возникающего благодаря сильному спин-орбитальному взаимодействию [24]. Однако этот вклад не является основным, поскольку отрицательное магнитосопротивление наблюдается при достаточно высоких магнитных полях, поэтому в исследуемых образцах отрицательное магнитосопротивление формируется, в основном, благодаря наличию спинзависимого рассеяния или туннелирования носителей заряда. Подобная ситуация, например, наблюдалась ранее в гранулированных магнитных структурах $\text{GaAs}:\text{Mn}/\text{MnAs}$ [25].

Природа отрицательного магнитосопротивления в сильнодопированных марганцем кристаллах и пленках InSb при низких температурах связана со спинзависимым рассеянием носителей заряда на одиночных ионах Mn^{2+} и образованных ими магнитных комплексов (димеров, тримеров и т.п.), когда вероятность рассеяния носителей заряда зависит от взаимной ориентации (параллельная или антипараллельная) их спинов относительно спинов ионов Mn^{2+} и их комплексов. Вероятность наблюдения антипараллельной ориентации спинов носителя заряда и иона Mn^{2+} уменьшается с увеличением магнитного поля, что ведет к увеличению сопротивления образца. В области температур $T < T_{Cm}$ общий объем областей с ферромагнитным упорядочением с уменьшением температуры увеличивается, но некоторые из спинов ионов Mn^{2+} и их комплексов могут оставаться вне ферромагнитных доменов, и магнитосопротивление будет пропорционально как спиновой поляризации P , возникающей благодаря

наличие ферромагнитных областей, так и намагниченности, создаваемой изолированными ионами Mn^{2+} и их комплексами [27],

$$\frac{\Delta\rho}{\rho} = -4P \frac{J_{pd}}{V} \langle S_z \rangle = -4P \frac{J_{pd}}{g\mu_B V} M(H). \quad (3)$$

Здесь J_{pd} – константа обменного взаимодействия, V – независящая от спина часть гамильтониана взаимодействия между делокализованными носителями и 3d оболочками ионов Mn^{2+} , μ_B – магнетон Бора, и $\langle S_z \rangle$ – функция Бриллюэна $V_{5/2}(\alpha)$ с аргументом $\alpha = (g\mu_B H)/(kBT_{eff})$, где $T_{eff} = T + T_{AF}$, а T_{AF} является эмпирическим антиферромагнитным обменным параметром. Для эпитаксиальных пленок InMnSb с высоким структурным совершенством величины $J_{pd}/V \approx 0.17$ и $T_{AF} = 1.4$ К были определены в работе [27]. Таким образом, используя уравнение (3), для экспериментальных кривых $\Delta\rho/\rho(H)$ можно построить температурную зависимость спиновой поляризации образцов InSb:Mn $P(T)$. При этом при подгонке $\Delta\rho/\rho(H)$ к уравнению (4) предварительно определяется квадратичный положительный классический вклад из высокополевой части $\Delta\rho/\rho(H)$, так как в относительно высоких магнитных полях отрицательная составляющая магнитосопротивления, пропорциональная $V_{5/2}(\alpha)$, насыщается и преобладающим становится положительный вклад в магнитосопротивление. Подгоночные кривые показаны сплошными линиями на рис. 3, а зависимости $P(T)$ для исследуемых образцов приведены на вставке (б), рис. 3.

