

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени М.В.ЛОМОНОСОВА»
ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ
КАФЕДРА МАГНЕТИЗМА

МАГИСТЕРСКАЯ ДИССЕРТАЦИЯ

**«ОСОБЕННОСТИ МАГНИТООПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ
РАЗБАВЛЕННЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ
ДОПИРОВАННЫХ ЖЕЛЕЗОМ»**

Выполнил студент
219М группы:
Припеченков И. М.

подпись студента

Научный руководитель:
д.ф.-м.н. профессор Ганьшина Е.А.

подпись научного руководителя

Допущен к защите
Зав. кафедрой магнетизма
д.ф.-м.н., профессор Перов Н.С.

подпись зав. кафедрой

Москва

2022

ВВЕДЕНИЕ	2
1. ЛИТЕРАТУРНЫЙ ОБЗОР	5
1.1. Общие сведения о разбавленных магнитных полупроводниках	5
1.1.1. История появления разбавленных магнитных полупроводников	5
1.1.2. Разбавленные магнитные полупроводники на основе A^3B^5 , легированные атомами марганца	8
1.1.3. Разбавленные магнитные полупроводники на основе A^3B^5 , легированные атомами железа	11
1.1.4. Разбавленные магнитные полупроводники (In,Fe)As, изготовленные методом ионной имплантации с импульсным лазерным отжигом	16
1.2. Магнитооптика разбавленных магнитных полупроводников группы A^3B^5	19
2. ОБРАЗЦЫ. МЕТОДЫ ПОЛУЧЕНИЯ ОБРАЗЦОВ	23
3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДИКИ	24
3.1. Магнитооптический экваториальный эффект Керра	24
3.2. Спектральная эллипсометрия	25
4. ЭСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ	26
4.1. Результаты магнитооптических исследований наноструктурированных слоев InAs:Fe	26
4.2. Обсуждение результатов	38
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	45
СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ	46

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время наиболее интенсивно изучаемыми материалами являются разбавленные магнитные полупроводники (РМП), которые представляют собой сплавы полупроводников, содержащие атомы переходных металлов Mn и Fe. При определенной концентрации магнитных ионов в сплаве возникает ферромагнитный порядок. Разбавленный магнитный полупроводник объединяет в себе свойства ферромагнетиков и полупроводников.

Интерес к РМП появился в связи с появлением спинтроники - науки, использующей такую фундаментальную характеристику электрона, как спин. Использование спина открывает новые возможности для улучшения характеристик существующих и создания принципиально новых устройств электроники. Устройства, использующие гигантское магнитосопротивление (ГМС) [1,2] и туннельное магнитосопротивление (ТМС) [3,4] уже применяются к датчикам магнитного поля в системах жестких дисков, что значительно способствует увеличению емкости хранения данных. Эффекты ГМС и ТМС вызваны спиновым переносом между двумя электродами из ферромагнитного металла, разделенными ультратонким немагнитным металлом и туннельным барьером изолятора соответственно. Ожидается, что введение таких связанных со спином свойств в полупроводники даст новые спиновые степени свободы в полупроводниковых устройствах и электронике [5]. Чтобы реализовать такие устройства, нужны РМП, обладающие специальными свойствами. Эти магнитные полупроводники должны, с одной стороны, быть источниками спин-поляризованных электронов, а с другой – легко интегрироваться с традиционными полупроводниковыми устройствами. Идеальный РМП должен иметь температуру Кюри выше комнатной и допускать создание зон с n- и p-проводимостью. РМП на основе полупроводников A^3B^5 , легированных марганцем и железом, во многом удовлетворяют перечисленным выше требованиям.

На сегодняшний день полупроводники A^3B^5 , легированные марганцем, $(InMn)As$ и $(GaMn)As$, являются одними из наиболее изученных [6,7]. Эти материалы $(III,Mn)As$ представляют собой РМП p-типа, в которых атомы Mn действуют и как акцепторы, и как локальные магнитные моменты и позволяют формировать РМП p-типа.

В последнее время исследуются полупроводники A^3B^5 , легированные железом: $(In,Fe)As$, $(Ga,Fe)Sb$ и $(In,Fe)Sb$. Интерес к полупроводникам A^3FeB^5 проявляется в том, что в них замещающие атомы Fe находятся в изовалентном Fe^{3+} состоянии, не поставляющем в систему носители заряда, и это позволяет формировать РМП n-типа. С использованием метода низкотемпературной молекулярно-лучевой эпитаксии (НТ-МЛЭ) созданы РМП n-типа $(In_{1-x}Fe_x)Sb$ с температурой Кюри $T_C = 385$ К [8] и $(In,Fe)As:Be$ с T_C до 70 К [9]. Недавно в НТ-МЛЭ пленках $(In,Fe)As:Be$, выращенных на вицинальных подложках GaAs (001) с использованием методов спинодального распада и Fe-дельта легирования, был реализован комнатно - температурный ферромагнетизм [10]. Слои РМП $(In,Fe)As$ получены также методом ионной имплантации с последующим импульсным лазерным отжигом (ИИ+ИЛО) [11]. Авторы сообщают о необычном характере распределения магнитных ионов в рекристаллизованных пленках InAs, имплантированных Fe, которое объясняют анизотропным наномасштабным химическим разделением фаз. Ненулевая индуцированная полем намагниченность обнаружена в них при $T_{ком}$. Однако вблизи их поверхности возможно присутствие включений Fe, поэтому высокотемпературный ферромагнетизм таких образцов нуждается в подтверждении и дальнейшем изучении. Спинодальный распад или наномасштабное химическое разделение фаз в каждом образце должно сильно зависеть от технологических условий получения.

Большое значение при изучении РМП A^3B^5 имеют магнитооптические (МО) методы исследования. В МО спектрах собственный ферромагнетизм РМП проявляется особенностями, энергетическое положение которых

определяется зонной структурой исходного полупроводника. Это делает МО исследования эффективным методом диагностики и изучения РМП, позволяющим регистрировать возникновение ферромагнетизма, выявлять наличие вторичных магнитных фаз, изучать электронный спектр полупроводника.

Целью настоящей работы являлось исследование изменения магнитооптических свойств серии наноструктурированных слоев InAs:Fe, полученных методом ионной имплантации с последующим импульсным лазерным отжигом при разной плотности энергии импульса.

1. ЛИТЕРАТУРНЫЙ ОБЗОР

1.1. Общие сведения о разбавленных магнитных полупроводниках

1.1.1. История появления разбавленных магнитных полупроводников

Разбавленные магнитные полупроводники интенсивно исследуются с конца семидесятых годов прошлого века. Легирование позволяет плавно менять параметры электронной структуры РМП и следить за изменением их магнитных свойств.

В ранних работах по исследованию халькогенидов на основе европия (например, EuO) и шпинелей на основе хрома (например, CdCr_2Se), проводившихся с конца 1960-х - начала 1970-х годов, наблюдались интересные эффекты, связанные с комбинацией ферромагнитных явлений и полупроводниковых свойств. Однако низкая температура Кюри, не превышавшая $T_C=100$ К, ограничили их применение.

Интенсивные исследования РМП были начаты в конце 1970-х годов, когда высокоочищенный Mn был использован для роста массивных образцов $A^2(\text{Mn})B^6$, (например, $(\text{CdMn})\text{Te}$ и $(\text{ZnMn})\text{Se}$.) Изготавливались эти образцы путем сплавления полупроводников A^2B^6 с магнитными атомами Mn. В РМП $A^2(\text{Mn})B^6$ марганец проявляет ту же валентность (+2), что и катионы легируемого полупроводника, благодаря чему он имеет хорошую растворимость и легко включается в катионные связи полупроводника. Однако большинство соединений A^2B^6 остаются в парамагнитном состоянии [7,12-13].

В конце 80-х годов прошлого века был получен новый класс слабелегированных магнитных полупроводников на основе A^3B^5 . Это открытие проложило тропинку к исследованию не только полупроводников A^3B^5 и A^2B^6 , но и таких перспективных материалов, как полуметаллические ферромагнитные оксиды и сплавы Гейслера.

Быстрый прогресс в исследования РМП, который начался в 1990-х годах, в значительной степени обусловлен развитием методов,

позволяющих синтезировать материалы в условиях, далеких от теплового равновесия: молекулярно-лучевая эпитаксия, импульсное лазерное напыление, осаждение металлоорганических соединений из газообразной фазы, атомно-слоевое осаждение, ионная имплантация. Эти методы сделали возможным получение РМП пленок с концентрациями магнитной составляющей выше предела растворимости при тепловом равновесии.

Обнаружение индуцированного носителями ферромагнетизма в соединениях A^2B^6 , содержащих несколько процентов Mn [14], в которых T_C может превышать 100 К [15], и обнаружение [16,17] ферромагнетизма в материалах $(A^2, Mn)B^6$ р-типа открывало новые области исследований.

Новый всплеск интереса к РМП был вызван обнаружением ферромагнетизма в арсениде галлия и других полупроводниках A^3B^5 , в которых отдельные атомы в случайном порядке заменялись атомами с магнитными свойствами, и появлением нового раздела физики полупроводников – спинтроники, в основе которой лежит идея использования для переноса, обработки и накопления информации спина электрона.

Уникальные физические свойства РМП связаны с их зонной структурой, отличающейся от двухзонной структуры обычных полупроводников, металлов и диэлектриков. Вонсовским была предложена модель электронной структуры РМП, в соответствии с которой электронный спектр РМП определяется двумя разнородными подсистемами - подвижными носителями заряда (электронами проводимости и дырками) и более локализованными электронами атомов переходных (или редкоземельных) металлов, содержащих недостроенные d - или f -оболочки [18]. Ввиду этого электронный спектр РМП не может быть описан простейшей двухзонной моделью и включает в себя третью d - или f -зону (рисунок 1.1).



Рисунок 1.1. Зонная структура а) проводников, б) диэлектриков, в) полупроводников, г) разбавленных магнитных полупроводников

На рисунке 1.2 представлены графики примерного положения d -уровней примесных переходных элементов относительно краев зон проводимости и примеси в РМП A^2B^6 и A^3B^5 . Символы $D(0/+)$ и $A(0/-)$ обозначают донорные и акцепторные уровни, полученные из трехмерных оболочек магнитных ионов.

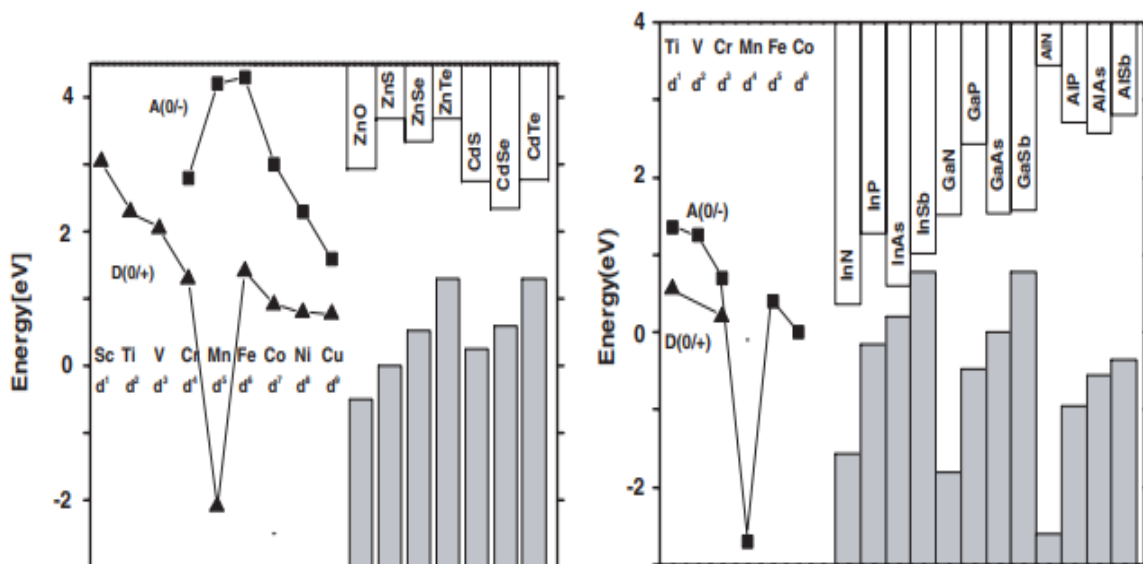


Рисунок 1.2. Примерное положение d -уровней примесных переходных элементов относительно краев зон проводимости (светлые столбики) и примеси (темные столбики) в РМП A^2B^6 (левая панель и A^3B^5 (правая панель) [19]

На рисунке треугольниками обозначены донорные состояния, а квадратами – акцепторные состояния [19]. Относительное положение уровней примесных атомов и краев зон материалов установлено из электрических свойств гетероструктур [20,21]. Диаграммы на рисунке 1.2 дают возможность оценить электрическую активность примеси переходного металла в данном материале.

1.1.2. Разбавленные магнитные проводники на основе A^3B^5 , легированные атомами марганца

Наиболее активно исследовались РМП на основе A^3B^5 , легированные атомами марганца, поскольку полупроводники данного типа нашли широкое практическое применение (в частности, GaAs, InAs). В системе In(Ga)As:Mn атомы марганца замещают атомы индия (галлия) в узлах кристаллической решетки In(Ga)As. Атомы Mn, помимо создания магнитного момента, выступают в роли акцептора, создавая дырочную проводимость в этой системе. С точки зрения ферромагнетизма, было естественно попытаться ввести высокую концентрацию Mn в соединения A^3B^5 , поскольку это сопровождается высокой концентрацией носителей. Последующее введение высокой концентрации Mn в GaAs и InAs привело к сильной проводимости *p*-типа и возникновению ферромагнетизма при низких температурах [22,23].

Магнитные свойства полупроводников A^3B^5 , легированных марганцем, (GaMnAs, InMnAs), обусловлены механизмом косвенного обмена между магнитными моментами атомов Mn посредством носителей заряда (дырок). При взаимодействии дырочного газа с магнитными моментами реализуется эффект обменного взаимодействия между этими системами, который заключается в антиферромагнитном упорядочении дырки и магнитного момента атома Mn (рисунок 1.3) [24].

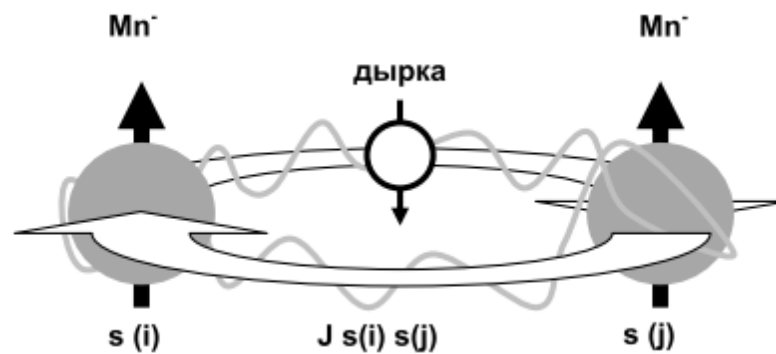


Рисунок 1.3. Схема обменного взаимодействия в In(Ga)MnAs [24].

Большинство магнитных полупроводников на основе A^3B^5 с анионом As или Sb в настоящее время выращиваются методом низкотемпературной молекулярно-лучевой эпитаксии, импульсного лазерного напыления (ИЛН), ионной имплантации и импульсного лазерного отжига имплантированных слоев. Эти методы обладают потенциалом для получения РМП с концентрацией магнитной составляющей, превышающей предел растворимости при тепловом равновесии [25]. Изучение образцов РМП, полученных альтернативными методами, может дать дополнительную информацию о деталях их электронной структуры.

Ферромагнитные полупроводники группы A^3B^5 на основе Mn (In,Mn)As или (Ga,Mn)As являются наиболее хорошо изученными материалами, тем не менее, в основанных на Mn РМП до сих пор остаются три основные нерешенные проблемы.

1. РМП на основе Mn спонтанно имеют проводимость p-типа с плотностью дырок до 10^{20} – 10^{21} см^{-3} , но они не могут образовать РМП n-типа. Это связано с тем, что атомы Mn работают не только как локальные магнитные моменты, но и как акцепторы, обеспечивающие дырки, которые опосредуют ферромагнетизм.

2. Существуют разногласия по поводу положение уровня Ферми и происхождения ферромагнетизма этих РМП. Вопрос о природе ферромагнитного упорядочения в РМП путем косвенного обменного взаимодействия через носители заряда в настоящее время остается

открытым. Существует несколько теоретических моделей ферромагнитного упорядочения в РМП: взаимодействие Рудермана–Киттеля–Касуи–Йосиды (РККИ), двойной обмен, модель Зинера и другие. Каждая из моделей описывает ферромагнитное упорядочение в РМП определенной группы материалов [26].

3 Температура Кюри (T_C) РМП на основе Mn все еще намного ниже комнатной температуры. Максимальные T_C (Ga,Mn)As и (In,Mn)As составляют 200 К и 90 К соответственно, что ниже комнатной температуры [27].

