

**МИНИСТЕРСТВО ВЫСШЕГО  
ОБРАЗОВАНИЯ, НАУКИ И ИННОВАЦИЙ РЕСПУБЛИКИ УЗБЕКИСТАН**

**НАЦИОНАЛЬНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ УЗБЕКИСТАНА**

УДК 537.322.11; 538.9

Номер госрегистрации: FZ-2020092435

Шифр программы:

Инв. №

**«УТВЕРЖДАЮ»**

Проректор НУУз



Ё.С. Эргашов

» 2025 г.

**О Т Ч Е Т**

о научно - исследовательской работе

**«ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТА ЗЕЕБЕКА И СПИНОВОГО  
ЭФФЕКТА ЗЕЕБЕКА В ТОПОЛОГИЧЕСКИХ ИЗОЛЯТОРАХ»**

(промежуточный)

Ф-ОТ-2025

Начальник НИЧ

Н. Алиев

Научный руководитель  
д.ф.-м.н., проф.

Ш.У. Юлдашев

**ТАШКЕНТ 2025**

## СПИСОК ИСПОЛНИТЕЛЕЙ

- |   |   |                 |
|---|---|-----------------|
| 1. Руководитель темы,<br>д.ф.-м.н., проф. |    | Ш.У. Юлдашев    |
| 2. Исполнитель,<br>к.ф.-м.н., доц.        |    | А.А. Насиров    |
| 3. Исполнитель,<br>к.ф.-м.н., доц.        |    | П.Б. Парчинский |
| 4. Исполнитель,<br>к.ф.-м.н., с.н.с.      |    | Р.А. Нусретов   |
| 5. Исполнитель,<br>PhD, доц.              |    | Ғ.Б. Эшонқулов  |
| 6. Исполнитель<br>докторант               |   | А.А. Небесный   |
| 7. Исполнитель<br>докторант               |  | А.С. Газизулина |
| 8. Студент                                |  | А.А. Мейлийева  |

## РЕФЕРАТ

Отчет 31 стр., 8 рис., 3 таблицы, 21 наименований использованных источников.

**КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА:** ТОПОЛОГИЧЕСКИЕ ИЗОЛЯТОРЫ, СПИНОВЫЙ ЭФФЕКТ ЗЕЕБЕКА, МАГНИТНЫЕ ПОЛУПРОВОДНИКИ НА ОСНОВЕ ОКСИДА ЦИНКА И ОКСИДА ГАЛЛИЯ, МАГНИТНЫЕ ТОПОЛОГИЧЕСКИЕ ИЗОЛЯТОРЫ.

Объектами исследования в 2025 году являлись тонкие пленки магнитных полупроводников ZnO и Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, легированных металлами переходной группы такими как Mn, с целью создания на их основе гетероструктур с топологическими изоляторами для увеличения спинового эффекта Зеебека. А также, спиновой динамики в магнитных топологических магнитных изоляторах Cu(1,3 bdc) металлоорганического соединения меди с лигандом 1,3 бензолдикарбоксилата.

**Цель работы** – целью настоящего проекта является исследование эффекта Зеебека и спинового эффекта Зеебека в топологических изоляторах, их гетероструктурах с ферромагнитными полупроводниками и в топологических магнитных изоляторах.

В процессе работы были проведены исследования электрофизических, оптических и магнитных свойств тонких пленок магнитных полупроводников на основе ZnO и Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, легированных Mn. А также исследован эффект ферромагнитного резонанса в двумерном (2D) магнитном топологическом изоляторе Cu(1,3 bdc).

Исследование кристаллической структуры и морфологии тонких пленок ZnMnO, легированных атомами серы, выращенных на подложках кремния и кварца, методом рентгеновской дифракции. Проведены измерения оптических спектров пропускания и поглощения пленок Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, легированных атомами серы, для уменьшения ширины запрещенной зоны. Методом функционала плотности была рассчитана зависимость величины запрещенной зоны Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub> легированной серой. Было установлено, что с увеличением концентрации серы ширина запрещенной зоны Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub> уменьшается от 4.81 эВ до 1.59 эВ.

## СОДЕРЖАНИЕ

<b>СПИСОК ИСПОЛНИТЕЛЕЙ</b>	стр. 2
<b>РЕФЕРАТ</b>	3
<b>СОДЕРЖАНИЕ</b>	4
<b>ПЕРЕЧЕНЬ ИСПОЛЬЗУЕМЫХ СОКРАЩЕНИЙ И СИМВОЛОВ</b>	5
<b>ВВЕДЕНИЕ</b>	6
<b>I. МАГНИТНЫЕ ПОЛУПРОВОДНИКИ И ТОПОЛОГИЧЕСКИЕ МАГНИТНЫЕ ИЗОЛЯТОРЫ</b>	7
1.1 Общие представления о магнитных полупроводниках.	7
1.2. Влияние легирования оксидов металлов изовалентной анионной примесью на величину запрещенной зоны полупроводников.	9
1.3 Магнитные топологические изоляторы	12
<b>2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ УСТАНОВКИ, МЕТОДИКИ ИЗМЕРЕНИЙ И ОБРАЗЦЫ</b>	13
2.1. Золь-гель метод получения тонких пленок оксидов металлов.	13
2.2. Методики измерений и экспериментальные установки	14
<b>3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ И ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ</b>	17
3.1. Рентгенограммы пленок $\beta$ -Ga <sub>2</sub> O <sub>3</sub> , полученных золь-гель методом	17
3.2. Графический анализ Уильямсона-Холла (У-Х).	19
3.3 Оптические свойства тонких пленок $\beta$ -Ga <sub>2</sub> O <sub>3</sub> .	20
3.4 Свойства пленок $\beta$ -Ga <sub>2</sub> O, легированных серой.	21
3.5 Магнитные двумерные топологические изоляторы	23
<b>ЗАКЛЮЧЕНИЕ</b>	26
<b>СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ</b>	27
<b>СПИСОК ОПУБЛИКОВАННЫХ РАБОТ</b>	29

## ПЕРЕЧЕНЬ ИСПОЛЬЗУЕМЫХ СОКРАЩЕНИЙ И СИМВОЛОВ

3D TI – трехмерный топологический изолятор

ТЭ – термоэлектрический

РПМ – разбавленные магнитные полупроводники

CVD – химическое осаждение из паровой фазы

МЛЭ- молекулярно – лучевая эпитаксия

СЭМ – сканирующий электронный микроскоп

УЗГ – Ультразвуковой генератор

ВУП – вакуумный универсальный пост

МДР – монохроматор дифракционный решеточный

$\alpha$  – коэффициент оптического поглощения ( $\text{см}^{-1}$ )

$\mu\text{B}$  – магнетон Бора

ZFC – охлаждение в нулевом магнитном поле (zero field cooling)

FC – охлаждение в магнитном поле (field cooling)

## ВВЕДЕНИЕ

В течение предыдущих трех лет выполнения данного проекта в 2022-2024 годов нами были проведены исследования обычного и спинового эффектов Зеебека в тонких пленках топологического изолятора  $\text{Bi}_2\text{Te}_3$ . Проведенные исследования эффекта Зеебека и спинового эффекта Зеебека в тонких эпитаксиальных пленках  $\text{Bi}_2\text{Te}_3$  на подложках GaAs показали, что спиновый эффект Зеебека наблюдается в топологических изоляторах  $\text{Bi}_2\text{Te}_3$  без применения внешнего магнитного поля. Данный факт подтверждает, что электроны на поверхности топологического изолятора являются спин ориентированными в отсутствие внешнего магнитного поля.

