

**МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ  
ИМЕНИ М.В. ЛОМОНОСОВА**

---

Физический факультет  
Кафедра магнетизма

**ИССЛЕДОВАНИЯ МАГНИТООПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ  
НОВЫХ ФУНКЦИОНАЛЬНЫХ МАГНИТНЫХ  
МАТЕРИАЛОВ**

Дипломная работа  
студента 6 курса  
Зыкова Г.С.

Научный руководитель:  
в.н.с., д.ф.-м.н.,  
проф. Ганьшина Е. А.

Допущен к защите  
«    » декабря 2013 года.  
И.о. зав. кафедрой магнетизма  
проф. Перов Н. С.

Москва, 2013

## Содержание.

Введение .....	3.
1. Обзор литературы.	
1.1. Наномультислойные структуры.....	6.
1.2. Сплавы Гейслера.....	10.
2. Образцы и методика измерений.	
2.1. Исследуемые образцы .....	19.
2.2. Методика измерений .....	23.
2.3. Источники ошибок .....	26.
3. Экспериментальные результаты и их обсуждение.	
3.1. Мультислойная система $(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{33,9}(\text{SiO}_2)_{66,1}/[\text{Te}_3\text{Bi}_2]$ .....	
28.	
3.2. Мультислойная система $(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{33,9}(\text{SiO}_2)_{66,1}/[\text{Cu}]$ .....	
33.	
3.3. Сплавы Гейслера $\text{Co}_2\text{Ti}_x\text{Fe}_{1-x}\text{Ga}$ .....	
38.	
Основные результаты и выводы .....	43.
Список литературы .....	45.

## Введение.

Совершенствование современной техники в скором времени может привести к исчерпанию возможностей обычной электроники. В связи с этим, ведутся поиски новых технологических решений и материалов для их осуществления. Одним из перспективных направлений развития современных технологий является спиновая электроника или спинтроника, в которой, в отличие от традиционной электроники, основной оперируемой характеристикой является не электрический заряд носителя, а его спин. Для того, чтобы это было возможно, необходимо, чтобы материалы сочетали в себе полупроводниковые и магнитные свойства.

Существует множество методов для изучения магнитных свойств различных материалов. Наиболее распространёнными являются исследования при помощи магнитометров и анизометров. Однако эти методы не дают информацию о плотности спинов электронов. Существуют очень точные методы, дающие эту информацию, такие как фотоэлектронная спектроскопия и нейтронография. Но установки для изучения этими способами довольно дорогостоящи, а образцы после исследования непригодны для дальнейших исследований, т.к. бомбардировка нейтронами, например, сама по себе сильно влияет на магнитные свойства и структуру вещества.

Одним из наиболее удобных и доступных методов для изучения остаётся магнитооптика, т.к. исследовательские установки являются относительно простыми, а информацию о материале несёт преломлённый/отражённый от намагниченного образца свет, т.е. в итоге образец остаётся неповреждённым. Сам же метод даёт целый спектр данных о материале:

- 1) Эффекты чувствительны к направлению спина, так что можно определить в каких областях спектра происходят спиновые переходы, позволяя, таким образом, получить информацию о плотности спинов электронов.
- 2) Метод очень чувствителен к типу и концентрациям магнитной фазы и примесей.

- 3) Метод позволяет отследить структурные переходы в веществе, при которых меняется анизотропия образца.
- 4) Метод может отобразить магнитную структуру (например, домены)
- 5) Возможно изучение магнитных свойств областей микронных размеров.

Возможность изучения этих свойств позволяет исследовать множество материалов, использование которых предполагается в различных направлениях науки и техники, в том числе, и в спинтронике, в которой спин используется в качестве дополнительной степени свободы к поступательному движению носителей заряда.

Первое поколение устройств спинтроники — это двухконтактные многослойные структуры, использующие эффект гигантского магнитосопротивления (GMR) или туннельного магнитосопротивления (TMR).

К устройствам, использующим спиновые свойства носителей, относятся, например, головки для считывания магнитной записи, основанные на эффекте гигантского магнитосопротивления, спин-вентильные структуры, магнитная память произвольного доступа (MRAM), разрабатываемые сейчас спиновые транзисторы.

Одним из классов материалов, показывающих наибольшие значения эффекта колоссального магнитосопротивления, являются манганиты. Это магнитные материалы, электросопротивление которых уменьшается при воздействии на них магнитного поля.

Спин-зависящая проводимость устройств для спинтроники зависит от спиновой поляризации ферромагнитных (ФМ) слоёв. Материалы с более высокой спиновой поляризацией могут резко увеличить функциональность спинтронных устройств.

В связи с этим в настоящее время активно исследуются полуметаллические ферромагнетики (ПМФ), в частности, сплавы Гейслера. Это ферромагнитные материалы, обладающие возможностью полной спиновой поляризации в районе энергии Ферми  $E_F$ . Они являются металлическими для одного направления спина, и в

Для записи/хранения информации предполагается использование мультислойных (МС) наноструктур, представляющих из себя композитные слои (ферромагнетик, помещённый в диэлектрическую матрицу), разделённые полупроводниковыми слоями. Самое удобное, что считывание такой информации можно проводить именно магнитооптическими методами, что абсолютно безвредно для самой структуры.

*Целью настоящей работы* являлось исследование магнитооптических свойств тонких плёнок мультислойных наноструктур «Нанокompозит-теллурид висмута»  $(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{33,9}(\text{SiO}_2)_{66,1}/[\text{Te}_3\text{Bi}_2]$  и «Нанокompозит-медь»  $(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{33,9}(\text{SiO}_2)_{66,1}/[\text{Cu}]$ , а также сплавов Гейслера  $\text{CoTi}_x\text{Fe}_{1-x}\text{Ga}$ .

# 1. Обзор литературы.

## 1.1. Наномультислойные структуры

Одним из требований, предъявляемых к материалам для спинтроники, является сочетание полупроводниковых и магнитных свойств в одном материале. Однако на границе данных материалов формируется переходный слой, так называемый интерфейс, от толщины и состава которого сильно зависят свойства всей системы. Для уменьшения воздействия интерфейса, а также для изучения влияния его свойств, в качестве магнитного слоя было предложено использовать композит (рис.1), представляющий собой ферромагнетик, распределённый по диэлектрической матрице.

Сам по себе композит проявляет такие свойства как туннельное магнитосопротивление и гигантский эффект Холла [1]. Магнитные и магнитооптические свойства композита зависят от концентрации ферромагнитной фазы [2]. Кроме того, проведённое для  $(\text{Co}_{41}\text{Fe}_{39}\text{Zr}_{20})_x(\text{SiO}_2)_{100-x}$  магнитооптическое исследование позволило определить, при какой концентрации ферромагнитной фазы наступает перколяция – образование сети проводящих каналов. При этом, наибольшее значение магнитооптического эффекта Керра приходилось на начало перколяции, т.е. при  $x=43\%$ , причём величина эффекта была больше по сравнению с однородным сплавом ( $x=100\%$ ) примерно в 3 раза.

На основе анализа полевых зависимостей сделан вывод, что при малых концентрациях  $x$  металлическая фаза сосредотачивается в изолированных гранулах небольшого размера, а система находится в изотропном суперпарамагнитном состоянии. По мере увеличения  $x$  происходит рост металлических гранул вдоль определённого направления, находящегося в плоскости плёнки, с последующим образованием анизотропной ФМ-фазы. Причём значение  $x$ , при котором наблюдается появление ФМ-фазы, и начало перколяции, определённое из исследования концентрационной зависимости электросопротивления, хорошо согласовались друг с другом. Дальнейшее увеличение концентрации  $x$  металлической фазы и рост гранул приводили к уменьшению магнитной анизотропии.

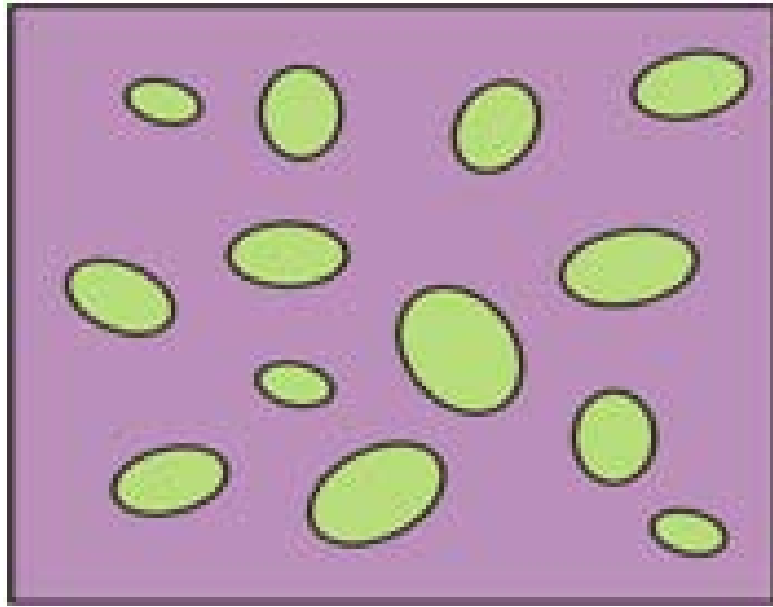


Рис. 1. Композит. ■ — Ферромагнетик ■ — Диэлектрик.

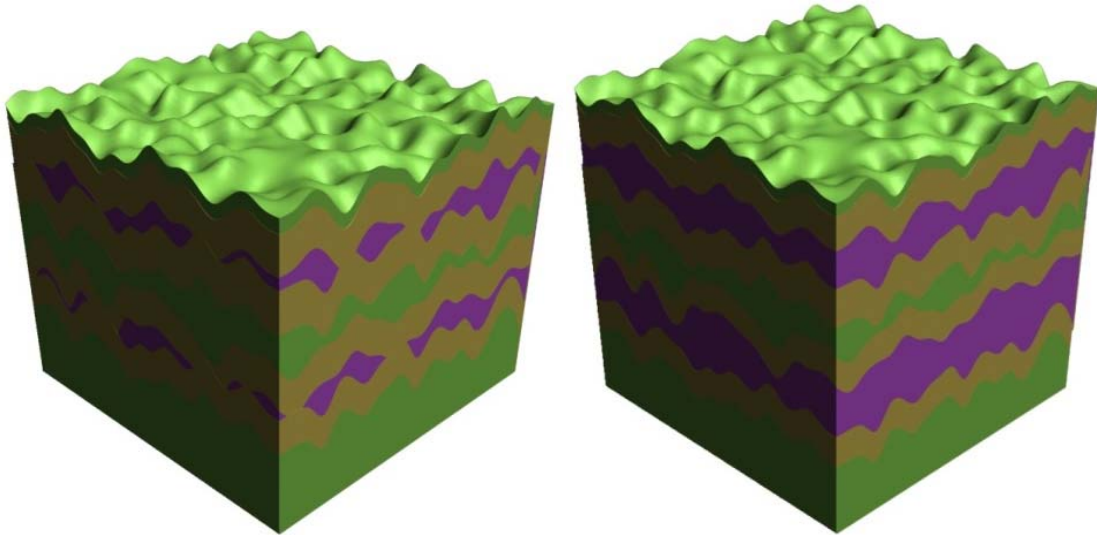


Рис. 2. Структура мультислойной системы: ■ — ферромагнетик; ■ — полупроводник; ■ — переходный слой.

Также было показано [3], что спектральные зависимости ЭЭК композита, напылённого на неподвижную подложку, и композитов, напылённых послойно, сильно различаются и зависят от толщины напыляемого слоя. Было показано, что размеры и формы гранул в композитах, напылённых послойно, сильно зависят от толщин напыляемых слоёв. Микроструктура таких композитов сильно отличается от композита, напылённого на неподвижную подложку. Кроме того, в композитах, напылённых послойно, порог перколяции смещается в область низких концентраций ФМ фазы.

В работах [4 – 6] показано, что добавление полупроводникового слоя к композитному, с концентрацией ФМ-фазы до порога перколяции, приводит к аномальному поведению электрических, магнитных и магнитооптических свойств мультислойных (МС) систем «нанокompозит — полупроводник» (CoFeZr)-Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/Si. При малых толщинах кремния наблюдается увеличение магнитооптического отклика и усиление магнитных свойств (рис. 3). Далее, по мере увеличения толщины полупроводникового слоя, наблюдается уменьшение МО-эффекта. Подобное поведение магнитооптического отклика системы в зависимости от толщины хорошо коррелирует с зависимостью электросопротивления.

Авторами предложено следующее модельное представление зависимости электросопротивления и ЭЭК от толщины полупроводникового слоя [7]: сперва полупроводник оседает на ферромагнетике, стремясь скомпенсировать разницу энергий поверхностного натяжения, и начинает формировать при этом интерфейс. При этом электрон, чтобы попасть на соседнюю гранулу, вынужден туннелировать сквозь слой диэлектрика. Электросопротивление на данном этапе велико. Далее увеличивающийся слой полупроводника начинает объединять ФМ-гранулы, так что электронам при переходе между такими гранулами не нужно преодолевать слой диэлектрика — туннелировать они будут только при переходе от одного конгломерата гранул до другого. На этой фазе могут образоваться условия, при которых конгломераты, собранные из ФМ-гранул разных слоёв композита, переманчиваются скоррелированно, что может привести к ФМ упорядочению. При этом магнитооптический отклик системы максимален. Далее при увеличении слоя кремния наступает перколяция и электросопротивление падает. Дальнейшее увеличение



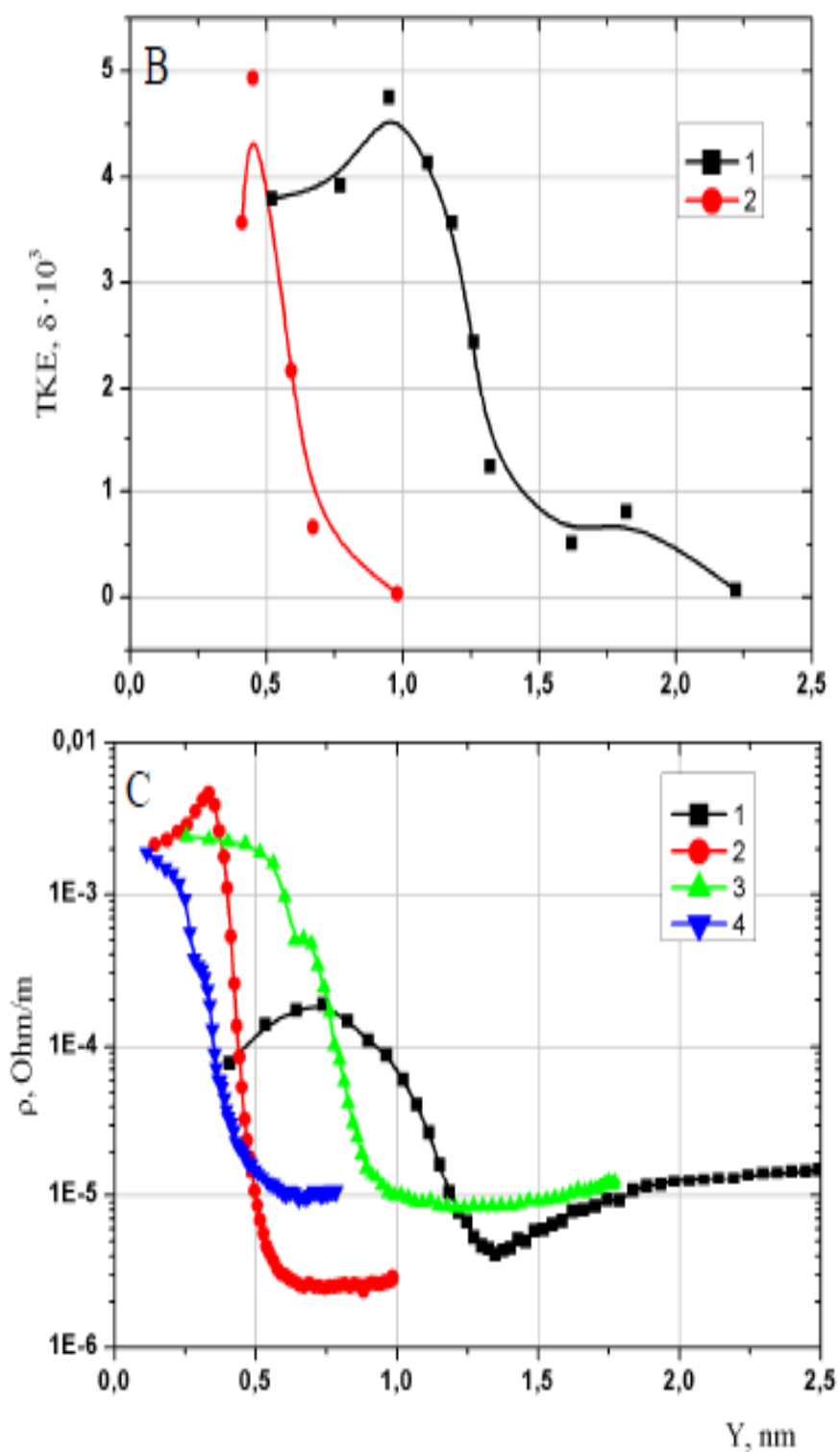


Рис. 3. Зависимости экваториального эффекта Керра (B) и электросопротивления (C) от толщины слоя кремния для мультислойной системы (CoFeZr)-Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/Si.