Среди всего разнообразия спинтронных материалов пристальный интерес к полупроводникам, обладающим ферромагнетизмом, был вызван после сообщений в начале 90-х годов прошлого века о том, что некоторые соединения $(A^3, Mn)B^5$, оставаясь ферромагнитными, могут достичь высокой температуры T_C с увеличением в них концентрации магнитных атомов Mn. Были синтезированы материалы с высокими температурами Кюри, однако природа возникновения ферромагнетизма в них до конца не ясна и может быть связана, как с наличием обменного взаимодействия различных типов между атомами Mn, так и с образованием микро- и наноразмерных преципитатов ферромагнитных полуметаллов.

Из всех полупроводниковых соединений A^3B^5 подвижность носителей заряда наибольшая у антимонида индия. Этот материал широко используется в устройствах электронной техники и методы его синтеза разработаны достаточно полно, что обуславливает необходимость получения и исследования структурных, электрических и магнитных свойств сплавов InSb:Mn. Однако более высокими значениями T_C обладают гибридные материалы, состоящие из соединения A^3B^5 и ферромагнитного полуметалла MnSb, например, гибрида InSb-MnSb, обладающего самой высокой $T_C=580$ К среди магнитных материалов. Такие материалы в настоящее время являются одними из наиболее перспективных для создания

на их основе спинтронных устройств, функционирующих при температурах не ниже комнатной.[26,28].

1.1.3. Разбавленные магнитные проводники на основе A^3B^5 , легированные атомами железа

С начала 2000-х годов большое внимание уделяется исследованию полупроводников A^3B^5 , легированных Fe (например, (InFe)As, (InFe)Sb, (GaFe)Sb). В них замещающие атомы Fe находятся в изовалентном Fe^{3+} состоянии, не поставляющем в систему носители заряда, и это позволяет формировать РМП n-типа. Путем введения изоэлектронных магнитных примесей железа Fe и двойных донорных атомов бериллия Be в InAs методом молекулярно-лучевой эпитаксии уже выращен ферромагнитный полупроводник (InFe)As n-типа [9]. Исследования РМП, легированных железом, показали, что они могут решить все три проблемы, присущие РМП, легированным марганцем.

1. Установлено, что в слоях (In, Fe)As, полученных методом НТ-МЛЭ, железо, легированное в InAs, не обеспечивает достаточное количество носителей, поэтому другие доноры, такие как Be или Si, должны быть совместно легированы в полупроводник для увеличения концентрации носителей. Образцы (In, Fe)As, легированные Be, ведут себя как РМП n-типа, таким образом, решая проблему 1. В [27,29] оценивали эффективную массу электрона (m^*) различных образцов n-типа (In,Fe)As. Установлено, что m^* составляет $(0,03\sim 0,17)m_0$ (m_0 -масса свободного электрона) в зависимости от концентрации электронов $n=(1,3\cdot 10^{18}\sim 2,8\cdot 10^{19})\text{ см}^{-3}$, и эти значения m^* аналогичны значениям, указанным для электронов в зоне проводимости собственного проводника InAs.

2. На рисунке 1.4 показаны два сценария зонной структуры (In,Fe)As: сценарий “зоны проводимости” (рис. 1.4(a)) и сценарий “примесной зоны” (рис. 1.4(б)). В сценарии “зоны проводимости” электроны находятся в расширенной зоне проводимости. Существует также локализованная полоса

Fe d, которая не сливается с зоной проводимости. В сценарии “зоны проводимости” m^* будет небольшим и близким к значению InAs, и энергия Ферми E_F будет находиться в зоне проводимости. Обменные взаимодействия s-d между электронными спинами в зоне проводимости и локализованными спинами Fe в полосе d стабилизируют ферромагнетизм. В сценарии “примесной зоны” электроны находятся в связанной с Fe гибридной d-s полосе примесей. Перенос электронов происходит путем переноса между примесными состояниями. Таким образом, m^* будет большим, а E_F находится в запрещенной зоне между зоной проводимости и валентной зоной. В этом случае следует учитывать двойной обмен как механизм ферромагнетизма.

Экспериментально установлено, что образцы (In,Fe)As имеют очень малую эффективную массу электрона ($0,03 \sim 0,17$) m_0 и большую энергию Ферми (не менее 0,15 эВ), что указывает на то, что носители электронов находятся в зоне проводимости (In,Fe)As, а не в связанной с Fe блуждающей примесной зоне [27,29]. Это является решением проблемы 2.

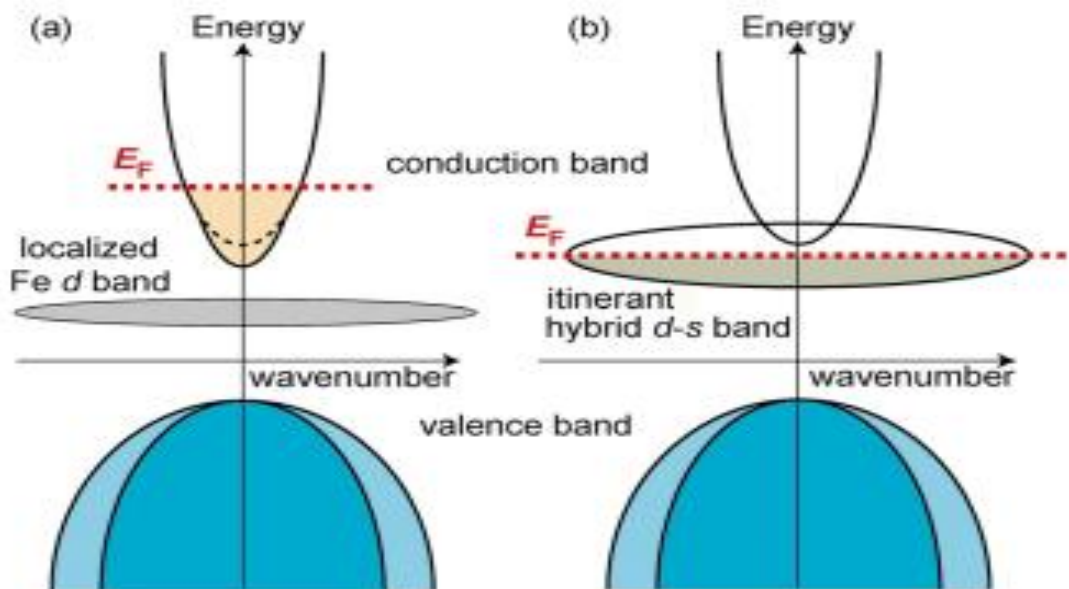


Рисунок 1.4. Два сценария для зонной структуры (In,Fe)As: (а) сценарий “зоны проводимости», в котором электроны находятся в расширенной полосе проводимости; (б) сценарий “примесной зоны”, в котором электроны находятся в связанных с Fe гибридных d-s-состояниях в запрещенной зоне [27]

3. Используя экспериментальное значение m^* , обменное взаимодействие $(\text{In,Fe})\text{As}$ оценивается в 2,8 эВ. Это значение не только на порядок больше, чем у разбавленных магнитных полупроводников A^2B^6 ($\sim 0,2$ эВ), но также больше, чем обменное взаимодействие в $(\text{Ga,Mn})\text{As}$ ($\sim 1,2$ эВ). Такое большое значение обменного взаимодействия приводит к тому, что T_C в $(\text{In,Fe})\text{As}$ может составлять несколько десятков градусов Кельвина даже когда n составляет всего 10^{19}см^{-3} , в то время как для получения T_C того же порядка в РМП на основе Mn часто требуется гораздо более высокая концентрация дырок $\sim 10^{20}\text{см}^{-3}$. Это означает возможность того, что T_C $(\text{In,Fe})\text{As}$ может превышать комнатную температуру, если концентрацию электронов увеличить до 10^{20}см^{-3} .

Эти результаты обеспечивают подход к созданию семейства РМП на основе Fe, в которых возможно избежать основных проблем РМП на основе Mn [27,29].

Несмотря на то, что теоретически ясен механизм получения температуры Кюри $T_C > T_{\text{комн}}$, высокотемпературный ферромагнетизм в $(\text{In,Fe})\text{As}$ пока не реализован. Теоретически установлено, что T_C РМП зависит либо от концентрации Fe x , либо от концентрации электронов n . Увеличение либо x , либо n поможет усилить ферромагнетизм в этих соединениях [30].

Первый метод (увеличение x) был успешно применен в РМП p-типа $(\text{Ga,Fe})\text{Sb}$ и n-типа $(\text{In,Fe})\text{Sb}$ для достижения высокотемпературного ферромагнетизма. Как в $(\text{Ga,Fe})\text{Sb}$, так и в $(\text{In,Fe})\text{Sb}$ можно легировать большое количество Fe при сохранении кристаллической структуры цинковой обманки. Обнаружено, что T_C $(\text{Ga,Fe})\text{Sb}$ монотонно увеличивается с увеличением x и достигает 300 К и 340 К для $x = 23\%$ и 25% соответственно [31]. Аналогично, T_C $(\text{In,Fe})\text{Sb}$ может достигать 385 К при $x = 35\%$ [8].

В слои $(\text{In, Fe})\text{As}$, изготовленные методом НТ-МЛЭ, трудно внедрить доноры в большом количестве из Fe ($x > 10\%$) без разрушения

кристаллической структуры цинковой обманки, поэтому применяется содопирование образцов донорами Be (увеличение n). Однако, даже при сильном легировании Be в $(\text{In,Fe})\text{As}$ не удалось реализовать T_C выше, чем 100 К [9,29].

Локальную концентрацию Fe можно увеличить при сохранении кристаллической структуры цинковой обманки, используя явление спинодального распада или метод Fe-дельта легирования.

Спинодальный распад — начальная стадия фазового перехода системы, находящейся вне области термодинамически устойчивых состояний. Спинодальный распад происходит в случае достаточно быстрого фазового перехода и состоит в расслоении однородного вещества (смеси) на различные фазы [32], каждая из которых богата одним видом составляющего вещества и бедна другим. Теоретически спинодальный распад РМП изучен недостаточно полно, хотя экспериментально его наблюдали как при исследовании РМП на основе A^3B^5 [9,33], так и на основе A^2B^6 [34].

В [10] показано, что высокотемпературный ферромагнетизм в $(\text{In,Fe})\text{As}$ можно реализовать в тонких пленках, выращенных на вицинальных подложках GaAs (001) с использованием методов спинодального распада или Fe-дельта легирования.

Структура поперечного сечения, приводящая к спинодальному распаду, показана на рисунке 1.5а, а на рисунке 1.5 б показана схема трехмерной структуры полученного образца InFeAs:Be .

Вицинальные подложки GaAs имеют ступени вдоль направления [110]. Поскольку положение ступеней при росте образца остается неизменным, они обеспечивают фиксированные места для зарождения областей, богатых Fe, из-за взаимодействия между атомами. Следовательно, неподвижные ступени усиливают спинодальный распад и приводят к более неоднородному распределению Fe; наблюдается более высокая

концентрация Fe на ступенях и более низкая концентрация Fe на участках террасы между ступенями (рисунок 1.5б).

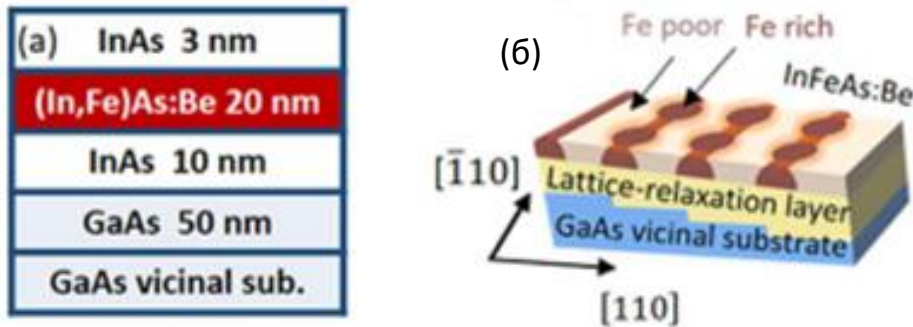


Рисунок 1.5. Спинодальный распад на вициальной подложке: а) структура поперечного сечения; б) схема трехмерной структуры полученного образца InFeAs:Be [10]

Ферромагнетизм при комнатной температуре может быть также получен с использованием метода Fe-дельта легирования в сочетании с режимом ступенчатого потока, как показано на рисунке 1.6.

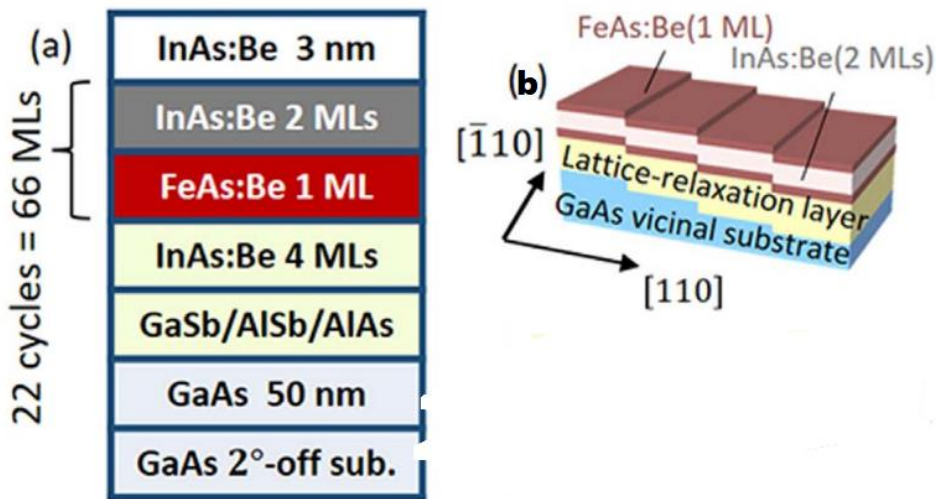


Рис.1.6. Fe-дельта легирование на вициальных подложках: а) структура поперечного сечения; б) схема трехмерной структуры полученного образца InFeAs:Be [10]

Режим роста ступенчатого потока заключается в том, что падающие атомы мигрируют по поверхности к краям ступени и прилипают к ним, а не зарождаются на поверхности. В этом режиме ступени перемещаются по поверхности по мере роста. Поскольку положение ступеней непрерывно меняется, спинодальное разложение подавляется, распределение атомов Fe становится более однородным.

1.1.4. Разбавленные магнитные полупроводники (In,Fe)As, изготовленные методом ионной имплантации с импульсным лазерным отжигом

Одним из методов получения РМП, легированных железом, является метод ионной имплантации с последующим импульсным лазерным отжигом.

На рисунке 1.7 приведено схематическое изображение нанослоев (In,Fe)As, полученных ИИ+ИЛО. Нанослои представляют собой богатые железом нанокристаллы (In,Fe)As в виде ламелей нанометровой толщины и длиной около 90 нм, встроенные в матрицу InAs вдоль направления $[1\bar{1}0]$. На рисунке показана также ориентация ламелей в матрице InAs $[11]$.

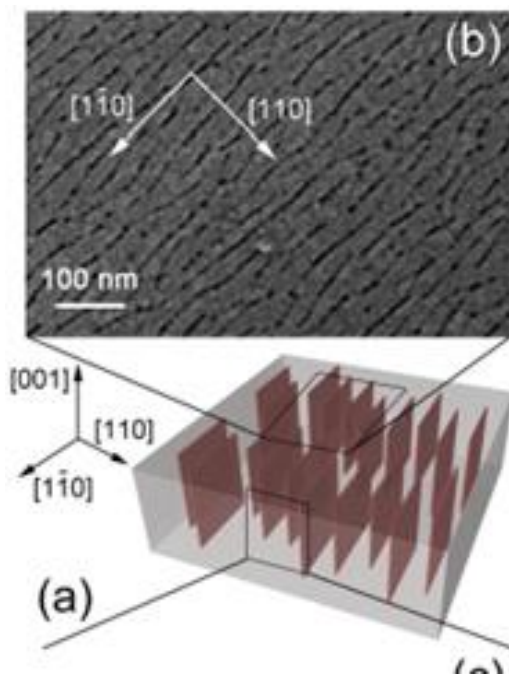


Рисунок 1.7. Схематическое изображение нанослоев (In,Fe)As, полученных ИИ+ИЛО. (а) Схематическое изображение нанослоев и их ориентация в матрице InAs. (б) Вид сверху структурной характеристики, выполненный с помощью СЭМ [11]

Агрегация катионов Fe имеет характер химического разделения фаз, поскольку она происходит без ухудшения кристаллической структуры цинковой обманки. На рисунке 1.8 приведено распределение в образце атомов железа, индия и мышьяка, полученное энергодисперсионной рентгеновской спектроскопией (EDXS). Из рисунка видно равномерное

распределение As, в то время как в областях, где In истощается, присутствует Fe.

