

05,03

Ферромагнетизм и микроволновое магнетосопротивление пленок GaMnSb

© А.Д. Таланцев¹, О.В. Коплак¹, Р.Б. Моргунов^{1,2}

¹ Институт проблем химической физики РАН,
Черноголовка, Россия

² Московский государственный гуманитарный университет им. М.А. Шолохова,
Москва, Россия

E-mail: morgunov2005@yandex.ru

(Поступила в Редакцию 25 августа 2014 г.)

Обнаружено влияние концентрации дырок на ферромагнетизм кластеров MnSb в пленках GaMnSb. Высокая концентрация дырок приводит к их туннелированию сквозь барьер Шоттки на границе кластер–кристаллическая решетка и изменению намагниченности кластеров. Микроволновое сопротивление пленок зависит от спиновой поляризации дырок, управляемой намагниченностью кластеров и внешним магнитным полем. Установлены параметры кристаллической анизотропии ферромагнитных кластеров и диполь-дипольного взаимодействия между ними.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проекты № 14-07-00408, 13-07-12027).

1. Введение

Интерес к магнитоизлучающим полупроводникам (DMS) длительное время подогревался надеждой создания в них таких магнитоупорядоченных состояний, в которых спиновая поляризация магнитной примеси поддерживалась бы косвенным обменным взаимодействием, передаваемым носителями заряда. Однако величина обменного взаимодействия в созданных системах магнитоизлучающих полупроводников всегда мала, во-первых, ввиду того, что концентрация растворенной примеси не превышает 1–2%, а остальная примесь агрегируется в кластеры, а во-вторых, потому, что при столь низких концентрациях соответствующие температуры Кюри не превышают 10 К. В результате, магнитные характеристики DMS не могут быть признаны удовлетворительными с точки зрения практического применения. В рамках описанного выше подхода, кластеризация примеси обычно признавалась вредным фактором, поскольку наличие ферромагнитных кластеров сплавов часто давало значительно больший вклад в намагниченность по сравнению с желаемым „чистым“ магнетизмом DMS, становясь своего рода артефактом, приводящим к многочисленным заблуждениям. Однако, как показано далее, ферромагнитные нановключения в полупроводниковой матрице представляют самостоятельный интерес. Они могут быть прообразами спинтронических устройств, в которых спиновая поляризация носителей заряда и локальная намагниченность кластеров взаимосвязаны. Эта взаимосвязь может быть использована для создания приборов квантовой [1] и магнитной [2] логики, магниторезонансных наноразмерных спиновых инжекторов [3], а также устройств считывания, записи и хранения информации, основанных на аномальном эффекте Холла [4]. Увеличение концентрации носителей заряда до $p \sim 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ уменьшает барьер Шоттки и

делает его сравнимым с эффективной длиной туннелирования носителей через барьер в пленках GaMnSb [5]. В результате можно ожидать изменений количества спинов и типа магнитного упорядочения в кластерах, а также соответствующих изменений магнитных свойств образцов. Возможен и обратный эффект — влияние намагниченности кластеров на спин-зависимое рассеяние дырок, которое проявляется в виде магнетосопротивления пленок.

В настоящей работе обнаружена зависимость параметров петли гистерезиса от концентрации носителей в серии тонких пленок GaSb (59 mol.%)–MnSb (41 mol.%). Обнаружено микроволновое магнетосопротивление, которое свидетельствует о взаимосвязи между намагниченностью кластеров и электрической проводимостью. Исследован ферромагнитный резонанс пленок. Целью работы является обнаружение синергизма магнитных и электрических свойств пленок, обусловленного спин-зависимыми процессами на границе ферромагнетик–полупроводник.

2. Методика экспериментов и приготовление образцов

Пленки GaSb–MnSb, содержащие 41 mol.% MnSb и 59 mol.% GaSb, толщиной $d = 75–130 \text{ nm}$ и площадью $\sim 0.1–1 \text{ cm}^2$ были получены из системы GaSb–MnSb эвтектического состава методом импульсного лазерного осаждения в условиях высокого вакуума (10^{-6} Torr) при температурах 50–350°C. Мишень распылялась излучением второй гармоники ($\lambda = 532 \text{ nm}$) Nd³⁺-лазера в режиме модуляции добротности (модель LQ529A). Подробно метод получения пленок был описан нами ранее [6]. В качестве подложек использовался монокристаллический Al₂O₃ (0001). Перед измерениями образцы

Удельное сопротивление ρ , концентрация p и подвижность дырок μ в пленках № 1–3

Номер образца	ρ , $\Omega \cdot \text{cm}$	p , cm^{-3}	μ , $\text{cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$
1	0.0176 ± 0.0004	$(4.6 \pm 0.2) \cdot 10^{18}$	75 ± 3
2	0.0124 ± 0.0003	$(7.5 \pm 0.3) \cdot 10^{19}$	6.7 ± 0.3
3	0.0006 ± 0.0001	$(8.2 \pm 0.3) \cdot 10^{19}$	108 ± 5

очищались в кипящем химически чистом метаноле. Средний размер кластеров, выявленный с помощью магнитной силовой микроскопии, составлял 120 nm. Магнитные свойства и микроволновое магнетосопротивление были измерены на серии из трех пленок толщиной 120 nm, характеристики которых приведены в таблице. В серийных измерениях с целью получения зависимостей магнитных свойств от электрических параметров пленок использовались аналогичные образцы с толщинами в диапазоне 75–135 nm, концентрациями носителей в диапазоне $4.6 \cdot 10^{18}$ – $4.0 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ и удельными сопротивлениями 0.0006–0.0348 $\Omega \cdot \text{cm}$.

Химический состав приповерхностных слоев пленок был определен методом рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФЭС) в вакууме 10^{-9} mbar с помощью спектрометра SPECS, PHOIBOS-Hsa 3500. Рентгеновское излучение было создано Mg-анодом (линия K_{α} при 1253.6 eV). Фотоэлектроны регистрировались полусферическим детектором VSW диаметром 150 mm. Все энергии были откалиброваны по линии углерода 1s при 284.6 eV. Анализ и обработка спектров производились с помощью программы Casa XPS. Поскольку метод РФЭС дает информацию лишь о поверхностных слоях (< 1 nm), наблюдалось естественное присутствие кислорода и углерода в спектрах поверхности (см., например, рентгеновский фотоэлектронный (РФЭ) спектр образца № 1 на рис. 1, a). Относительные концентрации основных элементов на поверхности были следующими: Ga — 36.7%, Mn — 18.1%, Sb — 45.2% (без учета сигналов кислорода и углерода). На рис. 1, b представлен Mn 2p-уровень образца GaMnSb. Наблюдается спин-орбитальное расщепление ($j = 3/2, 1/2$) Mn $2p_{3/2}$ и Mn $2p_{1/2}$. Для разложения на компоненты была взята часть спектра $j = 3/2$ потому, что часть, отвечающая $j = 1/2$, имела меньшую интенсивность и была уширена из-за перехода Костера–Кронига (Coster–Kronig decay). Линия Mn $2p_{3/2}$ демонстрирует перекрытие сигналов от трех состояний: металлического марганца (Mn^0), оксида марганца Mn_2O_3 (с ионами Mn^{3+}) и кластеров MnSb (с ионами Mn^{2+}) с соответствующими энергиями связи Mn^0 (638.9 eV), Mn_2O_3 (642.7 eV), MnSb (640.6 eV) (рис. 1, b). Со стороны больших энергий от основного пика наблюдается сателлит (647.5 eV), связанный с переносом заряда. Наличие сателлитов указывает на сильное кулоновское взаимодействие между Mn $3d$ -электронами и гибриди-

