

05,08

Магнитные свойства пленок InMnSb, полученных методом лазерного осаждения

© А.И. Дмитриев¹, Л.С. Паршина², М.С. Дмитриева¹, О.Д. Храмова², О.А. Новодворский²

¹ Федеральный исследовательский центр проблем химической физики и медицинской химии РАН, Черноголовка, Россия

² Федеральное государственное бюджетное учреждение „Национальный исследовательский центр „Курчатовский институт“, Москва, Россия

E-mail: aid@icp.ac.ru

Поступила в Редакцию 2 декабря 2024 г.

В окончательной редакции 3 декабря 2024 г.

Принята к публикации 4 декабря 2024 г.

Исследованы магнитные свойства пленок InMnSb, полученных методом импульсного лазерного осаждения. В различных магнитных полях измерены температурные зависимости магнитного момента пленок $M(T)$, охлажденных в нулевом магнитном поле (ZFC) и магнитном поле напряженностью 50 kOe (FC). Анализ полученных магнитных данных показал, что пленки состоят из двух магнитных подсистем: ферромагнитная подсистема нановключений MnSb и парамагнитная подсистема диспергированных ионов Mn^{2+} в матрице InSb. Аппроксимация зависимости $M(T)$ парамагнитной фракции функцией Кюри–Вейса позволила оценить концентрацию диспергированных примесных ионов Mn^{2+} $n_i = (6.8 \pm 0.5) \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, которая заметно превосходит предел растворимости примеси марганца в массивных кристаллах InSb. В результате анализа кривой $M(T)$ ферромагнитной фазы нановключений MnSb в рамках закон Блоха 3/2 определены намагниченность насыщения $M_S = 225 \pm 24 \text{ emu/cm}^3$ ($1.1 \pm 0.1 \mu\text{B/ion}$) и температура Кюри $T_C = 529 \pm 6 \text{ K}$ нановключений MnSb. Значения обеих величин оказались заметно ниже, чем в массивных монокристаллических образцах. Анализ FC–ZFC зависимостей, измеренных в различных полях, позволил установить зависимость температуры блокировки T_b нановключений MnSb от напряженности внешнего магнитного поля H . Аппроксимация зависимости $T_b(H)$ позволила оценить значения поля $H_a = 812 \pm 265 \text{ Oe}$ и константы магнитной анизотропии $K = (1.1 \pm 0.3) \cdot 10^5 \text{ erg/cm}^3$, которые оказались близки к соответствующей величине определенной ранее для монокристаллов Mn_xSb_{1-x} нестехиометрического состава $x = 52.8\%$.

Ключевые слова: разбавленные магнитные полупроводники, InMnSb, импульсное лазерное осаждение.

DOI: 10.61011/FTT.2025.01.59784.332

1. Введение

Поиск высокотемпературных ферромагнитных разбавленных магнитных полупроводников в первую очередь ведется среди соединений с наименьшими параметрами решетки и самыми широкими запрещенными зонами. Среди полупроводников семейства III-Mn-V таковыми являются GaMnAs, GaMnN и InMnN, которые имеют самые высокие температуры Кюри. Несмотря на большое число публикаций посвященных в первую очередь GaMnAs, многие вопросы остались открытыми, и даже основной механизм ферромагнетизма в III-Mn-V понимается зачастую лишь качественно. В этих условиях мы считаем, что многое можно узнать, изучив противоположный край семейства III-Mn-V, обратившись к соединению InMnSb, которое имеет самую большую постоянную решетки и наименьшую запрещенную зону. С практической точки зрения узкая запрещенная зона InMnSb открывает перспективы для инфракрасной спиновой фотоники. Также можно ожидать улучшения транспорта носителей заряда из-за меньшей эффективной массы дырок и более высокой их подвижности [1]. Даже оказавшись неферромагнитным, соединение InMnSb может

быть с успехом использовано в качестве материала для ультранизкотемпературных терморезисторов [2] и сенсоров магнитного поля [3].