полупроводникового слоя разъединяет слои композита, приводя к ослаблению магнитных свойств и, соответственно, МО-отклика. При этом толщина слоя кремния, при котором конгломераты уже некоррелированы – 2 нм [8]. Таким образом, магнитооптический метод чувствителен к концентрации магнитной фазы и толщине композита, а также к толщине и виду слоя прослойки. Кроме того, эффект позволяет определить порог перколяции.

Однако явление интерфейса до конца не изучено, поэтому неизвестно, будет ли он образовываться на гранулах ферромагнетика другого состава. Неизвестно также, будет ли он образовываться в случае других полупроводниковых прослоек.

Ранее изучались также трёхслойные структуры с парамагнитным металлом в качестве прослойки [9,10]. Было показано, что интерфейс у таких структур не образуется. К тому же, в зависимости от толщины металла, эффекты и величина непрямого обменного взаимодействия испытывали осцилляции с периодом примерно 10Å..

*В настоящей работе была поставлена задача исследования изменения магнитооптических свойств мультислойных систем  $(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{33,9}(\text{SiO}_2)_{66,1}/[\text{Te}_3\text{Bi}_2]$  и  $(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{33,9}(\text{SiO}_2)_{66,1}/[\text{Cu}]$ .*

## 1.2. Сплавы Гейслера.

На сегодняшний день теоретические расчёты предполагают наличие четырёх видов ПМФ [11]: оксидные соединения (рутил  $\text{CrO}_2$  или шпинель  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  [12]), соединения со структурой перовскита (например,  $\text{SrMnO}_3$  [13]), соединения со структурой сфалерита (например,  $\text{CrAs}$  [14]) и сплавы Гейслера.

Сплавы Гейслера бывают полными и половинными [11, 15]. Состав полных сплавов Гейслера определяется формулой  $X_2YZ$ , где  $X$  и  $Y$  являются переходными металлами, а  $Z$  — полупроводником или неферромагнитным металлом (рис. 4). Их кристаллическая структура относится к типу  $L2_1$  (рис. 5а). Половинные сплавы имеют состав  $XYZ$  и кристаллическую структуру типа  $C1_b$  (рис. 5б). Выше отмечалось, что согласно теории, сплавы Гейслера должны проявлять полную спиновую поляризацию на уровне Ферми. На рис. 6 приведены плотности состояний вблизи

H																		He
Li	Be												B	C	N	O	F	Ne
Na	Mg												Al	Si	P	S	Cl	Ar
K	Ca	Sc	Ti	V	Cr	Mn	Fe	Co	Ni	Cu	Zn	Ga	Ge	As	Se	Br	Kr	
Rb	Sr	Y	Zr	Nb	Mo	Tc	Ru	Rh	Pd	Ag	Cd	In	Sn	Sb	Te	I	Xe	
Cs	Ba	*	Hf	Ta	W	Re	Os	Ir	Pt	Au	Hg	Tl	Pb	Bi	Po	At	Rn	
Fr	Ra	**	Rf	Db	Sb	Bh	Hs	Mt										

*	La	Ce	Pr	Nd	Pm	Sm	Eu	Gd	Tb	Dy	Ho	Er	Tm	Yb	Lu
**	Ac	Th	Pa	U	Np	Pu	Am	Cm	Bk	Cf	Es	Fm	Md	No	Lr

Рис. 4. Составляющие сплавов Гейслера:  — атомы X;  — атомы Y;  — атомы Z.

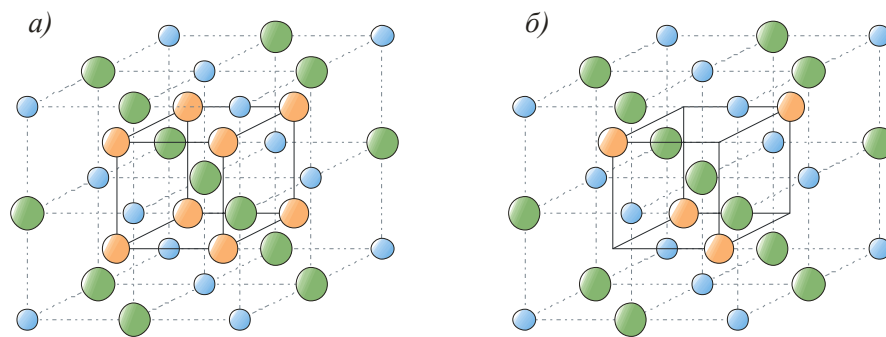


Рис. 5. Кристаллическая решётка полного (а) и половинного (б) сплавов Гейслера;

— атомы X;  — атомы Y;  — атомы Z.

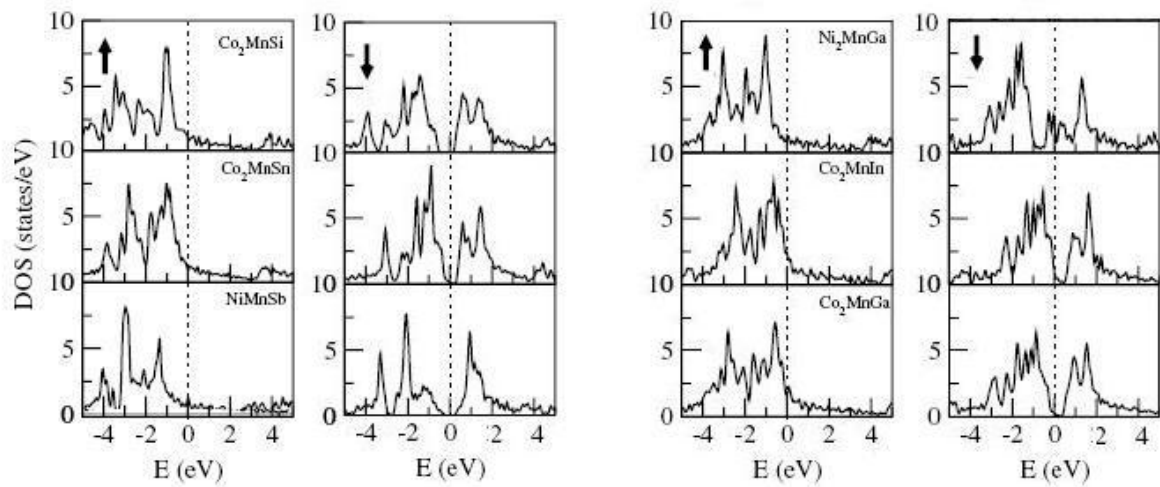


Рис. 6. Теоретически рассчитанные плотности состояний (*DOS*) вблизи уровня Ферми для разных направлений спина в некоторых сплавах Гейслера [16].

уровня Ферми, рассчитанные Фриманом и др. для разных направлений спина в некоторых сплавах [16]. Здесь и далее будут использоваться обозначения *спин «вверх»*, если спин направлен параллельно магнитному полю, и *спин «вниз»* в противном случае.

Сплавы Гейслера обладают температурой Кюри выше комнатной, например,  $T_C \sim 370 \text{ K}$  для  $\text{Ni}_2\text{MnGa}$  [17],  $T_C \sim 500 \text{ K}$  для  $\text{Co}_2\text{MnSi}$  [11]. Это делает их подходящими для использования в качестве инжекторов спин-поляризованного тока в спинтронных устройствах.

Кроме того, для эффективной работы устройств спинтроники важно хорошее соответствие решётки спин-инжекторного слоя решётке полупроводникового слоя, а также соответствие между их зонными структурами. Сплавы Гейслера отвечают и этому требованию. Например, упорядоченный массивный образец сплава  $\text{Ni}_2\text{MnIn}$  имеет кубическую кристаллическую структуру типа  $L2_1$  с постоянной решетки  $6,069 \text{ \AA}$  или  $6,073 \text{ \AA}$  и  $T_C = 314 \text{ K}$  или  $320 \text{ K}$ . Очень близкое значение имеет постоянная решётки полупроводникового арсенида индия ( $\text{InAs}$ ) —  $6,058 \text{ \AA}$  [18]. Таким образом, их можно использовать в паре для создания спинтронных устройств.

Но эксперименты показывают, что при использовании тонких плёнок сплавов Гейслера в качестве электродов на полупроводниковых материалах, спиновая поляризация инжектированных носителей заряда оказывается далеко не полной [19]. Так, в сплаве  $\text{NiMnSb}$  для электронов со спином «вниз» было предсказано существование энергетической щели на  $E_F$  шириной  $0,5 \text{ эВ}$  [20]. Несмотря на то, что изучение объёмных образцов подтвердило наличие полуметаллических свойств, в плёнках пока не удалось обнаружить энергетической щели для электронов с отрицательным направлением спина или 100%-ной спиновой поляризации на уровне Ферми [21], где наблюдалась лишь 50%-ная поляризация.

Это может быть связано с плохими свойствами интерфейса (как электрическими, так и магнитными). В самом деле, полная спиновая поляризация на  $E_F$  теоретически предсказывалась только в том случае, когда структура сплава является идеально упорядоченной и соответствующей типу  $L2_1$ . И было показано на примере нескольких сплавов Гейслера (таких как  $\text{Cu}_2\text{NiZn}$  и  $\text{Rh}_2\text{MnZ}$ ,  $Z = \text{Ge}, \text{Sn}, \text{Pb}$ ) что

Изучение магнитных свойств тонких плёнок  $\text{Co}_2\text{MnZ}$  ( $Z = \text{Sn}, \text{Si}, \text{Ge}$ ) показывает, что в зависимости от толщины плёнки и материала подложки, намагниченность насыщения сильно снижается по сравнению со значением для объёмного образца [23]. При толщине меньше  $15 \text{ \AA}$  многие плёнки перестают быть ферромагнитными. Исходя из этого, можно сделать вывод, что обычно несколько монослоёв на интерфейсе неферромагнитны, возможно из-за посторонних вкраплений или дислокаций.

Тем не менее, происхождение ферромагнетизма, и влияние атомного разупорядочения на электронную структуру и физические свойства сплавов Гейслера в полной мере пока не изучены и представляют собой сложную задачу. Известно, что холодная обработка, а также атомное разупорядочение или композиционное отклонение от стехиометрии изменяют магнитные свойства сплавов Гейслера [24].

Магнитный момент в Mn-содержащих сплавах преимущественно расположен на атомах марганца. Поскольку атомы марганца в упорядоченном сплаве Гейслера отделены друг от друга неферромагнитными атомами  $Z$ , они связаны между собой с помощью РККИ-взаимодействия через электроны проводимости. Таким образом, любое изменение химического или атомного порядка может влиять на величину этого взаимодействия и, следовательно, на магнитные свойства сплава. Было показано (см. [24]), что намагниченность насыщения, а также температура Кюри  $T_C$  могут быть понижены примерно на 30%, если плотность дислокаций достигает значения около  $10^{13} \text{ см}^{-2}$ . В то же время, было установлено, что значительные структурные разупорядочения, полученные в аморфных плёнках  $\text{Cu}_2\text{MnZ}$  ( $Z = \text{Al}, \text{In}, \text{Sn}$ ) приводят к образованию спинового стекла [25]. Исследования в работе [26] показали, что атомное разупорядочение в сплавах  $\text{Fe}_2\text{TiSn}$  вызывает появление только слабого ферромагнетизма.

В работе [27] исследовались образцы сплава  $\text{Ni}_2\text{MnIn}$  с кристаллической структурой типов  $L2_1$  и  $B2$ . Решётка типа  $B2$  отличается от  $L2_1$  (см. рис. 5) тем, что атомы  $X$  (в данном случае — Ni) находятся на своих местах, в то время как атомы  $Y$  и  $Z$  (т.е. Mn и In) не чередуются, а случайным образом перемешаны между собой.

Было показано, что структурные преобразования « $L2_1 \rightarrow B2$ » и « $B2 \rightarrow$  аморфное состояние» приводят сначала к уменьшению, а затем к исчезновению ферромагнитного порядка. Кроме того, изменения в электронно-энергетической структуре сплава вблизи уровня Ферми, вызванные атомным разупорядочением, ухудшают соответствие структуры сплава  $Ni_2MnIn$  структуре полупроводникового слоя  $InAs$ . Оба эти фактора мешают использованию  $Ni_2MnIn$  в качестве спин-инжектора. Также было показано, что отжиг аморфных плёнок при температуре  $750 K$  в течение 2 ч восстанавливает кристаллическую структуру типа  $B2$  и ферромагнитный порядок.

Наблюдаемые в сплавах Гейслера магнитооптические эффекты проявляют некоторые важные особенности. Так, открытие гигантского керровского вращения для половинного сплава Гейслера  $PtMnSb$  ( $> 2^\circ$  при комнатной температуре и  $5^\circ$  при  $T = 80 K$ ) делает возможным его применение для магнитооптической записи [28]. С тех пор наблюдается большой интерес к исследованию магнитооптических свойств этого класса соединений (см., например, [16], [27], [29]).

Фриманом и др. в работе [16] было дано теоретическое описание оптических и магнитооптических свойств сплавов Гейслера ( $Co_2MnGe$ ,  $Co_2MnSi$ ,  $Co_2MnSn$ ,  $Co_2MnGa$ ,  $Co_2MnIn$ ,  $NiMnSb$  и  $Ni_2MnGa$ ). Во всех этих соединениях атомы марганца являются источником большого магнитного момента, и их электроны сильно гибридизированы с  $d$ -электронами других переходных металлов.