зацию между Mn $3d$ и другими валентными орбиталями. Таким образом, наличие антиферромагнитной фазы металлического марганца, его оксида и ферромагнитных кластеров MnSb определяет магнитные свойства системы.

Намагниченность в постоянном магнитном поле M была измерена с помощью магнитометра (MPMS 5XL Quantum design). Измерения проводились при температурах от 2 до 350 K в магнитных полях до $H = 50$ kOe. Температурные зависимости $M(T)$ были получены при нагревании образца от 2 до 300 K в диапазоне полей H_{meas} от 5 Oe до 10 kOe. Для каждого измерительного поля H_{meas} были получены две зависимости $M(T)$, различающиеся режимом предварительного охлаждения образца: 1) ZFC — в нулевом поле; 2) FC — в поле $H = 10$ kOe. Сравнение пар зависимостей FC и ZFC, полученных при различных подмагничивающих полях, позволяет получить зависимость температуры блокировки от поля, приложенного во время измерения намагниченности образца.

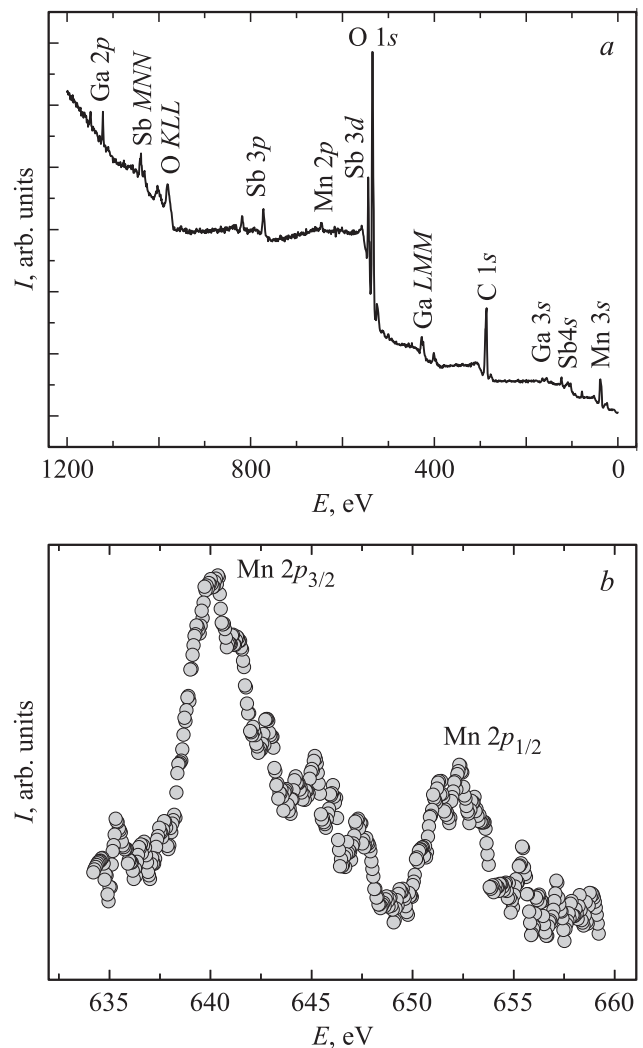


Рис. 1. Обзорный РФЭС-спектр образца № 1 (a) и РФЭС-спектр линии марганца (b).

Ферромагнитный резонанс (ФМР) и магнетосопротивление были исследованы с помощью спектрометра Bruker ESP 300E в диапазоне X-band (частота $\omega_0/2\pi = 9.38$ GHz) при частоте модуляции 100 kHz.

3. Результаты и обсуждение

3.1. Ферромагнетизм пленок. Температурные зависимости магнитного момента пленки № 2, охлажденной в нулевом магнитном поле (ZFC) и в поле 10 kOe (FC), представлены на рис. 2, *a* в случае измерительного магнитного поля 22 Oe. Температура, ниже которой начинается расхождение кривых ZFC и FC, называется температурой блокировки ($T_b = 175$ K на рис. 2, *a*) и характеризует ферромагнитные нанокластеры. В режиме FC намагниченность насыщения (эффективный магнитный момент) достигает значения $2.5 \mu_B$ при 2 K, что несколько меньше, чем ожидаемое значение $3.57 \mu_B$, характерное для спина $s = 5/2$ ионов Mn^{2+} в чисто ферромагнитных кластерах, сочетающих антиферромагнетизм вблизи поверхности [7]. Это можно объяснить тем, что исходные ферромагнитные кластеры в пленках as grown могут быть нестехиометрическими и иметь состав $Mn_{1+x}Sb$, для которого эффективный магнитный момент вычисляется по эмпирической формуле $\mu = (3.57 - 5.5x) \mu_B$ [7]. Также следует заметить, что при данном неравновесном способе получения образцов заметная часть их может находиться в межузельной позиции [8], где они не вносят вклада в намагниченность, в отличие от ионов Mn, замещающих Ga [9]. Отжиг и в этом случае повышает концентрацию Mn в позиции Ga и увеличивает намагниченность.

Температурные зависимости намагниченности в изучаемых пленках могут быть объяснены с помощью двух сосуществующих магнитных фаз. Первая фаза отвечает за суперпарамагнитное распределение (SPAR) M_{spar} , описываемое функцией Ланжевена. Второй фазой являются ферромагнитные нановключения MnSb с M_{fer} , которые доминируют при высоких температурах. В рамках данной модели суммарная намагниченность M может быть вычислена по формуле

$$M(T) = M_{spar}(T) + \xi M_{fer}(T) = N_{spar} \mu_B (\text{cth}(\mu H / k_B T) - k_B T / \mu H) + \xi M_{fer}, \quad (1)$$

где $N_{spar} \mu_B$ — средняя намагниченность насыщения суперпарамагнитных частиц с эффективным магнитным моментом μ и концентрацией N_{spar} ; ξ — доля ферромагнитных наночастиц. Аппроксимация зависимости $M(T)$ формулой (1) (рис. 2, *a*) позволила определить долю ферромагнитных кластеров MnSb $\sim 84\%$.