Раннее соединение InMnSb было исследовано, будучи полученным различными способами. Первые образцы InMnSb были изготовлены в виде пленок методами низкотемпературной молекулярно-лучевой эпитаксии [1,4]. Температура Кюри их не превышала 8 K [1] и 20 K [4]. Образцы, полученные с помощью методики контролируемого отжига, имели температуру Кюри выше 130 K [5]. В пленках, выращенных методом жидкофазной эпитаксии [6], а также в массивных образцах InMnSb [7–9] температура Кюри превышала комнатную температуру. В пленках, выращенных методом металлоорганической паровозной эпитаксии, температура Кюри превышала 400 K [10]. Столь высокие температуры Кюри могут отвечать нановключениям вторичной фазы MnSb [9], а могут — подсистеме диспергированных обменно-связанных ионов марганца, объединенных в димеры, тримеры и т.д. [11]. В настоящей работе исследованы магнитные свойства пленок InMnSb, полученных методом импульсного лазерного осаждения (ИЛО), обладающих высокотемпературным ферромагнетизмом. Метод

ИЛО с использованием механической сепарации капель позволяет при напылении многокомпонентных веществ получать тонкие пленки состава исходной мишени [12], а благодаря высокой энергии осаждаемых частиц обеспечивать неравновесную растворимость компонентов в пленках сложного состава. Цель настоящей работы состоит в изучении механизмов, приводящих к высокотемпературному ферромагнитному состоянию, а также в разделении вкладов различных магнитных подсистем в суммарную намагниченность.

2. Методика эксперимента и приготовления образцов

Тонкие пленки InSb:Mn синтезировали методом ИЛО из мишеней InSb-MnSb эвтектического состава (6.5%) и 15% отношения марганца к индию. Композиции системы InSb-MnSb получали методом Бриджмена, используя шихту соответствующего состава. Полученные образцы постоянного состава состояли из монокристаллической матрицы InSb и монокристаллических игл MnSb диаметром от 20 до 4 μm , ориентированных вдоль направления роста [13]. Шайбы для мишеней отрезали из этих образцов, перпендикулярно направлению роста. Синтез пленок InSb:Mn проводили в режиме ИЛО с механической сепарацией частиц факела излучением эксимерного KrF лазера (248 nm) на подложках с-сапфира в вакууме. Использование бескапельного режима осаждения пленок обеспечивает получение гладких однородных пленок высокого качества при комнатной температуре подложки благодаря устранению капель, вылетающих из мишени на подложку в процессе осаждения пленки. Механический сепаратор в процессе роста пленки пропускает на подложку быстро летящие атомы и ионы, но устраняет попадание крупных капель на растущую пленку, наличие которых является главным фактором снижения качества получаемых пленок при импульсном лазерном осаждении. Более подробно особенности осаждения пленок с механической сепарацией частиц описаны в [14]. Температура подложки при напылении составляла от 250°C до 350°C.

Зависимости магнитного момента пленок InMnSb от температуры и напряженности магнитного поля были измерены на вибрационном магнитометре CFMS (Cryogenic Ltd, UK). Измерения температурных зависимостей магнитного момента проводили для пленок, охлажденных в нулевом магнитном поле (ZFC — zero-field cooled) и магнитном поле напряженностью 50 kOe (FC — field cooled).

3. Результаты и их обсуждение

На рис. 1 представлена температурная зависимость намагниченности $M(T)$ пленки InMnSb, измеренная в режиме охлаждения в магнитном поле напряженностью 50 kOe.