На основе расчета из первых принципов электронной структуры этих соединений, авторы рассчитали положения пиков в спектре оптической проводимости, связанные с соответствующими переходами между занятыми и незанятыми состояниями. Учитывались межзонный и внутризонный (друдовский) вклады в изменения оптических параметров. Внутризонный вклад имеет большое значение для малых частот и становится незначительным для энергий больше  $1,5 \text{ эВ}$ .

Показано, что оптические переходы в основном происходят в зонах со спином «вниз», где больше свободных состояний, доступных для переходов. На рис. 7 приведена зонная структура для спина «вниз» в сплаве  $Co_2MnSi$ . Стрелками выделены возможные переходы с энергиями, соответствующими энергиям основных максимумов в оптической проводимости. Главным образом это переходы между  $d$ -уровнями кобальта и гибридизированными состояниями « $d$  кобальта —  $d$  марганца

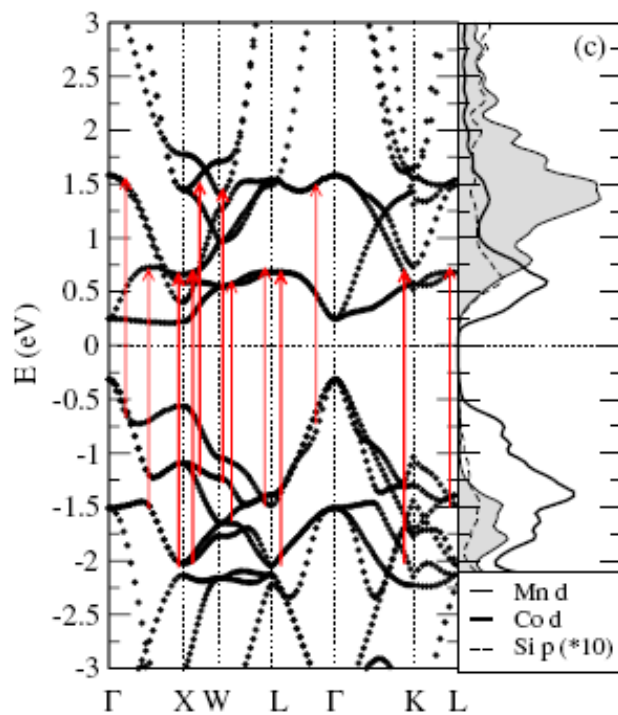


Рис. 7. Теоретически рассчитанные плотности состояний на  $d$ -уровнях кобальта и марганца и на  $p$ -уровне кремния (справа) и зонная структура для спина «вниз» (слева) в сплаве  $\text{Co}_2\text{MnSi}$  [16].

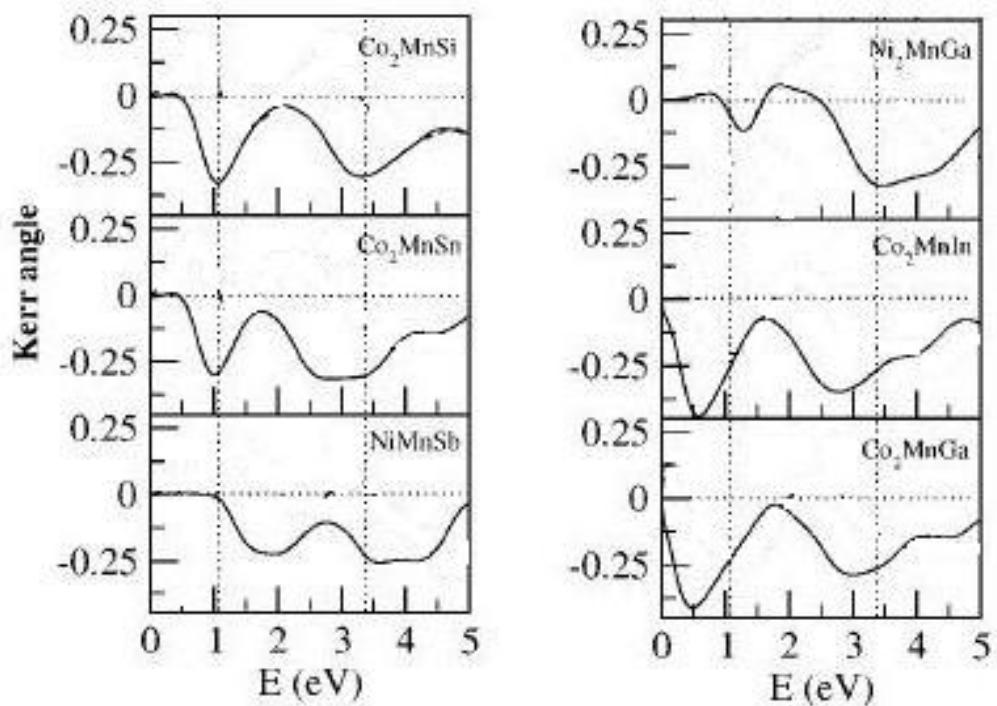


Рис. 8. Теоретически рассчитанные величины ПЭК (*Kerr angle*) в некоторых сплавах Гейслера [16].

— *p* кремния».

Аналогичные расчёты были проведены также для сплава  $\text{Ni}_2\text{MnIn}$ . Результаты расчёта оптической проводимости с хорошей точностью описывают экспериментальные данные для этого сплава [27].

Также в работе [16] на основе полученной зонной структуры были рассчитаны спектральные зависимости полярного эффекта Керра (ПЭК). Они приведены на рис. 8. Несмотря на подобную структуру сплавов, спектры существенно различаются между собой. Для *Co*-содержащих сплавов в области энергий 0,5 — 1,5 эВ виден характерный пик. В случаях, когда сплав содержит элемент III группы (*Ga*, *In*), этот пик больше по величине и сдвинут в область меньших энергий (0,5 эВ). Если же содержится элемент IV группы (*Si*, *Sn*), то величина пика меньше и расположен он при энергии  $\sim 1$  эВ. Вид спектров ПЭК также существенно трансформируется при замене *Co* на *Ni*.

Спектральные зависимости экваториального эффекта Керра (ЭЭК) для некоторых образцов  $\text{Ni}_2\text{MnIn}$ , представленные в работе [27] (рис. 9), обнаруживают пики при значениях энергии падающего света  $E = 1,7$  эВ и  $E = 3$  эВ. При этом пики наблюдаются только для объёмного образца и плёнок, изготовленных при высоких температурах ( $T_s = 660$  и  $730$  K), а также для плёнки, изготовленной при  $T_s = 150$  K, но впоследствии отожжённой при  $750$  K. Все эти образцы имеют кристаллическую структуру с типом решётки  $L2_1$  или  $B2$ .

Первый пик авторы объясняют переходами ( $10 \rightarrow 14$ ) и ( $14 \rightarrow 18$ ) для спина «вниз», где цифрами обозначены номера зон по классификации Кубо и др. (см. [30]). В 10 и 14 зонах содержатся в основном  $3d$ -электроны никеля, а также небольшое количество *s*- и *p*-электронов. В 18 зоне —  $3d$ -электроны марганца и  $3d$ -электроны никеля. Пик в области 3 эВ определяется в первую очередь переходами ( $10 \rightarrow 18$ ) для спина «вниз». Зоны со спином «вверх» вносят незначительный вклад в оптические переходы в измеряемом диапазоне энергий.

В работе [29] приведены измерения магнитооптических спектров для объёмных образцов сплава  $\text{Ni}_2\text{MnGa}$  в аустенитной фазе (рис. 10а). Измерения проводились при различных углах падения света ( $\varphi = 66^\circ, 75^\circ$ ). По результатам магнитооптических и оптических измерений были рассчитаны действительная



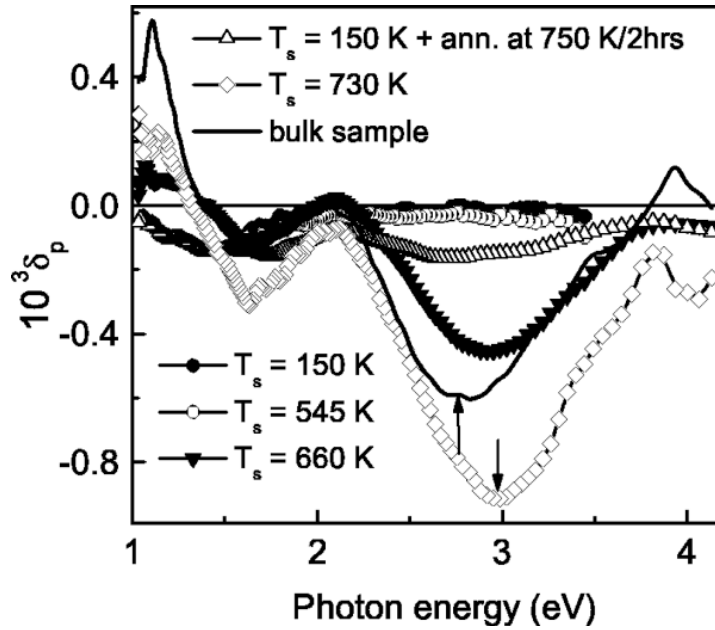


Рис. 9. Спектральные зависимости ЭЗК  $\delta_p$  для объёмного образца (*bulk sample*) и тонких плёнок  $\text{Ni}_2\text{MnIn}$  [27].  $T_s$  — температуры, при которых изготавливались плёнки.

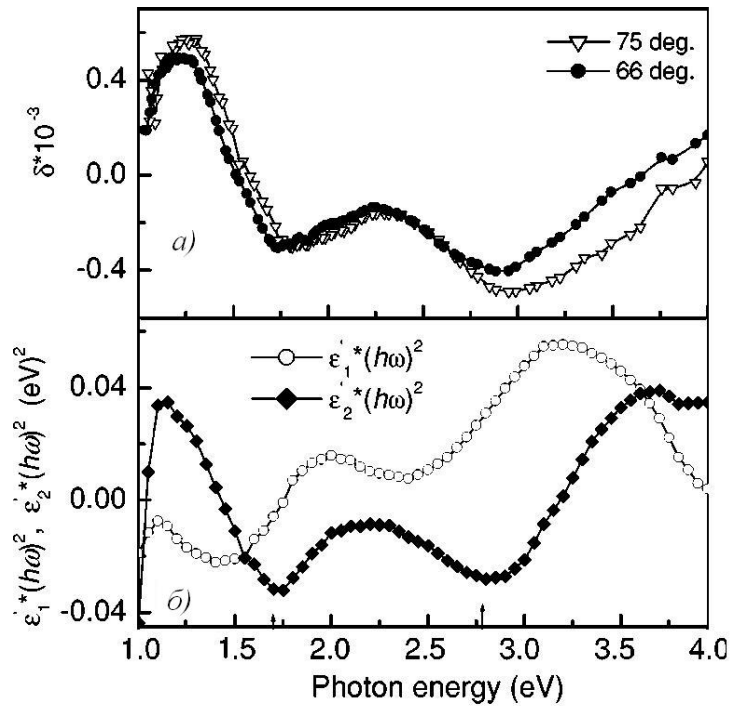


Рис. 10. Спектральные зависимости ЭЗК  $\delta$  (а), а также действительной и мнимой частей недиагональной компоненты тензора диэлектрической проницаемости  $\varepsilon_1'$ ,  $\varepsilon_2'$  (б) объёмных образцов  $\text{Ni}_2\text{MnGa}$  в аустенитной фазе [29].

и мнимая части недиагональных компонент тензора диэлектрической проницаемости (рис. 10б).

На спектрах ЭЭК и мнимой части  $\varepsilon_2'$  наблюдаются характерные максимумы в районе 1,75 и 2,7 эВ. По мнению авторов, их наличие обусловлено оптическими переходами (13, 14  $\rightarrow$  15) для спина «вниз» и переходами (13, 14  $\rightarrow$  19), (18, 19  $\rightarrow$  20) для спина «вверх» (номера зон по Кубо, [30]).

Приведенные результаты показывают, что магнитооптические спектры, чувствительны к изменениям состава сплавов Гейслера, а также к изменению структуры материала. Но Со-содержащие сплавы Гейслера малоизученны и недостаточно данных об электронной структуре и об изменении МО свойств.

*В настоящей работе была поставлена задача исследования изменения магнитооптических свойств сплавов Гейслера  $\text{Co}_2\text{Ti}_x\text{Fe}_{1-x}\text{Ga}$  в зависимости от состава и условий отжига.*

## 2. Образцы и методика измерений.

### 2.1. Исследуемые образцы.

В ходе работы были исследованы тонкие плёнки мультислойных структур следующих составов:  $(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{33,9}(\text{SiO}_2)_{66,1}/ [\text{Te}_3\text{Bi}_2]$  и  $(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{33,9}(\text{SiO}_2)_{66,1}/ [\text{Cu}]$ .

Для получения исследованных в работе наноразмерных многослойных структур композит и композит–полупроводник использовался метод ионно-лучевого напыления. Напылительная установка (рис. 11) была спроектирована на кафедре ФТТ Воронежского Государственного Технического Университета канд. физ.-мат. наук А.В. Ситниковым на основе вакуумного напылительного поста УВН-2М.

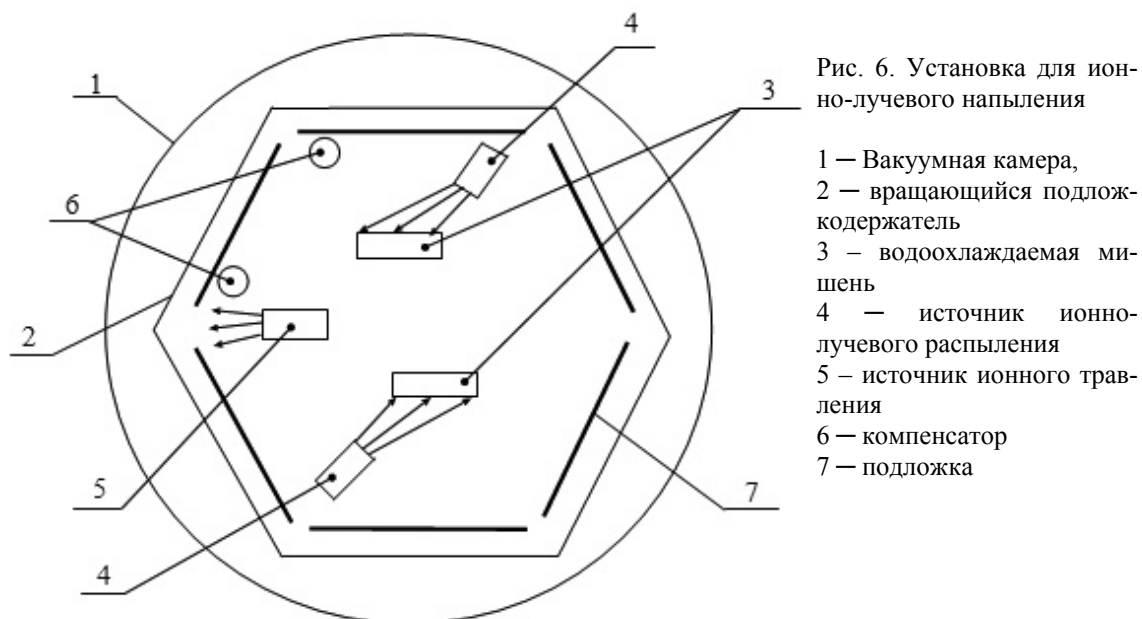


Рис.11. Установка для ионно-лучевого напыления

По периметру вакуумной камеры(1) расположен подложкодержатель (2), который закреплен на оси и может совершать вращение со скоростью от 0.01 до 2 об/мин. На подложкодержателе закреплено шесть подложек (7) размером  $200 \times 200 \text{ мм}^2$ . При напылении диэлектрических материалов с целью нейтрализации положи-

тельного потенциала, возникающего на диэлектрической поверхности, предусмотрено использование источника интенсивного электронного излучения (компенсатора) (6), представляющего собой вольфрамовую проволоку диаметром 0.2 мм, которая подключена к отдельному источнику питания.