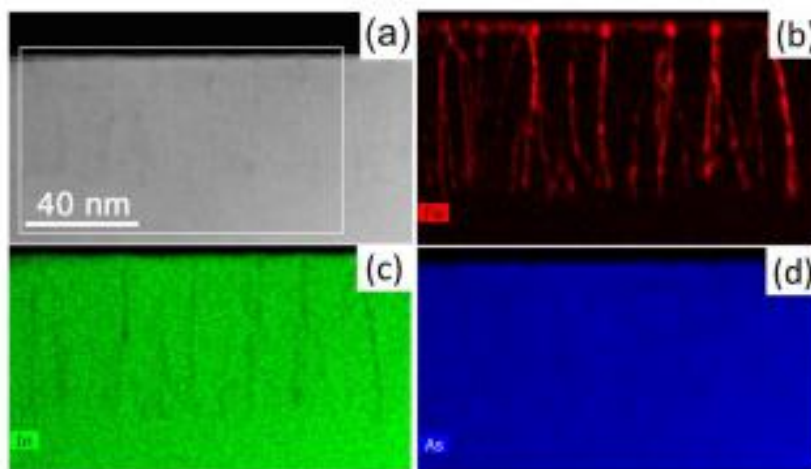


Рисунок 1.8. Химический анализ нанослоистой структуры: (a) ТЭМ-изображение образца; распределение в образце атомов железа (b), атомов индия (c), атомов мышьяка (d), полученное EDXS [11].

Для получения информации о концентрации Fe в зависимости от глубины до и после отжига образцы были исследованы с помощью ионной масс-спектропии (SIMS). Для проверки однородности слоя обработанных лазером образцов были выбраны три различные области (рисунок 1.9).

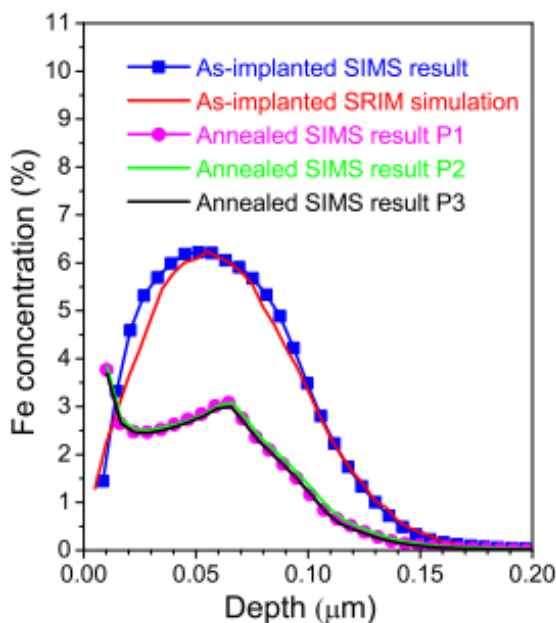


Рисунок 1.9. Концентрация Fe в зависимости от глубины [11]

Наложение кривых, показывающих результаты трех сканирований, доказывает однородность пленки в микрометровом масштабе. Следует отметить, что после импульсного лазерного отжига почти две трети имплантированных атомов диффундируют в поверхность и образуют аморфный слой, богатый Fe, что приводит к интенсивному сигналу Fe в области поверхности. Форма распределения атомов железа изменяется под действием лазерного импульса: гауссова форма исчезает, а положение пика смещается примерно до 70 нм [11,35].

Одна из перекристаллизованных пленок (In,Fe)As была исследована с помощью электронной мессбауэровской спектроскопии. Спектр ее изображен на рисунке 1.10 и показывает широкий асимметричный дублет. Дублет был присвоен изотопам Fe в сильно дефектной области, такой как поверхностный аморфный слой, богатый Fe. Эти эксперименты чувствительны к поверхности с глубиной зондирования около 50 нм. В этом регионе около 70 % Fe занимают катионные замещающие позиции в решетке цинковой обманки, т. е. образуют связи Fe-As. Оставшиеся ионы Fe предположительно находятся в дефектном и аморфном поверхностном слоях и (In,Fe)As сохраняет свою структуру цинковой обманки.

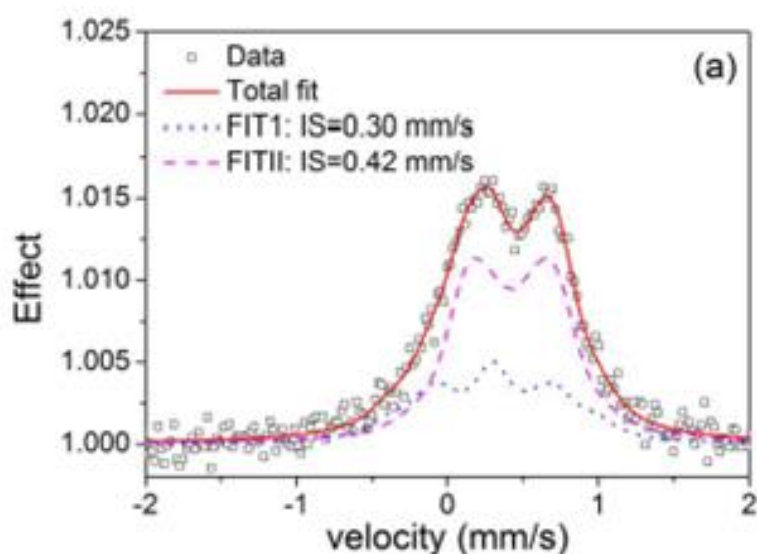


Рисунок 1.10. Спектр перекристаллизованной пленки (In,Fe)As, полученный с помощью электронной мессбауэровской спектроскопии [11]

1.2. Магнитооптика разбавленных магнитных проводников группы A^3B^5

Методы магнитооптической спектроскопии широко используются для изучения электронного спектра РМП и для выяснения механизмов ферромагнитного обмена. МО чувствительна как к дальнему магнитному порядку, так и к появлению ближнего магнитного порядка. Поэтому наличие магнитных фазовых неоднородностей проявляется в появлении дополнительных особенностей в спектральных и температурных зависимостях МО отклика.

В зависимости от способов и технологических параметров изготовления образцов в процессе их роста возникают различные типы дефектов, которые могут оказать существенное влияние на характер примесных состояний. Поэтому исследования РМП одинакового состава, но выращенных различными методами, могут предоставить дополнительную информацию о свойствах образцов.

В работах [36,37,38] были проведены магнитооптические исследования образцов $(A^3Mn)B^5$ ($A^3 = Ga, In$; $B^5 = As$), сформированных методом импульсного лазерного напыления. Было показано, что наблюдаемые особенности в оптических и магнитооптических спектрах ЭЭК для слоев $(In(Ga)Mn)As$ вызваны конкуренцией вкладов от слоев $(In(Ga)Mn)As$ и включений $MnAs$. Было показано, что высокотемпературный магнетизм в этих слоях связан с вкладом нанокластеров $MnAs$.

Экспериментальные данные, демонстрирующие эффективность использования ЭЭК для изучения особенностей электронного спектра РМП, полученных методом ИЛН и ИИ+ИЛО представлены в [39- 41]. Показана чувствительность ЭЭК к электронному фазовому разделению в РМП. Слои, сформированные импульсным лазерным напылением при низких технологических параметрах, демонстрировали ферромагнитное поведение при температуре $T_C \leq 80$ К, которое обусловлено присутствием в парамагнитной матрице локальных ферромагнитных областей $(Ga,Mn)As$. В

слоях Ga(In)MnAs, полученных ИИ+ИЛО, обнаружен сильный отклик ЭЭК при низких температурах. Особенности, ранее не наблюдавшиеся в магнитооптических спектрах GaMnAs, объяснены наличием в легированной полупроводниковой матрице нанообластей с более высокой концентрацией носителей и с большей температурой Кюри. В работах [41-42] также была изучена концентрационная зависимость МО свойств образцов $\text{In}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ при изменении $x=0,019-0,105$.

Значительный интерес в связи с возможностью интеграции этих материалов в электронные и оптоэлектронные схемы вызывают ферромагнитные слои (Ga(In)Mn)Sb. Однако количество работ, посвященных изучению этих материалов, значительно меньше, чем исследований (Ga(In)Mn)As. Обычно при выращивании тонких пленок GaMnSb получают двухфазные слои, содержащие включения MnSb [43, 44]. При комнатной температуре такие образцы часто показывают ферромагнитное поведение. В частности, аномальный эффект Холла, указывающий на присутствие спин-поляризованных носителей, наблюдался при $T=290$ К в слоях (GaMn)Sb, изготовленных методом лазерного напыления [44]. С использованием спектральной эллипсометрии и экваториального эффекта Керра в [45] были исследованы оптические и магнитооптические свойства слоев GaMnSb, изготовленных на подложках GaAs методом ИЛН. Было установлено, что спектры диагональных составляющих тензора диэлектрической проницаемости и спектры ТКЕ существенно зависят от условий изготовления слоя и выделены вклады от нанокластеров и объемных включений MnSb.

В последнее время появились работы, в которых МО методами исследовались ферромагнитные слои (Ga,Fe)Sb и (In,Fe)Sb, сформированные импульсным лазерным нанесением [46-49] и низкотемпературной молекулярно-лучевой эпитаксией [8,31]. Температура Кюри этих слоев достигает 300 К, 340 К и 385 К для $x = 23\%$, $x=25\%$ и $x=35\%$ соответственно. Этот результат показывает, что (Ga,Fe)Sb и (In,Fe)Sb

являются перспективными материалами, которые могут быть использованы для полупроводниковых устройств спинтроники, работающих при комнатной температуре, при этом если (Ga,Fe)Sb является РМП p-типа, то (In,Fe)Sb – РМП n-типа.

В [9,29] приведены результаты МО исследования пленки (In,Fe)As, допированной Ве, с концентрацией Fe $x=0,08$, полученной методом НТ-МЛЭ. На рисунке 1.11б приведено МО изображение образца в нулевом магнитном поле при 4 К. Для получения изображения использовался метод магнитооптической визуализации. При МО визуализации было обнаружено множество магнитных диполей (показаны желтыми стрелками) с различной ориентацией намагниченности, что выявило лежащие в их основе ферромагнитные домены (In,Fe)As размером ~ 10 мкм.

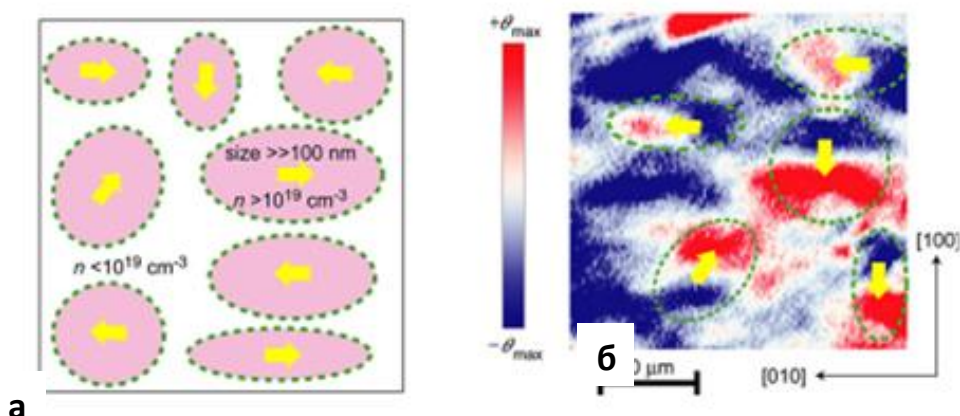


Рисунок 1.11: а - дискретная многодоменная модель пленки (In,Fe)As; б- МО изображение образца в нулевом магнитном поле при 4 К [9,29]

На рисунке 1.11а схематически представлена дискретная многодоменная модель этой пленки. Образование дискретных многодоменных структур можно объяснить электронно-индуцированным ферромагнетизмом (In,Fe)As и фазовым разделением из-за различных концентраций двойных доноров Ве и концентраций электронов.

Несмотря на значительное количество работ, посвященных исследованиям МО свойств РМП A^3B^5 , до настоящего момента не было проведено исследования магнитооптических свойств серии РМП, легированных железом и изготовленных методом ИИ+ИЛО.

Возможны два варианта технологического процесса изготовления образцов методом ИИ+ИЛО. Первый вариант предполагает изменение концентрации имплантируемых ионов железа при ИИ и сохранение постоянной плотности энергии лазерного импульса при ИЛО. Второй вариант предполагает сохранение постоянного значения концентрации имплантируемых ионов железа при ИИ и изменение плотности энергии лазерного импульса при ИЛО.

В настоящей работе была поставлена задача впервые исследовать серию образцов InAs:Fe, полученных методом ИИ+ИЛО по второму технологическому варианту.

2. ОБРАЗЦЫ. МЕТОД ПОЛУЧЕНИЯ ОБРАЗЦОВ

В работе методами магнитооптической и оптической спектроскопии исследовались слои InAs:Fe. Слои InAs:Fe были полученные в Ion Beam Center при Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf методом ионной имплантации с последующим импульсным лазерным отжигом.

Ионная имплантация является неравновесным методом для введения на несколько порядков большего количества примеси в проводник, чем в условиях равновесия. Этот процесс легирования считается одним из наиболее чистых методов. Имплантация приводит к значительному повреждению матрицы полупроводника, поэтому производится импульсный лазерный отжиг, в результате которого происходит перекристаллизация имплантированного слоя и включение атомов примеси в узлы решетки полупроводника. Импульсный лазерный отжиг в масштабе времени наносекунд является единственным эффективным методом изготовления метастабильного разбавленного магнитного полупроводника, состоящего из имплантированной примеси [35].

В работе исследовалась серия пленок, состоящая из 5 образцов. Имплантация ионов Fe в пластину InAs осуществлялась при энергии 100 кэВ до флюенса 1×10^{16} см⁻². Для перекристаллизации использовался импульсный лазер с длительностью импульса 28 нс и длиной волны 308 нм [11]. При ИЛО плотность энергии лазерного импульса составляла $W=0,1; 0,15; 0,2; 0,25; 0,35$ Дж/см² соответственно для образцов №1, №2, №3, №4 и №5.

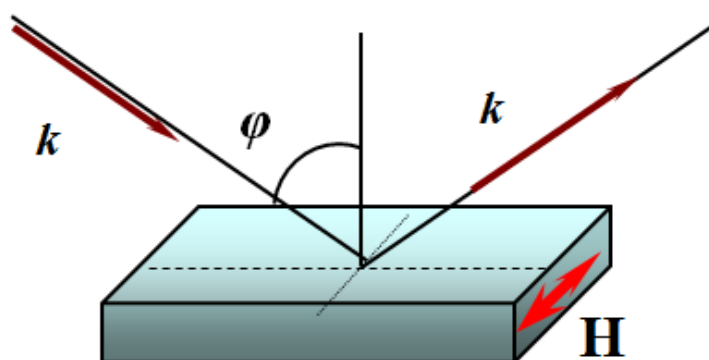
С помощью сканирующей электронной микроскопии установлено, что в матрице InAs присутствуют обогащённые железом нанокристаллы (In,Fe)As в виде ламелей, встроенных в матрицу InAs вдоль направления $[1\bar{1}0]$. Эти нанокристаллы наблюдаются только в слое, полученном после ИЛО [11]. Схематическое изображение слоев и их ориентация в матрице приведены на рисунке 1.7 литературного обзора.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДИКИ

В работе используются две методики измерений: методика магнитооптического экваториального эффекта Керра и методика спектральной эллипсометрии.

3.1. Магнитооптический экваториальный эффект Керра (ЭЭК)

В этой работе магнитооптические свойства РМП исследуются в геометрии экваториального эффекта Керра. В экваториальном эффекте Керра вектор намагниченности перпендикулярен плоскости падения света и параллелен поверхности образца. Эффект проявляется только для р-компоненты поляризации, нормальной к намагниченности (р-компоненты) и равен нулю для света, поляризованного параллельно намагниченности (s-компоненты). Экваториальный эффект Керра заключается в изменении интенсивности и фазы отраженного от образца линейно-поляризованного света (рисунок 3.1).



$$\delta_{\text{ТКЕ}} = \frac{I(H) - I(0)}{I(0)}$$

Рисунок 3.1. Экваториальный эффект Керра

В работе измерялись спектральные, полевые и температурные зависимости экваториального эффекта Керра. Для измерения использовался динамический метод, при котором исследуемый образец находится в переменном магнитном поле. Этот метод позволяет применять дифференциальную схему измерений, благодаря которой достигается точность в изменении относительной интенсивности света $\sim 2 \cdot 10^{-5}$. Переменное магнитное поле до 3000 Э было направлено параллельно поверхности образца и перпендикулярно плоскости падения света. Спектры

ЭЭК регистрировались в диапазоне энергий $E = 1,5-3,5$ эВ при угле падения света 66 градусов. Температурный диапазон исследований составлял $T = 20$ К – 300 К. Температурные и полевые зависимости ЭЭК, характеризующие магнитное состояние слоев, измерялись при фиксированных энергиях.

3.2. Спектральная эллипсометрия

Методами спектральной эллипсометрии измерялись спектры эллипсометрических параметров, $Y(E)$ и $D(E)$. Y и D - эллипсометрические углы, определяющие отношение комплексных амплитудных коэффициентов отражения r_p и r_s для p и s поляризаций:

$$\rho = r_p/r_s = \tan Y \exp(iD).$$

Измерения проводились при $E = 1,25 - 4,5$ эВ, $T = 293$ К.