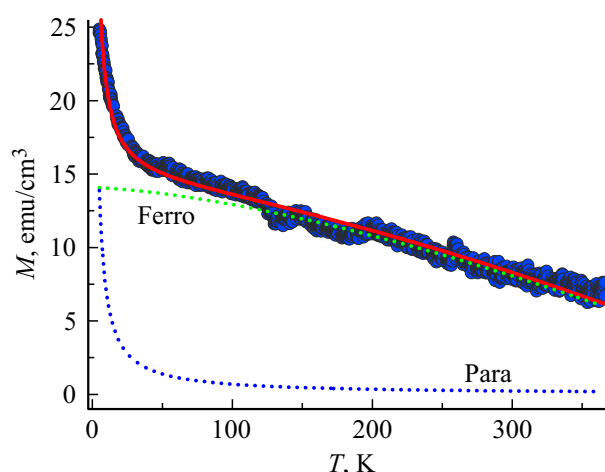


Рис. 1. Температурная зависимость намагниченности пленки InMnSb, измеренная в режиме охлаждения в магнитном поле напряженностью 50 kOe. Сплошной линией показана аппроксимация выражением (1). Пунктирными линиями показаны вклады парамагнитной (para) и ферромагнитной (ferro) подсистем в суммарную намагниченность.

На кривой $M(T)$ можно выделить два участка. Область высоких температур $T > 50$ K, где намагниченность плавно увеличивается с уменьшением температуры. Область низких температур $T < 50$ K, где намагниченность начинает резко увеличиваться с дальнейшим понижением температуры. Подобное поведение намагниченности наблюдалось ранее для магнитных полупроводников, состоящих из двух фаз с отличными зависимостями $M(T)$ каждой из фаз [15]. Типичным для систем, подобным исследуемым в настоящей работе пленкам InMnSb, является присутствие в образце ферромагнитной подсистемы нановключений MnSb и подсистемы диспергированных ионов Mn^{2+} в матрице InSb. Анализ кривой $M(T)$ пленки InMnSb был выполнен суммой двух функций — закон Блоха 3/2, описывающий ферромагнитную фазу нановключений MnSb, и закон Кюри, описывающий парамагнитную фазу диспергированных ионов Mn^{2+} в матрице InSb:

$$M(T) = \eta M_s \left(1 - \left(\frac{T}{T_C} \right)^{3/2} \right) + (1 - \eta) \frac{CH}{T}, \quad (1)$$

где η — объемная доля ферромагнитной фракции нановключений MnSb в пленке InMnSb, T — температура, $H = 50$ kOe — напряженность магнитного поля, M_s — намагниченность насыщения нановключений MnSb при $T \rightarrow 0$ K, T_C — температура Кюри нановключений MnSb, C — константа Кюри парамагнитной фракции диспергированных ионов Mn^{2+} в матрице InSb. На рис. 1 сплошной линией показана аппроксимация зависимости $M(T)$ пленки InMnSb выражением (1). Из аппроксимации были определены следующие параметры: $\eta = 0.06 \pm 0.01$, $M_s = 225 \pm 24$ emu/cm³ (1.1 ± 0.1 $\mu\text{B}/\text{ion}$), $T_C = 529 \pm 6$ K,