Было установлено, что спиновый коэффициент Зеебека в топологическом изоляторе  $\text{Bi}_2\text{Te}_3$  прямо пропорционален обычному термоэлектрическому коэффициенту Зеебека в данном материале, и наибольшее значение коэффициента спинового эффекта Зеебека наблюдается в образцах с наибольшим значением обычного термоэлектрического коэффициента Зеебека. Вместе с тем, наибольшая величина спинового эффекта Зеебека в пленках  $\text{Bi}_2\text{Te}_3$  была порядка  $40 \mu\text{V}/\text{K}$ , что составляет примерно 20% от величины коэффициента обычного термоэлектрического эффекта Зеебека для того же образца. Для увеличения спинового эффекта Зеебека, было предложено нанесение на поверхность тонкой пленки  $\text{Bi}_2\text{Te}_3$  ферромагнитного полупроводника или ферромагнитного изолятора для увеличения спинового эффекта Зеебека, как это уже наблюдалось в случае топологического изолятора  $(\text{Bi}_x\text{Sb}_{1-x})_2\text{Te}_3$  и ферромагнитного изолятора железо - иттриевого граната YIG [1]. В качестве ферромагнитного материала нами были выбраны магнитные полупроводники на основе оксидов металлов ZnO и  $\text{Ga}_2\text{O}_3$ , легированных металлами из переходной группы таблицы Менделеева, в основном Mn, а также топологического магнетонного изолятора  $\text{Cu}(1,3\text{-bdc})$  – металлоорганического соединения меди с лигандом 1,3 бензолдикарбоксилата [2]. В связи с вышеизложенным, проведенные в данном научном проекте исследования представляют несомненный

практический интерес, так как полученные в его рамках результаты открывают перспективу создания на их основе термоэлектрических генераторов нового поколения.

## **I. МАГНИТНЫЕ ПОЛУПРОВОДНИКИ И ТОПОЛОГИЧЕСКИЕ МАГНИТНЫЕ ИЗОЛЯТОРЫ**

### **1.1 Общие представления о магнитных полупроводниках**

Магнитные полупроводники - полупроводниковые материалы, которые проявляют как ферромагнетизм, так и полезные полупроводниковые свойства. Если эти материалы будут полностью реализованы в устройствах, они смогут обеспечить новый тип контроля проводимости. В то время как традиционная электроника основана на управлении носителями заряда (электронами или дырками), магнитные полупроводники также позволяют управлять состоянием квантового спина (вверх или вниз). Теоретически это обеспечит почти полную спиновую поляризацию (в отличие от железа и других магнитных металлов, которые обеспечивают только 50% поляризации). Магнитные полупроводники найдут широкое применение только в том случае, если они аналогичны хорошо разработанным полупроводниковым материалам. С этой целью разбавленные магнитные полупроводники (РПМ) в последнее время стали основным направлением исследований магнитных полупроводников. Они основаны на традиционных полупроводниках, легированных переходными металлами вместо или в дополнении к электронно-активным элементам. Так, на сегодняшний день классическим представителем класса разбавленных магнитных полупроводников является арсенид галлия, легированный атомами марганца GaMnAs с различной концентрацией Mn.

Согласно принятым на сегодняшний день моделям, ферромагнитное упорядочение в РМП возникает в результате взаимодействия между локализованными спинами магнитных ионов и делокализованными или слабоделокализованными дырками [3]. В GaMnAs атомы марганца, занимая

позиции в подрешетке галлия, являются носителями локализованных спинов и выступают одновременно как акцепторы, поставляющие дырки в валентную зону полупроводника, что исключает необходимость его легирования дополнительными примесями. В то же время концентрация магнитных ионов, необходимая для создания состояния ферромагнитного упорядочения в полупроводниковой матрице GaAs, составляет  $10^{19}$ – $10^{20}$  см<sup>-3</sup>, что значительно превышает предел растворимости Mn в GaAs. Поэтому GaMnAs с концентрацией Mn, достаточной для создания состояния ферромагнитного упорядочения, может быть получен только при помощи физически неравновесных методов, таких как низкотемпературная молекулярно-лучевая эпитаксия (НТ МЛЭ) [4]. Однако данный метод обладает существенным недостатком, а именно низкая температура эпитаксии является причиной низкого кристаллического качества и высокой концентрации дефектов в выращиваемых эпитаксиальных слоях [5].

Кроме того, содержание значительной концентрации примеси Mn в полупроводниковой матрице приводит к тому, что постоянная решетки GaMnAs становится больше, чем постоянная решетки нелегированного марганцем арсенида галлия. Повышенная дефектность слоев GaMnAs и несоответствие параметров решетки GaMnAs и подложки GaAs приводит к тому, что в растущем эпитаксиальном слое возникают поля деформаций и механических напряжений. Наличие деформаций в свою очередь приводит к изменению порядка симметрии GaMnAs и сопровождается изменением его зонной структуры, вследствие чего магнитные и транспортные характеристики эпитаксиального слоя GaMnAs отличаются от характеристик ненапряженного кристалла. Одним из важнейших следствий понижения симметрии в эпитаксиальных слоях GaMnAs является изменение параметров анизотропии его магнитных свойств, таких как магнитная восприимчивость, магнитный момент и ориентация оси легкого намагничивания. К тому же наиболее высокая температура Кюри для GaMnAs наблюдается при температуре порядка 200 К [6], что на сто градусов ниже стандартной

комнатной температуры. Поэтому, нами в настоящее время проводятся исследования по получению магнитных полупроводников на основе оксидов металлов, таких как ZnO и Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub>.

Легированные оксиды металлов с широкой запрещенной зоной, такие как оксид цинка (ZnO) и оксид галлия (Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub>), являются одними из лучших кандидатов из-за их многофункциональности в оптико-магнитных приложениях. В частности, РПМ на основе ZnO и Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub> с такими свойствами, как прозрачность в видимой области, вызвали огромный интерес среди научного сообщества как превосходный кандидат для изготовления спиновых приборов (спинтроники). Пионерская работа Т. Дитла и др. показала, что модифицированная модель Зенера для магнетизма хорошо описывает зависимость носителей, а также анизотропные свойства GaMnAs [3]. Также, эта теория предсказала, что ферромагнетизм при комнатной температуре должен существовать в сильно легированных широкозонных полупроводниках p-типа, таких как ZnO и GaN, легированных атомами Mn, соответственно. Однако, магнитные свойства образцов ZnO, легированных металлами переходной группы, в литературных данных сильно отличаются. Некоторые авторы сообщали о наблюдении ферромагнитных свойств ZnO легированных Mn [6]. Тогда как другие авторы наблюдали только парамагнитные свойства или даже состояние спинового стекла [7]. Это разногласие обусловлено различием методов выращивания ZnO и его легирования.