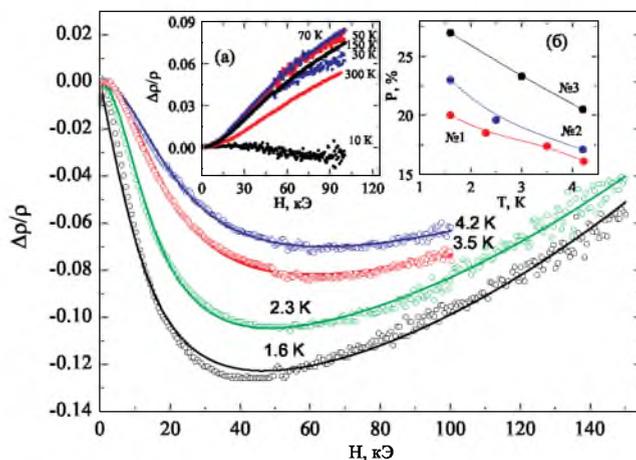


Рис 3. Зависимости магнитосопротивления образца №1 от величины магнитного поля при низких температурах. Сплошные линии – аппроксимация экспериментальных данных с помощью уравнения (3) с учетом вклада от положительного классического магнитосопротивления. Вставка (а): зависимости магнитосопротивления образца №1 от величины магнитного поля при температурах 10–300 К. Вставка (б): температурные зависимости спиновой поляризации образцов InSb:Mn, полученные аппроксимация экспериментальных данных с помощью уравнения (3).

При $T > T_c$, ферромагнитное упорядочение исчезает, и образцы проявляют только парамагнитные свойства. В этом случае магнитосопротивление может быть выражено, как [27],

$$\frac{\Delta\rho}{\rho} = -\frac{J_{pd}^2}{V^2} \left[4\langle S_z \rangle^2 + \langle S_z \rangle \left(\operatorname{ch} \frac{\alpha}{2} - \frac{\alpha}{2 \operatorname{sh}^2 \frac{\alpha}{2}} \right) \right], \quad (4)$$



где $T_{eff} = T - T^*$, а эмпирическая величина T^* выбирается практически равной T_C . То есть, когда ферромагнитное упорядочение заменяется на парамагнетизм, зависимость $\Delta\rho/\rho$ от функции Бриллюэна $\langle S_z \rangle$ становится квадратической.

В образцах InSb:Mn кластеры MnSb так же вносят вклад в формирование отрицательного магнитосопротивления, как это было обнаружено для кластеров MnAs в GaAs:Mn [25]. Таким образом, в InSb:Mn магнитосопротивление состоит из двух составляющих: классической положительной и отрицательной, формируемой как за счет магнитных кластеров MnSb, так и за счет рассеяния носителей на парамагнитных ионах или комплексах Mn^{2+} .

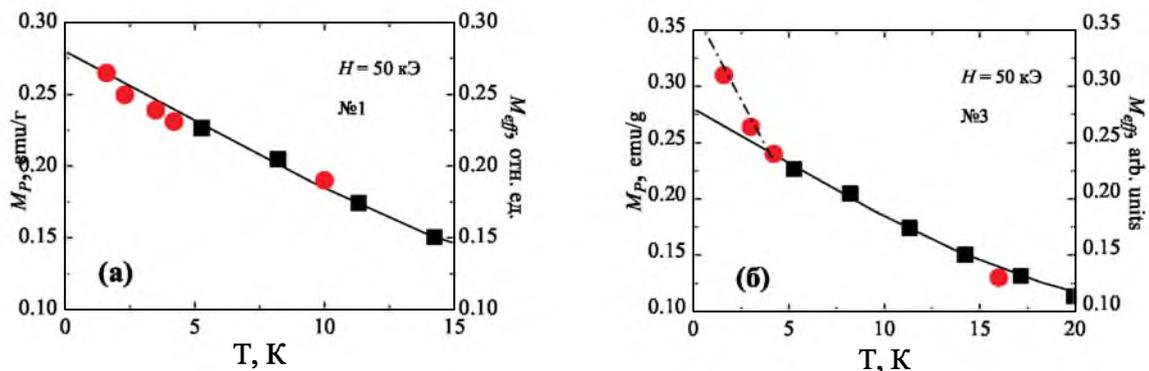


Рис. 4. Температурные зависимости намагниченности InSb:Mn для образцов №1 (а) и №3 (б) за вычетом вклада от включений. Данные для M_{eff} (квадраты) взяты из работы [8]. Данные для M_{eff} (кружки) рассчитаны по экспериментальным результатам измерения эффекта Холла в предположении, что $\Delta\rho/\rho$ пропорционально намагниченности для ферромагнитного состояния и квадрату намагниченности для парамагнитного состояния. Для образца №3 кружки не лежат на линии парамагнитной зависимости M , что указывает на наличие магнитного фазового перехода.