Температура блокировки зависит от магнитного поля, приложенного во время измерений (рис. 2, *b*). Влияние внешнего магнитного поля на температуру блокировки описано в литературе и объясняется наличием магнитного диполь-дипольного взаимодействия между

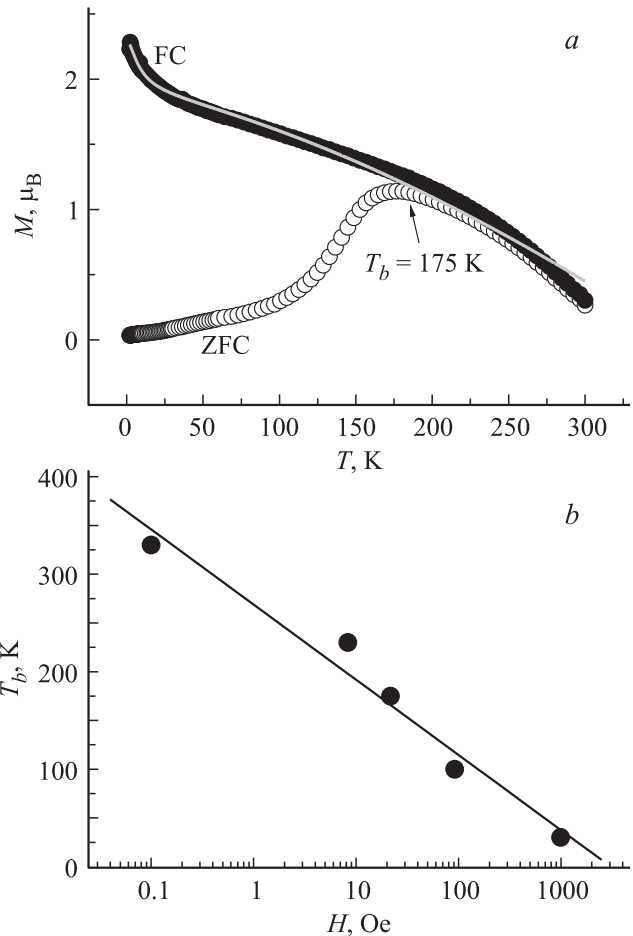


Рис. 2. *a*) Температурные зависимости магнитного момента, полученные для образца № 2, охлажденного в магнитном поле 1 T (FC) и в нулевом магнитном поле (ZFC). *b*) Зависимость температуры блокировки T_b от измерительного поля. Сплошной линией показана аппроксимация, описанная в тексте.

кластерами и их неоднородностью [10, 11]. В настоящей работе наблюдается спрямление зависимости $T_b(H)$ в полулогарифмической шкале, т.е. $T_b(H) \sim \ln(H)$ (рис. 2, *b*). Подобная ситуация наблюдалась в [12], где в качестве основной причины указывалось широкое распределение энергетических барьеров перемагничивания кластеров по высоте. Другая возможная причина нестандартной зависимости $T_b(H)$ может заключаться в том, что при приложении внешнего магнитного поля происходит делокализация носителей заряда, контролирующей температуру блокировки ферромагнитных кластеров.

Гистерезис намагниченности был измерен при температурах от 2 до 300 K. Типичные кривые для всего диапазона температур представлены на рис. 3, *a*. Намагниченность насыщения $M_{sat} = 2.5 \mu_B$ в магнитных полях $H > 500$ Oe точно соответствует данным для температурной зависимости FC (рис. 2, *a*). Значение M_{sat} плавно уменьшается при росте температур до 300 K (рис. 3, *b*). Другие параметры петли гистерезиса (остаточная на-

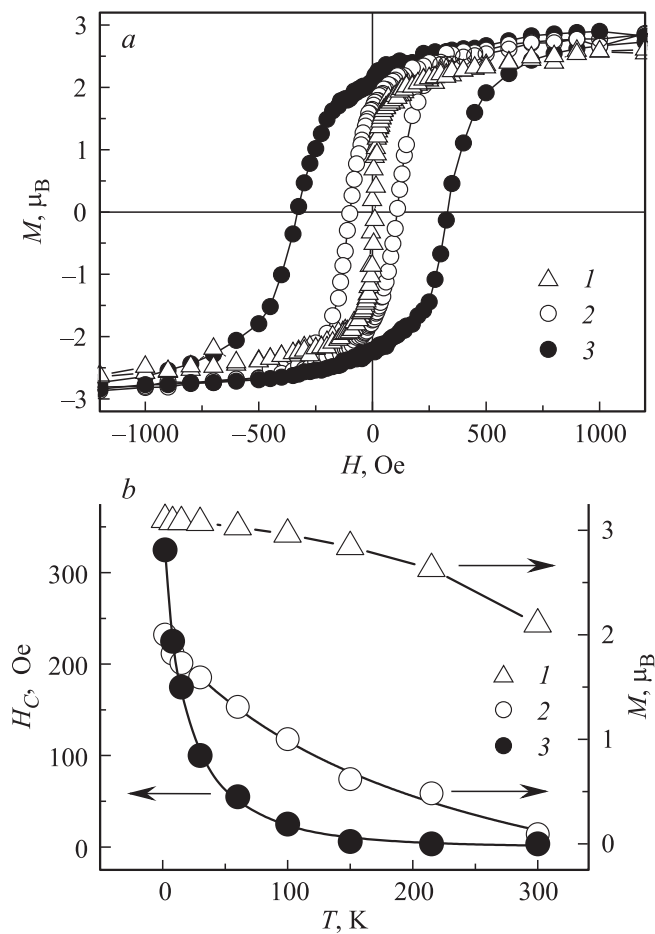


Рис. 3. *a)* Гистерезис намагниченности пленки № 2 при температурах 150 (1), 30 (2), 2 К (3). *b)* Температурные зависимости намагниченности насыщения M_{sat} (1), остаточной намагниченности M_{rem} (2) и коэрцитивной силы H_c (3). Аппроксимации зависимостей $M_{\text{rem}}(T)$ и $H_c(T)$ показаны сплошными линиями и описаны в тексте.