$C = (1.5 \pm 0.1) \cdot 10^{-3} \text{ emu} \cdot \text{K/Oe} \cdot \text{cm}^3$. Коэффициент детерминации $R^2 = 0.98$. Объемная доля ферромагнитной фракции нановключений MnSb в пленке InMnSb близка, но немного больше соответствующей величины 0.04, найденной ранее для поликристаллических массивных образцов аналогичного состава [11]. Намагниченность насыщения нановключений MnSb оказалась более чем в три раза ниже известного значения 770 emu/cm^3 ($3.5 \mu\text{B/ion}$) для массивных монокристаллических образцов [16]. Подобная ситуация наблюдалась ранее в монокристаллах Mn_{1+x}Sb нестехиометрического состава $x = 0.22$ (доля марганца 55.3 at.%), в которых намагниченность насыщения примерно в полтора раза ниже соответствующего значения для стехиометрических кристаллов MnSb [16]. Механизм этой зависимости намагниченности насыщения кристаллов MnSb от композиции состоит в следующем. Атомы Mn в кристаллической решетке нестехиометрических кристаллов Mn_{1+x}Sb могут занимать две позиции: в узлах решетки с магнитным моментом $3.50 \mu\text{B}$ и междоузлиях с магнитным моментом $2.38 \mu\text{B}$. Причем, спины атомов Mn в обеих позициях направлены антипараллельно друг другу, что приводит к понижению намагниченности насыщения [16]. Имеется эмпирическая зависимость $M_S = (3.5 - 5.5x) \mu\text{B}$, по которой можно оценить магнитный момент насыщения для нестехиометрических кристаллов Mn_{1+x}Sb [16,17]. Согласно этой зависимости полученному в настоящей работе значению намагниченности насыщения соответствует величина $x = 0.43$ (доля марганца 60.1 at.%). Пониженное значение намагниченности насыщения до значений 250–400 emu/cm^3 наблюдалось ранее также в наночастицах MnSb диаметром 15–30 nm [18] и пленках MnSb, состоящих из микронных кристаллитов [19]. В этих ситуациях причиной уменьшения намагниченности насыщения является обрыв обменных связей на поверхности наночастиц или на границе зерен. Величина температуры Кюри нановключений MnSb также оказалась ниже известного значения 587 K для массивных монокристаллических образцов [16,20]. Это тоже может быть вызвано нестехиометричностью нановключений. По данным работы [16] для нестехиометрических кристаллов Mn_{1+x}Sb температуры Кюри почти линейно убывает с ростом x . Значение константы Кюри C парамагнитной фракции по формуле $n_i = 3Ck_B/\mu_B^2 g^2 S(S+1)$ позволяет оценить концентрацию диспергированных примесных ионов Mn^{2+} $n_i = (6.8 \pm 0.5) \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. Здесь k_B — постоянная Больцмана, μ_B — магнетон Бора, $g = 2$ — g -фактор, $S = 5/2$ — спин. Концентрация диспергированных примесных ионов Mn^{2+} n_i близка к соответствующей величине $(2-9) \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, найденной ранее для поликристаллических массивных образцов аналогичного состава [11]. И заметно превосходит предел растворимости примеси марганца Mn в массивных кристаллах антимонида индия InSb, не превосходящий $(0.5-1) \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ [11]. Подобная ситуация наблюдалась ранее в эпитаксиальных пленках $\text{In}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Sb}$ [10]. Обычно увеличение предела растворимости происходит