По измеренным величинам $Y(E)$ и $D(E)$ при решении обратной задачи эллипсометрии на основе выбранной модели была определена мнимая часть псевдодиэлектрической функции $\langle \epsilon_2 \rangle(E)$ для исследуемых образцов. Модель псевдодиэлектрической функции учитывала энергии E_1 и переходы $E_1 + \Delta_1$ в критической точке L зоны Брюллиэна исследуемого полупроводника.

Измерение спектральных параметров и определение зависимости $\langle \epsilon_2 \rangle(E)$ были выполнены Фрязинским филиалом государственного бюджетного учреждения науки Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской Академии Наук.

4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

4.1. Результаты оптических и магнитооптических исследований наноструктурированных слоев InAs:Fe.

До начала магнитооптических исследований были проведены спектральные исследования, необходимые для предварительной оценки качества исследуемых образцов. Как оптические, так и магнитооптические исследования проводились для двух случаев – падение света параллельно плоскости пластин (110) и падение света перпендикулярно плоскости пластин ($1\bar{1}0$).

На рисунке 4.1 приведены спектральные зависимости мнимой части псевдодиэлектрической функции $\langle \varepsilon_2 \rangle(E)$ образцов (InFe)As, рассчитанные с использованием данных эллипсометрии.

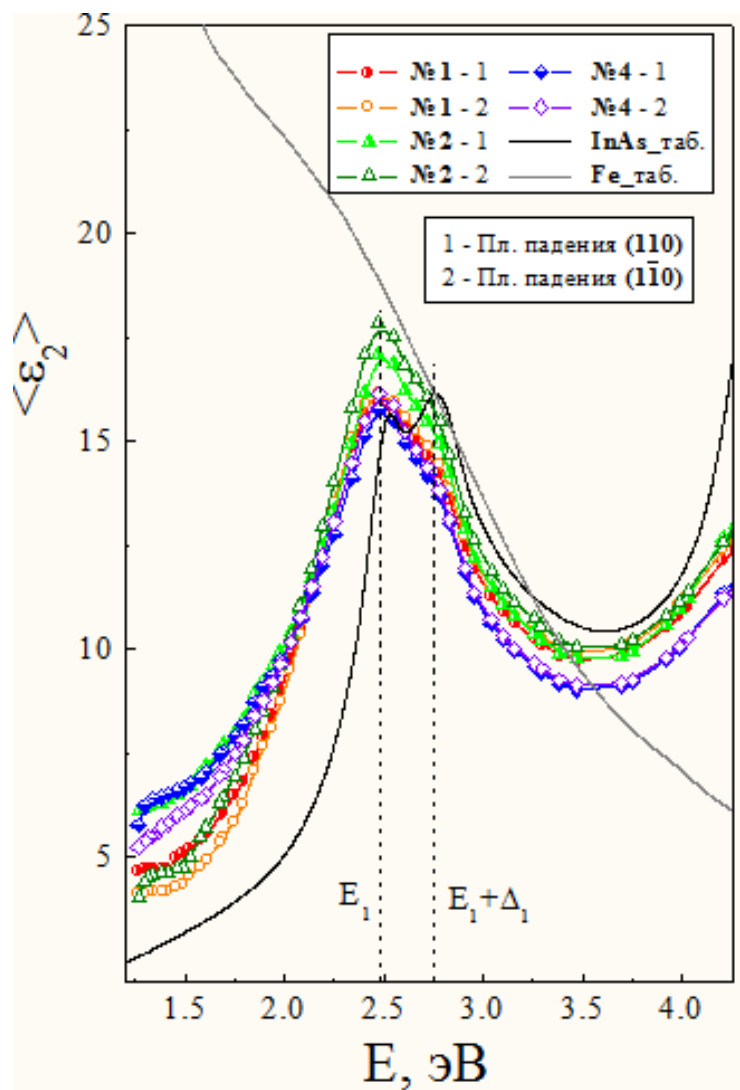
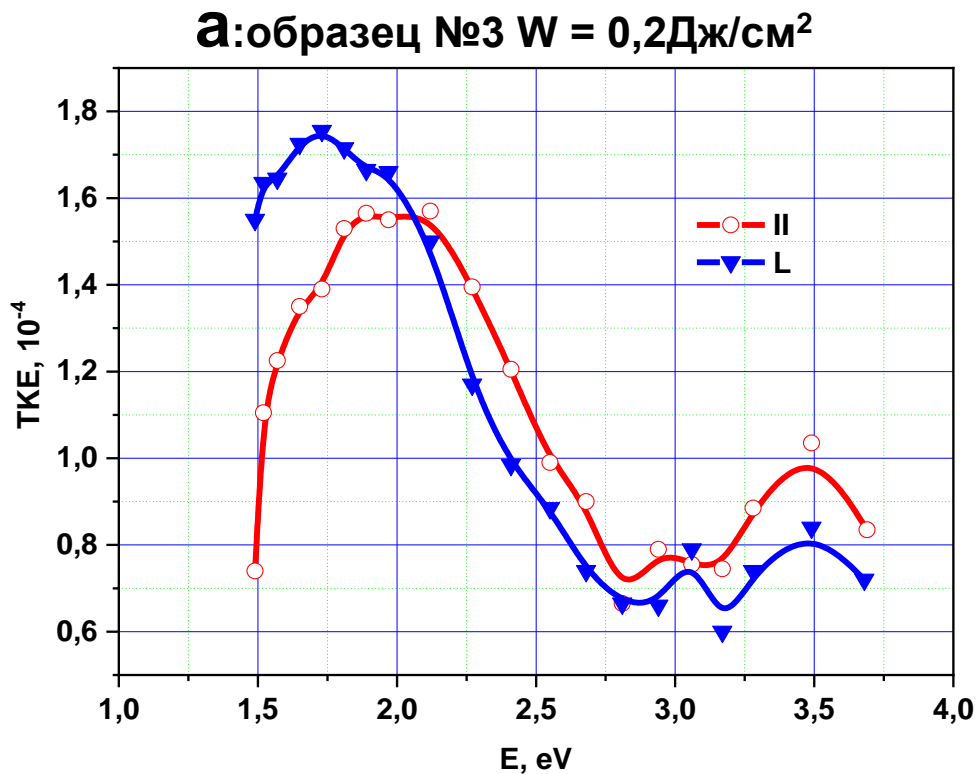


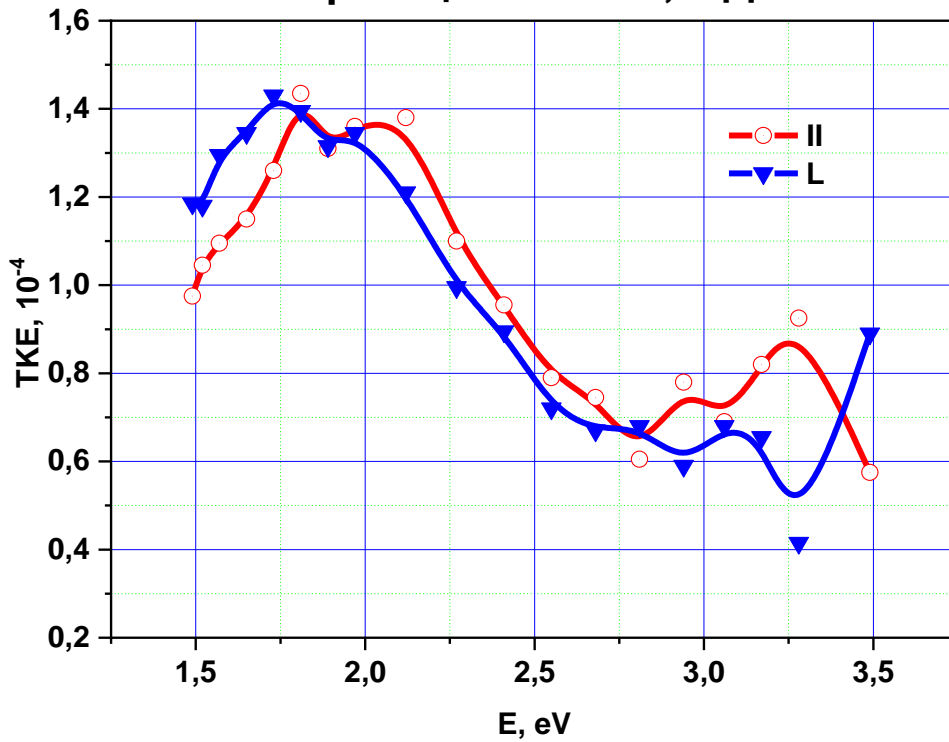
Рисунок 4.1. Спектры мнимой части псевдодиэлектрической функции

На этом же рисунке приведены аналогичные спектры для чистого полупроводника InAs и чистого железа. Характер оптических спектров рисунка 4.1 подтверждает, что кристаллическая структура исходного полупроводника InAs сохраняется в исследуемых слоях (In,Fe)As. Структура спектров в области E_1 и $E_1+\Delta_1$ переходов вблизи критической точки L зоны Бриллюэна в полупроводнике InAs размыта слабо, что свидетельствует о малой дефектности матрицы образцов.

Исследование магнитооптических свойств показали, что для всех образцов, за исключением образца №1, слабый МО отклик наблюдается уже при комнатной температуре. На рисунке 4.2 приведены спектры ЭЭК образцов №3, №4 и №5 при температуре 300 К для двух направлений приложенного поля. Направление приложенного поля указано на рисунке.



Б: образец №4 $W = 0,25 \text{ Дж/см}^2$



В: образец №5 $W = 0,35 \text{ Дж/см}^2$

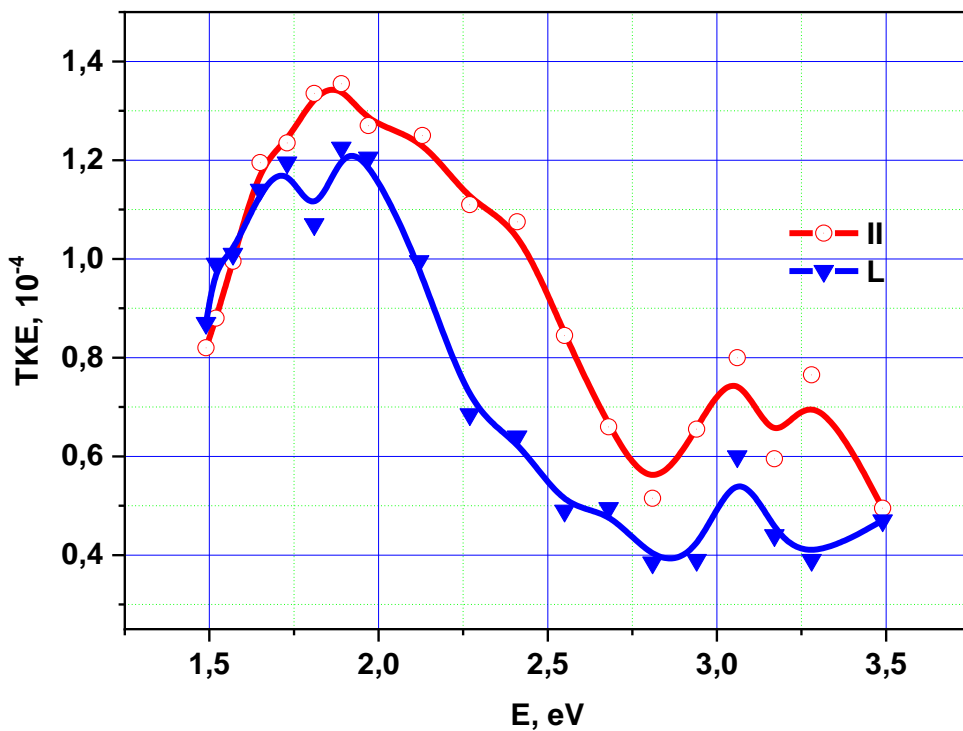
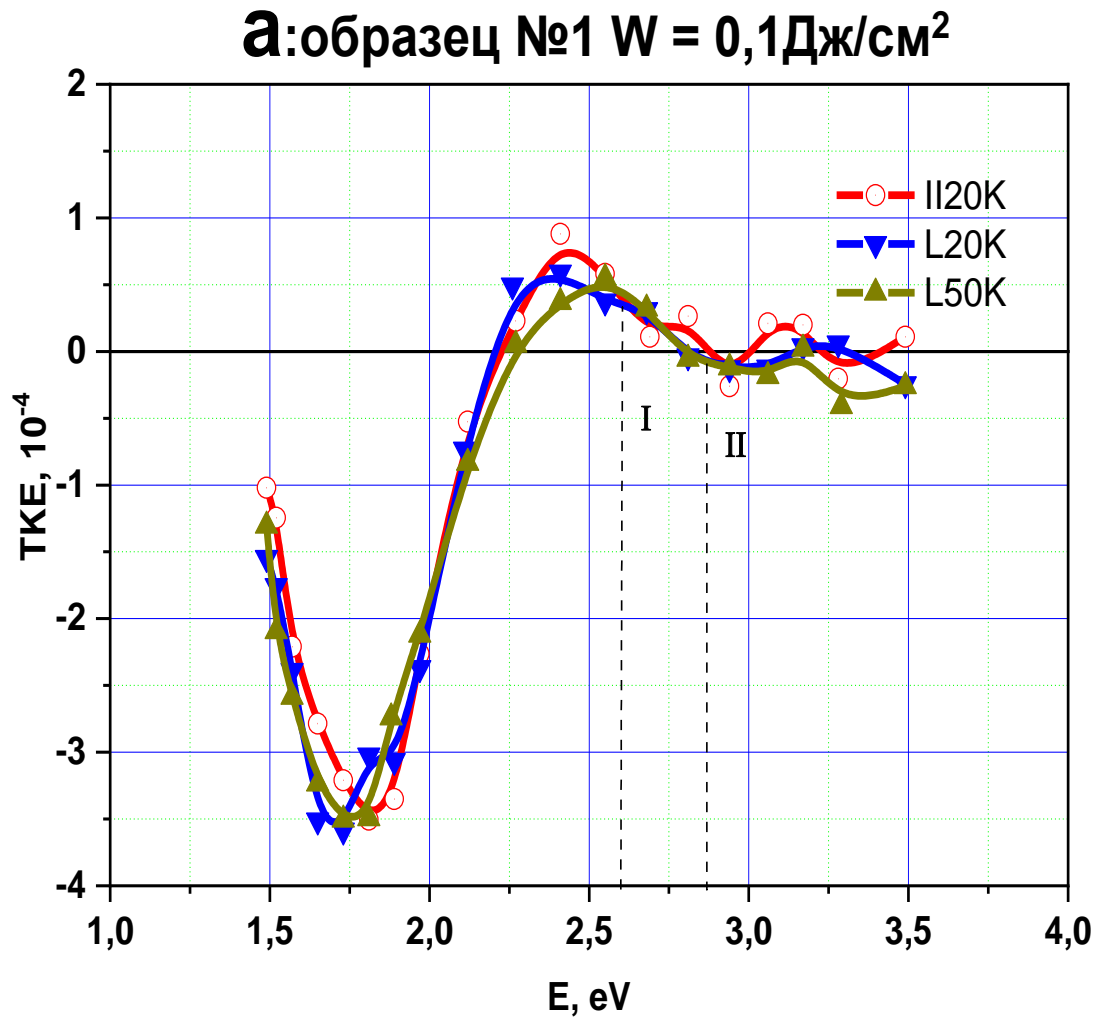
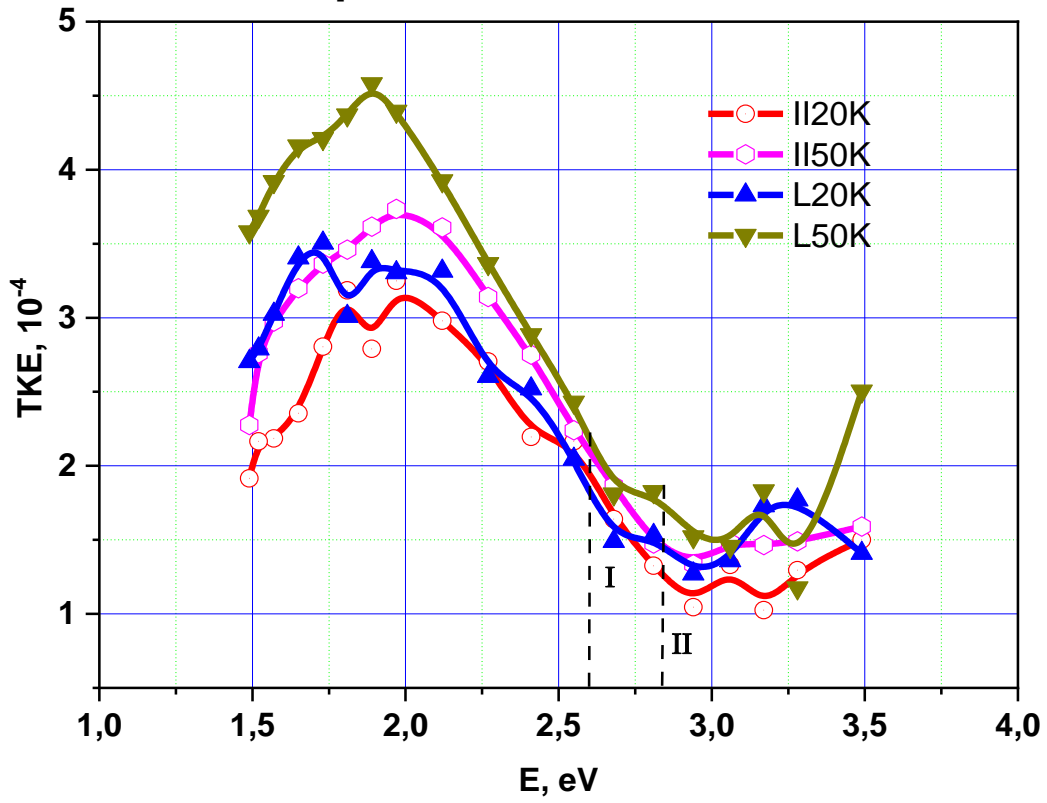