## **1.2. Влияние легирования оксидов металлов изовалентной анионной примесью на величину запрещенной зоны полупроводников.**

Как отмечалось выше, согласно теории Зенера, для получения ферромагнитного упорядочения в полупроводниках при высоких, желательно комнатных температурах, необходимо чтобы полупроводники имели широкую запрещенную зону и обладали p-тип проводимостью. Вместе с тем, популярные широкозонные полупроводники на основе оксидов металлов

такие как  $ZnO$  и  $Ga_2O_3$  обладают электронным  $n$ -типом проводимости и получение данных полупроводниковых материалов  $p$ -типа проводимости представляет значительные трудности. Это связано с тем, что в оксидах металлов за счет высокой концентрации вакансий кислорода, которые являются донорами в указанных материалах, а также того факта, что акцепторы в оксидах металлов имеют большую энергию залегания относительно края валентной зоны, получить материал  $p$ -типа с дырочной проводимостью и большой концентрацией дырок очень трудно. Однако, в последнее время, появилась возможность изменения ширины запрещенной зоны в указанных полупроводниках с помощью изовалентного анионного легирования, которое позволяет уменьшить величину запрещенной зоны за счет сдвига потолка валентной зоны вверх относительно вакуума и тем самым уменьшить энергию ионизации акцепторов. Регулирование (изменение) ширины запрещенной зоны полупроводника путем изовалентного легирования полупроводниковых соединений изменяет свойства полупроводников, предоставляя широкие возможности для управления свойствами электронных материалов для удовлетворения требований к устройствам. Полупроводниковые твердые растворы, состоящие из изоэлектронных элементов, хорошо совпадающих по размеру атомов катионов (металлов), такие как  $AlGaAs$  и  $ZnMgO$  хорошо согласуются с предсказаниями закона Вегарда [9]. Согласно этому закону, ширина запрещенной зоны изменяется линейно между конечными соединениями. Наряду с этим, существуют полупроводниковые твердые растворы, содержащие изовалентные анионы существенно разного размера и/или электроотрицательности, что приводит к перестройке электронной зонной структуры. Из-за значительного несоответствия, запрещенная зона этих материалов не может быть легко предсказана с помощью закона Вегарда. Ширина запрещенной зоны таких материалов резко уменьшается при замене небольшой доли (нескольких процентов) анионов изовалентным элементом

[9]. В данном случае следует использовать теорию антипересечения зон (Band anticrossing model) [10].

Эта теория заключается в том, что изовалентный анион, сильно отличающийся размером и электроотрицательностью от аниона основного материала образует локализованное состояние вблизи потолка валентной зоны. Взаимодействие этого состояния с делокализованными состояниями валентной зоны основного полупроводника (матрицы) приводит к их смешиванию и антипересечению, которые приводят к изменению энергетического спектра валентной зоны кристалла. В простой модели двух энергетических уровней, рассматривая их взаимодействие как возмущение, получить в результате, расщепление валентной зоны на две подзоны  $E_{\pm}(k)$ , и зависимость энергии от волнового вектора  $k$  в каждой из расщепившихся подзон описывается следующим уравнением, определяющим собственные значения энергии электрона в расщепившейся валентной зоне [11] :

$$E_{\pm}(k) = \frac{1}{2} \left[ (E_M(k) + E_N) \pm \sqrt{(E_N - E_M(k))^2 + 4xC_{MN}^2} \right] \quad (1.1)$$

где  $E_M(k)$  — энергия электрона в валентной зоне матрицы,  $E_N$  — энергия залегания локализованного состояния,  $C_{MN}$  — параметр, описывающий взаимодействие примесных состояний изовалентного аниона и матрицы.

Наблюдаемое в экспериментах большое изменение ширины запрещенной зоны от состава обусловлено антипересекающимся взаимодействием между валентной зоной оксида металла и локализованным уровнем анионной примеси для твердых растворов с высоким содержанием аниона основного материала и локализованным уровнем изовалентной анионной примеси. Указанная теория успешно объяснила уменьшение величины запрещенной зоны многих твердых растворов с небольшим содержанием анионной примеси, например  $\text{GaN}_{1-x}\text{Sb}_x$ ,  $\text{GaAs}_{1-x}\text{N}_x$ ,  $\text{ZnO}_{1-x}\text{Se}_x$  и  $\text{ZnO}_{1-x}\text{Te}_x$  [10-13].

### 1.3 Магнитные топологические изоляторы

Магнитные топологические изоляторы (МТИ) представляют собой класс квантовых материалов, в которых топологические свойства электронных состояний проявляются совместно с магнитным упорядочением. В отличие от обычных топологических изоляторов, в которых временная симметрия инверсии времени сохраняется, в магнитных изоляторах она нарушена за счет взаимодействия спина и магнитного момента, что приводит к новым топологическим фазам и уникальным поверхностным состояниям. Нарушение временной симметрии открывает возможность наблюдения квантового аномального эффекта Холла без внешнего магнитного поля.

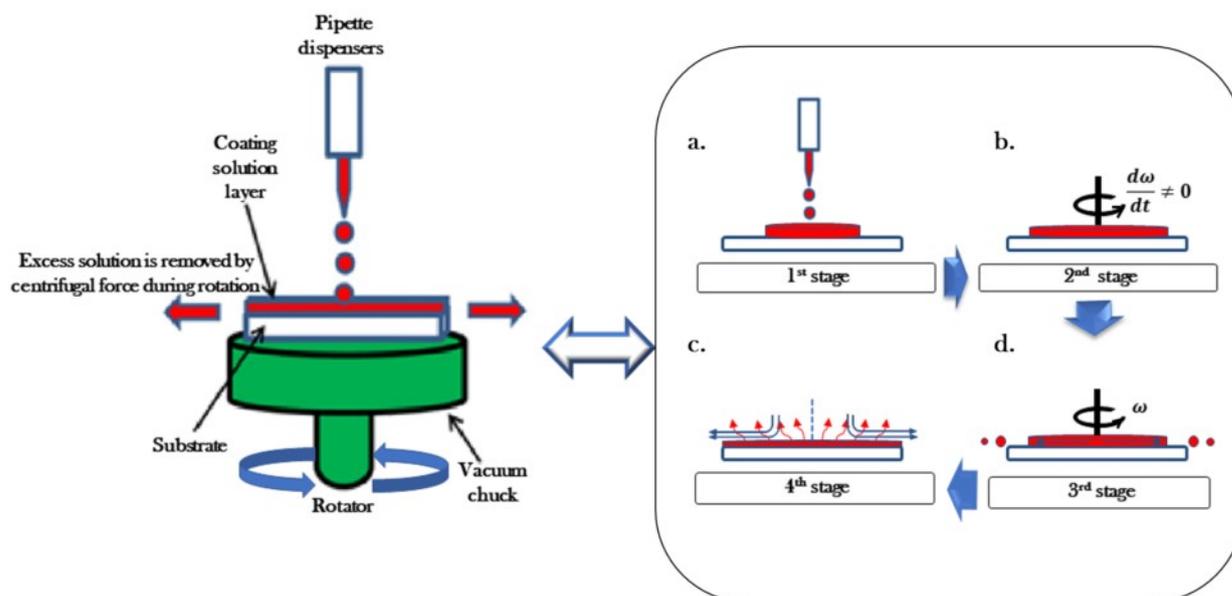
Магнитные топологические изоляторы находятся на пересечении фундаментальной физики и технологии. Поверхностные состояния с фиксированным направлением спина могут найти применение для устойчивой передачи информации, а также для создания термоэлектрического генератора на основе спинового эффекта Зеебека.

Первоначальные способы введения магнетизма в ТИ были основаны на легировании ТИ магнитными примесями. Повышение концентрации магнитных примесей приводит к увеличению обменного взаимодействия и величины энергетической запрещенной зоны (ЭЗЗ) в точке Дирака, но при этом зачастую увеличивает дефектность, снижает качество образца и уменьшает подвижность электронов [14]. Избежать такого увеличения дефектности удалось с открытием собственного стехиометрического магнитного ТИ  $\text{MnVi}_2\text{Te}_4$ , благодаря тому что в данном материале магнитные атомы включены непосредственно в структуру в качестве отдельного слоя [15]. В последнее время, появился целый ряд теоретических работ, посвященных исследованию спинового эффекта в двумерных магнитных топологических изоляторах, в которых происходит усиление спинового эффекта Зеебека [16,17].