Концентрация кластеров MnSb $n_{Mn} = 2 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ для образца №3 была оценена ранее из структурных исследований [8]. Так средний диаметр включения MnSb составлял 24 нм, а объемная доля всей фазы MnSb, определяемая по величине намагниченности насыщения составляла 3.5%. Величина $n_{Mn} = 2 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ много меньше, чем концентрация атомов Mn, вводимых в кристаллическую решетку n_{Mn} , и чем концентрация носителей заряда n_p . Поэтому их вклад в спинзависимое рассеяние или туннелирование скорее всего намного меньше, чем вклад парамагнитных ионов или комплексов Mn^{2+} , описываемый уравнениями (3) и (4). Это подтверждается так же тем, что отрицательное магнитосопротивление наблюдается только при низких температурах, близких к температуре магнитного фазового перехода T_{Cm} матрицы $In_{1-x}Mn_xSb$. Из-за того, что основным механизмом проводимости при данных температурах является прыжковый, следует доминирование вклада в отрицательное магнитосопротивление спинзависимого туннелирования над вкладом от спинзависимого рассеяния. Если предположить, что M пропорционально $\langle S_z \rangle$, то в соответствии с (3) и (4) $\Delta\rho/\rho \propto M$ для ФМ состояния и $\Delta\rho/\rho \propto M^2$ для парамагнитного состояния. Поэтому из измерений $\Delta\rho/\rho(T)$ можно оценить величину температурной зависимости намагниченности $M_{eff}(T)$ при низких температурах с учетом того, что классический вклад в магнитосопротивление слабо зависит от температуры при $T = 30\text{--}150 \text{ K}$ (вставка (а), рис.3) и его можно вычесть из $\Delta\rho/\rho(T)$. Следует заметить, что $M_{eff}(T)$ может не совпадать с зависимостями $M(T)$, измеренными прямыми методами, поскольку при восстановлении $M_{eff}(T)$ из $\Delta\rho/\rho(T)$ не учитывается ФМ вклад



от микровключений MnSb, поскольку они практически не участвуют в образовании отрицательного магнитосопротивления. Результаты расчетов $M_{eff}(T)$ представлены на рис. 4 для образцов №1 и №3. Для сравнения приведены данные исследования парамагнитного вклада $M_p(T)$ в общую намагниченность $M(T)$, выполненные с помощью СКВИД-магнитометрии в работе [8]. Для образца №1 $M_{eff}(T)$ практически совпадает с парамагнитным вкладом $M_p(T)$, в то время как для образца №3 $M_{eff}(T)$ отличается от $M_p(T)$ при $T < T_{Cm}$. Это согласуется с температурными зависимостями удельного сопротивления, на которых для образца №3 был обнаружен низкотемпературный максимум, указывающий на наличие магнитного фазового перехода, а у образца №1 он отсутствовал.

4. Заключение. Исследованы электрические и магнитотранспортные свойства поликристаллических образцов InSb:Mn. Обнаружено наличие аномального эффекта Холла вплоть до комнатных температур, отрицательное магнитосопротивление, а так же наличие низкотемпературного ферромагнитного фазового перехода ($T < 10$ К). Положительное магнитосопротивление достигает 6% при $T = 300$ К, а отрицательное -16,3% при $T = 1.6$ К. Максимальная спиновая поляризация достигала величины 27% ($T = 1.6$ К, образец №3) и уменьшалась с увеличением температуры и с уменьшением содержания Mn в образцах. Установлено, что основную роль в формировании магнитотранспортных свойств исследуемых материалов играют ионы Mn, замещающие позиции In в кристаллической решетке, и комплексы образуемые ими (димеры, тримеры и т.п.), а так же наноразмерные включения MnSb.