Рисунок 4.2. Спектры ЭЭК образцов №3, №4, №5 при температуре 300 К

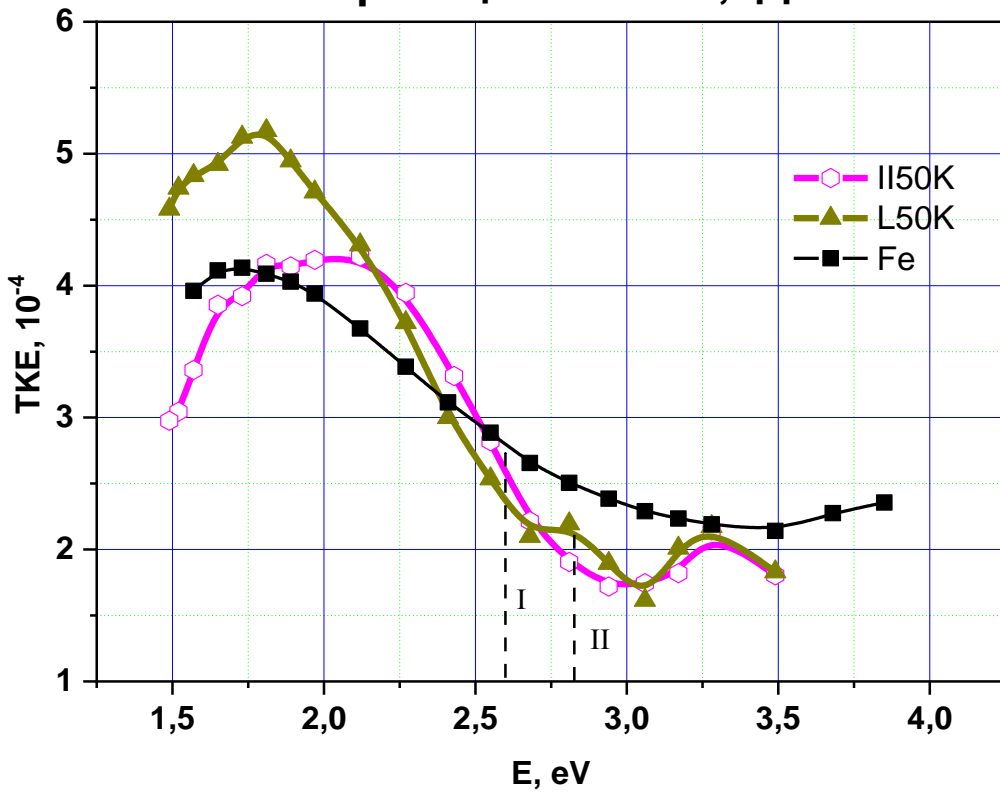
Для всех образцов были проведены низкотемпературные измерения спектральных и полевых зависимостей ЭЭЖ. Спектральные зависимости ЭЭЖ всех исследуемых образцов, при температурах 20 К, 50 К и при двух направлениях приложенного поля представлены на рисунке 4.3. Направление приложенного поля и температура указаны на рисунке.



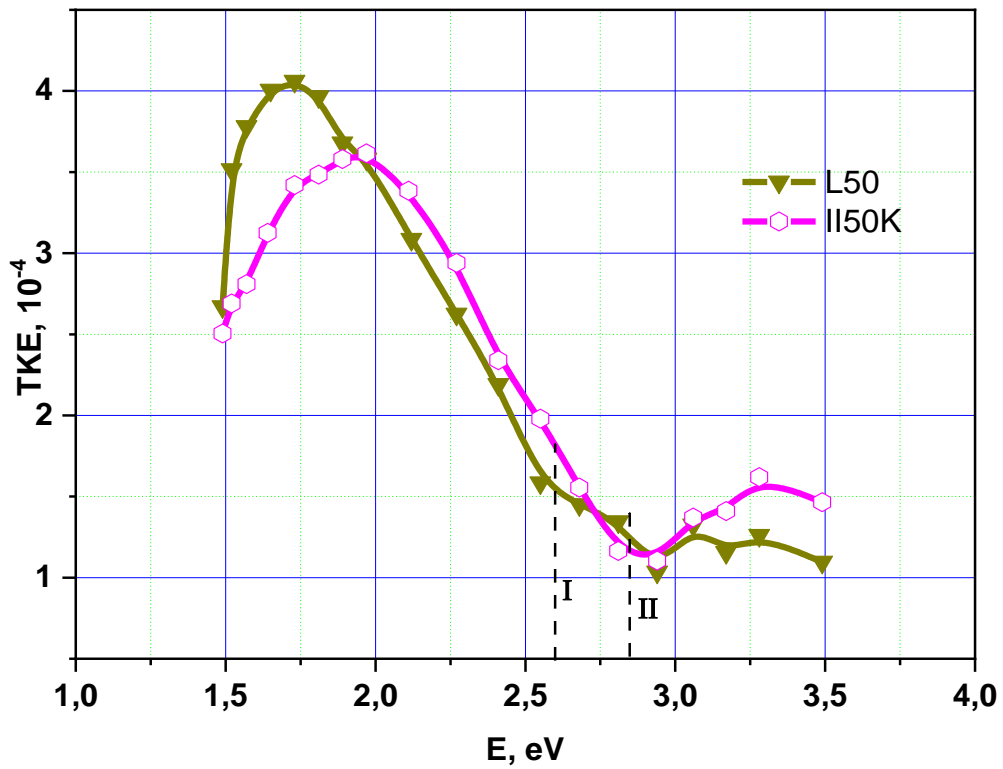
Б: образец №2 $W = 0,15 \text{ Дж/см}^2$



В: образец №3 $W = 0,2 \text{ Дж/см}^2$



Г: образец №4 $W = 0,25 \text{ Дж/см}^2$



Д: образец №5 $W = 0,35 \text{ Дж/см}^2$

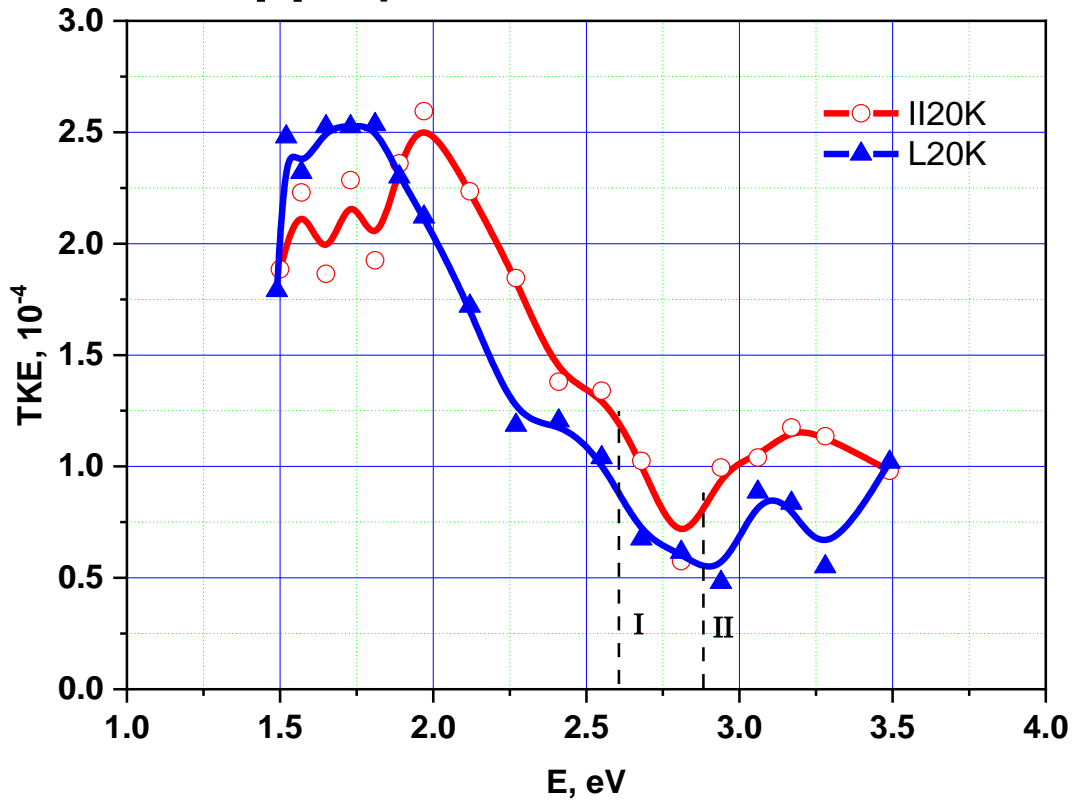


Рисунок 4.3. Спектры ЭЭК исследуемых образцов при температуре 20 К и 50 К

Изучение спектральных зависимостей ЭЭК показало, что спектры ЭЭК при $T = 20 \text{ K}$ и 50 K демонстрируют МО отклик для всех образцов. Из рассмотрения спектров ЭЭК видно, что каждый из них имеет свою особенность, но все они имеют небольшие изломы при энергиях переходов вблизи L критической точки InAs: E_1 (2,61 эВ) и $E_1 + \Delta_1$ (2,88 эВ), которые указывают на присутствие в образцах фазы (In,Fe)As.

Спектр ЭЭК при низких температурах для образца №1 (рисунок 4.3а), перекристаллизованного с наименьшей плотностью энергии лазерного импульса $W=0,1 \text{ Дж/см}^2$, существенно отличается от спектров ЭЭК других образцов, полученных как при низких, так и при комнатной температурах. Из рисунка видно, что в спектре ЭЭК образца №1 при энергии поля вплоть до $E=2,1-2,2 \text{ эВ}$ присутствует полоса отрицательной полярности. Положительный максимум ЭЭК небольшой и составляет $\sim 0,5 \cdot 10^{-4} - 0,8 \cdot 10^{-4}$. Спектры ЭЭК, снятые при температуре 20 K и 50 K при одинаковом направлении приложенного поля и снятые при температуре 20 K при разных направлениях приложенного поля, практически совпадают.

На рисунках 4.3 б-д приведены спектральные зависимости образцов №2, №3, №4 и №5, перекристаллизованных с плотностью энергии лазерного импульса $W=0,15, 0,2, 0,25$ и $0,35 \text{ Дж/см}^2$ соответственно. Спектры этих образцов представляют собой широкую полосу положительной полярности с одним максимумом на спектрах ЭЭК. Максимальное значение ЭЭК всех образцов при параллельном направлении внешнего поля находится при $E=2 \text{ эВ}$, а при перпендикулярном направлении внешнего поля - при $E=1,75-1,8 \text{ эВ}$. Спектры напоминают спектр железа, изображенный черной линией на рисунке 4.3в в уменьшенном масштабе (масштаб спектра железа 1:25). Однако данные перекристаллизованной пленки (In,Fe)As, полученные с помощью электронной мессбауэровской спектроскопии и ионной масс-спектроскопии, как ранее было показано в разделе 1.1 литературного обзора, исключают возможность наличия в структуре образцов (In, Fe)As частиц металлического Fe. В этих пленках около 70 % Fe занимают

катионные замещающие позиции в решетке цинковой обманки, т. е. образуют связи Fe-As. Оставшиеся ионы Fe предположительно находятся в дефектном и аморфном поверхностном слое [11].

Особенности, наблюдаемые в спектрах ЭЭК образцов №3, №4 и №5, наглядно демонстрируют зависимость величины спектров ЭЭК от плотности энергии импульса лазерного отжига.

Так, в спектре ЭЭК образца №3, измеренном при $T=50$ К (рисунок 4.3в) при увеличении энергии отжига с $W=0,15$ Дж/см² до $W=0,2$ Дж/см² максимум растет с $3,8 \cdot 10^{-4}$ - $4,5 \cdot 10^{-4}$ до $4,5 \cdot 10^{-4}$ - $5,5 \cdot 10^{-4}$ при направлении приложенного поля вдоль и поперек соответственно.

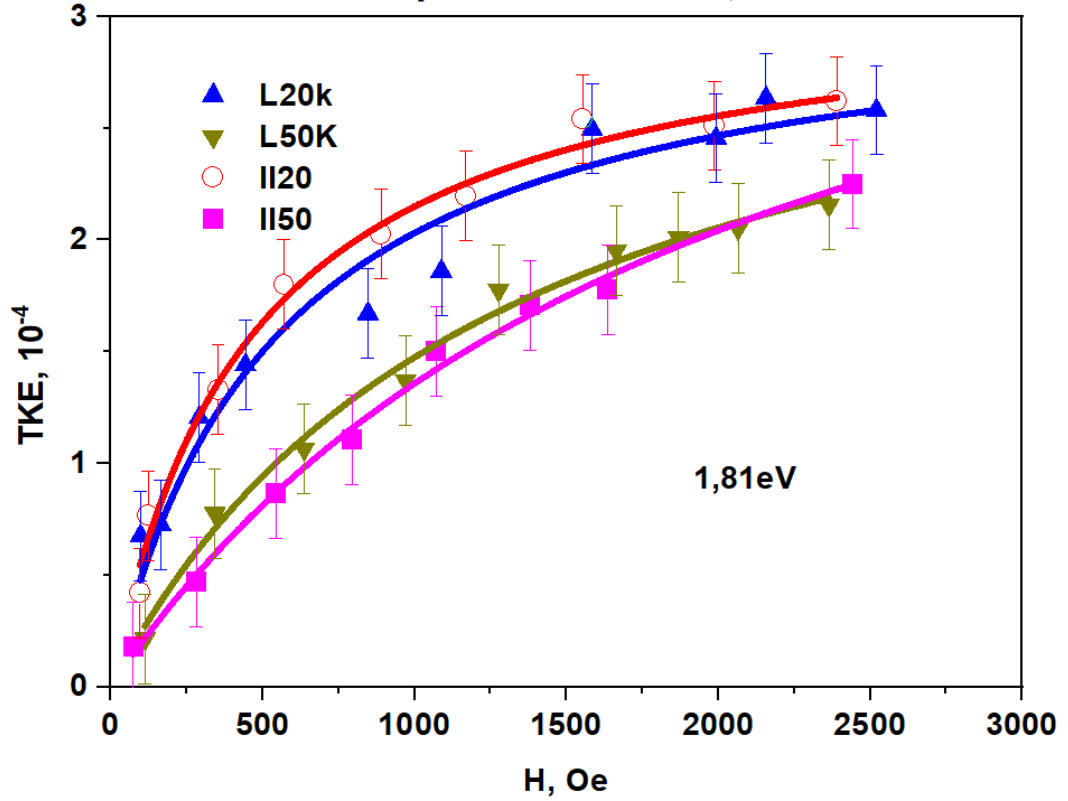
Если рассматривать поведение спектра образца №4 (рисунок 4.3г) относительно спектра образца №3 (рисунок 4.3в) при температуре 50 К, то мы увидим уменьшение максимумов спектров ЭЭК образца №4 с $4,1 \cdot 10^{-4}$ и $5,2 \cdot 10^{-4}$ до $3,6 \cdot 10^{-4}$ и $4,1 \cdot 10^{-4}$ при разных направлениях приложенного поля.

Уменьшение максимумов спектров ЭЭК мы увидим также при рассмотрении поведения спектра образца №5 (рисунок 4.3д) относительно спектра образца №2 (рисунок 4.3б) при температуре 20 К.