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ УСТАНОВКИ, МЕТОДИКИ ИЗМЕРЕНИЙ И ОБРАЗЦЫ

### 2.1. Золь-гель метод получения тонких пленок оксидов металлов.

Для получения тонких пленок оксида галлия использовали золь-гель метод. Для этого гидрат нитрата галлия  $\text{Ga}(\text{NO}_3)_3 \cdot x \text{H}_2\text{O}$  сначала растворяли в 2-метоксиэтаноле  $\text{C}_3\text{H}_8\text{O}_2$  и моноэтанолаmine (МЭА)  $\text{C}_2\text{H}_7\text{NO}$  при комнатной температуре. Концентрация образованного золя была 0.5 моль/л и молярное соотношение МЭА к гидратам нитратов галлия было порядка единицы. После этого раствор был размешан при температуре  $60^\circ\text{C}$  в течение 1 часа и затем подвергнут временной выдержке в течение 36 часов при комнатной температуре. Пленки оксида галлия наносились на подложки кремния и кварца с помощью метода центрифугирования (spin coating).

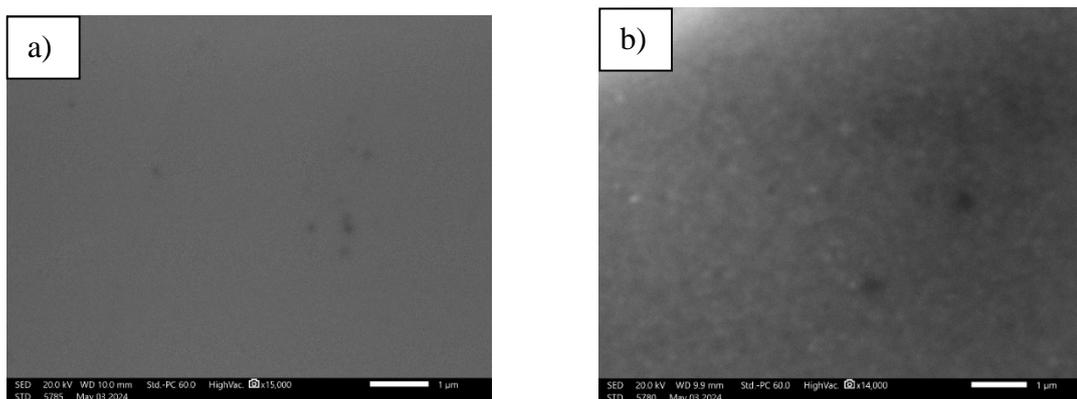


**Рис. 2.1** Схема приготовления тонких пленок  $\text{Ga}_2\text{O}_3$  методом центрифугирования: а) нанесение раствора прекурсора на поверхность диска центрифуги с помощью дозатора, б) раскручивание центрифуги до нужной скорости вращения, в) непрерывное растекание раствора при постоянной скорости вращения и г) испарение жидкости и истончение пленки.

Перед процессом осаждения все подложки Si были предварительно очищены с использованием стандартного процесса с последующим погружением в разбавленную HF (1:10, HF:H<sub>2</sub>O) органических остатков и естественного оксидного слоя перед осаждением. Пленки были нанесены методом центрифугирования со скоростью 3000 об/мин в течение 30 секунд на подложки Si n-типа в трех конфигурациях: (1) непосредственно на Si, (2) на термически (сухую) окисленную кремниевую подложку (SiO<sub>2</sub>), (3) на подложку β-Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub> при 120 °C на горячей плите в течение 10 минут, а затем предварительно нагревались в муфельной печи при 500 °C в течение 15 минут. Вышеуказанный процесс повторялся шесть раз. Наконец, пленки были подвергнуты пост-отжигу при 1050 °C на воздухе в течение 6 часов. Толщина полученных пленок находилась в диапазоне от 80 нм до 150 нм.

## 2.2. Методики измерений и экспериментальные установки

На рисунке 2.2 представлены СЭМ изображения пленок Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub> осажденных на подложки кремния а) со слоем SiO<sub>2</sub> и б) с буферным слоем Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub> при 1000 °C.



**Рис. 2.2** СЭМ изображения пленки Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, осажденных на кремниевые подложки а) со слоем SiO<sub>2</sub> и б) с буферным слоем Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub>.

Пленка, нанесенная непосредственно на буферный слой  $\text{SiO}_2$  (рис.2.2 (a)) имеет относительно гладкую и плотную поверхность с равномерным распределением зерен. Мелкие, нечеткие зерна указывают на нанокристаллическую морфологию с минимальным количеством видимых пустот и дефектов. Эта однородность свидетельствует о том, что аморфный буфер  $\text{SiO}_2$  способствует равномерному зародышеобразованию, обеспечивая сплошное покрытие пленкой. Однако малый размер зерен может ограничивать электрические и тепловые характеристики из-за более высокой плотности границ зерен и связанных с этим эффектов рассеяния.

Напротив, плёнка  $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$ , выращенная на буферном слое  $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$  (рис. 2.2(b)) имеет более зернистую текстуру с чётко выраженными зёрнами. Повышенный контраст между зёрнами указывает на более кристаллическую структуру и улучшенную коалесценцию зёрен. Это морфологическое различие объясняется кристаллической природой нижележащего буферного слоя  $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$ , который служит шаблоном, согласованным с решёткой, способствуя ориентированному росту зёрен и уменьшая образование межзёренных границ.

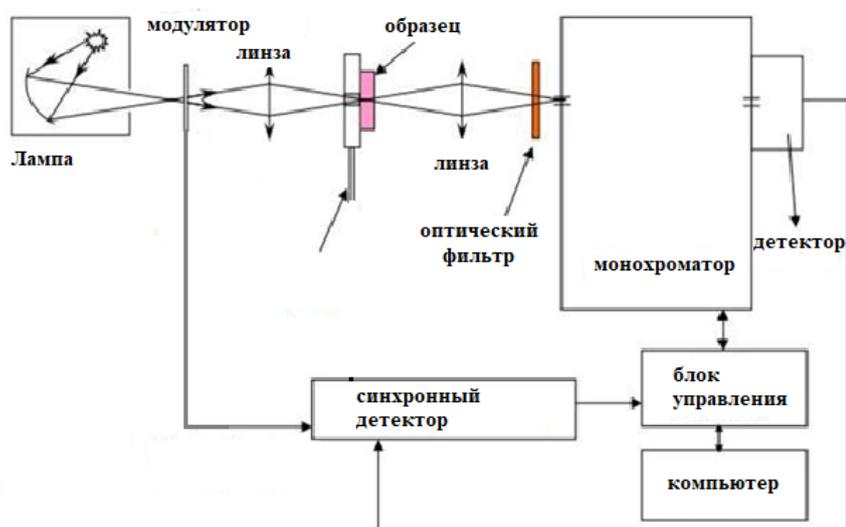
Структурный анализ проводился на рентгеновском дифрактометре Shimadzu с  $\text{CuK}\alpha$ -излучением. Рентгеновская дифрактометрия проводилась в диапазоне углов  $2\theta$  от  $10^\circ$  до  $60^\circ$  со скоростью сканирования  $0,01^\circ$  в секунду для идентификации кристаллографических фаз и определения ориентации плёнки. Пленки были охарактеризованы с помощью рентгеновской дифрактометрии для определения размера кристаллитов, деформации, плотности дислокаций и параметров решётки. Для количественной оценки вклада деформации применялся метод Уильямсона-Холла.

Для измерения концентрации носителей и удельного сопротивления полученных тонких плёнок магнитных полупроводников  $\text{ZnMnO}$ , а также для определения типа проводимости использовался метод Ван-дер-Пау для измерения эффекта Холла. Метод Ван-дер-Пау имеет то преимущество, что результат измерения не зависит от геометрической формы поверхности

образца, при условии, что контакты находятся симметрично относительно края поверхности.