Авторы благодарят проф. А. Lashkul и проф. Е. Lahderanta за помощь в проведении измерений.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (13-02-01105-а) и Министерства образования и науки РФ (грант 3.5536.2011).

Литература

1. Zutic I., Fabian J., Das Sarma S. Spintronics Fundamentals and applications // Rev. Modern Phys. – 2004. – 76. – P.323-410.
2. Macdonald A.H., Schiffer P., Samarth N. Ferromagnetic Semiconductors: Moving Beyond (Ga,Mn)As // Nature Materials. – 2005. – 4. – P.195-202.
3. Wojtowicz T., Cywinski G., Lim W.L. et.al. $In_{1-x}Mn_xSb$ – a narrow-gap ferromagnetic semiconductor // Appl. Phys. Lett. – 2003. – 82. – P.4310-1-3.
4. Hollingsworth J., Bandaru P.R. Increasing Mn substitution in magnetic semiconductors through controlled ambient annealing processes // Mater. Sci. Eng. B. – 2008. – 151. – P.152-156.
5. Ganesan K., Bhat H.L., Growth, magnetotransport, and magnetic properties of ferromagnetic (In,Mn)Sb crystals // J. Appl. Phys. – 2008. – 103. – P.043701-1-6.
6. Новоторцев В.М., Захаров И.С., Кочура А.В. и др. Ферромагнетизм сплавов InSb с Mn // Журнал неорганической химии. – 2006. – 51. – С.1729-1733.
7. Пашкова О.Н., Саныгин В.П., Иванов В.А. и др. Синтез и свойства твердых растворов $In_{1-x}Mn_xSb$ // Неорганические материалы. – 2006. – 42. – С.519-522
8. Kochura A.V., Aronzon B.A., Lisunov K.G. et. al. Structural and magnetic properties of $In_{1-x}Mn_xSb$: Effect of Mn complexes and MnSb nanoprecipitates // J. Appl. Phys. – 2013. – 113. – P.083905-1-7.
9. Дашевский М.Я, Ивлева В.С., Кроль Л.Я. и др. Исследование поведения марганца в антимониде индия // ФТП. – 1971. – 5. – С.858-862.
10. Шкловский Б.И., Эфрос А.Л. Электронные свойства легированных полупроводников / М: Наука, Физ-мат лит, 1979. – 416 с.
11. Zvyagin I.P., Keiper R.. Conduction in Granular Metals by Virtual Tunneling on the Fractal Percolation Cluster // Phys. Status Solidi(b). – 2002. – 230. – P.151-155.