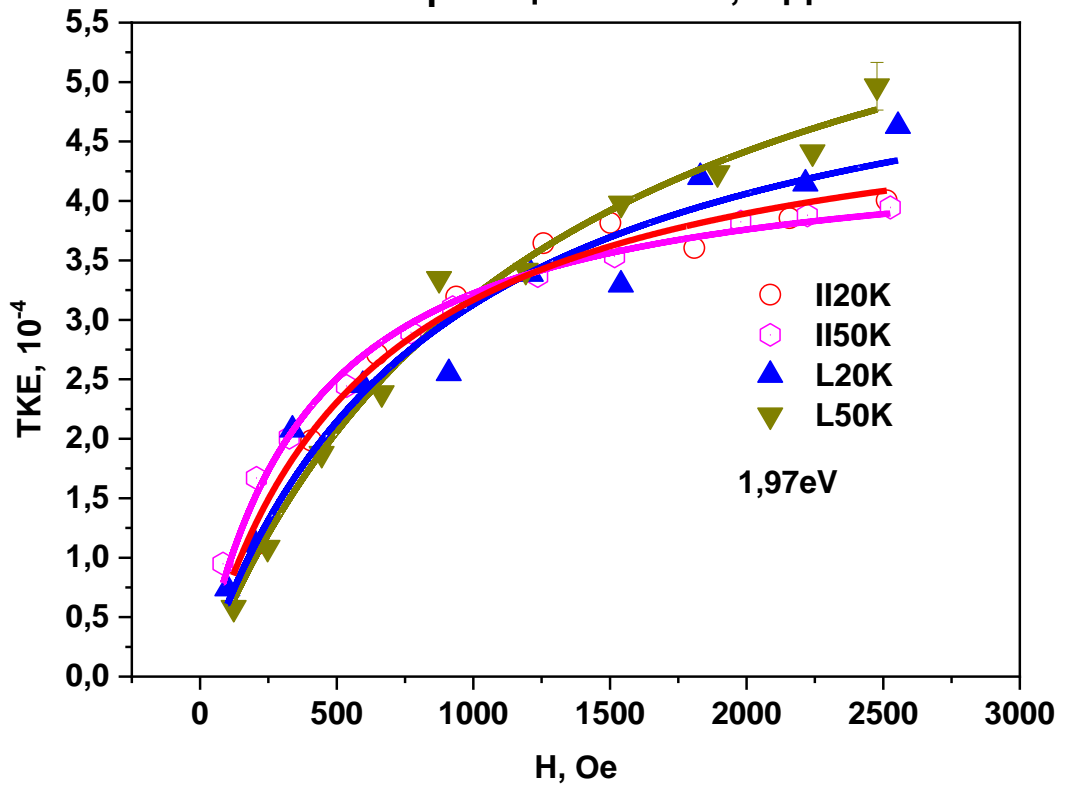
Полевые зависимости ЭЭК образцов при температуре 20 К и 50 К и фиксированных энергиях света приведены на рисунке 4.4. На рисунках 4.4в-д приведены также полевые зависимости при температуре 300 К.

Из рисунка видно, что полевые зависимости при низких температурах имеют явно выраженный нелинейный характер. Намагниченность всех образцов при низких температурах больше намагниченности при комнатной температуре.

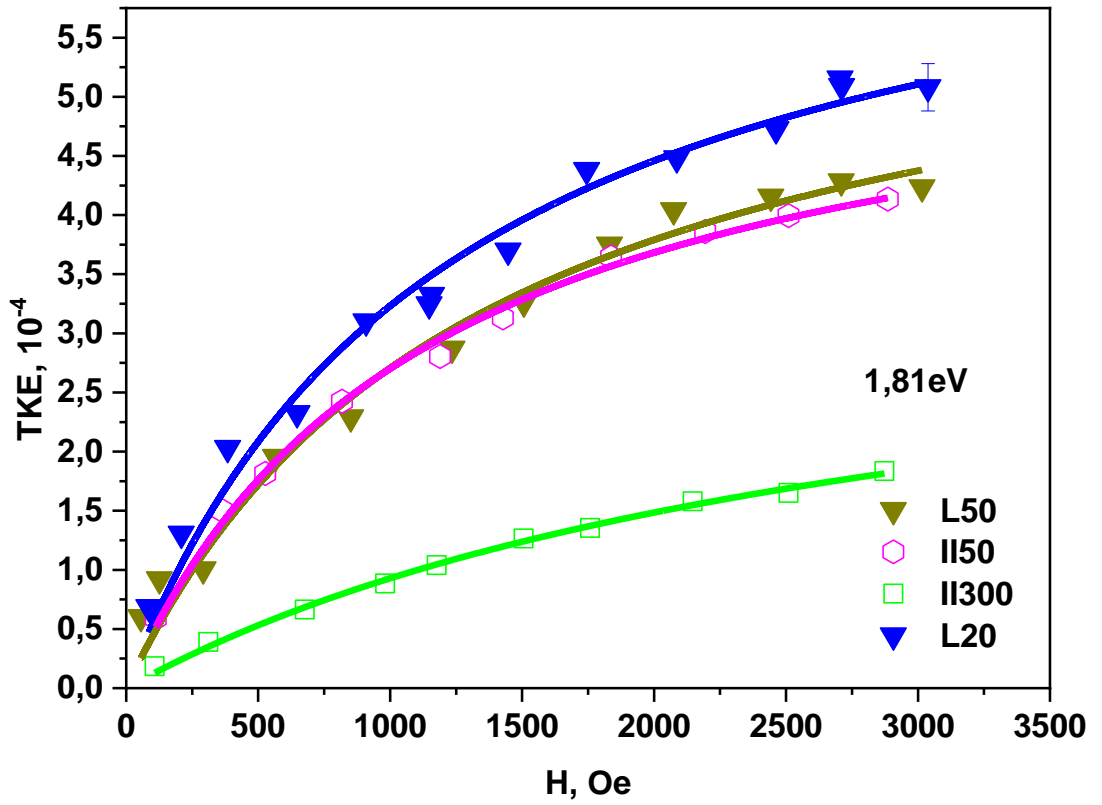
а: образец №1 $W = 0,1 \text{ Дж/см}^2$



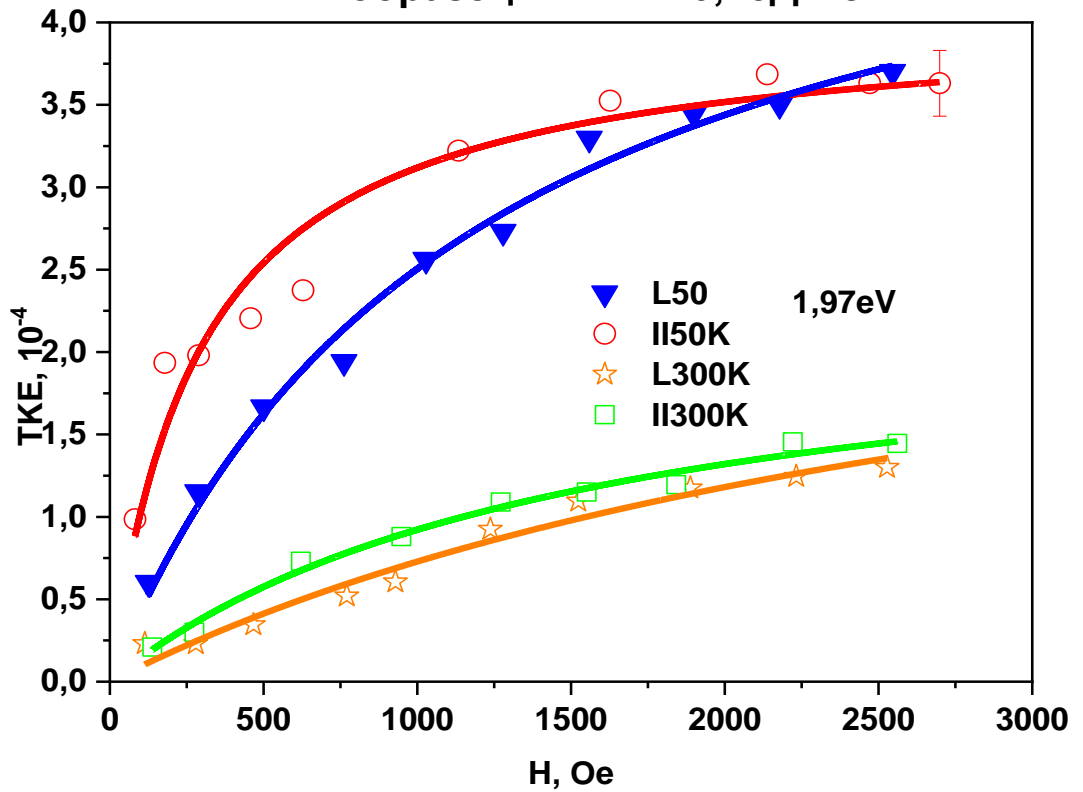
б: образец №2 $W = 0,15 \text{ Дж/см}^2$



В: образец №3 $W = 0,2 \text{ Дж/см}^2$



Г: образец №4 $W = 0,25 \text{ Дж/см}^2$



Д:образец №5 $W = 0,35 \text{ Дж/см}^2$

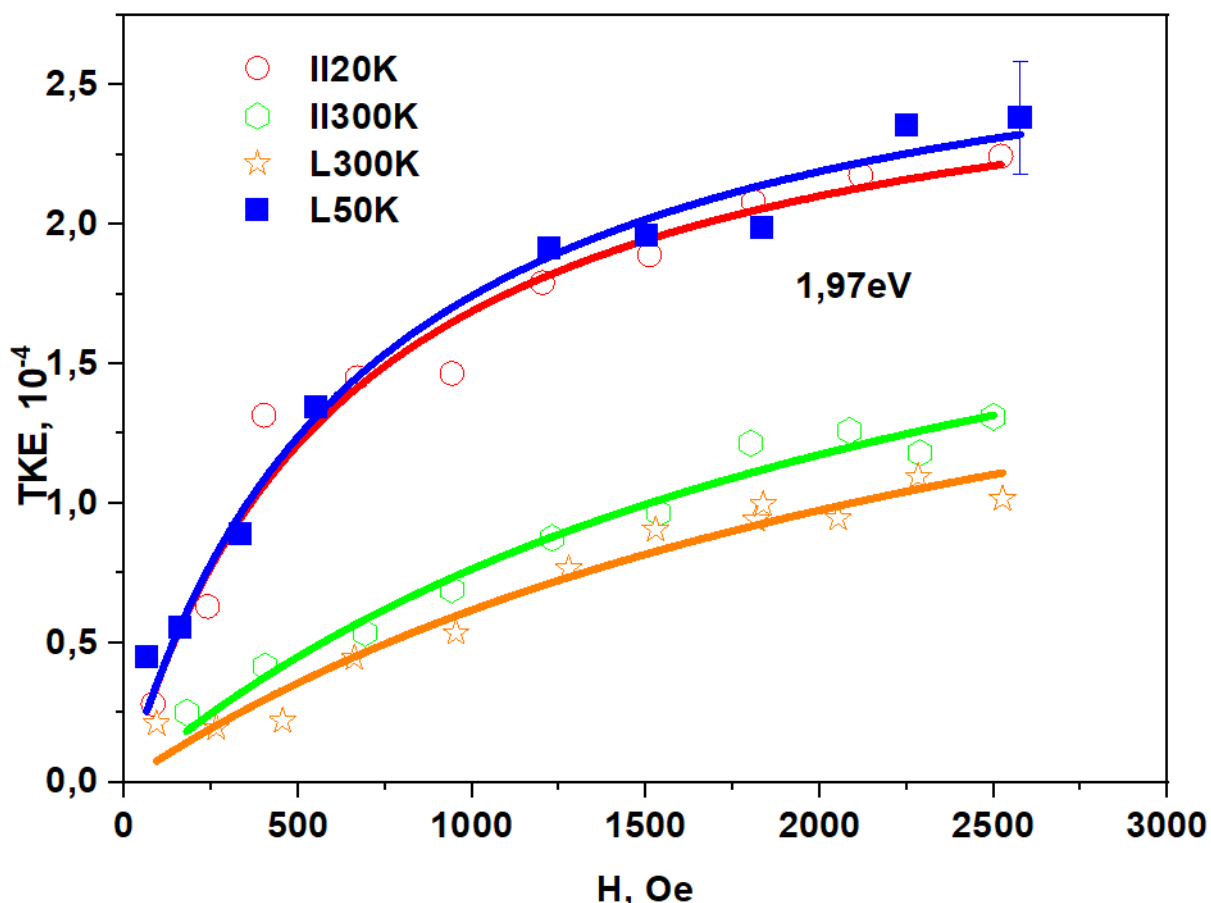


Рисунок 4.4. Полевые зависимости ЭЭК исследуемых образцов

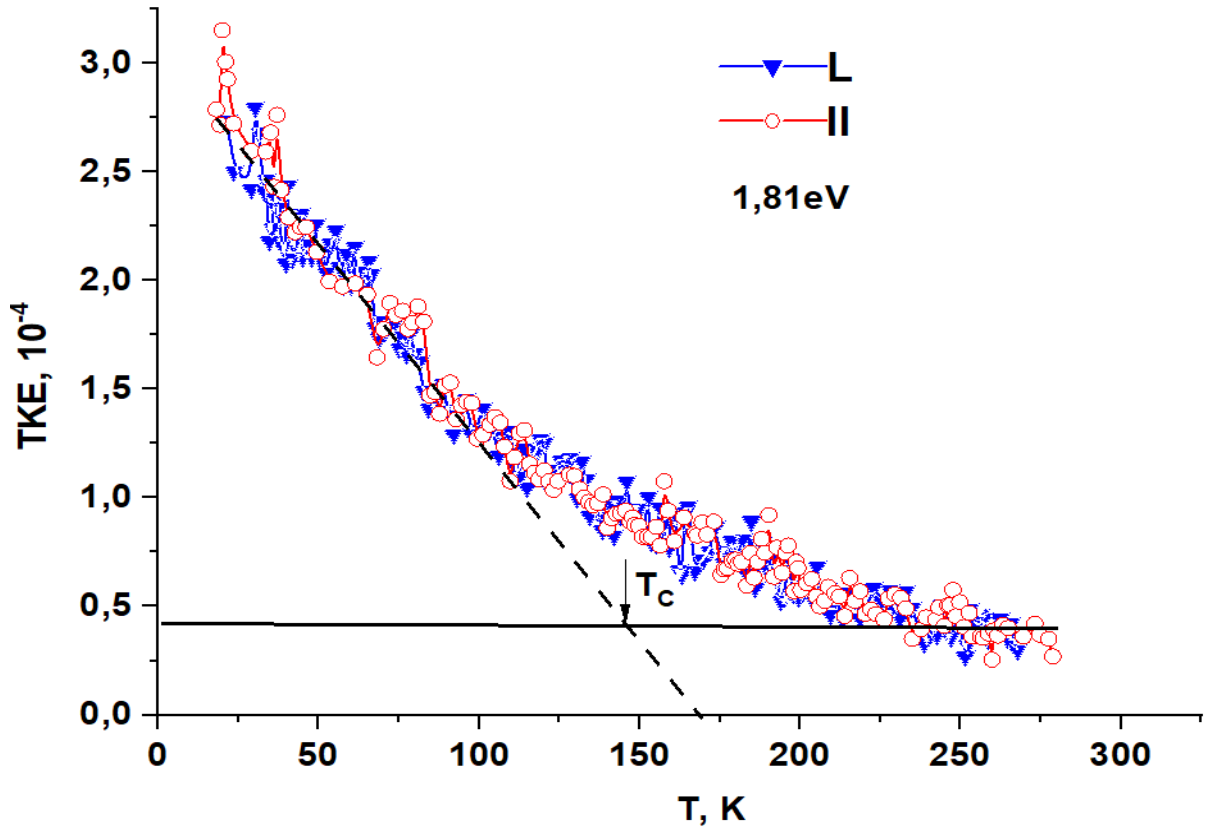
Температурные зависимости ЭЭК исследуемых образцов, снятые при фиксированной энергии света при двух направлениях внешнего поля, приведены на рисунке 4.5. Величина фиксированной энергии указана на рисунке.

Из рисунка видно, что для всех образцов происходит увеличение значения ЭЭК при уменьшении температуры.

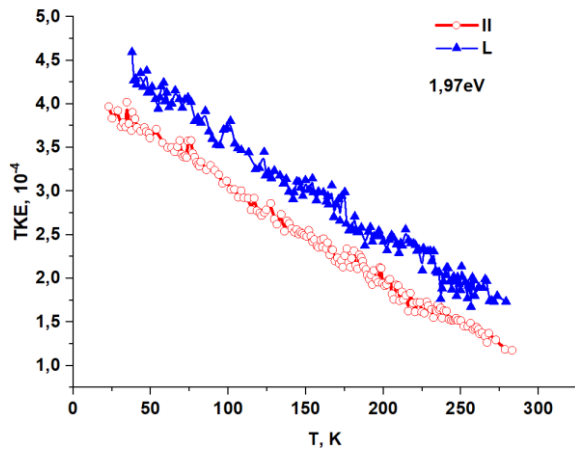
В образцах №2-№5 наблюдается линейный характер температурной зависимости ЭЭК.

Для образца №1 экстраполяция участка резкого роста значений ЭЭК на температурной зависимости (рисунок 4.5а) до пересечения с осью абсцисс даёт оценку эффективной температуры Кюри $T_C \sim 150\text{K}$.