В случае тонких пленок нежелательно использование зондов, они могут легко проткнуть пленку, поэтому использовались напыляемые металлические контакты. Для этого с помощью вакуумного универсального поста (ВУП-5) методом термического испарения наносились четыре металлических омических контакта (Ni или Al), контакты располагались по углам квадрата или прямоугольника. Затем к контактам припаивались легкоплавким припоем (In) медные отводные провода.

Для исследования спектров пропускания, поглощения и фотолюминесценции использовалась оптическая измерительная установка собранная на базе монохроматора МДР-12, схематический вид которой представлен на Рисунке 2.3.



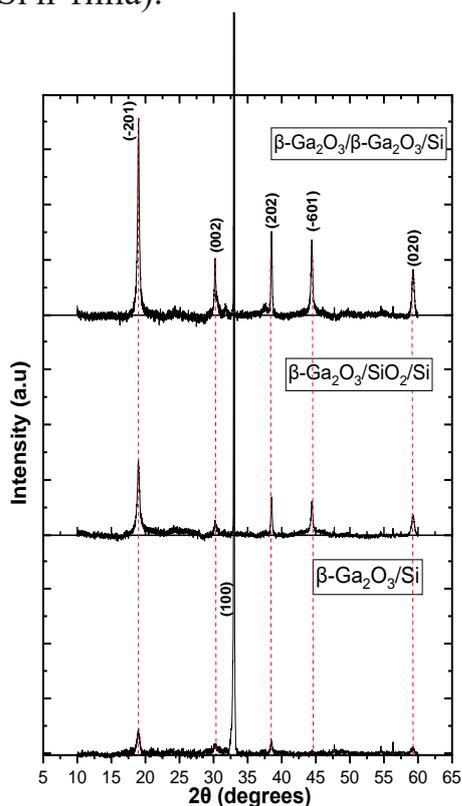
**Рис. 2.3.** Схематический вид оптической измерительной установки

Оптическая установка состоит из источника света дейтеривой или галогенной лампы, механического модулятора, оптических линз и фильтров, монохроматора, детектора излучения, синхронного детектора, блока управления и компьютера для регистрации спектров пропускания и люминесценции.

### 3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ И ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

#### 3.1. Рентгенограммы пленок $\beta$ -Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, полученных золь-гель методом

Рентгеновская дифракция использовалась для сравнения кристалличности пленок Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, осажденных непосредственно на кремний (Si), термически окисленный кремний (SiO<sub>2</sub>/Si), и пленок, выращенных на буферных слоях  $\beta$ -Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub>. На рисунке 3.1 показано, что дифракционные пики ((-201), (002), (202), (60-1) и (020) соответственно) без видимых вторичных фаз подтверждают моноклинную  $\beta$ -фазу Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, при этом улучшенная полуширина и интенсивность пиков наблюдается для пленок с буферным слоем, что указывает на повышенную кристалличность (пик (100) принадлежит подложке Si n-типа).



**Рис. 3.1.** Рентгеновские дифрактограммы тонких пленок  $\beta$ -Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, осажденных на разные кремниевые подложки:

(a)  $\beta$ -Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub> /Si, (b)  $\beta$ -Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/SiO<sub>2</sub>/Si and (b)  $\beta$ -Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/  $\beta$ -Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/ Si.

Совпадение положения пиков во всех образцах подтверждает успешное образование  $\beta$ -Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub> независимо от подложки.

В таблице 1 представлены кристаллические ориентации, полная ширина на полувысоте (FWHM) пиков рентгеновской дифракции для тонких пленок  $\beta$ -Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, показанных на рис. 3.1. Также в ней представлены размеры нанокристаллов  $\beta$ -Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub> D, плотность дислокаций ( $\delta$ ) и деформация, определенные из картин рентгеновской дифракции с использованием формулы Шеррера [18].

$$D = \frac{K\lambda}{\beta \cos \theta}, \quad (3.1)$$

Где K -константа Шеррера равная (K = 0.94),  $\lambda = 1.5406 \text{ \AA}$  длина волны рентгеновского излучения,  $\beta$  — ширина пика на половине максимума интенсивности,  $\theta$  — угол рассеяния Брегга (половина угла дифракции).

Таблица 1. Структурные параметры пленок  $\beta$ -Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, полученных методом рентгеновского дифракционного анализа

№	Буферный слой	Подложка	Позиция пика 2 $\theta$ (°)	hkl	FWHM, (°)	D, средний размер (nm)	$\delta$ (плотность дислокаций nm <sup>-2</sup> )	$\epsilon$ , напряжение, 10 <sup>-3</sup>
1.	-	n-тип Si	18.98	( $\bar{2}01$ )	0.8513	8.8944	0.0126	-1.88
			30.25	(002)	0.8513			
			38.50	(202)	0.8513			
			59.31	(020)	0.8069			
2.	SiO <sub>2</sub>	n-тип Si	18.95	( $\bar{2}01$ )	0.5029	16.2694	0.0038	-0.901
			30.28	(002)	0.6251			
			38.49	(202)	0.3032			
			59.21	(020)	0.5528			
3.	$\beta$ -Ga <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	n-тип Si	18.97	( $\bar{2}01$ )	0.4114	22.6943	0.0019	-0.3054
			30.25	(002)	0.3905			
			38.51	(202)	0.2348			
			59.28	(020)	0.4116			

Параметры кристаллической решетки тонких пленок  $\beta$ -Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub> осажденных на разные кремниевые подложки представлены в Таблице 2.

Таблица 2. Сравнение экспериментальных и теоретических параметров решетки (a, b и c) для образцов  $\beta$ -Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub>

	a, nm	b, nm	c, nm
$\beta$ -Ga <sub>2</sub> O <sub>3</sub> /Si	1.3097	0.3116	0.5723
$\beta$ -Ga <sub>2</sub> O <sub>3</sub> / SiO <sub>2</sub> /Si	1.3123	0.3118	0.5729
$\beta$ -Ga <sub>2</sub> O <sub>3</sub> / Ga <sub>2</sub> O <sub>3</sub> /Si	1.3072	0.3115	0.5737
Theoretical Ref. [13]	1.255	0.308	0.589

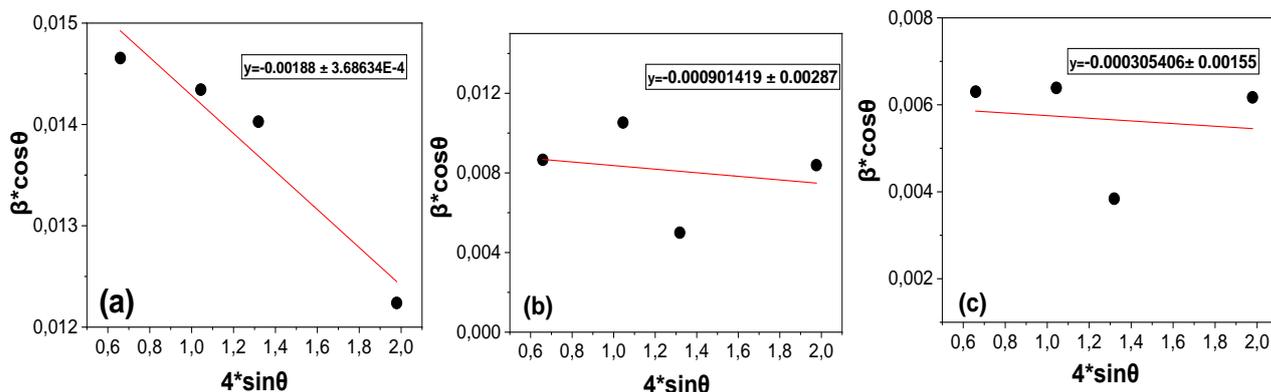
### 3.2. Графический анализ Уильямсона-Холла (У-Х).