магнитность и коэрцитивная сила) резко уменьшаются при нагреве (рис. 3, *b*). Как следует из рис. 3, *b*, экспериментальная зависимость $H_c(T)$ не согласуется с теоретическими предсказаниями для ансамбля одинаковых невзаимодействующих частиц $H_c \sim T^{1/2}$ [13]. Поэтому мы использовали аппроксимацию экспоненциальной функцией $H_c = A \exp(-BT^\alpha)$, хорошо описывающей экспериментальные данные при $\alpha = 0.6$ (рис. 3, *b*). Подобная зависимость $H_c(T)$ была использована ранее для описания других магнитных систем: магнитной пленки граната [14], магнетиков на основе редкоземельных переходных металлов [15], FeZr, аморфных сплавов $\text{Dy}_{60}\text{Fe}_{40}$ ($\text{Gd}_{1-x}\text{Tb}_x$) $_2\text{Cu}$ [16,17]. В упомянутых системах, характеризующихся сильным ферромагнитным взаимодействием и хаотично распределенной магнитной анизотропией, магнитные моменты атомов коррелируют на малых расстояниях, в то время как на больших масштабах намагниченность стохастически изменяется в образце.

3.2. Взаимосвязь намагниченности и электрических свойств пленок GaMnSb. Для каждого образца были измерены намагниченности насыщения M_{sat} . На рис. 4 показаны зависимости намагниченности насыщения от концентрации заряженных носителей p как при комнатной температуре, так и при

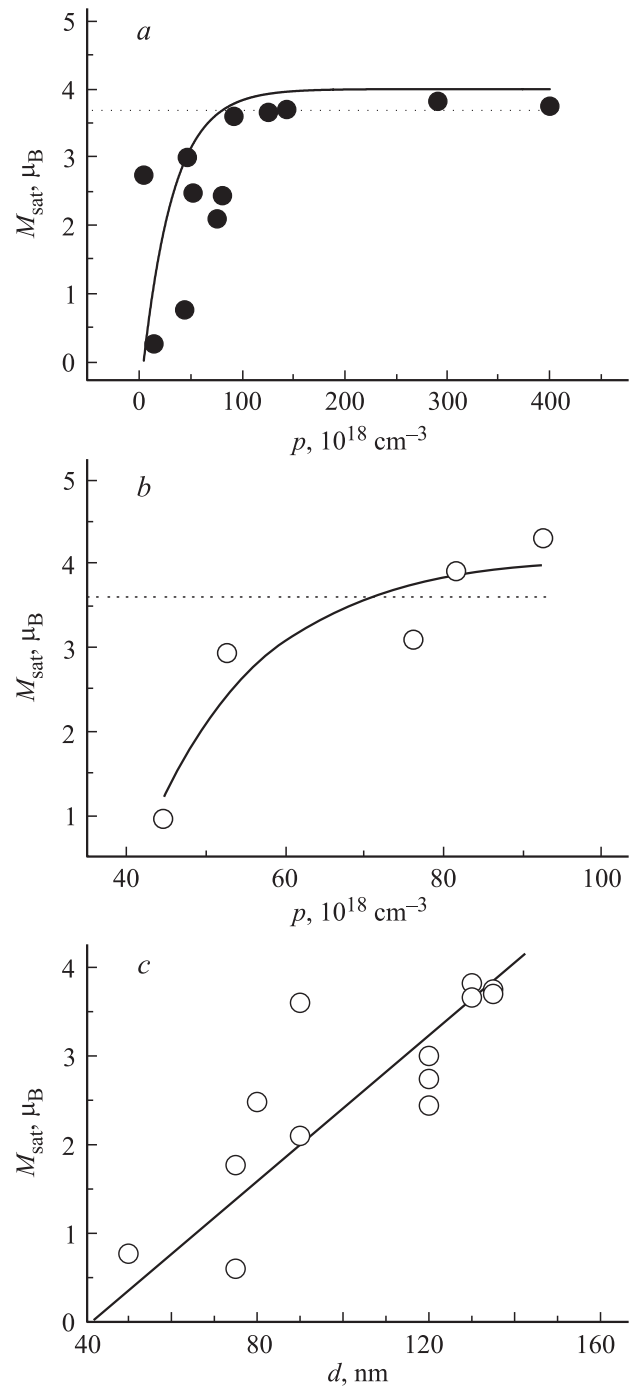


Рис. 4. Зависимости намагниченности насыщения M_{sat} от концентрации заряженных носителей (дырок) p при $T = 300$ (а) и 2 К (б). Сплошными линиями показаны аппроксимации экспоненциальными функциями. Горизонтальными пунктирными линиями показаны теоретические значения M_{sat} [7]. *c* — зависимость намагниченности насыщения от толщины пленки d .

температуре $T = 2$ К. Было обнаружено, что образцы с более высокой концентрацией дырок обладают более высокой намагниченностью, причем высокая концентрация носителей приближает намагниченность насыщения к ожидаемому значению $3.57 \mu_B$ [7]. Это происходит, по-видимому, из-за уменьшения доли нестехиометрических кластеров x по мере проникновения дырок через барьер Шоттки в кластеры. Этот вывод подкрепляется и тем, что кратковременный отжиг образцов (30 min при 300°C) также ведет к приближению M_{sat} к расчетному значению $3.57 \mu_B$. Поэтому зависимость $M_{\text{sat}}(p)$ демонстрирует важную роль носителей заряда в формировании ферромагнетизма кластеров.

Одной из известных причин зависимости намагниченности от концентрации носителей заряда является туннелирование заряженных частиц через барьеры Шоттки между кластерами и полупроводниковой кристаллической решеткой [18,19]. В рамках данного механизма должна наблюдаться линейная зависимость $M_{\text{sat}}(p)$. Например, линейная зависимость $M_{\text{sat}}(p)$ была экспериментально обнаружена в случае контролируемого барьера Шоттки в пленках In_2O_3 , легированных Mo (3–10 at.%) [20]. В GaSb с магнитными нановключениями взаимодействием между магнитными нановключениями и дырками препятствует барьер Шоттки, окружающий ферромагнитные наногранулы. Взаимодействие становится возможным, когда толщина барьера Шоттки становится сравнимой с длиной проникновения дырок под барьером. Это условие выполняется при высоких концентрациях дырок $p \sim 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ [5,21]. Поскольку концентрация дырок в наших образцах составляет $p \sim 10^{20} \text{ cm}^{-3}$, можно заключить, что зависимость ширины барьера Шоттки от концентрации не является причиной нелинейного поведения $M_{\text{sat}}(p)$. Этой причиной может быть то, что параметры барьера контролируются другим дополнительным механизмом. В [22] показано, что в парамагнитно-ферромагнитных гранулярных гибридах GaAs:Mn/MnAs доминирует низкотемпературный магнитотранспорт, управляемый спин-спиновым взаимодействием между носителями заряда и кластерами на интерфейсе кластер–матрица. В данной работе установлено, что образцы проявляют нелинейную взаимосвязь между концентрацией дырок p и намагниченностью насыщения M_{sat} (рис. 4, *a, b*). Для аппроксимации этой зависимости был использован закон $M_{\text{sat}}(p) \sim 1 - \exp[-(p - p_0)/\tau]^\beta$ с постоянными $\tau = 5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ при $T = 300$ К и $\tau = 1.5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ при $T = 2$ К. Этот выбор связан с тем, что по мере увеличения концентрации дырок в объеме все большее их количество проникает в ферромагнитные кластеры, меняя степень ионизации ионов Mn. Предельное значение степени ионизации наблюдается для ионов Mn^{2+} , для которых имеет место наибольший спин $s = 5/2$. Дальнейшее увеличение концентрации дырок не приводит к изменению валентного состояния марганца, что выражается в виде насыщения на зависимости $M_{\text{sat}}(p)$.