12. Jungwirth T., Sinova J., Masek J., Kucera J., MacDonald A.H. Theory of ferromagnetic (III,Mn)V semiconductors // *Rev. Mod. Phys.* – 2006. – 78. – P.809-864.
13. Wojtowicz T., Cywinski G., Lim W.L. et. al. $\text{In}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Sb}$ – a narrow-gap ferromagnetic semiconductor // *Appl. Phys. Lett.* – 2003. – 82. – P.4310-1-3.
14. Csontos M., Mihaly G., Janko B. et. al. Pressure-induced ferromagnetism in (In,Mn)Sb dilute magnetic semiconductor // *Nature Materials.* – 2005. – 4. – P.447-449.
15. Moca C.P., Sheu B.L., Samarth N. et. al. Scaling Theory of Magnetoresistance and Carrier Localization in $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ // *Phys. Rev. Lett.* – 2009. – 102. – P.137203-1-4.
16. Zarand G., Moca C.P., Janko B. Scaling Theory of Magnetoresistance in Disordered Local Moment Ferromagnets // *Phys.Rev.Lett.* – 2005. – 94. – P.247202-1-4.
17. Timm C.J. Disorder effects in diluted magnetic semiconductors // *J. Phys.: Condens. Matter.* – 2003. – 15. – P.R1865.
18. Yuldashev Sh.U., Jeon H.C., Im H.S., Kang T.W., Lee S.H., Fudyna J.K. Anomalous Hall effect in insulating $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ // *Phys. Rev. B.* – 2004. – 70. – P.193203-1-4.
19. Aronzon B.A., Pankov M.A., Rylkov V.V. et.al. Ferromagnetism of low-dimensional Mn-doped III-V semiconductor structures in the vicinity of the insulator-metal transition // *J. Appl. Phys.* – 2010. – 107. – P.023905-1-8.
20. Morgunov R., Farle M., Passacantando M., Ottaviano L., Kazakova O. Electron spin resonance and microwave magnetoresistance in Ge:Mn thin films // *Phys. Rev. B.* – 2008. – 78. – P.045206-1-9.
21. Kaminski A., Das Sarma S. Magnetic and transport percolation in diluted magnetic semiconductors // *Phys. Rev. B.* – 2003. – 68. – P.235210-1-5.
22. Николаев С.Н., Рыльков В.В., Аронзон Б.А. и др. Высокотемпературный ферромагнетизм $\text{Si}_{1-x}\text{Mn}_x$ пленок, полученных лазерным напылением с использованием сепарации осаждаемых частиц по скорости // *ФТП.* – 2012. – 46. – С.1546-1553.
23. Mihaly G., Csontos M., Bordacs S. et.al. Anomalous Hall Effect in the (In,Mn)Sb Dilute Magnetic Semiconductor // *Phys. Rev. Lett.* – 2008. – 100. – P.107201-1-4.
24. Lee P.A., Ramakrishnan T.V. Disordered electronic systems // *Rev. Mod. Phys.* – 1985. – 57. – P.287-337.
25. Heimbrodt W., Klar P.J., Ye S. et.al. Magnetic Interactions in Granular Paramagnetic-Ferromagnetic GaAs: Mn/MnAs Hybrids // *Journal of Superconductivity.* – 2005. – 18. – P.315-320.
26. Michel C., Elm M.T., Goldlucke D. et.al. Tailoring the magnetoresistance of MnAs/GaAs:Mn granular hybrid nanostructures // *Appl. Phys.Lett.* – 2008. – 92. – P.223119-1-3.
27. Csontos M., Wojtowicz T., Liu X. et.al. Magnetic scattering of spin polarized carriers in (In, Mn)Sb dilute magnetic semiconductor // *Phys. Rev. Lett.* – 2005. – 95. – P.227203-1-4.

MAGNETOTRANSPORT PROPERTIES OF INSB: MN SEMICONDUCTOR FERROMAGNETIC ALLOYS

A.V. Kochura, B.A. Aronzon, M. Alam, S.F. Marenkin, M.A. Shakhov

* South-West State university,
50 let Oktyabria St., 94, Kursk, 305040, Russia, e-mail: akochura@mail.ru;

** NIC Kurchatov Institute,
Akademika Kurchatova St., 1, Moscow, 123098, Russia;

*** Institute of general and nonorganic chemistry,
Lenin Av., 31, Moscow, 119991, Russia;

**** Physical and technical Institute A.F. Ioffe,
Politekhnikeskaya St., 26, S.-Petersburg, 194021, Russia

Abstract. Electrical and magnetoelectrical properties of InSb:Mn (with Mn content up to 1.4 mass. %) have been investigated. Sources of the anomalous Hall effect, the negative magnetoresistance, and the spin-dependent scattering were Mn ions inserting the In sites and Mn complex which are formed the $\text{In}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Sb}$ solid solution, just as nano- and microsized MnSb precipitates.

Key words: spintronic materials, indium antimonide, anomalous Hall's effect, Spin-dependent scattering, nanoclusters.