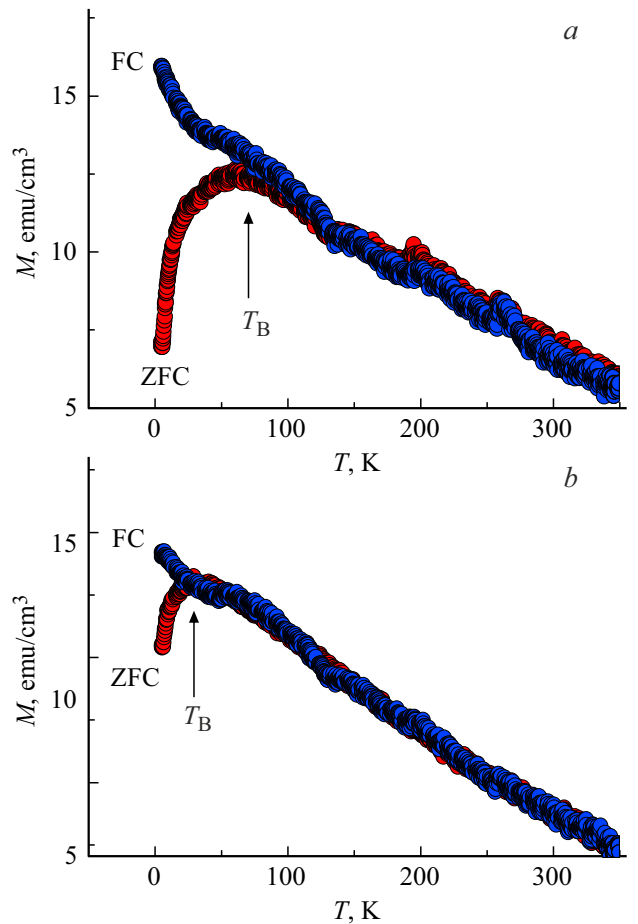


Рис. 2. Температурные зависимости магнитного момента пленок InMnSb, охлажденных в нулевом магнитном поле — ZFC (красные символы) и магнитном поле напряженностью 50 кЭ — FC (синие символы). Измерения проведены в магнитных полях напряженностью 400 Ое (а) и 800 Ое (b).

при изготовлении образца в сильнонеравновесных условиях.

Для определения температуры блокировки T_b , были измерены температурные зависимости намагниченности пленок InMnSb, охлажденных в нулевом магнитном поле и магнитном поле (ZFC), напряженностью 50 кОе (FC) (рис. 2). На рис. 2 наблюдается следующее, типичное для суперпарамагнитных нановключений MnSb, поведение кривых $M_{\text{ZFC}}(T)$ и $M_{\text{FC}}(T)$. Они совпадают при достаточно высоких температурах, но начинают различаться ниже некоторой температуры необратимости. При этом кривая $M_{\text{ZFC}}(T)$ имеет максимум при некоторой температуре, а $M_{\text{FC}}(T)$ монотонно возрастает вплоть до самых низких температур. Легко качественно понять причину различного поведения в наших ZFC и FC экспериментах для идеализированной системы суперпарамагнитных нановключений MnSb, содержащей одинаковые наночастицы с одноосной анизотропией и случайной ориентацией осей легкого намагничивания [21]. В первом случае при охлаждении ниже температуры блокировки T_b магнитные моменты нановключений MnSb направлены вдоль

своих осей легкого намагничивания (угол θ между направлением вектора намагниченности частицы и осью анизотропии равен нулю). Общий магнитный момент системы равен нулю, как в начале процесса охлаждения, так и в конце его.

При включении измерительного магнитного поля, магнитным моментам, для которых $\theta < 90^\circ$, не нужно преодолевать энергетический барьер, чтобы перейти в положение с минимальной энергией. Слегка поворачиваясь, эти магнитные моменты создают ненулевую намагниченность системы. Напротив, частицы, для которых в момент включения магнитного поля выполняется условие $\theta > 90^\circ$, оказались отделенными от минимума потенциальной энергии барьером, преодолеть который они смогут лишь за очень большое время. Поэтому при ZFC измерениях система оказывается при $T < T_b$ в метастабильном состоянии с небольшим суммарным магнитным моментом. Если увеличивать температуру, то при $T = T_b$ система скачком перейдет в стабильное суперпарамагнитное состояние. При FC измерениях охлаждение образца происходит в ненулевом магнитном поле и намагниченность при всех температурах выше T_b ведет себя, как и в ZFC измерениях. А вот при $T < T_b$ система уже не может изменить свою намагниченность за время измерений, поэтому ниже температуры блокировки $M_{FC} = \text{const}$. В нашем случае величина MFC продолжает расти из-за вклада гиперболической температурной зависимости парамагнитной фракции диспергированных ионов Mn^{2+} . Для системы, состоящей из однодоменных наночастиц с разбросом по размерам, форме и т.п., кривые $M_{ZFC}(T)$ и $M_{FC}(T)$ разделяются не при $T = T_b$, а при более высокой температуре, которая называется точкой необратимости. Другой характерной точкой является максимум на кривой $M_{ZFC}(T)$, который часто отождествляют со средней температурой блокировки системы. Температуру необратимости можно отождествить с T_b для частиц максимального размера.