Для оценки величины деформации был выполнен графический анализ У-Х. Полученные пики (-201), (002), (202) и (020) были использованы для расчета средней деформации по формуле (3.2) [19], примененной к рис. 3.2. Получены значения  $-18,8 \times 10^{-4}$ ,  $-9,01 \times 10^{-4}$  и  $-3,054 \times 10^{-4}$  для пленок  $\beta$ -Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, непосредственно нанесенных на Si, SiO<sub>2</sub> и буферный слой  $\beta$ -Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub> соответственно.

$$\beta \cos \theta = \frac{\kappa \lambda}{D} + 4\varepsilon \sin \theta \quad (3.2)$$

где  $\beta$  — полная ширина на полувысоте (FWHM) дифракционного пика при угле дифракции  $2\theta$ , а  $\varepsilon$  — деформация. Угол зависимости  $\beta \cos \theta$  от  $4\varepsilon \sin \theta$  дает величину деформации ( $\varepsilon$ ).

Процесс после отжига существенно повлиял на свойства буферного слоя. Термическая обработка способствовала уменьшению остаточных дефектов, повышению гладкости поверхности и улучшению связности зерен, создавая более благоприятные условия для роста тонкой плёнки Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub>. Отожжённый буферный слой действовал как интерфейс, смягчающий деформации, что привело к улучшению кристаллического качества и уменьшению количества структурных дефектов в готовой плёнке.



**Рис.3.2.** График формулы Уильямсона-Холла для тонких пленок  
 а)  $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3/\text{Si}$ , б)  $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3/\text{SiO}_2/\text{Si}$  и в)  $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3/\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3/\text{Si}$ , для которых определялась деформация ( $\epsilon$ ).

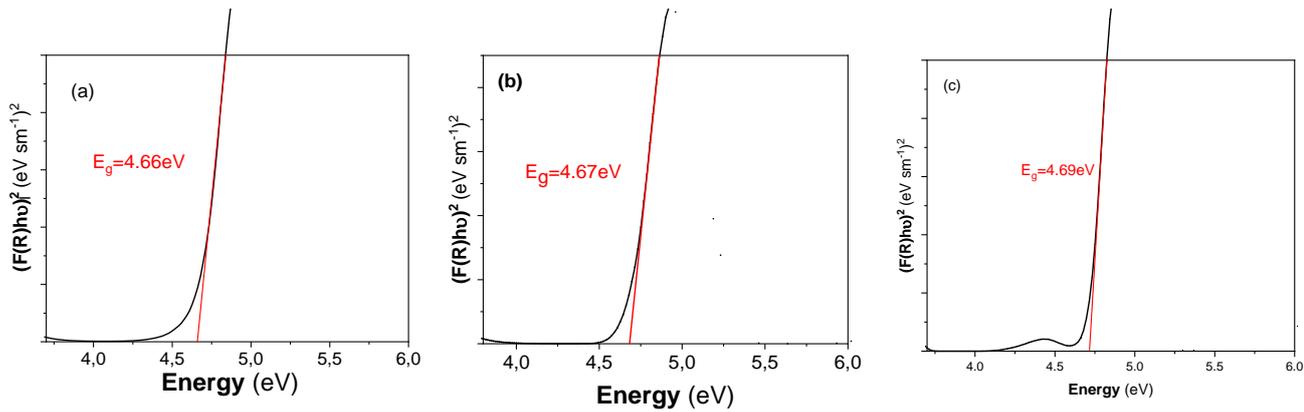
### 3.3 Оптические свойства тонких пленок $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$ .

Поскольку в качестве подложки для тонких плёнок  $\text{Ga}_2\text{O}_3$  использовался  $\text{Si}$ , оптические свойства анализировались с помощью спектра отражения. Оптическую ширину запрещённой зоны определяли с помощью функции Кубелки-Мунка (3.3), где  $F(R)$  представляет собой коэффициент диффузного отражения [20].

$$F(R) = \frac{(1-R)^2}{R} \quad (3.3)$$

Эта функция пропорциональна коэффициенту поглощения и обычно используется для оценки ширины запрещённой зоны сильно рассеивающих или диффузных поверхностей.

На рисунке 3.3 представлены графики Тауца (зависимость  $(F(R)h\nu)^2$  от энергии фотона  $h\nu$ ). Из рисунка 3.3 были определены ширины запрещенной зоны для пленок  $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$  осажденных на разные подложки кремния: а) чистого кремния, б) с буферным слоем  $\text{SiO}_2$  и в) с буферным слоем  $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$ , соответственно.



**Рис. 3.3.** Запрещенная зона тонких пленок  $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$  осажденных: (а) на чистой подложке Si, и на кремнии с буферными слоями : (b)  $\text{SiO}_2$  и (c)  $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$ .

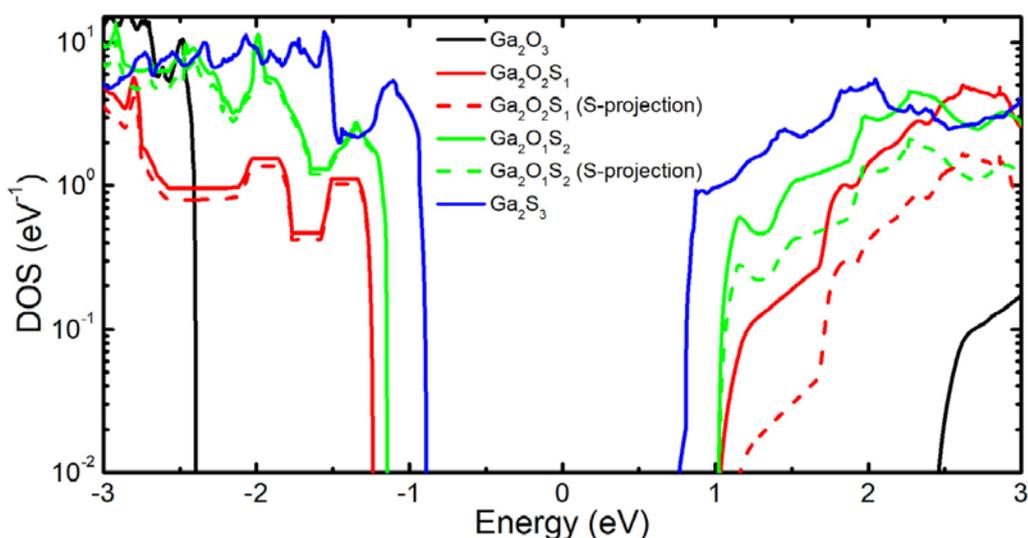
Для пленки, осажденной непосредственно на Si (рис. 3.3a), ширина запрещенной зоны составила 4,66 эВ, для  $\text{SiO}_2/\text{Si}$  – 4,67 эВ (рис. 3.3b), тогда как пленка, выращенная на буферном слое  $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$  (рис. 3.3c), имела несколько большую ширину запрещенной зоны – 4,69 эВ. Это небольшое увеличение ширины запрещенной зоны позволяет предположить, что наличие буферного слоя  $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$  улучшает качество пленки и, возможно, снижает количество дефектов или напряжений на границе раздела, способствуя формированию более стехиометричной и кристаллической пленки. Незначительное изменение ширины запрещенной зоны ( $E_g$ ) позволяет предположить, что использование буферных слоев может быть эффективной стратегией для настройки оптических свойств в соответствии с требованиями конкретного устройства.