Отметим, что уменьшение τ при низких температурах может свидетельствовать о термоактивационном характере преодоления барьера дырками на границе кластер–матрица.

Намагниченность насыщения чувствительна также и к толщине пленки d . На рис. 4, *c* представлена зависимость $M_{\text{sat}}(d)$ при 300 К. Толщина пленки ограничивает размеры кластеров MnSb. Чем меньше кластеры, тем большее значение имеют интерфейс кластеров и намагниченность слоя на границе полупроводник–ферромагнетик.

3.3. Микроволновое магнетосопротивление и ферромагнитный резонанс. Ориентационная зависимость спектра ФМР была получена для ориентации магнитного поля вне плоскости образца. Угол $\theta = 0^\circ$ соответствует перпендикулярной ориентации поля по отношению к образцу. Помимо измерения резонансного сигнала, ФМР спектрометр был использован для исследования нерезонансного поглощения микроволновой мощности, вызванного магнетосопротивлением образца. В [23,24] было показано, что для образцов с низким сопротивлением ρ (значительно меньшим сопротивления микроволнового тракта спектрометра 190Ω) поглощаемая мощность P линейно зависит от сопротивления и является функцией магнитного поля H : $P \sim \rho(H)$. Соответственно производная поглощаемой мощности, измеряемая при наличии модуляции, пропорциональна производной от сопротивления образца $dP/dH \sim d\rho(H)/dH$.

Обсудим сначала нерезонансную часть микроволнового поглощения, связанную с магнетосопротивлением образца. В малых магнитных полях производная нерезонансного поглощения была отрицательной $dP/dH < 0$ (рис. 5, *a*). Аппроксимация этой части магнетосопротивления, резко уменьшающейся с ростом магнитного поля, была произведена с помощью формулы $dP/dH = AH^{q-1} \exp(-(BH)^q)$, где A и B — не зависящие от поля коэффициенты. Подобная аппроксимация используется для описания спин-зависимой прыжковой проводимости в сильно разупорядоченных системах и была предложена Эфросом и Шкловским в виде формулы $\Delta\rho/\rho = A(1 - \exp(-(BH)^q))$ [25]. Производная проходит через минимум при $H = 2 \text{ kOe}$ (рис. 5, *a*). В сильных полях магнетосопротивление аппроксимировали функцией $dP/dH = CH^f$, где $C = \text{const}$. Численные значения A и C зависят от геометрии образца и расположения в резонаторе, поэтому не могут быть использованы для обсуждения его физических свойств. Однако константы f и q отражают физическую природу магнетосопротивления, как было показано в [24]. Для ориентации образца параллельно магнитному полю были получены значения $q = 2.0 \pm 0.6$ и $f = 0.8 \pm 0.2$.

Низкополевая часть зависимости $dP/dH(H)$ (до минимума при 2 kOe), вероятнее всего, возникает в результате зеемановского расщепления состояний носителей заряда, вырожденных в отсутствие магнитного

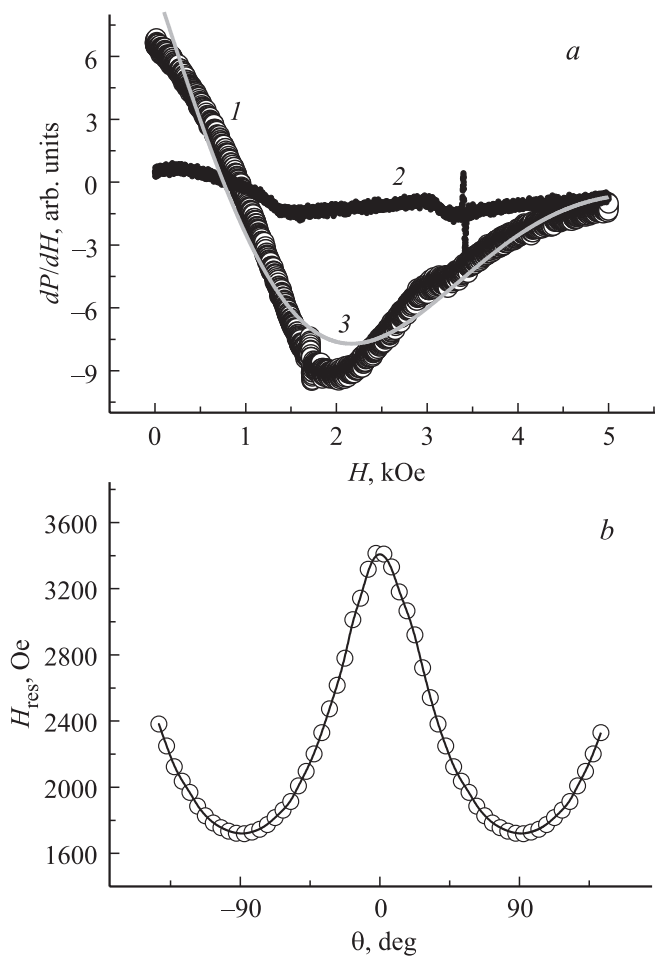


Рис. 5. *a)* Первая производная микроволнового поглощения как функция магнитного поля для ориентации магнитного поля спектрометра в плоскости образца (1) и перпендикулярно плоскости образца № 3 (2) при 100 К. Сплошной линией 3 показана аппроксимация зависимости $dI/dH(H)$ формулой, описанной в тексте. *b)* Ориентационная зависимость резонансного поля сигнала ферромагнитного резонанса пленки № 3 при 100 К. Угол 0° соответствует направлению магнитного поля спектрометра перпендикулярно плоскости образца.

поля. В магнитном поле вырождение снимается, изменяя подвижность, плотность состояний или вероятность прыжков в прыжковой проводимости [7]. В рамках этой модели величина коэффициента B должна составлять $2.7e^2/k\epsilon a_B T = 3.32 \cdot 10^{-4} \text{ Oe}^{-1}$, где $\epsilon \sim 15$ — диэлектрическая проницаемость, $a_B \sim 10^{-10} \text{ m}$ — радиус Бора. Это хорошо согласуется со значением $B = 3.3 \cdot 10^{-4} \pm 3 \cdot 10^{-5} \text{ Oe}^{-1}$, полученным из аппроксимации при $T = 100 \text{ K}$ (рис. 5, *a*). При отклонении магнитного поля от нормали к пленке обе части магнетосопротивления (низко- и высокополевая) исчезают, что может означать уменьшенную подвижность носителей заряда в направлении, перпендикулярном пленке.