На рис. 3 приведена зависимость температуры блокировки T_b от напряженности магнитного поля H . С увеличением напряженности магнитного поля H от 50 Ое до 800 Ое температуры блокировки T_b уменьшается от 190 К до 20 К.

Физический механизм этого состоит в следующем. В отсутствии внешнего магнитного поля энергетический барьер, обусловленный магнитной анизотропией и разделяющий направления магнитного момента „вверх“ и „вниз“, равен $E = KV$. Если приложить внешнее магнитное поле напряженностью H малое по сравнению с полем магнитной анизотропии H_a и направленное вдоль оси легкого намагничивания, то энергетический барьер E_{ap} , препятствующий перевороту магнитного момента из антипараллельного направления относительно напряженности магнитного поля в параллельное направление, уменьшается с $E = KV$ до $E_{ap}(H) = KV - mH$. Напротив, энергетический барьер E_{pa} , препятствующий перевороту магнитного момента из параллельного направления относительно напряжен-

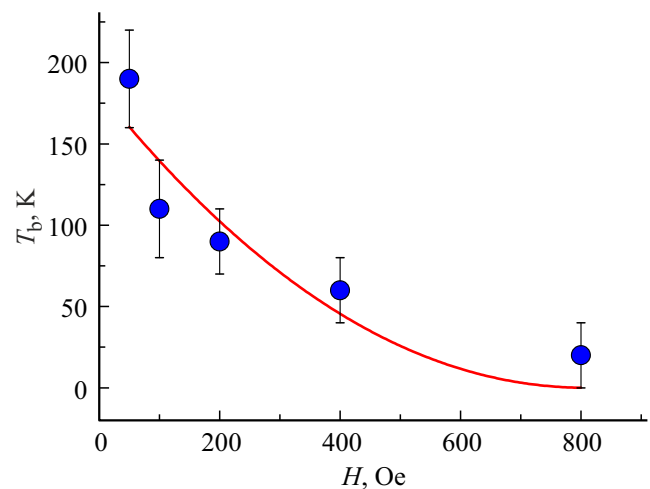


Рис. 3. Зависимость температуры блокировки T_b от напряженности магнитного поля H . Сплошной линией показана аппроксимация.

ности магнитного поля в антипараллельное направление, увеличивается с $E = KV$ до $E_{pa}(H) = KV + mH$. Из-за того, что $E_{ap} > E_{pa}$, перевороты магнитного момента, вызванные термическими флуктуациями, из антипараллельного направления в параллельное становятся более вероятными, чем обратные. Это приводит к увеличению начального значения намагниченности на кривой M_{ZFC} . В результате измеренное значение температуры блокировки T_b , обусловленной обсуждаемыми выше переворотами магнитного момента, вызванными термическими флуктуациями, понижается. Строгий анализ влияния внешнего магнитного поля на величину энергетического барьера приводит к выражению $E(H) = KV[1(H/H_a)]^2$, здесь $H < H_a$, а знаки „–“/ и „+“ соответствуют перевороту магнитного момента из антипараллельного направления в параллельное и наоборот, соответственно. Подстановка выражения $E(H)$ в известную формулу для температуры блокировки приводит к выражению для зависимости $T_b(H)$ [22,23]:

$$T_b = T_{b0} \left(1 - \frac{H}{H_a} \right)^2, \quad (2)$$

Это здесь T_{b0} — температуры блокировки в отсутствии магнитного поля, H — напряженность внешнего магнитного поля, H_a — поле магнитной анизотропии.

На рис. 3 сплошной линией показана аппроксимация зависимости $T_b(H)$ выражением (2). Из аппроксимации были определены значения $T_{b0} = 183 \pm 30$ К и $H_a = 812 \pm 265$ Ое. Относительно невысокое качество фита (коэффициент детерминации $R_2 = 0.84$) и сравнительно большая относительная погрешность в определении значений T_{b0} (16%) и H_a (33%) может быть обусловлена разбросом осей легкого намагничивания в пространстве, распределением по размерам или же диполь-дипольным взаимодействием.