### 3.4 Свойства пленок $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$ , легированных серой.

В предыдущем 2024 году для увеличения температуры Кюри в магнитных полупроводниках ZnO, легированных Mn, нами было проведено дополнительное легирование атомами серы. В результате чего, удалось значительно повысить температуру Кюри в указанном материале. В связи с этим, в 2025 году для контролируемого изменения ширины запрещенной зоны в широких пределах, пленки  $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$  были легированы атомами серы, в

результате чего были получены тонкие пленки твердых растворов  $\text{Ga}_2\text{O}_{3-x}\text{S}_x$ , в которых запрещенная зона изменялась в широких пределах. Нами предварительно были проведены теоретические расчеты изменения ширины запрещенной зоны в твердых растворах  $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_{3-x}\text{S}_x$  методом Теории Функционала Плотности (DFT). Было установлено, что с помощью включения атомов серы в  $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$ , ширина запрещенной зоны может изменяться в пределах от 4.81 эВ до 1.59 эВ.

На рисунке 3.4 представлены плотности состояний образцов  $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$ , нелегированной и легированных атомами серы с различной концентрацией.



**Рис. 3.4.** Плотности состояний (ПС) образцов  $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$  (сплошная чёрная кривая),  $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_2\text{S}_1$  (сплошная красная кривая),  $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_1\text{S}_2$  (сплошная зелёная кривая) и  $\beta\text{-Ga}_2\text{S}_3$  (сплошная синяя кривая). Пунктирные красные и пунктирные зелёные кривые показывают плотность состояний образцов  $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_2\text{S}_1$  и  $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_1\text{S}_2$  соответственно, спроецированную на атомы серы.

В таблице 3 представлены структурные параметры и величина запрещенной зоны  $\text{Ga}_2\text{O}_{3-x}\text{S}_x$  для разных концентраций атомов серы. Из таблицы 3 видно, что параметры  $b$  и  $c$  кристаллической решетки увеличиваются с ростом концентрации серы. Параметр  $a$  увеличивается с увеличением концентрации серы до 50%, а затем слегка уменьшается, тогда

как объем элементарной ячейки растет с увеличением концентрации серы.

Таблица 3. Структурные параметры и запрещенная зона образцов  $\beta$ -Ga<sub>2</sub>O<sub>3-x</sub>S<sub>x</sub>

Состав	<i>a</i> (Å)	<i>b</i> (Å)	<i>c</i> (Å)	$\alpha$	$\beta$	$\gamma$	Объем Å <sup>3</sup>	S (%)	E <sub>g</sub> (эВ)
$\beta$ -Ga <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	12.44	3.09	5.88	90 <sup>0</sup>	103.71 <sup>0</sup>	90 <sup>0</sup>	109.87	0	4.81
$\beta$ -Ga <sub>2</sub> O <sub>2.5</sub> S <sub>2.5</sub>	12.28	3.21	6.26	90 <sup>0</sup>	103.31 <sup>0</sup>	90 <sup>0</sup>	120.34	16.7	2.93
$\beta$ -Ga <sub>2</sub> O <sub>3</sub> S <sub>1</sub>	14.96	3.25	6.29	90 <sup>0</sup>	107.22 <sup>0</sup>	90 <sup>0</sup>	145.96	33.3	2.21
$\beta$ -Ga <sub>2</sub> O <sub>1.5</sub> S <sub>1.5</sub>	16.25	3.40	6.39	90 <sup>0</sup>	110.08 <sup>0</sup>	90 <sup>0</sup>	165.93	50	2.49
$\beta$ -Ga <sub>2</sub> O <sub>1</sub> S <sub>2</sub>	15.60	3.41	6.90	90 <sup>0</sup>	102.62 <sup>0</sup>	90 <sup>0</sup>	178.99	66.7	2.51
$\beta$ -Ga <sub>2</sub> O <sub>0.5</sub> S <sub>2.5</sub>	13.85	3.80	7.33	90 <sup>0</sup>	104.32 <sup>0</sup>	90 <sup>0</sup>	186.70	83.3	2.21
$\beta$ -Ga <sub>2</sub> S <sub>3</sub>	15.81	3.67	7.07	90 <sup>0</sup>	102.52	90 <sup>0</sup>	200.20	100	1.59

### 3.5 Магнитные двумерные топологические изоляторы

Спиновый эффект Зеебека (СЗЭ) относится к генерации спиновых токов в магнитных системах вследствие температурных градиентов. В магнитных изоляторах эти спиновые токи переносятся магнонами – элементарными спиновыми возбуждениями упорядоченной спиновой структуры. Ключевым следствием СЗЭ является его способность преобразовывать тепло в электричество через спиновую степень свободы. Это преобразование тепла в электричество было впервые продемонстрировано в гетероструктурах, состоящих из ферромагнитных изоляторов (ФИ) и тяжёлых металлов (ТМ) [21]. Поскольку топологические магноны локализованы на границах, ожидается, что они будут сильно взаимодействовать с носителями заряда металла, Эта сильная связь может значительно усилить интерфейсные явления, такие как СЗЭ, значительно повышая общую эффективность преобразования тепла в электричество в магнитных гетероструктурах [16]. Интригующим и в значительной степени неизученным механизмом повышения термоэлектрической эффективности магнитных гетероструктур является наличие топологических магнонных состояний.

В связи с вышеизложенным, исполнитель данного фундаментального проекта в лице Парчинского П.Б. принял участие, совместно с коллегами из Китая, Германии и Гонконга в исследовании квази-двумерного (2-D) магнитного топологического изолятора Cu [1,3- бензолдикарбоксилата (bdc)]. Указанной командой были проведены исследования спиновой динамики данного материала с помощью сверхпроводящего резонатора. Крутящий момент спинорбитального взаимодействия (Spin-Orbit Torque, SOT) — это явление, при котором движение спин-поляризованных носителей (электронов) в материале создает вращающий момент (крутящий момент), который переориентирует спин магнитного слоя, что используется для управления спином в устройствах спинтроники. Спин орбитальный ферромагнитный резонанс (SOT-ФМР) — широко используемый метод для измерения указанного крутящего момента. Возникающий в этом методе радиочастотный ток применяется для возбуждения динамики намагниченности в ферромагнетике. Результирующие колебания намагниченности индуцируют сигнал напряжения, из которого можно извлечь эффективные поля, связанные с SOT, что обеспечивает количественную характеристику крутящего момента. На рисунке 3.5а схематически показана экспериментальная установка извлечения характеристик сигнала с использованием SOT-ФМР, которая включает в себя генератор сигналов произвольной формы и дисплей для визуализации данных синхронного усилителя. Входной сигнал генерируется и подается на устройство SOT-ФМР в виде радиочастотного (РЧ) тока. РЧ-ток взаимодействует с динамикой намагничивания в двухслойной структуре ферромагнетик-тяжелый металл, что приводит к генерации выходного напряжения. На рисунке 3.5 б представлены экспериментальный пик ферромагнитного резонанса с подгонными теоретическими кривыми. На рисунке 3.5 с представлен набор тестовых кривых ферромагнитного резонанса при различных величинах частот радиочастотного тока.