Параметр f , характеризующий высокополевую (после минимума при 2 кОе) квазилинейную часть зависимости $dP/dH(H)$, также был определен из ее аппроксимации

$f = 0.46 \pm 0.05$ при $\theta = 0^\circ$. Это значение f близко к величине показателя степени, который имеет место при лоренцевом магнетосопротивлении, существующем в большинстве металлов и полупроводников в результате орбитального движения носителей заряда в магнитном поле. Отклонение величины f от единицы типично для проводящих систем уменьшенной размерности, а также для систем с высокой концентрацией магнитной примеси. Высокий уровень легирования и сильная разупорядоченность пленок создают условия для спин-зависимого рассеяния примеси на магнитных кластерах. Теоретические представления об этом механизме рассеяния подробно описаны в [25,26].

Помимо нерезонансного поглощения в пленках наблюдался также резонансный сигнал ферромагнитных кластеров MnSb в виде сравнительно узкого пика (рис. 5, *a*), положение которого зависело от ориентации магнитного поля спектрометра по отношению к пленке (рис. 5, *a, b*). Отметим, что в ферромагнитном состоянии вплоть до комнатной температуры и выше в кластерах возбуждается ферромагнитный резонанс (коллективная прецессия всех спинов кластера, связанных обменным взаимодействием). Поэтому сверхтонкое взаимодействие не дает расщепления линий в спектре, будучи в среднем равным нулю. Доля парамагнитной примеси Mn^{2+} , по-видимому, значительно меньше, чем тех ионов Mn^{2+} , которые включены в состав кластеров. Поэтому в спектре отсутствует характерная шестерка линий, обычно наблюдаемая в спектрах парамагнитного резонанса ионов Mn^{2+} . Угловая зависимость резонансного поля ферромагнитного резонанса представлена на рис. 5, *b*. Значение резонансного магнитного поля 3.45 кОе оказывается близким к тому, которое соответствует g -фактору, равному 2, при магнитном поле, направленном перпендикулярно пленке ($\theta = 0^\circ$), а наибольшие отклонения резонансного поля от этого значения наблюдаются, если магнитное поле лежит в плоскости пленки (рис. 5, *b*). К такому же выводу можно прийти, анализируя зависимости $M(H)$, полученные в перпендикулярной и параллельной ориентациях магнитного поля по отношению к образцу (рис. 6).

Если воспользоваться формулами Киттеля для сплошной намагниченной пленки с легкой осью в плоскости пленки

$$\omega_0/\gamma = (H_{\text{res}\perp}(H_{\text{res}\perp} + 4\pi M_z))^{1/2} \text{ при } \theta = 0^\circ,$$

$$\omega_0/\gamma = H_{\text{res}\parallel} - 4\pi M_z \text{ при } \theta = 90^\circ,$$

то учет поля размагничивания должен дать резонансное поле $H = 3424 \text{ Oe}$ при $\theta = 90^\circ$, т.е. значительно выше наблюдаемого значения (рис. 5, *b*). Следовательно, не анизотропия пленки, а кристаллическая анизотропия ферромагнитных кластеров либо конфигурационная анизотропия, возникающая из-за диполь-дипольного взаимодействия между кластерами, вносит главный вклад в угловую зависимость резонансного поля.

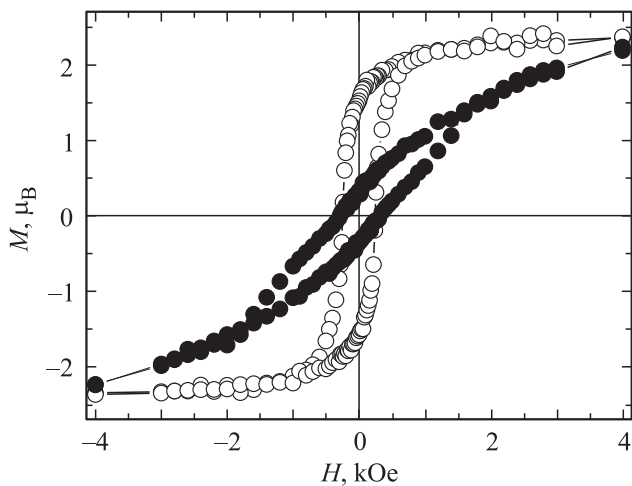


Рис. 6. Намагниченность образца № 3 в двух ориентациях поля при температуре 300 К. Светлые символы соответствуют ориентации поля в плоскости образца, темные — перпендикулярно плоскости образца.

Зависимость резонансного поля ферромагнитной пленки кубической симметрии от полярного θ и азимутального φ углов с учетом констант кристаллической анизотропии второго $K_{2\perp}$, $K_{2\parallel}$ и четвертого K_4 порядков следует из магнитной части свободной энергии, которая запишется в виде

$$E = -\mathbf{HM} - (K_{2\perp} - 2\pi M^2) \cos^2 \theta + K_{2\parallel} \sin^2 \theta \cos^2(\varphi - \varphi_{2\parallel}) + E_4(K_4, \theta, \varphi), \quad (2)$$

где M — намагниченность насыщения, а энергия четвертого порядка анизотропии равна

$$E_4 = -\frac{1}{2} K_4 \left[\cos^4 \theta + \frac{1}{4} (3 + \cos 4\varphi) \sin^4 \theta \right]. \quad (3)$$

Резонансная угловая частота ω запишется в виде

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 = \frac{1}{M^2} \left[E_{\theta\theta} \left(\frac{E_{\varphi\varphi}}{\sin^2 \theta} + \frac{\cos \theta}{\sin \theta} E_{\theta} \right) - \left(\frac{E_{\theta\varphi}}{\sin \theta} - \frac{\cos \theta}{\sin \theta} \frac{E_{\varphi}}{\sin \theta} \right)^2 \right], \quad (4)$$

где $E_{\varphi\varphi}$, $E_{\theta\varphi}$, E_{θ} и E_{φ} — производные от энергии (1) по соответствующим углам. В результате дифференцирования соотношений (2) и (3) и подстановки в (4) получим условие для резонансного поля H_{res}

$$(\omega_0/\gamma)^2 = (H_{\text{res}} \cos(\theta - \theta_B) - H_{\text{eff}} \cos^2 \theta) \times (H_{\text{res}} \cos(\theta - \theta_B) - H_{\text{eff}} \cos^2 \theta + H_{2\parallel}), \quad (5)$$