Зная значения H_a и M_s из известного соотношения $H_a = 2K/M_s$ можно оценить величину константы магнитной анизотропии $K = (1.1 \pm 0.3) \cdot 10^5 \text{ erg/cm}^3$. Полученное значение K близко к соответствующей величине определенной ранее для монокристаллов $\text{Mn}_x\text{Sb}_{1-x}$ нестехиометрического состава $x = 52.8\%$ [16].

Зная значения T_{b0} и K из известного соотношения $T_{b0} = KV/25 \text{ kV}$ можно оценить средние значения объема V и диаметра нановключений MnSb $D = 28 \pm 4 \text{ nm}$.

4. Заключение

Разделены вклады в суммарную намагниченность пленок InMnSb от ферромагнитной подсистемы нановключений MnSb и парамагнитной подсистемы диспергированных ионов Mn^{2+} в матрице InSb . Определены намагниченность насыщения и температура Кюри нановключений MnSb , которые оказались заметно ниже, чем в массивных монокристаллических образцах. Это может быть вызвано как обрывом обменных связей на поверхности нановключений или на границе зерен, так и их нестехиометричностью. Концентрация ионов Mn^{2+} парамагнитной подсистемы заметно превосходит предел растворимости примеси марганца в массивных кристаллах InSb . Это, вероятно, обусловлено сильнонеравновесными условиями, в которых происходит изготовление образцов методом импульсного лазерного осаждения. Величина коэрцитивной силы нановключений MnSb близка к соответствующему значению как для пленок MnSb , так и для наночастиц MnSb , полученных ранее различными методами, и заметно ниже поля магнитной анизотропии нановключений MnSb . Оценено значение константы магнитной анизотропии, которое оказалось близко к соответствующей величине определенной ранее для монокристаллов $\text{Mn}_x\text{Sb}_{1-x}$ нестехиометрического состава $x = 52.8\%$. Из магнитометрических данных было оценено среднее значение диаметра нановключений MnSb .

Благодарности

Авторы выражают благодарность А.В. Кочуре и Б.А. Аронзону за стимулирующие обсуждения.