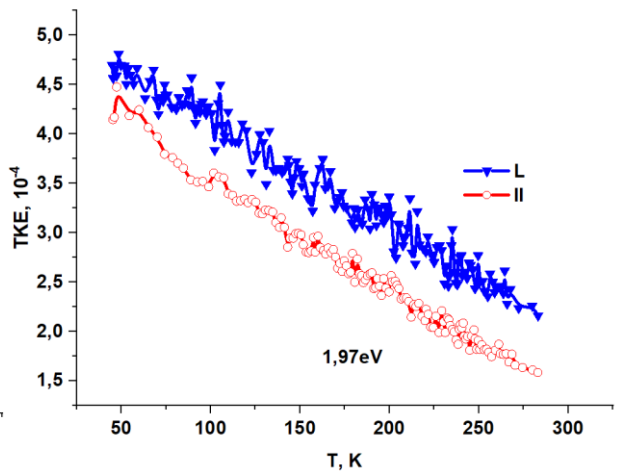
а: образец №1 $W = 0,1 \text{ Дж/см}^2$



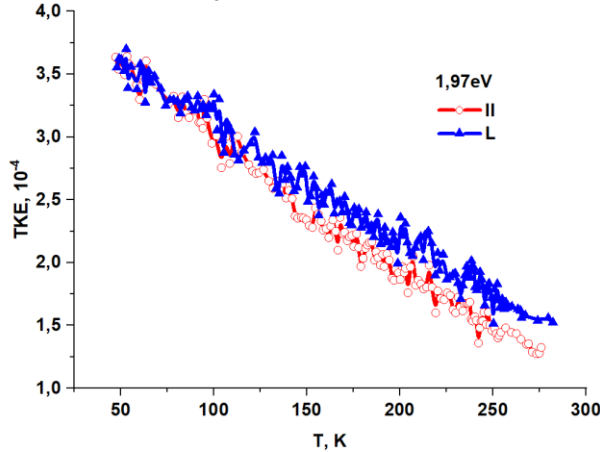
б: образец №2 $W = 0,15 \text{ Дж/см}^2$



в: образец №3 $W = 0,2 \text{ Дж/см}^2$



г: образец №4 $W = 0,25 \text{ Дж/см}^2$



д: образец №5 $W = 0,35 \text{ Дж/см}^2$

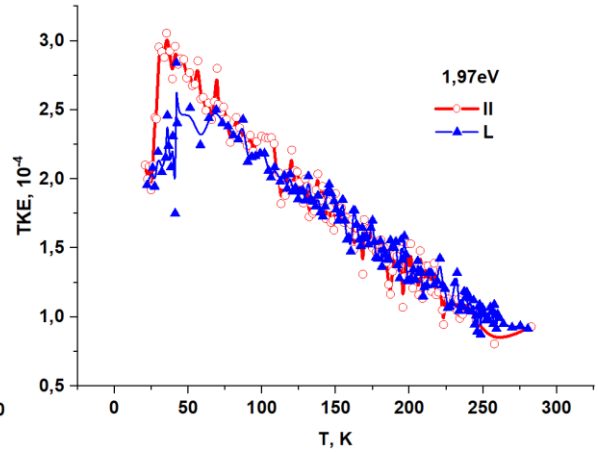


Рисунок 4.5. Температурные зависимости ЭЭК исследуемых образцов

4.2. Обсуждение результатов

Из рассмотрения спектральных зависимостей ЭЭК мы установили, что во всех образцах присутствует фаза $(\text{In,Fe})\text{As}$. Однако малость величины ЭЭК в исследуемых образцах свидетельствует о том, что доля фазы $(\text{In,Fe})\text{As}$ в образцах незначительна.

Агрегация катионов Fe^{3+} имеет характер химического разделения фаз, поскольку она происходит без ухудшения кристаллической структуры цинковой обманки. В [11] указано, что направления $[110]$ и $[\bar{1}\bar{1}0]$ не эквивалентны на поверхности (001) соединений цинковой обманки. На рисунке 4.6 приведены оптимизированные структуры различных расположений катионных димеров Fe на поверхности (001) InAs.

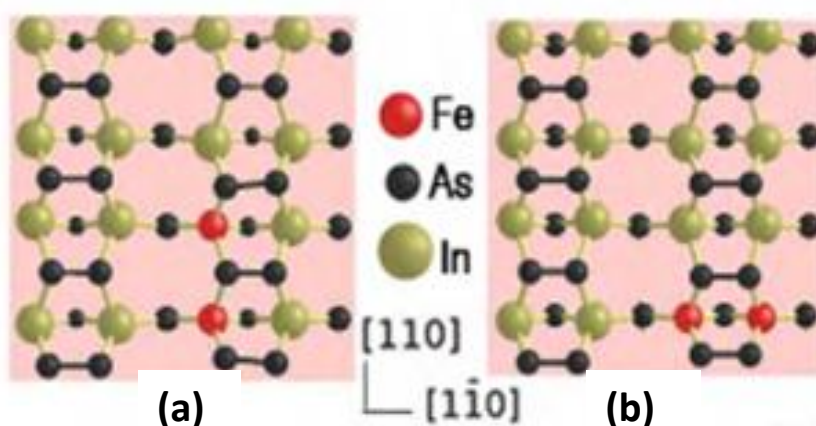


Рисунок 4.6. Оптимизированные структуры расположений катионных димеров Fe на поверхности (001) InAs:

(a) - вдоль направления $[110]$ и (b) – вдоль направления $[\bar{1}\bar{1}0]$ [11]

На поверхности, заканчивающейся катионами, ионы переходного металла соединяются анионами только в том случае, если они находятся вдоль $[\bar{1}\bar{1}0]$ направления, как видно из сравнения панелей (a) и (б) рисунка 4.6. Теоретически установлено, что энергия образования катионного димера Fe в направлении $[\bar{1}\bar{1}0]$ на поверхности (001) InAs меньше по сравнению с парой катионов Fe в направлении $[110]$. Этот результат подразумевает, что

катионы Fe имеют тенденцию собираться в цепочки вдоль направления $[1\bar{1}0]$ по фронту перекристаллизации. В этом случае, согласно расчетам [11], димер Fe на поверхности InAs демонстрирует ферромагнитное упорядочение спинов.

На рисунке 4.7, полученном энергодисперсионной рентгеновской спектроскопией (EDXS), приведено морфологическое изображение обогащенных Fe нанослоев (In,Fe)As. Из рисунка видно, что распределение железа сильно неоднородно и наблюдается увеличение концентрации в ламелях ближе к поверхности. Это подтверждают данные ионной масс-спектропии приведенные на рисунке 1.9 литературного обзора.

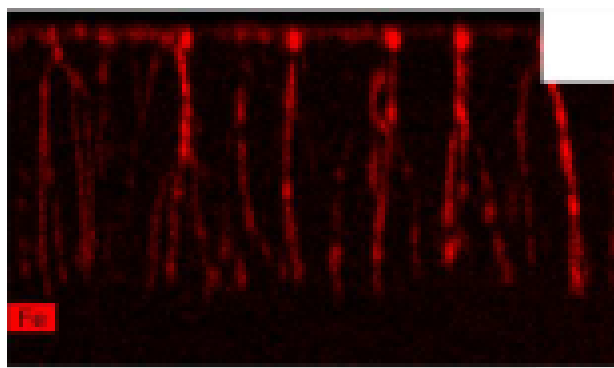


Рисунок 4.7: Морфология обогащенных Fe нанослоев в монокристаллических InAs[11]

Сильную неоднородность распределения атомов железа внутри ламели можно объяснить диффузией атомов железа при ИЛО. Диффузия должна сильно зависеть от величины теплового воздействия, а значит и от величины энергии лазерного импульса. Следовательно, неоднородность в распределении атомов железа должна зависеть от величины энергии импульса лазерного отжига и возрастать с ростом энергии импульса лазерного отжига.

Качественные отличия спектральных и температурных зависимостей ЭЭК образца №1 от остальных образцов, а также отсутствие сигнала ЭЭК при комнатной температуре говорит о том, что образец №1 при низкой температуре является РМП с ФМ фазой (In,Fe)As с эффективной температурой Кюри 150 К.

Такой же вывод можно сделать, если сравнить спектры ЭЭК слоев (In,Fe)As и (In,Mn)As, полученных ИИ+ИЛО.

Сравнение спектральных зависимостей слоя (In,Fe)As образца №1 и слоя (In,Mn)As представлено на рисунке 4.8.

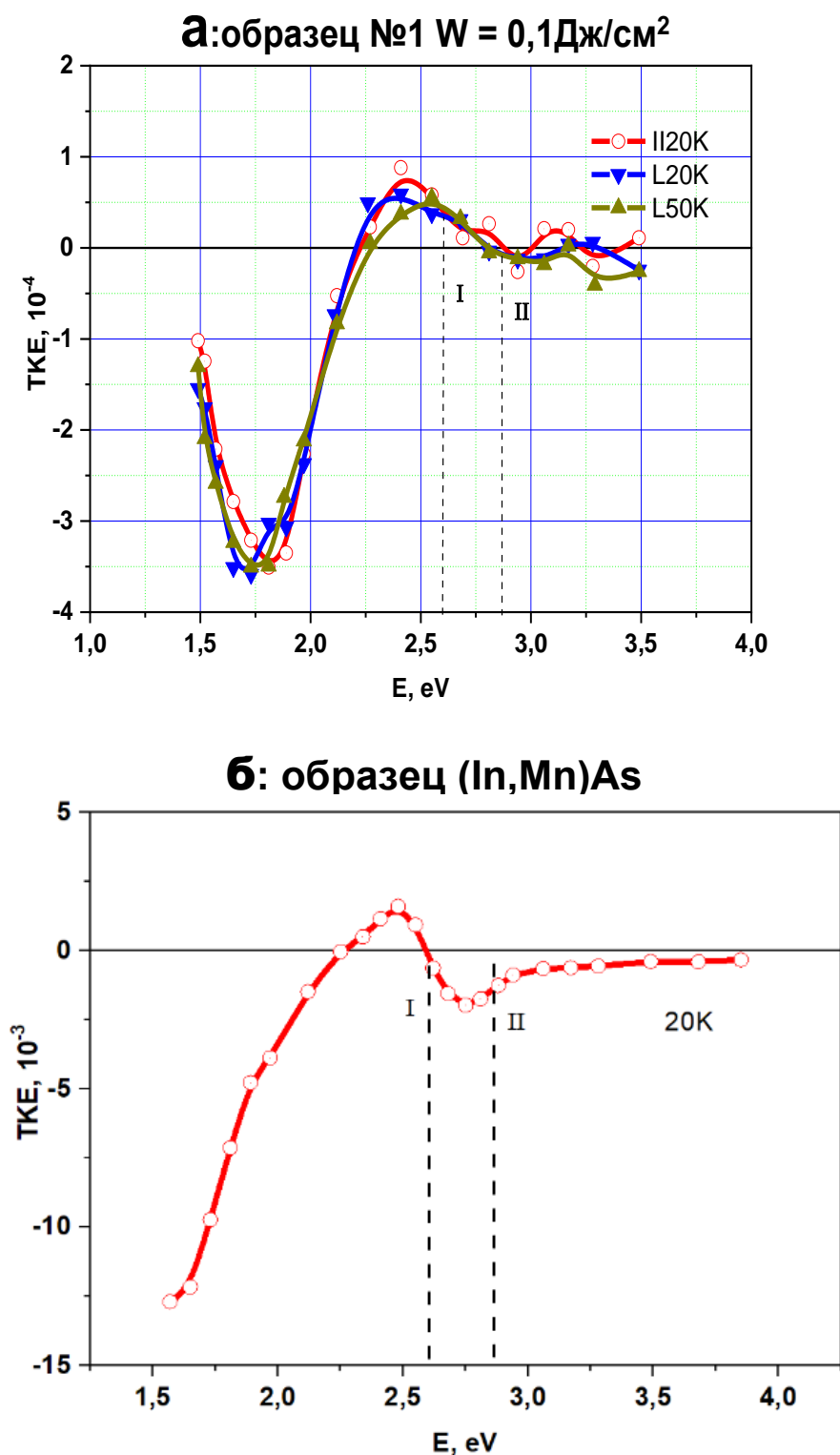


Рисунок 4.8. Сравнение спектров ЭЭК образцов:
а - (In,Fe)As, б - (In,Mn)As[42]

На обоих рисунках присутствуют особенности в области переходов E_1 ($E=2,61$ эВ) и $E_1+\Delta_1$ ($E=2,88$ эВ) зонной структуры исходного полупроводника InAs. В спектре слоёв (In,Fe)As присутствует также полоса отрицательной полярности, которая ранее наблюдалась в спектрах слоёв (In,Mn)As [42]. Наличие в спектре ЭЭК этих особенностей свидетельствует о том, что ФМ фазой в образце №1 является (In,Fe)As.

Из рисунка 4.3б видно, что спектры ЭЭК образца №2 при температуре 50 К и 20 К существенно различаются. Спектр при температуре 50 К больше напоминает спектры образца №3, а при 20 К явно видны особенности в виде дублета в области энергий 1,7 – 1,9 эВ. На рисунке 4.9 показано сравнение спектров ЭЭК образцов №1 и №2.

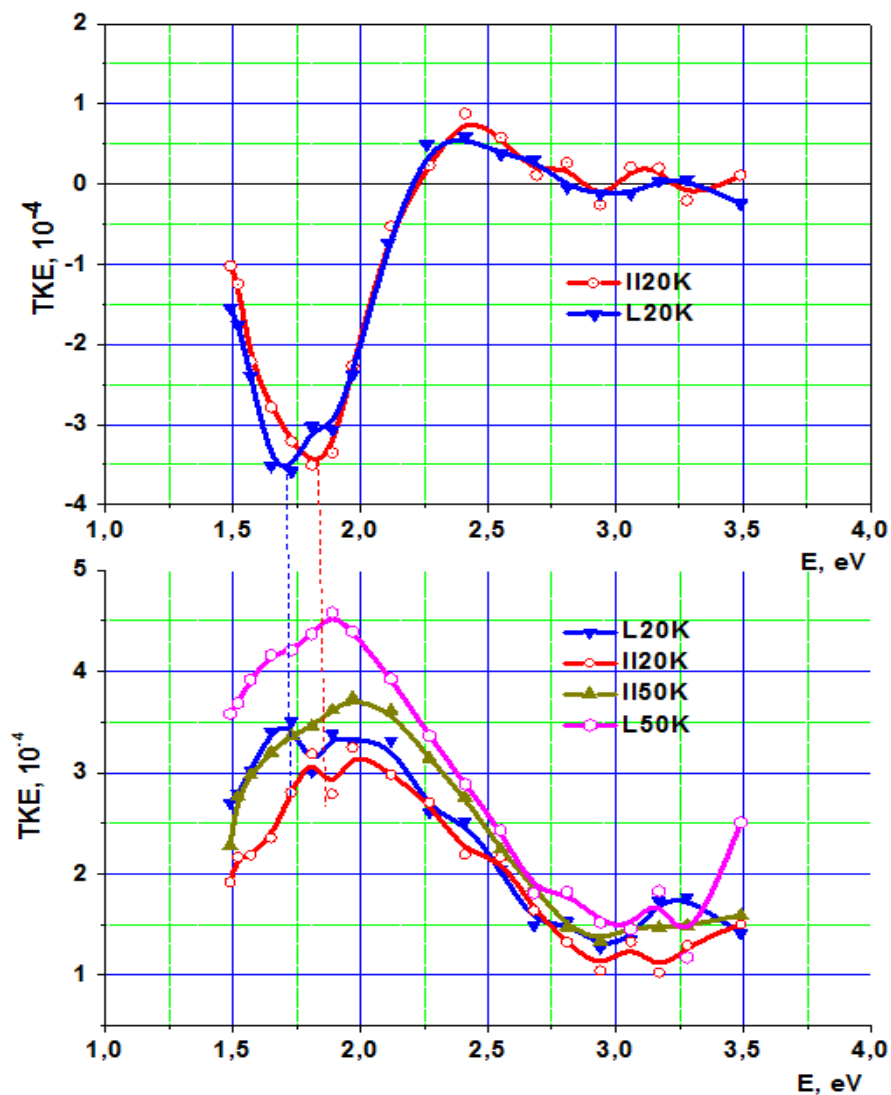


Рисунок 4.9. Сравнение спектров ЭЭК образцов №1 и №2.

При сравнении спектров видно, что особенности спектра №2 связаны с присутствием в нем полосы отрицательной полярности, подобной полосе спектра образца №1. Особенности спектров ЭЭК образца №2 при температуре 20 К и 50 К говорят о том, что в них происходит перестройка от спектров ЭЭК образца №1 к спектрам образца №3.