Источник ионно-лучевого распыления рис.10 представляет магнитную систему, состоящую из постоянных магнитов (1) и корпуса магнитопровода (2). Магнитная система создает большую напряженность магнитного поля ( $\sim 80$  кА/м) в магнитном зазоре (3). К аноду (4) приложено высокое положительное напряжение (1-5 кВ). Перпендикулярная конфигурация магнитного и электрического полей в области магнитного зазора (3) приводит к возникновению самостоятельного тлеющего разряда. Выталкиваемые электрическим полем из плазмы ионы аргона создают поток частиц высокой энергии, который направляется на мишень от источника распыления или на подложку от источника ионного травления. Так как данный источник ионов не связан с объектом распыления (мишенью или подложкой), он дает возможность распылять ферромагнитные сплавы, а при наличии компенсатора – и диэлектрические материалы.

Использование подобного рода источников и их компоновка в вакуумной камере установки УВН-2М позволяет получать многослойные пленки ферромагнитных сплавов с диэлектрической или полупроводниковой прослойкой на вращающуюся подложку, что способствует формированию однородных по толщине слоев.

Сплавная мишень состояла из металлов соответствующего состава: железа карбонильного особо чистого (99.9 %), особо чистого кобальта (99.98 %) и циркония (99.8 %) с весовым содержанием компонентов в соответствии с составом сплава.

Составная мишень представляла собой сплавную мишень заданного состава с закрепленными на ее поверхности несколькими пластинами из  $\text{SiO}_2$  толщиной  $\sim 2$  мм и шириной  $\sim 9$  мм. Изменяя число пластин диэлектрика и расстояние между ними, можно было изменять соотношение объемов напыляемых магнитного и диэлектрического слоев, управляя, таким образом, удельным электрическим сопротивлением материала. Серия из пяти ситалловых подложек закреплялась на под-

ложкодержателе параллельно плоскости мишени вдоль ее длинной стороны. Из известной скорости вращения подложкодержателя, времени напыления и толщины пленки рассчитывалась толщина наносимого слоя за один оборот карусели. Исходя из полученных данных, выбиралась скорость вращения подложкодержателя для получения многослойной структуры с необходимыми толщинами слоев. При прохождении подложкодержателя через позицию распыления каждой мишени формировался один слой структуры, то есть за один оборот формировался композиционный и полупроводниковый слой.

В настоящей работе были исследованы наномультислойные структуры  $(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{33,9}(\text{SiO}_2)_{66,1}/ [\text{Te}_3\text{Bi}_2]$  и  $(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{33,9}(\text{SiO}_2)_{66,1}/ [\text{Cu}]$ , а также композиты  $(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{33,9}(\text{SiO}_2)_{66,1}$ , напылённые послойно. Толщины композитов и прослоек указаны в (табл. 1)

Вид многослойной структуры	Толщина п.п., нм	Толщина комп. слоя, нм
$(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{33,9}(\text{SiO}_2)_{66,1}$		1,86-3,89
$\{(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{33,9}(\text{SiO}_2)_{66,1}/ [\text{Te}_3\text{Bi}_2]\}_{101}$	0,12-2,19	2,5-5,9
$\{(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{33,9}(\text{SiO}_2)_{66,1}/ [\text{Cu}]\}_{93}$	0,10-2,8	1,8-4,26

Таблица 1

Следует отметить, что концентрация ферромагнитной фазы, равная 33.9%, является одной из самых маленьких по сравнению с системами, изученными ранее. Таким образом предполагается максимально снизить взаимодействие ФМ-гранул и влияние интерфейса.

Выбор теллурида висмута  $\text{Te}_3\text{Bi}_2$  обусловлен тем, что теллурид висмута – полупроводник, термоэлектрический материал, обладающий свойствами топологического изолятора. Кроме того, в нём содержится висмут, обладающий одной из наибольших констант спин-орбитального взаимодействия. Таким образом, добав-

ление  $\text{Te}_3\text{Bi}_2$  предполагает усиление магнитооптических свойств всей системы. Также было интересно, будет ли образовываться интерфейс для других составов ферромагнетика и полупроводника, в частности, на границе «ФМ-гранула  $\text{CoFeB}$ —Теллурид висмута».

В ходе работы также были исследованы тонкие плёнки сплавов Гейслера следующих составов (концентрация в атомных процентах):  $\text{Co}_{57.7}\text{Ti}_{16.9}\text{Fe}_{1.8}\text{Ga}_{23.6}$ ,  $\text{Co}_{56.4}\text{Ti}_{13.3}\text{Fe}_8\text{Ga}_{22.3}$  и  $\text{Co}_{53.2}\text{Ti}_{9.8}\text{Fe}_{14.2}\text{Ga}_{22.8}$  толщиной 80 нм, а также 3 образца  $\text{Co}_{50.3}\text{Ti}_{5.6}\text{Fe}_{20.3}\text{Ga}_{23.8}$  толщиной в 1.6 мкм, изготовленные в различных технологических условиях.

Тонкие плёнки  $\text{Co}_2\text{Ti}_x\text{Fe}_{1-x}\text{Ga}$  были изготовлены в Университете Тохоку (Япония) методом двойного магнетронного напыления с использованием двух мишеней:  $\text{CoTiGa}$  и  $\text{CoFeGa}$ . В качестве подложки для напыления использовался  $\text{MgO}$ . Химический состав контролировался при помощи изменения энергии распыления. Скорость напыления составляла 0.22 нм/с. Давление при напылении составляло  $10^{-6}$  Па и 0.7 Па соответственно. Температура подложки поддерживалась в районе 295 К при помощи водяного охлаждения. Некоторые образцы впоследствии были отожжены при температуре 725 К в течение одного часа. Образец  $\text{Co}_{50.3}\text{Ti}_{5.6}\text{Fe}_{20.3}\text{Ga}_{23.8}$  был отожжён при температуре 973 К в течение трёх часов.

На рис.12 приведен результат исследования просвечивающей электронной микроскопией для необработанного образца  $\text{Co}_{53.2}\text{Ti}_{9.8}\text{Fe}_{14.2}\text{Ga}_{22.8}$  [31]. Основываясь на этом изображении, можно заключить, что структуры необработанных образцов являются поликристаллическими с гранулами, ориентированными произвольно по отношению друг к другу. Изображение, полученное при изучении дифракции электронов выбранной области (см. рис.2, правый верхний угол), указывает на наличие структурного упорядочения B2, а также позволило рассчитать параметр решётки, который для данного образца составляет 0,584 нм при комнатной температуре.

Отжиг при температуре 725 К в течение одного часа слабо влияет на кристаллографическую структуру образца, за исключением появления слабого пика при изучении дифракцией электронов, что может быть приписано отражению

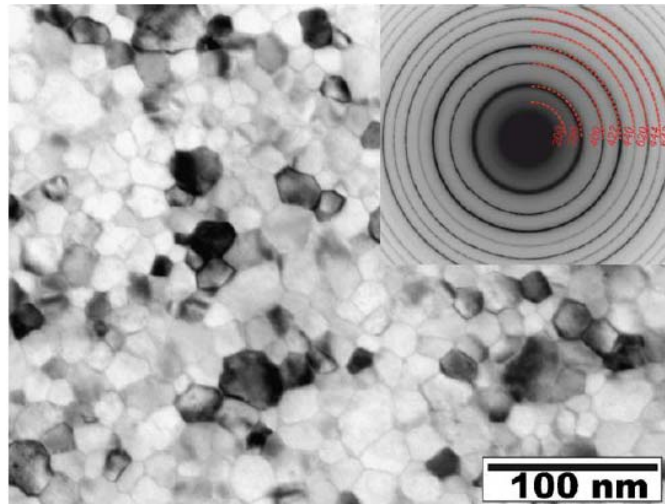


Рис. 12. Изображения, полученные просвечивающей электронной микроскопией и дифракцией электронов выбранной области (правый верхний угол) для необработанного образца  $\text{Co}_{53.2}\text{Ti}_{9.8}\text{Fe}_{14.2}\text{Ga}_{22.8}$  [31].

сверхструктуры (111).

## 2.2. Методика измерений.

Намагниченный ферромагнетик, помещённый во внешнее магнитное поле, обнаруживает свойство двулучепреломления света, что приводит к появлению различных магнитооптических эффектов в поляризованном свете.

Магнитооптические эффекты обнаруживаются либо при прохождении света через ферромагнетик, либо при отражении его от ферромагнитного зеркала. Эффекты Керра наблюдаются в отражённом свете. В зависимости от взаимного расположения вектора намагниченности  $\mathbf{I}$ , плоскости образца и плоскости падения света различают полярный (ПЭК; рис. 13а), меридиональный (МЭК; рис. 13б) и экваториальный (ЭЭК; рис. 13в) эффекты Керра [32].

Магнитооптические эффекты определяются главным образом гирозлектрическими свойствами среды, которые, в свою очередь, описываются недиагональными компонентами тензора диэлектрической проницаемости. Поэтому, используя величину магнитооптического эффекта (например, ЭЭК), а также оптические параметры образца, можно рассчитать недиагональные компоненты его тензора диэлектрической проницаемости.

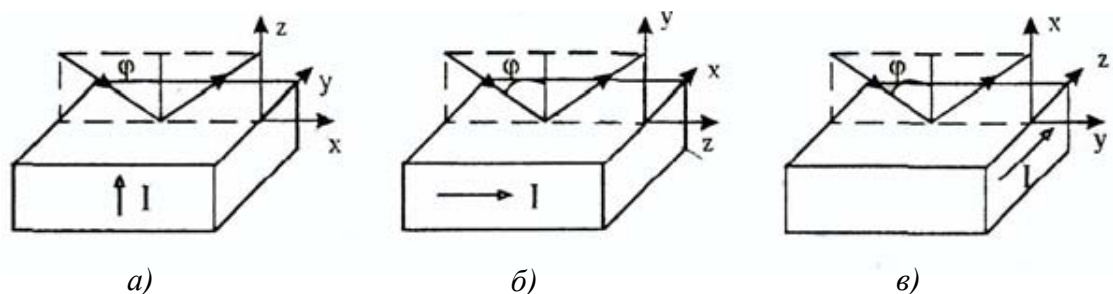


Рис. 13. Взаимное расположение образца, вектора намагниченности и плоскости падения света в случае полярного (а), меридионального (б) и экваториального (в) эффектов Керра.

И оптические, и магнитооптические явления можно рассматривать как сумму вкладов от внутрizonных и межзонных переходов. Аномалии, связанные с межзонными переходами, наиболее сильно проявляются в магнитооптических спектрах. Это связано с тем, что вклады от переходов в подзонах со спином «вверх» и со спином «вниз» противоположны по знаку. Проводя исследования магнитооптических эффектов, можно получить информацию об электронной структуре вещества, выделить энергетическое положение межзонных переходов (кроме того, определить, в какой спиновой подзоне происходит переход), определить параметры спин-орбитального и обменного взаимодействий [33].

Таким образом, магнитооптическая спектроскопия — весьма удобный и чувствительный метод для изучения электронной структуры, чувствительный (в отличие от оптической спектроскопии) к направлению спина.

В настоящей работе при магнитооптических исследованиях использовалась геометрия ЭЭК. В отличие от ПЭК и МЭК, при которых происходит поворот плоскости поляризации света, ЭЭК заключается в изменении интенсивности и сдвиге фазы  $p$ -компоненты света, отражённого от ферромагнетика при его намагничивании. Соответственно, при измерении ЭЭК не требуется анализатор, применяемый при измерениях поворота плоскости поляризации. Наличие анализатора привело бы к ослаблению чувствительности и дополнительным ошибкам. Кроме того, в случае ПЭК, образец намагничивается перпендикулярно отражающей поверхности. Для тонкоплёночных образцов это направление не является направлением лёгкого намагничивания, что делает невозможным проведение измерений в малых полях.



Поскольку величина ЭЭК пропорциональна намагниченности образца, то изучая зависимость ЭЭК от приложенного магнитного поля, можно получить кривую намагничивания.

Для измерения величины эффекта 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  $\sim 10^{-5}$ . Принципиальная схема установки приведена на рис. 14.

Свет от галогенной лампы 1 проходит через монохроматор 2 (ДМР-4), на котором можно установить определённую длину волны. Далее с помощью поляризатора 3 (призмы Глана) выделяется *p*-компонента, свет проходит через линзу 4 и фокусируется на образце 5, помещённом в переменное магнитное поле, создаваемое электромагнитом 6. Отражённый свет направляется зеркалом 7 и линзой 8 в окошко фотоприёмника 9. В зависимости от длины волны приёмником служит фотозумножитель (ФЭУ) Hamamatsu (для больших частот) или фотосопротивление PbS (для малых).

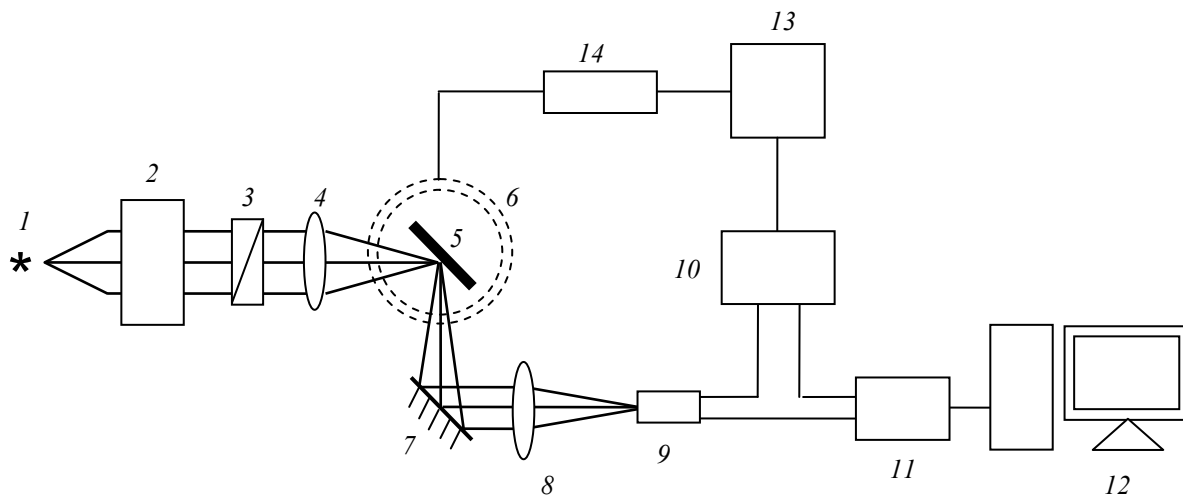


Рис. 14. Принципиальная схема установки.