Финансирование работы

В части синтеза тонких пленок работа проведена в рамках выполнения государственного задания НИЦ „Курчатовский институт“. В части исследования магнитных свойств — в рамках государственного задания ФИЦ проблем химической физики и медицинской химии РАН (124013100858-3).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] T. Wojtowicz, W.L. Lim, X. Liu, G. Cywinski, M. Kutrowski, L.V. Titova, K. Yee, M. Dobrowolska, J.K. Furdyna, K.M. Yu, W. Walukiewicz, G.B. Kim, M. Cheon, X. Chen, S.M. Wang, H. Luo, I. Vurgaftman, J.R. Meyer. *Physica E* **20**, 3–4, 325 (2004).
- [2] S.A. Obukhov, B.S. Neganov, Y. Kiselev, A.N. Chernikov, V.S. Vekshina, N.I. Pepik, A.N. Popkov. *Cryogenics* **31**, 10, 874 (1991).
- [3] D.L. Partin, J. Heremans, C.M. Thrush. *J. Crystal Growth* **175–176**, 2, 860 (1997).
- [4] S. Yanagi, K. Kuga, T. Slupinski, H. Munekata. *Physica E* **20**, 3–4, 333 (2004).
- [5] J. Hollingsworth, P.R. Bandaru. *Mater. Sci. Eng. B* **151**, 2, 152 (2008).
- [6] K. Ganesan, S. Mariyappan, H.L. Bhat. *Solid State Commun.* **143**, 4–5, 272 (2007).
- [7] K. Ganesan, H.L. Bhat. *J. Appl. Phys.* **103**, 4, 043701 (2008).
- [8] В.А. Иванов, О.Н. Пашкова, Е.А. Уголькова, В.П. Саньгин, Р.М. Галера. *Неорган. материалы* **44**, 10, 1168 (2008).
- [9] Е.И. Яковлева, Л.Н. Овешников, А.В. Кочура, К.Г. Лисун, Э. Лахдеранта, Б.А. Аронзон. *Письма в ЖЭТФ* **101**, 2, 136 (2015).
- [10] N.D. Parashar, N. Rangaraju, V.K. Lazarov, S. Xie, B.W. Wessels. *Phys. Rev. B* **81**, 11, 115321 (2010).
- [11] A.V. Kochura, B.A. Aronzon, K.G. Lisunov, A.V. Lashkul, A.A. Sidorenko, R. De Renzi, S.F. Marenkin, M. Alam, A.P. Kuzmenko, E. Lahderanta. *J. Appl. Phys.* **113**, 8, 083905 (2013).
- [12] С.Ф. Маренкин, О.А. Новодворский, А.В. Шорохова, А.Б. Давыдов, Б.А. Аронзон, А.В. Кочура, И.В. Федорченко, О.Д. Храмова, А.В. Тимофеев. *Неорган. материалы* **50**, 9, 973 (2014).
- [13] С.Ф. Маренкин, А.В. Кочура, И.В. Федорченко, А.Д. Изотов, М.Г. Васильев, В.М. Трухан, Е.В. Шелковая, О.А. Новодворский, А.Л. Желудкевич. *Неорган. материалы* **52**, 3, 309 (2016).
- [14] Л.С. Паршина, О.А. Новодворский, О.Д. Храмова, И.А. Петухов, А.А. Лотин, В.С. Михалевский, А.В. Шорохова. *Comp. nanotechnol.* **1**, 62 (2014).
- [15] А.И. Дмитриев, Р.Б. Моргунов, О.Л. Казакова, Й. Танимото. *ЖЭТФ* **135**, 6, 1134 (2009).
- [16] T. Okita and Y. Makino. *J. Phys. Soc. Jpn.*, **25**, 1, 120 (1968).
- [17] R. Coehoorn, C. Haas, R.A. de Groot. *Phys. Rev. B* **31**, 4, 1980 (1985).
- [18] H. Zhang, S.S. Kushvaha, S. Chen, X. Gao, D. Qi, A.T.S. Wee, X.-S. Wang. *Appl. Phys. Lett.* **90**, 20, 202503 (2007).
- [19] B.L. Low, C.K. Ong, J. Lin, A.C.H. Huan, H. Gong, T.Y.F. Liew. *J. Appl. Phys.* **85**, 10, 7340 (1999).
- [20] K. Lawniczak-Jablonska, A. Wolska, J. Bak-Misiuk, E. Dynowska, P. Romanowski, J.Z. Domagala, R. Minikayev, D. Wasik, M.T. Klepka, J. Sadowski, A. Barcz, P. Dluzewski, S. Kret, A. Twardowski, M. Kamińska, A. Persson, D. Arvanitis, E. Holub-Krappe, A. Kwiatkowski. *J. Appl. Phys.* **106**, 8, 083524 (2009).
- [21] С.П. Губин, Ю.А. Кокшаров, Г.Б. Хомутов, Г.Ю. Юрков. *Успехи химии* **74**, 6, 539 (2005).
- [22] Y.D. Zhang, J.I. Budnick, W.A. Hines, C.L. Chien, J.Q. Xiao. *Appl. Phys. Lett.* **72**, 16, 2053 (1998).
- [23] M. Knobel, W.C. Nunes, H. Winnischofer, T.C.R. Rocha, L.M. Socolovsky, C.L. Mayorga, D.Zanchet. *J. Non-Cryst. Solids* **353**, 8–10, 743 (2007).

Редактор К.В. Емцев