в котором $H_{\text{eff}} = (-2K_{2\perp}/M_S) + 4\pi M_S$ — эффективное поле, $M_S = 190$ Ое — величина намагниченности насыщения, пересчитанная на единицу объема

пленки. Вклад анизотропии в плоскости образца (in-plane) пренебрежимо мал по сравнению с анизотропией относительно полярного угла (out-of-plane). В этом приближении получена аппроксимация формулой (5) угловой зависимости на рис. 5, *b*, которая позволила определить $H_{\text{eff}} = 940$ Ое и константы кристаллической анизотропии $K_{2\perp} = 1.38 \cdot 10^5$ эрг/см³, $K_{2\parallel} = 0$, $K_4 = -0.285 \cdot 10^{-5}$ эрг/см³. Хорошее согласие между экспериментальными данными и теоретическими предсказаниями для тонкой пленки кубической симметрии с дополнительной одноосной анизотропией в плоскости пленки означает, что между ферромагнитными кластерами имеется значительное диполь-дипольное взаимодействие, приводящее к тому, что магнитные свойства образцов сходны скорее с однородно намагниченной пленкой, чем с магнитными свойствами ансамбля индивидуальных не взаимодействующих кластеров.

3.4. Динамика перемагничивания пленок. Медленная релаксация намагниченности пленок была исследована при 300 К путем переключения внешнего магнитного поля от значения -500 Ое $= -H_c$ к значению $+500$ Ое $= +H_c$ с последующим измерением зависимости магнитного момента образца от времени (рис. 7, *a, b*). Первая точка на рис. 7, *a, b* при $t = 0$ измеряется при уже установившемся магнитном поле $+500$ Ое, поэтому магнитный момент образца не претерпевает изменения знака в процессе релаксации намагниченности. Из рис. 7, *a* следует, что релаксация намагниченности не подчинялась экспоненциальной зависимости $M(t) = A + B \exp(-t/\tau_0)$, предсказываемой в рамках модели Стонера–Вольфарта для однодоменных частиц с одинаковым барьером перемагничивания [27]. Это объясняется тем, что разброс размеров ферромагнитных кластеров и соответствующих энергий перемагничивания был слишком велик. В таких случаях для описания динамики перемагничивания обычно используют зависимость

$$M(t) = S \ln(t + t_0) + C. \quad (6)$$

Феноменологическая зависимость (6), полученная в предположении широкого распределения барьеров перемагничивания по высоте [28], хорошо описывает динамику перемагничивания исследуемых пленок с магнитной вязкостью $S = 10^{-5}$ ед, временем задержки, необходимой для переключения поля в магнитометре, $t_0 = 100.5$ с и константой $C = 2 \cdot 10^{-5}$ ед, характеризующей исходную намагниченность образца в момент старта перемагничивания (при $t < 0$) (рис. 7, *b*). Необходимо отметить, что экспериментальная зависимость $M(t)$ так же хорошо аппроксимируется в рамках иных ранее предложенных моделей, в частности двумя экспоненциальными зависимостями, суммой экспоненциальной и гиперболической зависимостей. Однако формула (6) нам показалась наиболее приемлемой, поскольку только она давала систематические зависимости параметров аппроксимации от температуры. В частности, согласно [29], физический

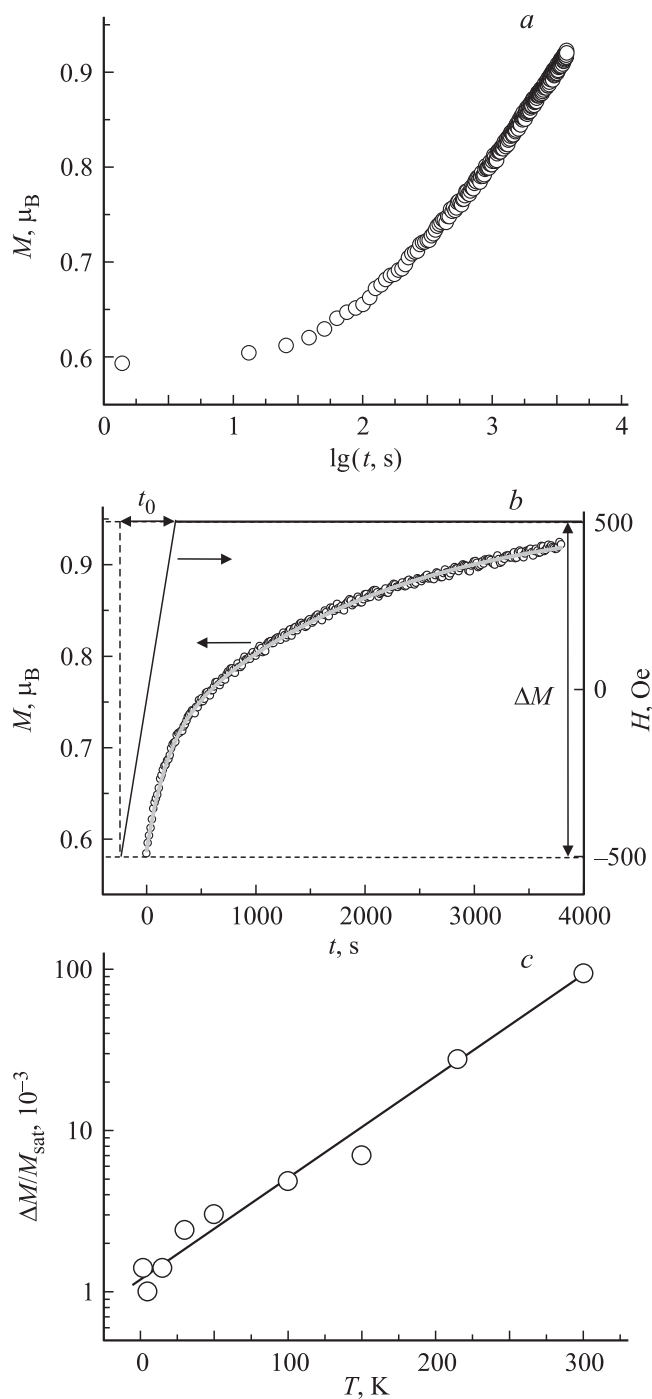


Рис. 7. Зависимость магнитного момента M пленки № 3 от времени t при переключении внешнего магнитного поля от -500 до $+500$ Ое при $T = 300$ К в полулогарифмическом (а) и линейном (б) масштабах. Сплошной линией на части б показана аппроксимация логарифмической зависимостью. с — зависимость относительного прироста магнитного момента $\Delta M/M_{\text{sat}}$ по окончании измерений от температуры T , при которой наблюдается релаксация намагниченности.