1 — галогенная лампа; 2 — монохроматор; 3 — поляризатор; 4, 8 — линзы; 5 — образец; 6 — электромагнит; 7 — зеркало; 9 — фотоприёмник (ФЭУ или PbS); 10 — селективный усилитель-преобразователь; 11 — АЦП; 12 — ЭВМ; 13 — звуковой генератор; 14 — усилитель.

На выходе фотоприёмника формируются две составляющие сигнала: постоянная  $I_{пост.}$  и переменная  $I_{пер.}$ . Первая пропорциональна интенсивности отражённого света, вторая — изменению интенсивности при перемагничивании. Переменная составляющая усиливается и преобразуется на селективном усилителе-преобразователе 10 (SR-530 для ФЭУ или УПИ-2 для PbS). Данные с фотоприёмника и селективного усилителя поступают через АЦП 11 на ЭВМ 12.

Опорный сигнал на селективный усилитель подаётся от звукового генератора 13 (GAG-810). Этот же генератор через усилитель 14 (100У-101) питает электромагнит 6.

Программа ЭВМ производит усреднение и вычисляет величину ЭЭК, которая определяется соотношением:

$$\delta = \frac{I_{пер.}}{I_{пост.}} 10^{-k},$$

где  $k$  — коэффициент усиления усилителя.

Также с ЭВМ через АЦП связаны монохроматор 4, усилитель 14 и термопары (используемые при температурных измерениях), что позволяет программе регистрировать значения длины волны света, напряжённости магнитного поля и температуры.

В ходе работы были проведены измерения спектральных, полевых и температурных зависимостей ЭЭК в диапазоне энергий от 0,5 до 4 эВ, в магнитных полях напряжённостью до 3 кЭ и при комнатной температуре.

### 2.3. Источники ошибок.

Ошибки при измерениях могут вносить шумы и наводки в электрических цепях, погрешности считывания приборов (т.е., систематические ошибки), а также погрешности оптической настройки (случайные). К погрешностям оптической настройки относятся ошибка установки угла падения света, ошибка сходимости падающего света, немонахроматичность пучка, ошибка установки поляризатора на  $p$ -компоненту.

Для уменьшения электромагнитных наводок в измерительных цепях применялись коаксиальные кабели. Проверка отсутствия наводок в установке проводилась измерением ЭЭК на  $s$ -компоненте света, для которой его величина равна нулю.

Ошибка установки угла падения составляла около  $0,5^{\circ}$ , угол падения определялся по шкале, на которую направлялся отражённый пучок. Точность сходимости пучка падающего света  $1,5^{\circ}$ . Относительная некогерентность пучка, выходящего из монохроматора, составила  $\frac{\Delta E}{E} = 3 \cdot 10^{-3}$ . При установке положение  $p$ -компоненты определялось по минимуму интенсивности отражённого света при угле падения, близкому к углу Брюстера. Такая операция приводит к ошибке около  $15'$ , что не должно сказываться на величине измеряемых эффектов.

Можно считать, что величина суммарной погрешности измерений не превышает 4%. Минимальная величина ЭЭК, регистрируемая установкой, составляет  $2 \cdot 10^{-5}$ .

### 3. Экспериментальные результаты и их обсуждение.

#### 3.1. Мультислойная система $(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{33,9}(\text{SiO}_2)_{66,1}/[\text{Te}_3\text{Bi}_2]$ .

На рис.15 приведены спектры ЭЭК для плёнок  $(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{33,9}(\text{SiO}_2)_{66,1}/[\text{Te}_3\text{Bi}_2]$ . Видно, что вид и величина спектров ЭЭК сильно зависят от толщины полупроводниковой прослойки. Максимумы лежат в диапазоне 0.75-1.6 эВ. Кроме того, в области малых толщин (0,12-0,44 нм) теллурида висмута наблюдается увеличение ЭЭК и появление дополнительных пиков. При больших толщинах полупроводника эффект ослабевает.

На рис.16 приведены полевые зависимости для некоторых образцов для данной мультислойной системы. При очень малых толщинах  $\text{Te}_3\text{Bi}_2$  полевая зависимость имеет суперпарамагнитный характер. По мере увеличения толщины  $\text{Te}_3\text{Bi}_2$ , полевая зависимость становится более магнитомягкой. Дальнейшее увеличение толщины приводит к тому, что полевые зависимости снова проявляют суперпарамагнитный характер.

На рис.17 проведено сравнение спектров ЭЭК для мультислойной структуры (с толщинами слоев, при которых наблюдается максимальный ЭЭК), и для объемного композита, напылённого на неподвижную подложку. Видно, что добавление слабомагнитной полупроводниковой прослойки к композиту, проявляющему свойства парамагнетика, вызывает усиление магнитооптического эффекта примерно в 4 раза. Это наибольшее усиление среди мультислойных систем, у которых в качестве прослоек использовались Si, SiC.

Также в целях установления причины усиления магнитооптического эффекта в мультислойной системе были измерены спектральные зависимости ЭЭК для композита  $(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{33,9}(\text{SiO}_2)_{66,1}$ , напылённого послойно, т.к. известно, что свойства таких композитов отличаются от свойств объемного композита, напылённого на неподвижную подложку [3].

На рис.18 представлены спектральные зависимости для композитов, напылённых послойно с различной толщиной напыляемого слоя. В зависимости от толщины напыляемого слоя, вид спектральных кривых заметно меняется. По

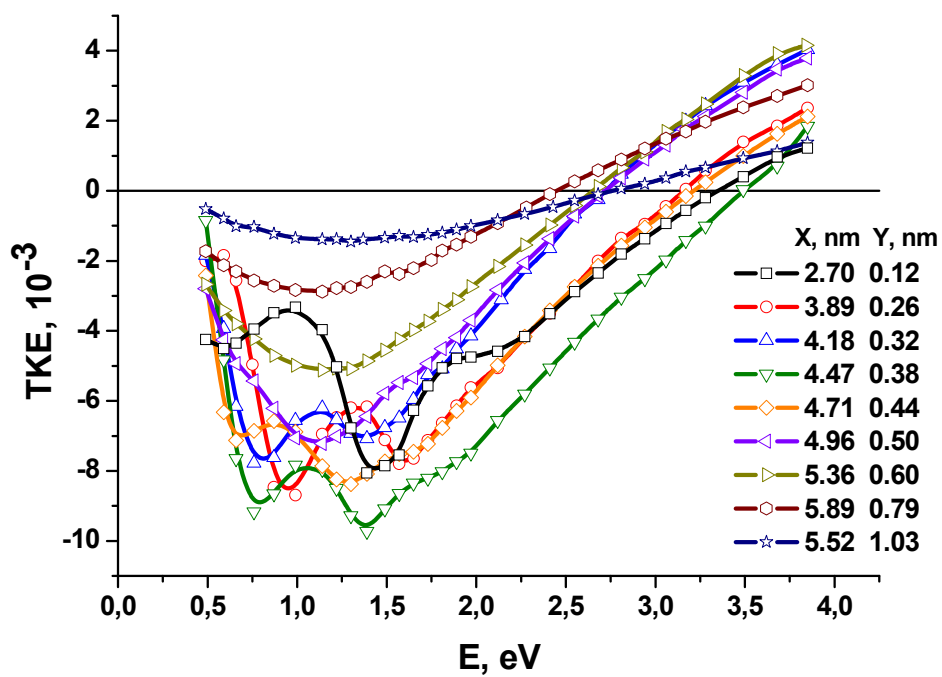


Рис. 15. Спектральные зависимости ЭК мультислойной системы  $(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{33,9}(\text{SiO}_2)_{66,1}/[\text{Te}_3\text{Bi}_2]$ .

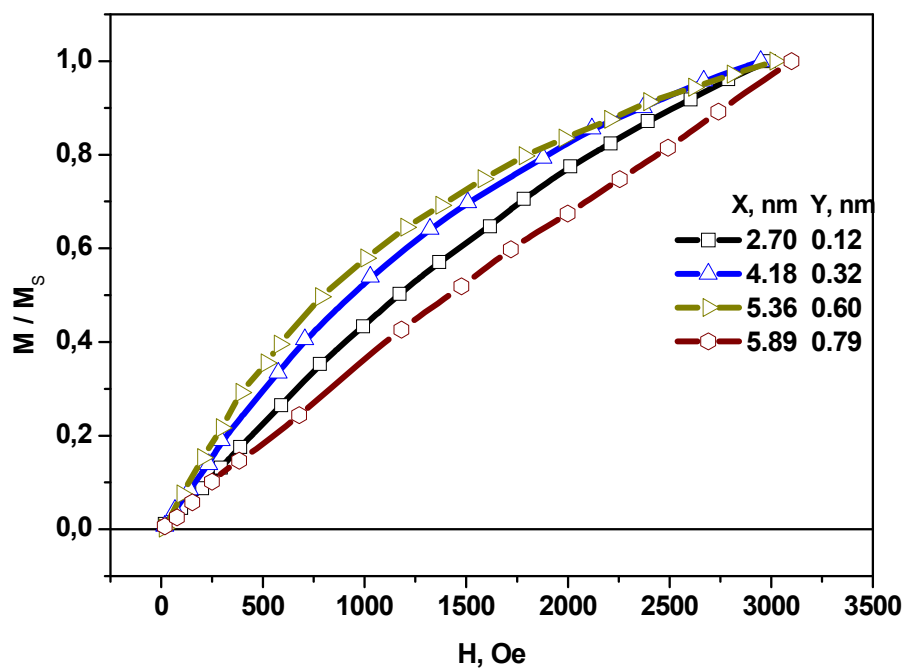


Рис.16. Нормированные на максимальную величину ЭК полевые зависимости мультислойной системы  $(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{33,9}(\text{SiO}_2)_{66,1}/[\text{Te}_3\text{Bi}_2]$ .

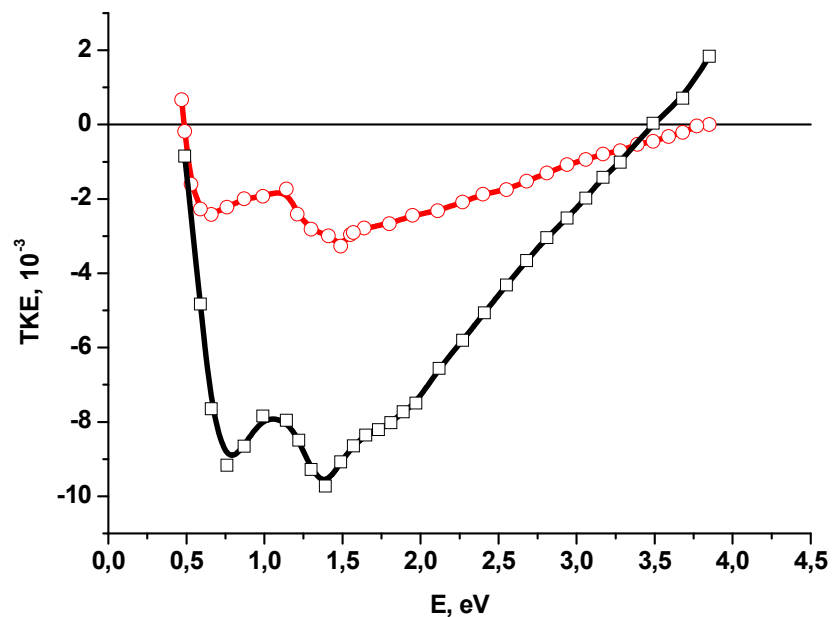


Рис.17. Спектральные зависимости ЭАК для мультислойной системы  $[(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{33,9}(\text{SiO}_2)_{66,1}]/[\text{Te}_3\text{Bi}_2](0,38 \text{ нм})$  (черная линия) и для композита, напылённого на неподвижную подложку (красная линия).

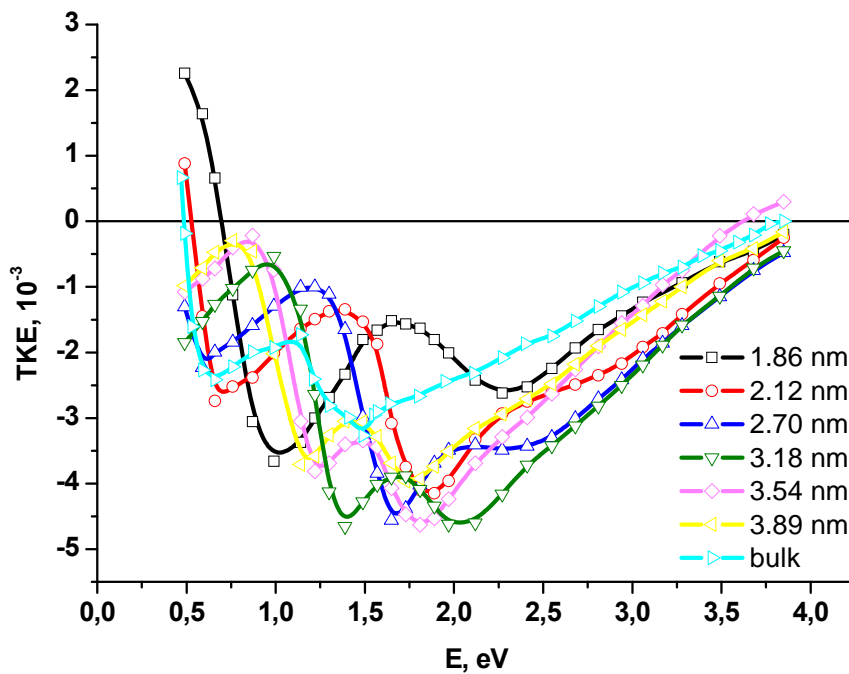


Рис.18. Спектральные зависимости ЭАК для композита  $(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{33,9}(\text{SiO}_2)_{66,1}$ , напылённого послойно с различной толщиной напыляемого слоя

мере увеличения толщин слоёв, кривые сдвигаются в ИК-область спектра. При этом максимальное значение эффекта меняется незначительно – изменение составляет  $\approx 30\%$ . Всё это свидетельствует о том, что по мере увеличения толщин слоёв композита, система претерпевает микроструктурные изменения.

Таким образом, мы можем выделить влияние именно полупроводниковой прослойки на спектры ЭЭК, сравнивая магнитооптические спектры для мультислойной структуры и композита, напыленного послойно (нулевая толщина полупроводниковой прослойки) при одинаковой толщине композитного слоя. Такое сравнение представлено на рис.19. Видно, что вид спектральных кривых ЭЭК при введении полупроводниковой прослойки изменяется незначительно, а величина ЭЭК растёт. Отсюда следует, что значительный вклад в усиление эффекта вносит именно прослойка теллурида висмута. Основываясь на этих данных, можно построить зависимость ЭЭК непосредственно от толщины полупроводника. Такая зависимость представлена на рис.20. Зависимость ЭЭК от толщины полупроводниковой прослойки нелинейна: по мере увеличения толщины  $\text{Te}_3\text{Bi}_2$  ЭЭК растёт и при значении  $\approx 0,4$  нм достигает максимума, а затем снова уменьшается. Эта зависимость хорошо коррелирует с зависимостью электросопротивления от толщины – максимум ЭЭК приходится на начало перколяции. Усиление эффекта можно связать с образованием интерфейса на границе «ФМ-гранула-теллурид висмута». Возможно, что именно наличие Bi, обладающего большой константой спин-орбитального взаимодействия, даёт такое усиление.