При увеличении энергии отжига увеличивается температурное воздействие. В образцах, отожженных с плотностью энергии лазерного импульса $W > 0,1$ Дж/см² происходит перераспределение примеси Fe в ламелях: в поверхностном слое оказывается большая концентрация железа, а в глубине образца концентрация значительно меньше. С ростом температуры все большее число ионов Fe диффундирует в поверхностный

слой. Рост числа ионов Fe в приповерхностном слое, по-видимому, приводит к росту вклада от областей, обогащенных железом, и росту значений ЭЭК в образцах №2 и №3.

Дальнейшее увеличение энергии отжига способствует более активному испарению атомов железа из приповерхностного слоя и, следовательно, уменьшению концентрации ионов железа в приповерхностном слое в образцах №4 и №5, что отражается в падении величины ЭЭК.

Следовательно, спектры ЭЭК слоев, полученные при плотности энергии импульса лазерного отжига более $0,1 \text{ Дж/см}^2$, представляют собой суперпозицию вкладов от атомов Fe, диффундирующих в приповерхностный слой, и от ламелей с ферромагнитными димерами. В спектре ЭЭК образца №1, полученного при минимальной плотности энергии лазерного импульса, доминирует вклад от ламелей, а вклад от приповерхностного слоя железа минимален.

Все образцы с плотностью энергии импульса лазерного отжига более $0,1 \text{ Дж/см}^2$ имеют МО спектры ЭЭК при температуре 300 К, что указывает на наличие в них намагниченности и при комнатной температуре. На температурных зависимостях этих образцов наблюдается достаточно резкий линейный рост эффекта при уменьшении температуры. Для металлического железа с температурой Кюри 1043 К такой рост не характерен. Но такое поведение можно объяснить с учетом химического разделения фаз в InAs:Fe. Как показано в [10, 29,50] в соединениях InAs:Fe в результате спинодального распада возможно образование наноразмерных ФМ кластеров с температурой Кюри существенно выше, чем макроскопическая температура Кюри матрицы. Так как эти обогащенные Fe области распределены случайным образом, то они магнитно не связаны при высоких температурах и должны вести себя как суперпарамагнитные частицы.

По оценке авторов [50] доля атомов Fe, участвующих в ферромагнетизме или суперпарамагнетизме x , оценивалась в 40–60 % и увеличивалась с

понижением температуры. Магнитный момент на FM/SPM-домен μ составляет 200–300 μB , что соответствует 40–60 атомам Fe, и он уменьшается с понижением температуры. Интересно, что оценочные значения для двух образцов с 5 и 10% Fe были схожи.

Методом МО визуализации в этой системе наблюдались ферромагнитные домены размером ≈ 10 нм. Авторы также рассмотрели, как развивается ферромагнетизм с понижением температуры [29,50]. Схематическое изображение формирования микроразмерных доменов из наноразмерных ферромагнитных кластеров показано на рисунке 4.10.

Подобную модель можно применить для объяснения наших результатов. Отметим, что симметрия пленок, изученных в [29,50] и симметрия исследуемых образцов совпадают.

Как следует из температурной зависимости ЭЭК (рисунок 4.5), чем ниже становится температура, тем больше становится значение ЭЭК, то есть возрастает намагниченность образца. Из рисунка 4.10 видно, что чем ниже становится температура, тем больше атомов Fe участвует в ферромагнетизме, но тем меньше становится средний размер кластеров (панели правая и средняя рисунка 4.10).

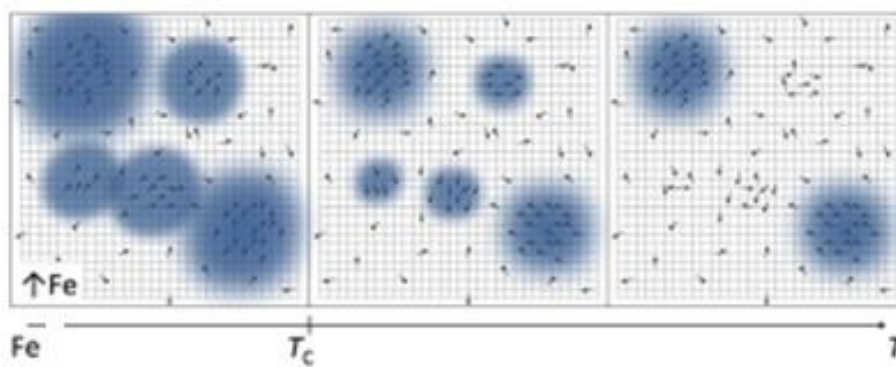


Рисунок 4.10. Схематическое изображение формирования наноразмерных FM-доменов [50].

При $T=300$ К от всех образцов, кроме образца №1, детектируются слабые сигналы ЭЭК, то есть существуют нескоррелированные домены, находящиеся далеко друг от друга (правая панель на рисунке 4.10).

Как видно из рисунка при высоких температурах только большие области, богатые железом, являются ферромагнитными (правая панель рисунка 4.10). При понижении температуры меньшие области, богатые Fe, становятся ферромагнитными, как видно на средней панели рисунка 4.10. С понижением температуры увеличивается доля атомов Fe, участвующих в ферромагнетизме, и плотность областей, обогащенных Fe. Дальнейшее снижение температуры ниже макроскопической T_c образца приведет к перекрытию доменов, и в образце стабилизируется ферромагнетизм (левая панель рисунка 4.10).

Таким образом температурную зависимость ЭЭК при плотности энергии импульса лазерного отжига $W > 0,1$ Дж/см² можно объяснить ростом количества и плотности наноразмерных областей, обогащенных Fe, в приповерхностном слое.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Впервые исследованы магнитооптические свойства серии наноструктурированных слоев InAs:Fe, полученных методом ионной имплантации и импульсным лазерным отжигом при разной плотности энергии лазерного импульса.

При исследовании спектральных, полевых и температурных зависимостей ЭЭК слоев выявлено, что магнитооптический отклик сильно зависит от энергии импульса лазерного отжига.

Образцы, полученные при плотности энергии импульса лазерного отжига $W > 0,1$ Дж/см², имеют намагниченности как при низкой температуре, так и при комнатной температуре.

Спектры ЭЭК слоев, полученные при плотности энергии импульса лазерного отжига $W > 0,1$ Дж/см², представляют собой суперпозицию вкладов от наноразмерных областей, обогащенных атомами Fe, диффундирующих в приповерхностный слой, и от ламелей с ферромагнитными димерами.

В спектре ЭЭК образца, полученного при минимальной плотности энергии лазерного импульса $W = 0,1$ Дж/см², доминирует вклад от ламелей, а вклад от приповерхностного слоя железа минимален.

Образец, полученный при минимальной плотности энергии лазерного импульса $W = 0,1$ Дж/см², с ферромагнитной фазой (In,Fe)As имеет эффективную температуру Кюри 150 К.

Линейный рост величины эффекта ЭЭК при понижении температуры для образцов, полученные при плотности энергии импульса лазерного отжига $W > 0,1$ Дж/см², вызван ростом количества и плотности наноразмерных областей, обогащенных Fe, в приповерхностном слое.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Никитин С.А. Гигантское магнетосопротивление // Соросовский образовательный журнал. Том 8, № 2, 2004 с. 92–98.
2. Юдинцев В. GMR-датчики: глаза, нервы, мозг электронных систем // Электроника: Наука, Технология, Бизнес. №1, 2008 с.52-59.
3. Фраерман А. А. Магнитные состояния и транспортные свойства ферромагнитных наноструктур: эффект туннельного магнетосопротивления и его применения // Институт физики микроструктур РАН, 2018
4. Фетисов Ю. К., Сигов А. С. Спинтроника: физические основы и устройства // РЭНСИТ. Том10, №3, 2018 с.343-356
5. M. Tanaka and S. Ohya. “Spintronic devices based on semiconductors” in Comprehensive Semiconductor Science and Technology / edited by P. Bhattacharya, R. Fornari, and H. Kamimura // (Elsevier, Amsterdam, 2011), Vol. 6, pp. 540–562.
6. Diet T., Ohno H. Dilute ferromagnetic semiconductors: Physics and spintronic structures. // PACS numbers: 75.50.Pp. 2014
7. Masaaki Tanaka, Shinobu Ohya, Pham Nam Hai. Recent progress in III-V based ferromagnetic semiconductors: Band structure, Fermi level, and tunneling transport. // Appl. Phys. Rev. 1, 011102 (2014)
8. Tu N.T., Hai P.N., Anh L.D., Tanaka M. // Appl. Phys. Express, 12, 103004 (2019)
9. Pham Nam Hai, Le Duc Anh, et al. Growth and characterization of n-type electron-induced ferromagnetic semiconductor (In,Fe)As // Appl. Phys. Lett. 101, 182403 (2012)
10. Pham Nam Hai, Munehiko Yoshida, et al. Inhomogeneity-induced high temperature ferromagnetism in n-type ferromagnetic semiconductor (In,Fe)As grown on vicinal GaAs substrates // Japanese Journal of Applied Physics 59, 063002 (2020)

11. Yuan Ye, Hübner R., Birowska M., et al. Nematicity of correlated systems driven by anisotropic chemical phase separation // *Physical review materials*. – 2018.
12. T. Dietl. *Physics in High Magnetic Fields*, Springer Series in Solid-State Physics / Vol. 24, edited by S. Chikazumi and N. Miura // (Springer, Berlin, 1981) p 344
13. J.K. Furdyna and J. Kossut. *Diluted Magnetic Semiconductors, Semiconductors and Semimetals / Vol. 25*, edited by R.K. Willardson and A.C. Beer // (Academic Press, New York, 1988)
14. H. Ohno, H. Munekata, T. Penney, et al // *Phys. Rev. Lett.* 68(1992) p. 2664.
15. H. Ohno, A. Shen, F. Matsukura, et al // *Appl. Phys. Lett.* 69(1996) p. 363
16. A. Haury, A. Wasiela, A. Arnoult, et al // *Phys. Rev. Lett.* 79(1997) p. 511.
17. D. Ferrand, J. Cibert, A. Wasiela, et al // *Phys. Rev. B* 63(2001) 085201
18. S.V. Vonsovskii, *Magnetism* // (John Wiley & Sons, New York, 1974).
19. Tomasz Dietl. *Ferromagnetic semiconductors* // Institute of physics publishing *Semicond. Sci. Technol.* 17 (2002) 377–392
20. A. Zunger, in *Solid State Physics / Vol. 39*, edited by H. Ehrenreich and D. Turnbull // (Academic Press, New York, 1986) p. 275.
21. J.M. Langer, C. Delerue, M. Lannoo, and H. Heinrich // *Phys. Rev. B* 38(1988) p. 7723.
22. T. Jungwirth, J. Sinova, J. Mašek, J. Kučera, A.H. MacDonald. *Theory of ferromagnetic (III,Mn)V semiconductors* // *Rev. Mod. Phys.* – 2006. – V.78, n.2. – P. 809–864.
23. Д.Г. Адрианов, В.В. Каратаев, Г.В. Лазарева и др. О взаимодействии носителей заряда с локализованными магнитными моментами в InSb и InAs // *ФТП* – 1977. – Т.11, в.7. – С. 1252– 1259.
24. Крюков Р. Н. Физико-химические свойства разбавленного магнитного полупроводника. // Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук, «Национальный

исследовательский Нижегородский государственный университет имени Н.И. Лобачевского», 2019

25. Dietl T, Ohno H. Dilute ferromagnetic semiconductors: Physics and spintronic structures // PACS numbers: 75.50.Pp, 2014
26. Bonanni A. and Dietl T. A story of high-temperature ferromagnetism in semiconductors // - Chem. Soc. Rev. 39 (2010) 528-539
27. Pham Nam Hai, Le Duc Anh, and Masaaki Tanaka. Electron effective mass in n-type electron-induced ferromagnetic semiconductor (In,Fe)As: Evidence of conduction band transport // Appl. Phys. Lett. 101, 252410 (2012);
28. Ахмудул А. Получение и исследование наноструктурированных гибридных материалов InSb-MnSb с высокими критическими температурами. Автореферат диссертации на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук // Юго-Западный государственный университет, Курск, 2013.
29. Masaaki Tanaka, Shinobu Ohya, and Pham Nam Hai. Recent progress in III-V based ferromagnetic semiconductors: Band structure, Fermi level, and tunneling transport. - Appl. Phys. Rev. 1, 011102 (2014)
30. T. Dietl, H. Ohno, F. Matsukura, J. Cibert, and D. Ferrand // Science 287 , 1019 (2000).
31. N.T. Tu, P.N. Hai, L D. Anh, et. al. High-temperature ferromagnetism in heavily Fe-doped ferromagnetic semiconductor (Ga,Fe)Sb Appl. Phys. Lett., 108, 192401 (2016).
32. <https://ru.wikipedia.org/wiki>
33. N. D. Vu, T. Fukushima, K. Sato, and H. Katayama-Yoshida. // Jpn. J. Appl. Phys. 53 , 110307 (2014).
34. Michael A. White, Tracy C. Lovejoy, Stefan T. Ochsenein, et al. Sputtering-induced Co^0 formation in x-ray photoelectron spectroscopy of nanocrystalline $\text{Zn}_{1-x}\text{Co}_x\text{O}$ spinodal enrichment models // Journal of applied physics 107, 103917, 2017

35. Двуреченский А.В. и др. Импульсный отжиг полупроводниковых материалов. - М.: Наука, 1982.
36. P.T. Chiu, B.W. Wessels, D.J. Keavney, et al. // Appl. Phys. Lett. 86 (2005) 072505.
37. O.V. Vikhrova, Yu.A. Danilov, B.N. Zvonkov, et al. // Fiz. Tverd. Tela 50 (2008) 50.
38. E.A. Gan'shina, L.L. Golik, V.I. Kovalev, Z.E. Kun'kova, et al. Optical and magneto-optical properties of room-temperature ferromagnetic In(Ga)MnAs layers, deposited by pulse laser ablation // Journal of Magnetism and Magnetic Materials, journal homepage: www.elsevier.com/locate/jmmm, 2009
39. E. A. Gan'shina, L.L. Golik, Z. E. Kun'kova, et al/ Magneto-Optical Evidence for Intrinsic Ferromagnetism in (Ga,Mn)As Layers Grown by Pulsed Laser Deposition // Solid State Phenomena Vols 233-234 (2015) pp 101-104 Submitted: 2014-06-11
40. Е. А. Ганьшина, Л. Л. Голик, З. Э. Кунькова и др. Магнитооптическое детектирование собственного ферромагнетизма и фазового разделения в разбавленных магнитных полупроводниках // Физика металлов и металловедение, 2020, том 121, № 3, с. 270–276.
41. E. A. Gan'shina, L. L. Golik, Z. E. Kun'kova, et al. Phase Separation in (Ga,Mn)As Layers Obtained by Ion Implantation and Subsequent Laser Annealing // ISSN 1063-7834, Physics of the Solid State, 2019, Vol. 61, No. 3, pp. 332–338.
42. E. A. Gan'shina, L. L. Golik, Z. E. Kun'kova, et al. Magnetic Inhomogeneity Manifestations in the Magneto-Optical Spectra of (In-Mn)As Layers // Magnetism in Solids. Ieee magnetic letters, Volume 11 (2020) 2502105
43. E. Abe, F. Matsukura, H. Yasuda, Y. Ohno, H. Ohno // Physica E 7 (2000) 981-985.
44. Yu.A. Danilov, B.N. Zvonkov, A.V. Kudrin, et al., // Proceedings of the XV Intern. Symp. "Nanophysics and Nanoelectronics" 1 (2011) 129-130.

45. E.A. Gan'shina, L.L. Golik, V.I. Kovalev, Z.E. Kun'kova, et al. Peculiarities in optical and magneto-optical spectra of GaMnSb layers grown by laser ablation // *Solid State Phenomena* Vol. 190 (2012) pp 562-565 20. A.V. Kudrin, Yu.A. Danilov, et. al, // *J. Appl. Phys.*, 122, 183901 (2017).
46. A.V. Kudrin, Yu.A. Danilov, et. al, // *J. Appl. Phys.*, 122, 183901 (2017).
47. Ю.А. Данилов, А.В. Кудрин, В.П. Лесников и др., // *Труды XXII Международного симпозиума «Нанофизика и нанoeлектроника»*, 1, 180 (2018).
48. Е.А. Ганьшина, Л.Л. Голик, З.Э. Кунькова, А.И. Руковишников, М.П. Темиряева, И.М. Припеченков, и др. // *Магнитооптические исследования ферромагнитных слоёв (Ga,Fe)Sb, полученных лазерным нанесением. Сборник трудов XXIII Международной конференции «Новое в магнетизме и магнитных материалах»*, С. 726-728, 30 июня – 5 июля 2018, Москва.
49. E. Gan'shin, L. Golik, Z. Kun'kova, et al. Diluted Magnetic Semiconductors InFeSb Prepared by Laser Ablation // *Spectroscopic and Microscopic Investigations. EPJ Web of Conferences* 185, 06015 (2018) MISM 2017
50. S. Sakamoto, L. D. Anh, P. N. Hai, et. al. Magnetization process of the n-type ferromagnetic semiconductor (In,Fe)As:Be studied by x-ray magnetic circular dichroism // *Physical review B* 93, 035203 (2016).