смысл параметра S в этой формуле может быть истолкован как отношение $S = T/U$ (U — средняя высота потенциального барьера), что делает понятным наличие

температурной зависимости относительного изменения магнитного момента $\Delta M/M_{\text{sat}}$ по окончании измерений при $t = 3600$ с и отсутствие насыщения на зависимости $M(t)$. Пользуясь этой интерпретацией, мы приходим к выводу, что потенциальный барьер U экспоненциально зависит от температуры, что согласуется с результатами, полученными в [29], и означает, что временная зависимость диполь-дипольного взаимодействия играет доминирующую роль в релаксации намагниченности, значительно превышая вклад магнитной релаксации в самих нанокластерах.

4. Выводы

1. Установлено, что магнитные свойства тонких пленок GaMnSb определяются кристаллической анизотропией и магнитным диполь-дипольным взаимодействием между ними. Определены константы анизотропии полупроводниковой пленки с кластерами MnSb. Широкий разброс энергий активации перемагничивания кластеров приводит к специфическим зависимостям коэрцитивной силы от температуры и намагниченности пленок от времени.

2. Обнаружено влияние концентрации носителей на намагниченность ферромагнитных кластеров MnSb. Зависимость намагниченности кластеров от концентрации дырок обусловлена туннелированием носителей заряда через барьеры Шоттки и устранением нестехиометрии кластеров, которые в общем случае содержат ионы Mn^0 , Mn^{2+} , Mn^{3+} .

3. Спиновая поляризация дырок и их рассеяние на ферромагнитных кластерах приводят к микроволновому магнетосопротивлению пленок, которое включает две компоненты: в магнитных полях, меньших 2 кОе, наблюдается рассеяние дырок по механизму Эфроса–Шкловского, а в сильных магнитных полях имеет место магнетосопротивление, обусловленное зеемановским расщеплением спиновых уровней носителей заряда.

Авторы признательны Б.А. Аронзону за обсуждение работы, а также О. Новодворскому и Л. Паршиной за образцы, предоставленные для исследований.

Список литературы

- [1] D.A. Allwood, X. Gang, R.P. Cowburn. Appl. Phys. Lett. **85**, 2848 (2004).
- [2] J. Tejada, E.M. Chudnovsky, E. del Barco, J.M. Hernandez, T.P. Spiller. Nanotechnology **12**, 181 (2001).
- [3] Y. Tserkovnyak, A. Brataas, G.E.W. Bauer. Phys. Rev. Lett. **88**, 117 601 (2002).
- [4] Y. Bason, L. Klein, J.B. Yau, X. Hong, J. Hoffman, C.H. Ahn. J. Appl. Phys. **99**, 08R 701 (2006).
- [5] V.V. Rylkov, B.A. Aronzon, K.I. Maslakov, Yu.A. Danilov, V.P. Lesnikov, V.V. Podol'skiĭ, Yu.N. Drozdov. ЖЭТФ **100**, 742 (2005).

- [6] A.A. Lotin, O.A. Novodvorsky, L.S. Parshina, E.V. Khaydukov, D.A. Zuev, O.D. Khramova, V.Ya. Panchenko. *Appl. Phys. B* **104**, 565 (2011).
- [7] R. Coehoorn, C. Haas, R.A. Groot. *Phys. Rev. B* **31**, 1980 (1985).
- [8] T. Jungwirth, J. Sinova, J. Mašek, J. Kučera, A.H. MacDonald. *Rev. Mod. Phys.* **78**, 809 (2006).
- [9] С.В. Гуденко, Б.А. Аронзон, В.А. Иванов. *Письма в ЖЭТФ* **82**, 591 (2005).
- [10] D. Pajić, K. Zadro, R. Ristić, I. Živkovic, Ž. Skoko, E. Babić. *J. Phys.: Cond. Matter* **19**, 296 207 (2007).
- [11] Y.D. Zhang, J.I. Budnick, W.A. Hines, C. L. Chien, J.Q. Xiao. *Appl. Phys. Lett.* **72**, 2053 (1998).
- [12] G.F. Goya, M.P. Morales. *J. Metastable Nanocryst. Mater.* **20–21**, 673 (2004).
- [13] C.P. Bean, J. D. Livingston. *J. Appl. Phys.* **30**, S120 (1959).
- [14] G. Vértesy, I. Tomáš. *Acta Phys. Slovaca* **48**, 663 (1998).
- [15] J. Tejada, X.X. Zhang, E.M. Chudnovsky. *Phys. Rev. B* **47**, 14977 (1993).
- [16] A. Cresswell, D.I. Paul. *J. Appl. Phys.* **67**, 398 (1990).
- [17] D.A. Read, T. Moyo, G.C. Hallan. *J. Magn. Magn. Mater.* **44**, 279 (1984); K.J. Buschow, A.M. Kraan. *J. Magn. Magn. Mater.* **22**, 220 (1981); C. Jayaprakash, C. Kirkpatrick. *Phys. Rev. B* **21**, 4072 (1980); D.R. Denholm, T.J. Sluckin. *Phys. Rev. B* **48**, 901 (1993).
- [18] T. Dietl, H. Ohno. *Rev. Mod. Phys.* **86**, 187 (2014).
- [19] P.S. Dutta, H.L. Bhat, V. Kumar. *J. Appl. Phys.* **81**, 5821 (1997).
- [20] C. Park, C. You, K. Jeon, S. Shin. *Appl. Phys. Lett.* **100**, 222 409 (2012).
- [21] S. Sze. *Physics of semiconductor devices*. 2nd ed. Wiley, NY (1981). 832 p.
- [22] C. Michela, C.H. Thiena, S. Yea, P.J. Klara, W. Heimbrodta, S.D. Baranovskii, P. Thomasa, M. Lampalzera, K. Volza, W. Stolza, B. Goldlücke. *Superlatt. Microstruct.* **37**, 321 (2005).
- [23] A.I. Veinger, A.G. Zabrodskii, T.V. Tisnek. *Phys. Status Solidi B* **230**, 107 (2002).
- [24] R. Morgunov, M. Farle, M. Passacantando, L. Ottaviano, O. Kazakova. *Phys. Rev. B* **78**, 045 206 (2008).
- [25] B. I. Shklovskii, B.Z. Spivak. In: *Hopping transport in solids* / Eds M. Pollak, B. Shklovskii. Elsevier, Amsterdam (1991). P. 271.
- [26] M.M. Parish, P.B. Littlewood. *Nature* **426**, 162 (2003).
- [27] S.J. Collocott, V. Neu. *J. Phys. D* **45**, 035 002 (2012).
- [28] R. Street, J.C. Woolley. *Proc. Roy. Soc. A* **62**, 562 (1949).
- [29] P. Zhang, F. Zuo, F.K. Urban, A. Khabari, P. Griffiths, A. Hosseini-Tehrani. *J. Magn. Magn. Mater.* **225**, 337 (2001).