Подобное поведение магнитооптических свойств хорошо согласуется с моделью, предложенной авторами, исследовавшими мультислойные системы других составов[7]: сперва полупроводник оседает на ферромагнетике, стремясь скомпенсировать разницу энергий поверхностного натяжения, и начинает формировать при этом интерфейс. На этом этапе электрон, чтобы попасть на соседнюю гранулу, вынужден туннелировать сквозь слой диэлектрика. При этом электросопротивление велико. Далее увеличивающийся слой полупроводника начинает объединять ФМ-гранулы, так что электронам при переходе между такими гранулами не нужно преодолевать слой диэлектрика — туннелировать они будут только при переходе от одного

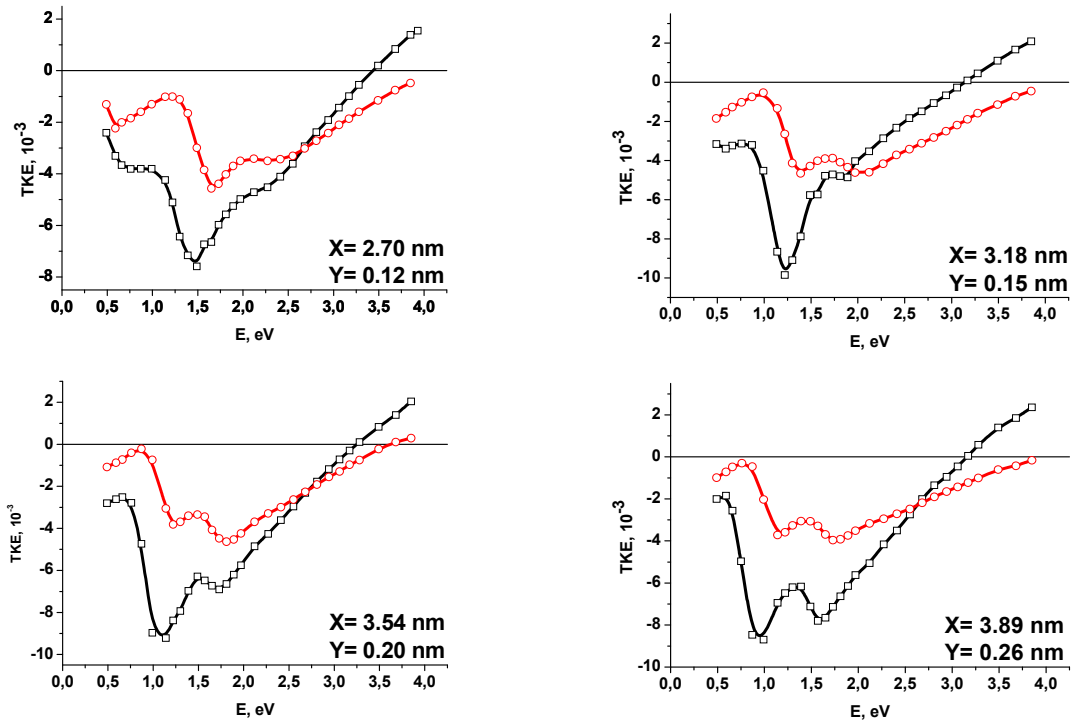


Рис.19. Спектральные зависимости ЭЭК для композита  $(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{33,9}(\text{SiO}_2)_{66,1}$ , напылённого послойно, (красные линии) и  $(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{33,9}(\text{SiO}_2)_{66,1}/[\text{Te}_3\text{Bi}_2]$  (чёрные линии) для одинаковых толщин слоёв композита.

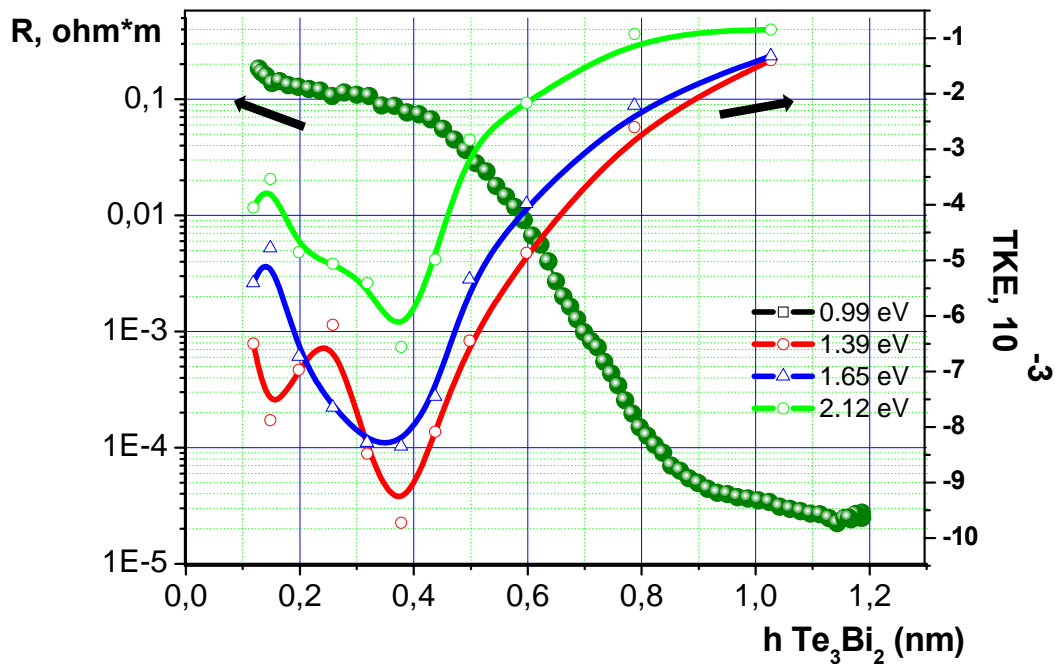


Рис.20. Толщинные зависимости ЭЭК и электросопротивления для  $(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{33,9}(\text{SiO}_2)_{66,1}/[\text{Te}_3\text{Bi}_2]$  для различных значений энергии падающего света.



конгломерата гранул до другого. На этой фазе могут образоваться условия, при которых конгломераты, собранные из ФМ-гранул разных слоёв композита, переманиваются скоррелированно, что может привести к ФМ упорядочению. При этом магнитооптический отклик системы максимален. Далее при увеличении слоя полупроводника наступает перколяция и электросопротивление падает. Дальнейшее увеличение полупроводникового слоя разъединяет слои композита, приводя к ослаблению магнитных свойств и, соответственно, МО-отклика.

### 3.2. Мультислоенная система $(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{33,9}(\text{SiO}_2)_{66,1}/[\text{Cu}]$ .

На рис.21 приведены спектральные зависимости ЭЭК для системы  $(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{33,9}(\text{SiO}_2)_{66,1}/[\text{Cu}]$ . Как в системе с теллуридом висмута, изменение толщин прослойки металла и композита неравномерно. Вид и величина спектра тоже сильно зависят от толщины прослойки. Максимумы ЭЭК лежат в диапазоне 1,25-1,75 эВ. При этом для, малых толщин прослойки металла наблюдается рост магнитооптического отклика с ростом толщины прослойки. При больших величинах толщины прослойки эффект ослабевает.

Полевые зависимости ЭЭК приведены на рис.22. Для малых толщин прослойки изменение полевой зависимости незначительно. Зависимости становятся более магнитомягкими только при достаточно больших толщинах. Возможно, это связано с тем, что одновременно с увеличением толщины слоя проводника растёт слой композита, что приводит, тем самым, к росту размера ФМ гранул. При этом также возможно объединение ФМ гранул одного слоя, из-за чего вся система перестаёт быть чисто суперпарамагнитной.

На рис.23 приведены зависимости ЭЭК и электросопротивления от толщины прослойки. Видно, что ЭЭК в зависимости от толщины Cu испытывает 2 осцилляции, период которых составляет приблизительно 0,4 нм, что приблизительно совпадает с периодом осцилляции РККИ-взаимодействия [9] для трёхслойной структуры Fe-Cr-Fe, хотя для трёхслойной структуры с Cu в качестве прослойки период осцилляций составляет 10Å [10]. Максимум второй осцилляции исследуемой системы приходится на начало перколяции. Важно отметить, что

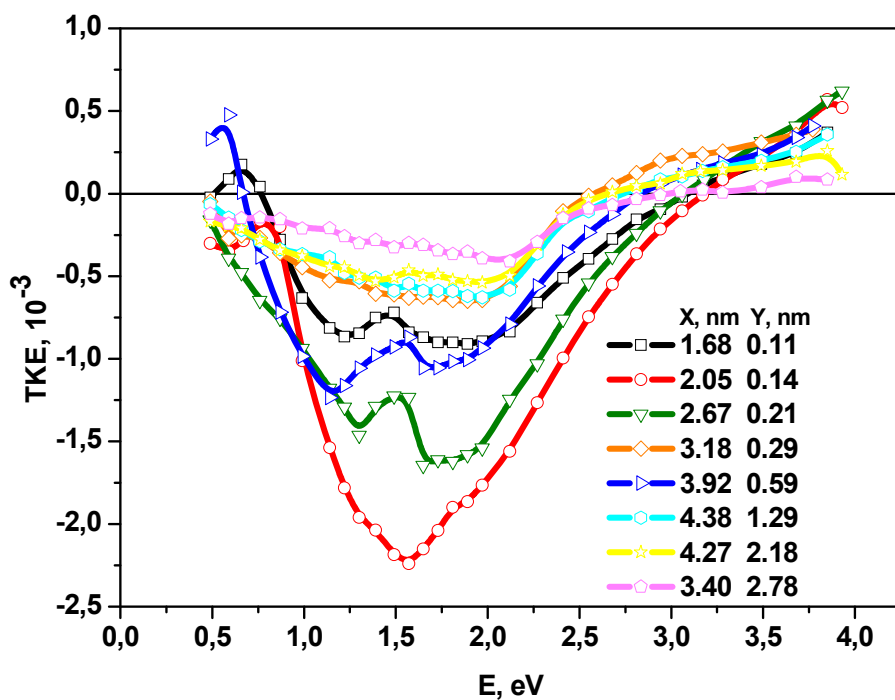


Рис. 21. Спектральные зависимости ЭЭК мультислойной системы  $(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{33,9}(\text{SiO}_2)_{66,1}/[\text{Cu}]$ .

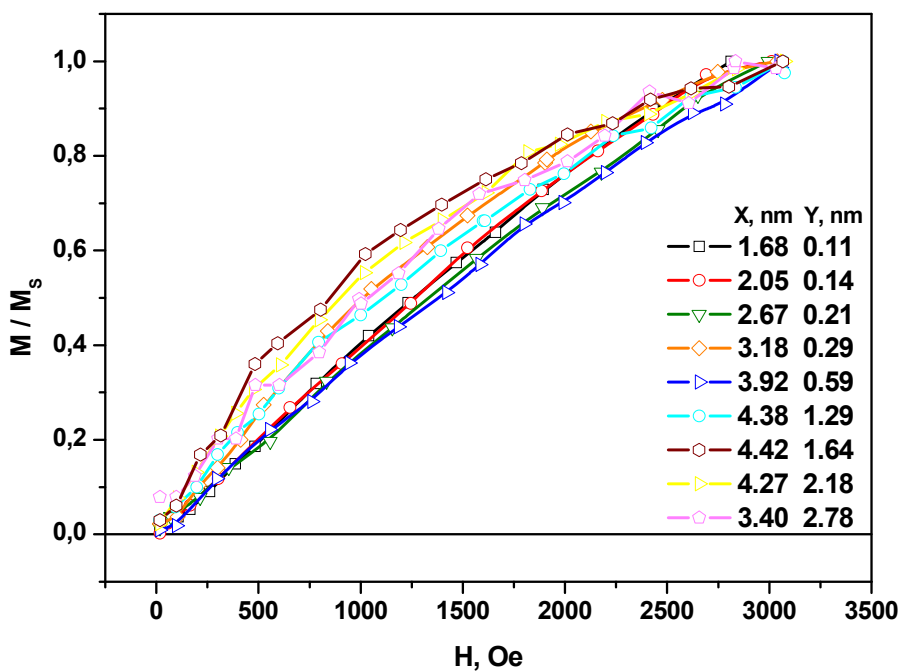


Рис. 22. Нормированные на максимальную величину ЭЭК полевые зависимости мультислойной системы  $(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{33,9}(\text{SiO}_2)_{66,1}/[\text{Cu}]$ .

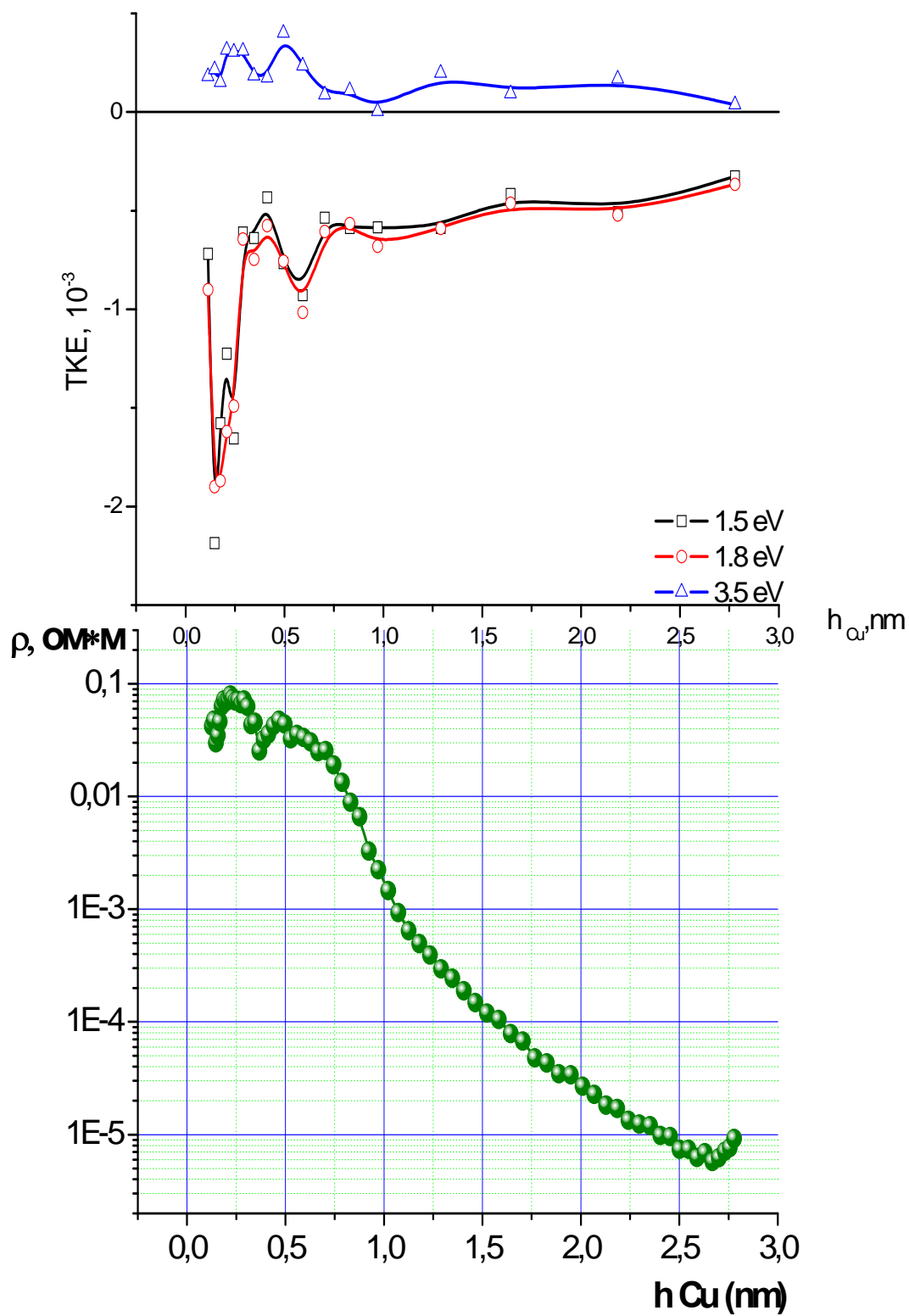


Рис. 23. Зависимости ЭК и электросопротивления для мультислойной системы  $(Co_{40}Fe_{40}B_{20})_{33,9}(SiO_2)_{66,1}/[Cu]$  от толщины прослойки.

смягчение полевых зависимостей также приходится на область перколяции (0,75-2,5 нм).

На рис.24 приведено сравнение спектров ЭЭК для мультислойной системы и для композита, напылённого на неподвижную прослойку, также на рис.15 приведены спектральные зависимости для композитов, напылённых послойно, и для мультислойных систем с тождественными толщинами слоёв композита. Из приведенных кривых следует, что при добавлении прослойки металла магнитооптический отклик уменьшается, а также видно, что по сравнению с мультислойной структурой, содержащей теллурид висмута, добавление металла не только ослабляет МО-отклик, но и меняет форму спектральной зависимости ЭЭК. Для некоторых образцов в видимой области спектра (1.80-2.5 эВ) исчезают пики характерные для композитов. На основе этих данных можно заключить, что интерфейс может образовываться на границе «ФМ-гранула—металл», но не приводит к усилению эффекта, таким образом металл «покрывает» ФМ-гранулы, тем самым, приводя к тому, что общая концентрация ферромагнитной компоненты системы уменьшается.

\*\*\*

Таким образом, в зависимости от вида прослойки может наблюдаться либо усиление, либо ослабление эффекта. При этом усиление в системе с теллуридом висмута в качестве прослойки является наибольшим по сравнению с ранее исследованными системами [4,5,6,7] несмотря на то, что в исследуемой системе концентрация ФМ-гранул в композите меньше. Усиление в этой системе связывается с особенностями образования интерфейса на границе раздела «ФМ-гранула—полупроводник». Возможно, что именно наличие  $V_i$ , обладающего большой константой спин-орбитального взаимодействия, даёт такое усиление.

Ослабление МО-свойств в системе с  $Cu$ , по-видимому, связано с уменьшением общей концентрации ферромагнитной фазы в системе и образованием интерфейса, не приводящего к усилению ЭЭК.

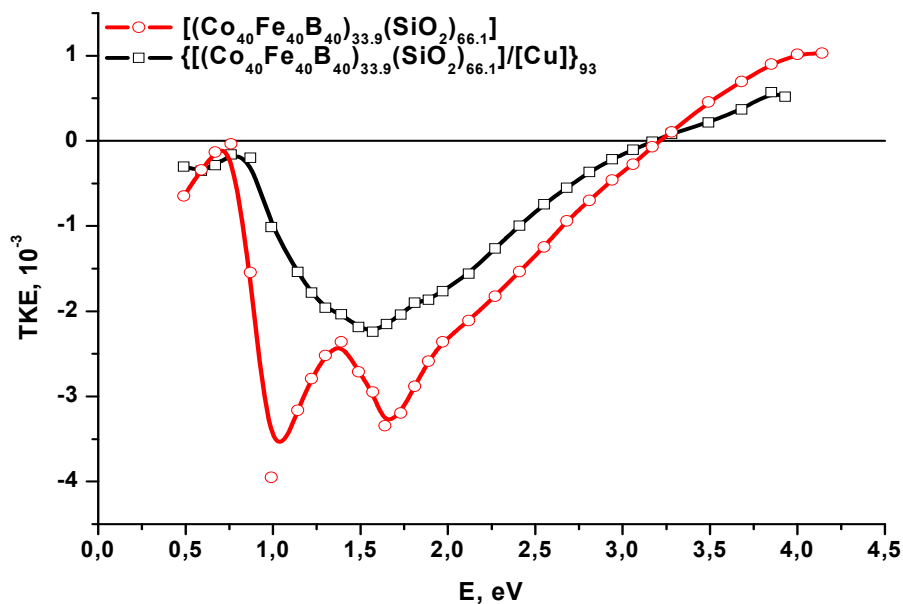


Рис. 24. Спектральные зависимости ЭЖ для мультислойной системы  $(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{33,9}(\text{SiO}_2)_{66,1}/[\text{Cu}]$  (чёрная линия) и для композита, напылённого на неподвижную подложку (красная линия)

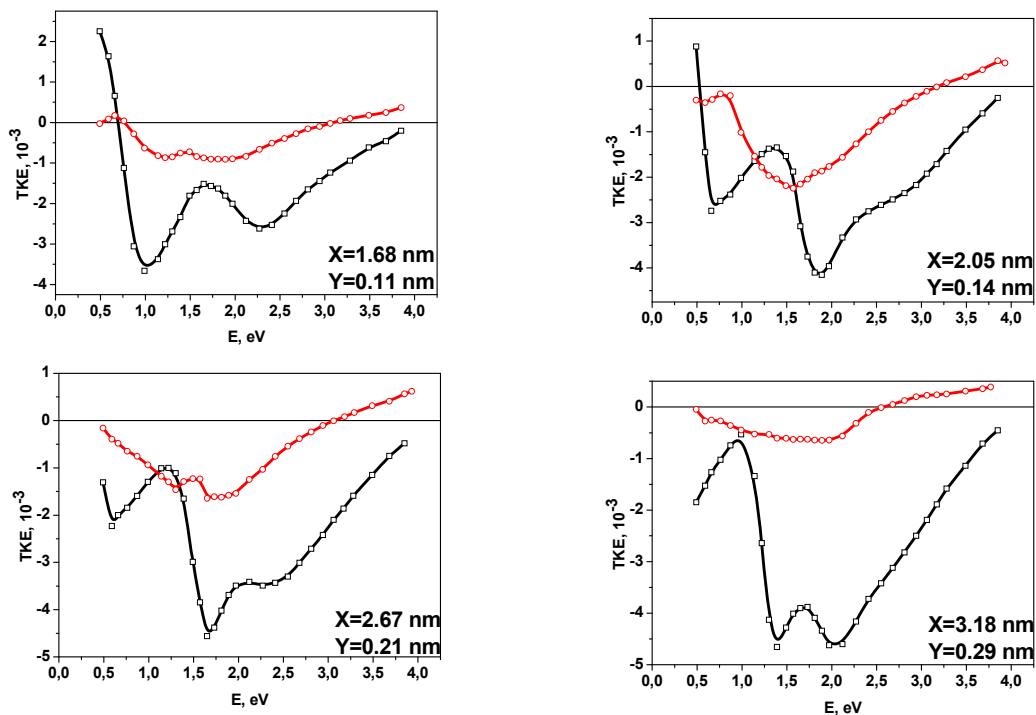


Рис. 25. . Спектральные зависимости ЭЖ для композита  $[(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{33,9}(\text{SiO}_2)_{66,1}](X)$ , напылённого послойно, (красные линии) и  $\{[(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{33,9}(\text{SiO}_2)_{66,1}](X)/[\text{Cu}](Y)\}$  (чёрные линии) для одинаковых толщин слоёв композита.

### 3.3. Сплавы Гейслера $\text{Co}_2\text{Ti}_x\text{Fe}_{1-x}\text{Ga}$ .

Как уже было отмечено в литературном обзоре, тонкие пленки сплавов Гейслера часто имеют свойства отличные от свойств объемных образцов и имеют гораздо меньшую спиновую поляризацию, чем предсказано теоретически. Известно, что атомное разупорядочение или композиционное отклонение от стехиометрии изменяют магнитные свойства сплавов Гейслера [23]. Для сплавов  $\text{Ni}_2\text{MnIn}$  с кристаллической структурой типов  $L2_1$  и  $B2$  было показано, что структурные преобразования « $L2_1 \rightarrow B2$ » и « $B2 \rightarrow$  аморфное состояние» приводят сначала к уменьшению, а затем к исчезновению ферромагнитного порядка [26], а также к заметному изменению магнитооптических спектров.

В этой главе приведены результаты исследований тонких плёнок (толщина – 80 нм) сплавов Гейслера составов  $\text{Co}_{57.7}\text{Ti}_{16.9}\text{Fe}_{1.8}\text{Ga}_{23.6}$ ,  $\text{Co}_{56.4}\text{Ti}_{13.3}\text{Fe}_8\text{Ga}_{22.3}$  и  $\text{Co}_{53.2}\text{Ti}_{9.8}\text{Fe}_{14.2}\text{Ga}_{22.8}$ , а также образца  $\text{Co}_{50.3}\text{Ti}_{5.6}\text{Fe}_{20.3}\text{Ga}_{23.8}$  большей толщины - 1.6 мкм. Эти образцы представляют интерес, т.к. сплавы  $\text{Co}_2\text{Ti}_x\text{Fe}_{1-x}\text{Ga}$  обладают высокими температурами Кюри, большими намагниченностями насыщения и величинами спиновой поляризации на уровне Ферми. Добавление титана в эти сплавы снижает некоторые из этих параметров, но вызывает образование структурного упорядочения, от которого зависит спиновая поляризация [34]. При изучении дифракцией рентгеновских лучей эти образцы дают чёткие линии (220) и (442), что соответствует отражению структуры Гейслера (с правилом для чисел:  $h+k+l=4n$ ). Но из таких результатов трудно различить, является ли структура системы разупорядоченной структурой  $A2$  или структурой  $B2$ , которые отличаются друг от друга тем, что структура  $A2$  проявляется при беспорядочном расположении  $X \leftrightarrow Y(Z)$ , а  $B2$  — при  $Y \leftrightarrow Z$  [35]. Ответ на этот вопрос позволяет получить магнитооптика, т.к. спектры ЭЭК этих структур должны различаться.

На рис.26 приведены магнитооптические спектры для необработанных сплавов Гейслера  $\text{Co}_2\text{Ti}_x\text{Fe}_{1-x}\text{Ga}$  с различной концентрацией  $\text{Ti}$ . Видно, что величина эффекта зависит от концентрации  $\text{Ti}$ , и при замещении железа титаном величина ЭЭК уменьшается. Вид спектров для образцов с малой концентрацией титана подобен спектральным зависимостям для поликристаллических сплавов  $\text{FeMnGa}$

[36].

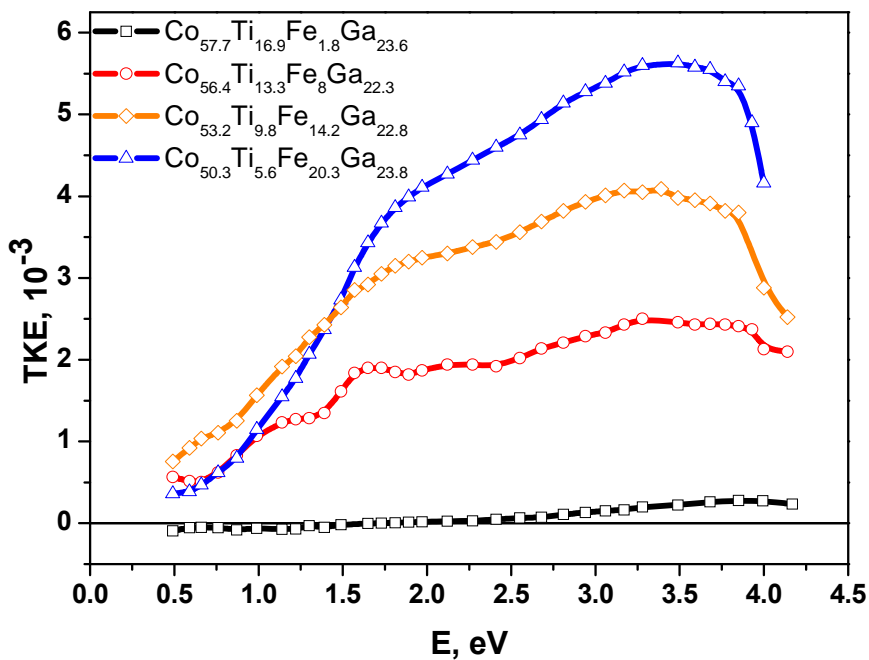


Рис. 26. Спектральные зависимости ЭЖ для неотожжённых сплавов Гейслера  $\text{Co}_2\text{Ti}_x\text{Fe}_{1-x}\text{Ga}$

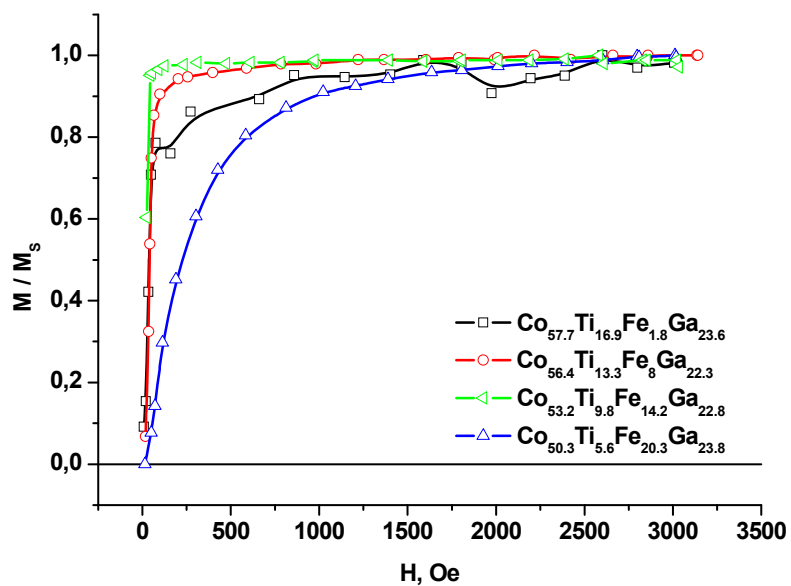


Рис. 27. Нормированные на максимальную величину ЭЖ полевые зависимости для необработанных сплавов Гейслера  $\text{Co}_2\text{Ti}_x\text{Fe}_{1-x}\text{Ga}$ .

Несмотря на то, что толщина и состав образца  $\text{Co}_{50.3}\text{Ti}_{5.6}\text{Fe}_{20.3}\text{Ga}_{23.8}$  отличаются от остальных образцов, его спектр подобен спектрам тонких плёнок. Т.к. ЭЭК линейно зависит от намагниченности, изменение величины эффекта можно связать с изменением величины намагниченности плёнок [31]. Наименьшая величина эффекта наблюдается в образце с наибольшей концентрацией Ti. Из полевой зависимости (рис.27) можно заключить, что все образцы проявляют ферромагнитные свойства, причём самым магнитомягким образцом является тонкая плёнка с  $x=9.8$ . Наибольшая величина поля насыщения наблюдалась для образца  $\text{Co}_{50.3}\text{Ti}_{5.6}\text{Fe}_{20.3}\text{Ga}_{23.8}$ , обладающего и большей намагниченностью. [31].

Отжиг тонких плёнок приводит к увеличению ЭЭК, а также к заметным изменениям магнитооптических спектров. На рис.28 и 29 приведены спектральные зависимости ЭЭК для отожжённых образцов и сравнение спектров ЭЭК для необработанного и отожжённого образца  $\text{Co}_{50.3}\text{Ti}_{5.6}\text{Fe}_{20.3}\text{Ga}_{23.8}$ . Из приведенных спектров видно, что наибольшие изменения после отжига наблюдаются для образца с  $x=5.6$ , в спектрах которого после отжига появляются 4 локальных максимума при 0.75, 1.6, 2.4, 3.25 эВ и 4 локальных минимума в области энергий 0.6, 1.1, 1.96 и 2.8 эВ.

С ростом  $x$  влияние отжига на магнитооптические спектры уменьшается и локальные максимумы и минимумы ЭЭК в образцах с  $x=9.8$  и 13.3 становятся более размытыми, а величина ЭЭК меняется незначительно. В отличие от образца  $\text{Co}_{50.3}\text{Ti}_{5.6}\text{Fe}_{20.3}\text{Ga}_{23.8}$  для них не наблюдается смены знака эффекта во всей исследованной области.

Эти изменения можно связать с появлением сверхструктурного упорядочения в образцах: первоначально в необработанных образцах тонких плёнок, по данным, полученным дифракцией электронов, отчётливо наблюдается структура B2, но в петлях гистерезиса наблюдаются неоднородности, которые могут свидетельствовать о наличии как минимум двух структурных фаз [31]. Отсутствие каких-либо особенностей в спектрах ЭЭК для тонких плёнок предполагает либо



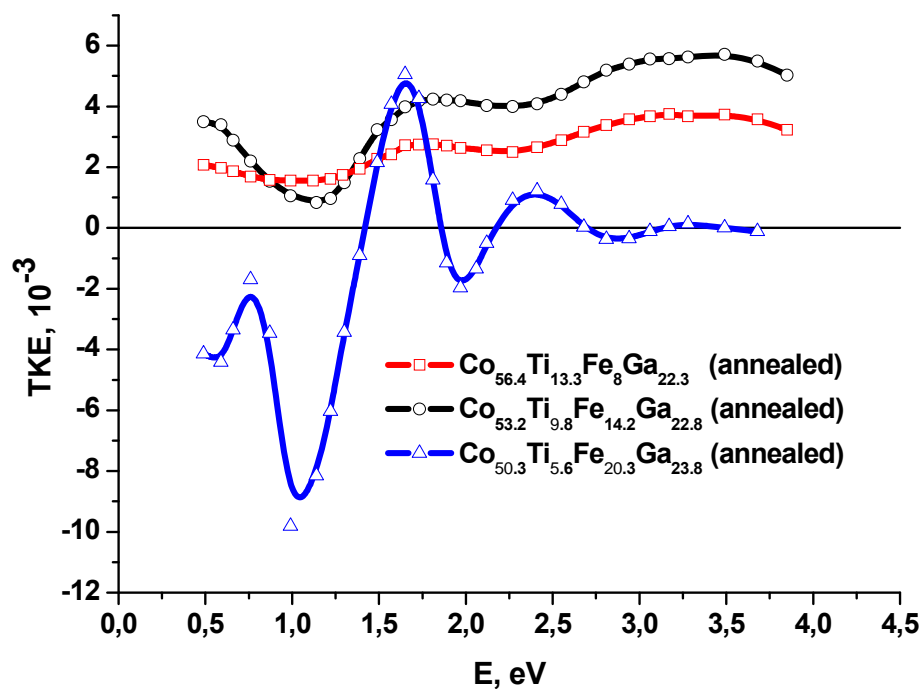


Рис. 28. Спектральные зависимости ЭЖ для отожжённых сплавов Гейслера  $\text{Co}_2\text{Ti}_x\text{Fe}_{1-x}\text{Ga}$

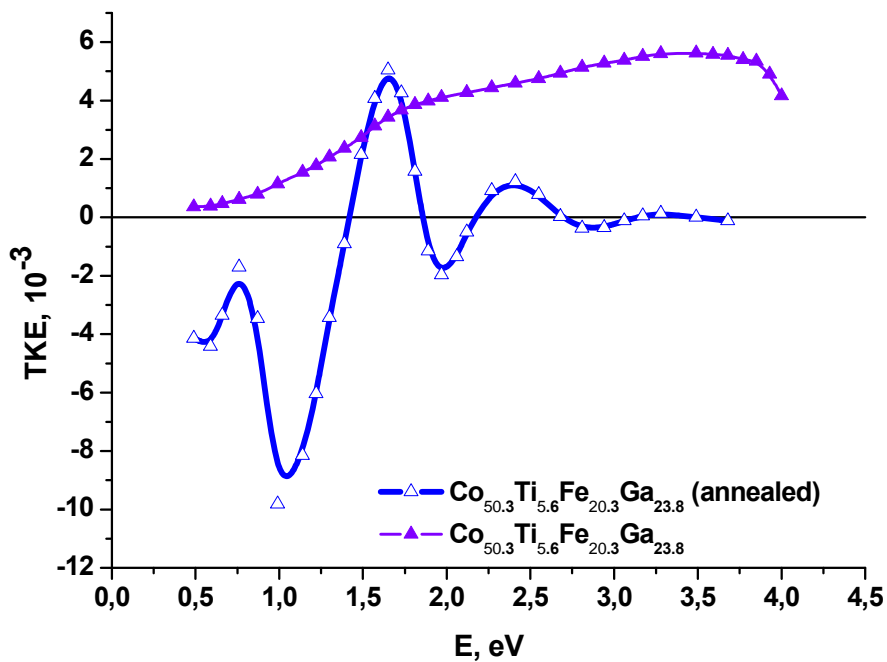


Рис. 29. Спектральные зависимости ЭЖ для необработанного и отожжённого сплавов Гейслера  $\text{Co}_{50.3}\text{Ti}_{5.6}\text{Fe}_{20.3}\text{Ga}_{23.8}$

разупорядоченную структуру, либо даже частично аморфную. Отжиг этих образцов тонких плёнок приводит к тому, что число фаз в системах меняется: наряду со структурами A2 и B2, появляются признаки наличия структурного упорядочения L2<sub>1</sub>, о чём свидетельствует появление соответствующих размытых пиков на спектре ЭЭК. Изменение соотношения «титан-железо» меняет соотношение этих фаз: при увеличении количества железа незначительно меняется соотношение фаз в сторону упорядочения L2<sub>1</sub>, несмотря на то, что размеры поликристаллических гранул неотожжённых образцов этих плёнок почти одинаковы.

Ещё большее усиление наблюдается в образце Co<sub>50,3</sub>Ti<sub>5,6</sub>Fe<sub>20,3</sub>Ga<sub>23,8</sub> с большей толщиной, у которого отжиг при других условиях (3 часа при 973 К) приводит к появлению отчётливых пиков на спектре ЭЭК, что связывается с преобладанием L2<sub>1</sub>-упорядочения. По всей видимости, такое появление сверхструктуры связано с более подходящими для её образования условиями отжига, а также с составом, близким к стехиометрическому, и, возможно, большим размером поликристаллических гранул в образце до его отжига.

Таким образом, свойства плёнок Co<sub>2</sub>Ti<sub>x</sub>Fe<sub>1-x</sub>Ga сильно зависят от толщины, условий отжига и концентрации титана. Исследованные в данной работе сплавы могут обладать несколькими фазами L2<sub>1</sub>-B2-A2, причём стабильность соотношения этих фаз, температуры Кюри и структурных переходов сильно зависят от концентрации Ti. Спектры ЭЭК также зависят от состава: степень изменения спектров после отжига может указать на соотношение упорядоченных и разупорядоченных фаз или, по крайней мере, на преобладание какой-либо из фаз.

## Основные результаты и выводы.

- Проведены исследования изменения магнитооптических свойств многослойных структур  $\{[(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{33.9}(\text{SiO}_2)_{66.1}]/[\text{Te}_3\text{Bi}_2]\}_{101}$  и  $\{[(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{33.9}(\text{SiO}_2)_{66.1}]/[\text{Cu}]\}_{93}$  в широкой области толщин слоев.
- Установлено, что вид спектральных кривых и величина эффекта в мультислойных системах зависят от толщины композита, от толщины и вида прослойки.
- Для наномультислойных структур  $\{[(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{33.9}(\text{SiO}_2)_{66.1}]/[\text{Te}_3\text{Bi}_2]\}_{101}$  в области малых толщин полупроводника обнаружено увеличение МО отклика.
- На толщинной зависимости ЭЖ для  $\{[(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{33.9}(\text{SiO}_2)_{66.1}]/[\text{Cu}]\}_{93}$  обнаружено 2 осцилляции в зависимости от толщины меди.
- Установлена корреляция между толщинными зависимостями МО свойств и перколяционным переходом в электросопротивлении многослойных структур. Аномальное поведение МО свойств связывается с особенностями образования интерфейса на границе ФМ-гранула-полупроводник.
- Проведены исследования магнитооптических свойств сплавов Гейслера  $\text{Co}_2\text{Ti}_x\text{Fe}_{1-x}\text{Ga}$  с различной концентрацией  $X$ , толщиной и условиями отжига.
- Установлено, что вид спектральных кривых и величина эффекта в сплавах Гейслера  $\text{Co}_2\text{Ti}_x\text{Fe}_{1-x}\text{Ga}$  зависят от состава и структуры плёнок, а также от условий отжига.

- Обнаружено, что максимальные изменения ЭЭЖ в результате отжига наблюдаются для сплава большой толщины  $\text{Co}_2\text{Ti}_x\text{Fe}_{1-x}\text{Ga}$  ( $x= 5.8$ ), которые связаны с появлением сверхструктурного упорядочения в этом сплаве, что вероятно вызвано более подходящими условиями отжига и составом, близким к стехиометрическому.

## Список литературы

1. A.Pakhomov, X.Yan and Y.Xu, J.Appl. Phys. Vol. 79, 6140 (1996).
2. Е.А. Ганьшина, М.В. Вашук и др., ЖЭТФ, том 125, 5 (2004).
3. V. Buravtsova, E. Gan'shina, et al. Material Sciences and Applications Vol. 4, 16-23 (2013).
4. A. V. Ivanov, Yu. E. Kalinin, et. al. Physics of the Solid State Vol. 51, 2474 (2009).
5. E. A. Gan'shina, N. S. Perov, et al. Bulletin of RAS: Physics. Vol. 72, 1455 (2008).
6. V. Buravtsova, E. Gan'shina, et al. Solid State Phenomena Vols. 168–169, 533 (2011).
7. О.В. Дунец, Ю.Е. Калинин, М.А. Каширин, А.В. Ситников, ЖТФ, том 83, 9 (2013).
8. Е.Е. Шалыгина, А.М. Харламова, А.А. Рожновская, Г.В. Курляндская, А.В. Свалов, ЖТФ, том 39, вып.24, 30-37 (2013).
9. P. Grunberg, R. Schreiber, Y. Pang, M. N. Brodsky, and H. Sowers, Phys. Rev. Lett. 57, 2442 (1986).
10. S.S.P. Parkin, Phys. Rev. Lett. 67, 3598 (1991).
11. С. Н. Гусев. Наноразмерные структуры на основе сплавов кремния и германия с  $3d$ -элементами группы железа, сформированные осаждением из лазерной плазмы. Дисс. на соиск. уч. степени канд. ф.-м. наук. Н. Новгород: ННГУ, 2011.
12. A. Yanase, K. Siratori, Journal of the Physical Society of Japan 53, 312–317 (1984).
13. Y. Okimoto, T. Katsufuji, T. Ishikawa, A. Urushibara, T. Arima, Y. Tokura, Phys. Rev. Lett. 75, 109–112 (1995).
14. H. Akinaga, T. Manago, M. Shirai, Japan Journal of Applied Physics 39, L1118–L1120 (2000).
15. Galanakis, Scientific Highlight of the Month,  $\Psi_k$  Newsletter 51, 105 (2002).

16. S. Picozzi, A. Continenza and A. J. Freeman, *J. Phys. D: Appl. Phys.* 39, 851–855 (2006).
17. V. A. Chernenko, R. Lopez Anton, J. M. Barandiaran, I. Orue, S. Besseghini, M. Ohtsuka, and A. Gambardella, *IEEE Trans. Magn.* 44, 3040–3043 (2008).
18. G. L. F. Fraga, J. V. Kunzler, F. Ogiba, and D. E. Brandao, *Phys. Status Solidi A* 83, K188 (1984).
19. P. R. Hammar, B. R. Bennett, M. J. Yang, and M. Johnson, *Phys. Rev. Lett.* 83, 203 (1999).
20. R. A. de Groot, F. M. Mueller, P. G. van Engen, and K. H. J. Buschow, *Phys. Rev. Lett.* 50, 2024 (1983).
21. K. E. H. M. Hanssen, P. E. Mijnders, L. P. L. M. Rabou, and K. H. J. Buschow, *Phys. Rev. B* 42, 1533 (1990).
22. M. Pugacheva and A. Jezierski, *J. Magn. Magn. Mater.* 151, 202 (1995).
23. U. Geiersbach, A. Bergmann, and K. Westerholt, *J. Magn. Magn. Mater.* 240, 546 (2002).
24. K. Ikeda and S. Takahashi, *Phys. Rev. B* 30, 3808 (1984).
25. R. C. Taylor and C. C. Tsuei, *Solid State Commun.* 41, 503 (1982).
26. A. Slebarski, M. B. Maple, E. J. Freeman, C. Sirvent, D. Tworuszka, M. Orzechowska, A. Wrona, A. Jezierski, S. Chiuzbaian, and M. Neumann, *Phys. Rev. B* 62, 3296 (2000).
27. Y. V. Kudryavtsev, Y. P. Lee, J. Y. Rhee, *Phys. Rev. B* 69, 195104 (2004).
28. P. G. Van Engen, K. H. J. Buschow, R. Jonegreur and M. Erman, *Appl. Phys. Lett.* 42, 202 (1983).
29. S. J. Lee, Y. P. Lee, Y. H. Hyun, Y. V. Kudryavtsev, *J. Appl. Phys.* 93, 6975–6977 (2003).
30. Y. Kubo, N. Takakure, and S. Ishida, *J. Phys. F: Met. Phys.* 13, 161 (1983).
31. V. Rodionova, K. Chichai, E. Gan'shina, A. Novikov, G. Zykov et al, "Program and Book of Abstracts of 21<sup>st</sup> Soft Magnetic Materials Conference (SMM-21) (1 – 4 September, 2013, Budapest, Hungary) p. 197.
32. Г. С. Кринчик. *Физика магнитных явлений*. М.: Изд-во Моск. ун-та, 1985 — 336 с.

33. Е. А. Ганьшина. Исследование зонной структуры ферромагнитного никеля магнитооптическим методом. Дисс. на соиск. уч. степени канд. ф.-м. наук. М.: МГУ, 1972.
34. Akinari Okubo, Rie Y. Umetsu et al, *Scripta Materialia* 59, 830-833 (2008).
35. Y.V. Kudryavtsev, V.A. Oksenenko et al, *Phys. Rev. B* 76, 024430 (2007).
36. E. A. Gan'shina, A. I. Novikov, G. S. Zykov, D. E. Mettus, A. P. Kazakov, R. Kainuma, V. V. Khovaylo, V. N. Prudnikov and A. B. Granovsky, *Phys. Solid State* 55, pp. 1866–1869 (2013).