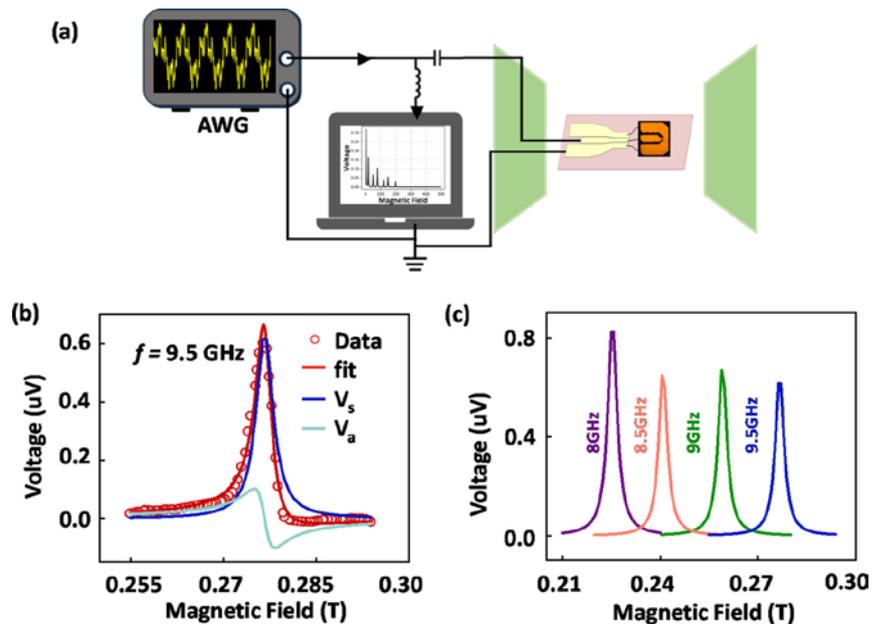


Рис. 3.5(a) Экспериментальная установка для измерения СОТ-ФРМ, (b) Сигнал ферромагнитного резонанса вместе с резонансной кривой на частоте 9,5 ГГц (пунктирная линия) с симметричной (синей) и антисимметричной (зеленой) лоренцевской формой. (c) Набор тестовых кривых на частотах 8–9,5 ГГц, сохраняющих симметричную лоренцеву форму.

Вблизи резонансного магнитного поля намагниченность в слое FM испытывает прецессию из-за осциллирующих спиновых моментов, что приводит к осциллирующему магнитосопротивлению слоя Pt/YIG на частоте  $Irf$ . Смешивание этого осциллирующего сопротивления с  $Irf$ , проходящим через FM, приводит к генерации конечного постоянного напряжения ( $V_{mix}$ ), которое одновременно регистрируется синхронным детектором, подключенным к постоянному току тройника смещения. Это напряжение дает информацию о физических параметрах магнитного материала, а также о величине вращающего момента.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. В 2025 году золь-гель методом совместно с центрифугированием (spin-coating) были изготовлены тонкие пленки  $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$  на подложках кристаллического кремния без слоя оксида кремния на поверхности и с разными буферными слоями  $\text{SiO}_2$  и  $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$ . Характерные размеры нанокристаллитов  $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$  на поверхности кремния без буферного слоя были наименьшие, тогда как размеры нанокристаллитов на подложках с буферными слоями  $\text{SiO}_2$  и  $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$  были в два и три раза больше, соответственно. Плотность дислокаций уменьшается при использовании буферных слоев: так в случае буферного слоя  $\text{SiO}_2$  в 3.3 раза, а для буферного слоя  $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$  в 6.6 раза (см. Таблицу 1).
2. Методом Теории Функционала Плотности (DFT) были рассчитаны влияние концентрации серы на ширину запрещенной зоны и структурные кристаллические параметры твердых растворов  $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_{3-x}\text{S}_x$  при различных концентрациях серы. Было установлено, что с увеличением концентрации атомов серы ширина запрещенной зоны уменьшается от 4.81 эВ до 1.59 эВ. параметры решетки  $b$  и  $c$  увеличиваются с ростом концентрации серы, параметр  $a$  увеличивается с ростом концентрации серы до 50%, а затем слегка уменьшается, вместе с тем, объем элементарной ячейки растет с увеличением концентрации серы. (См. Таблицу 3).
3. Используя эффекты SOT- FMR и спинового тока, радиочастотный сигнал преобразуется в отклик напряжения под действием магнитного поля, что обеспечивает эффективное получение информации о физических характеристиках магнитного материала и величине вращающего момента. Эти результаты закладывают основу для будущих широких приложений магнитных топологических изоляторов в спинтронике в целом и в спиновом термоэлектричестве в частности.

## СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

- [1]. Zilong Jiang, et al., Enhanced spin Seebeck effect signal due to spin-momentum locked topological surface states. // *Nature Communications*. – 2016. – 7. – p. 11458.
- [2]. Laith Alahmed, et.al. Evidence of Magnon-Mediated Orbital Magnetism in a Quasi-2D Topological Magnon Insulator. // *Nano Letters*. – 2022.- 22.- 5114.
- [3]. Dietl, T., Ohno, H., Matsukura, F., Cibert, J., Ferrand, D. Zener model description of ferromagnetism in zinc-blende magnetic semiconductors. // *Science*.- 2000.- 287.- 1019.
- [4] Munekata H., in *Molecular Beam Epitaxy: Materials and Applications for Electronics and Optoelectronics*, Ed. By H. Asahi and Y. Horikoshi (Wiley, Hoboken, NJ, 2019).
- [5]. Del Río-De Santiago A., Méndez-García V., Martínez-Velis I. *et al.* Nanostructure formation during relatively high temperature growth of Mn-doped GaAs by molecular beam epitaxy. *Appl. Surf. Sci.* 2015. **333**. P. 92–95.
- [6]. Chen L., Yang X., Yang F. *et al.* Enhancing the Curie temperature of ferromagnetic semiconductor (Ga,Mn)As to 200 K *via* nanostructure engineering. *Nano Lett.* 2011. -11. - 2584.
- [7]. Ueda K., Tabata H., and Kawai T. Magnetic and electric properties of transition-metal-doped ZnO films. // *Appl. Phys. Lett.* 2001.- 79.- 988.
- [8]. Kaspar C, Droubay T., Heald S. M., Engelhard M. H., Nachimuthu P., Chambers S. A. “Hidden ferromagnetic secondary phases in cobalt-doped ZnO epitaxial thin films. // *Phys. Rev.* – 2008.- B **77**.- 201303R.
- [9]. Vegard L. Die Konstitution der Mischkristalle und die Raumfüllung der Atome. // *Zeitschrift für Physik*. – 1921.- Vol. 5.- 17.
- [10]. Wu J. , Shan W. and Walukiewicz W. Band anticrossing in highly mismatched III - V semiconductor alloys. // *Semiconductor Science and Technology*.-2002.- vol. 17.- 860.
- [11]. Shan W., Walukiewicz W., et al., Band Anticrossing in III–N–V Alloys. // *Phys. Status Solidi*.-2001.- B 223.- 75

- [12]. Mayer M. A., Speaks D. T., Yu K. M., Mao S. S., Haller E. E., and Walukiewicz W. Band structure engineering of  $\text{ZnO}_{1-x}\text{Se}_x$  alloys. // *Appl. Phys. Lett.*- 2010.- vol. 97.- 022104.
- [13]. Tanaka T., Kusaba S., Mochinaga T., Saito K., Guo Q., Nishio M., Yu K. M. and Walukiewicz W. Molecular beam epitaxial growth and optical properties of highly mismatched  $\text{ZnTe}_{1-x}\text{O}_x$  alloys. // *Appl. Phys. Lett.*-2012.- vol. 100- 11905.
- [14]. C.-Z. Chang, J. Zhang, X. Feng et al., // Experimental Observation of the Quantum Anomalous Hall Effect in a Magnetic Topological Insulator. *Science*. - 2013.- 340.-167.
- [15]. M. Otrokov, I. Klimovskikh, H. Bentmann et al. Prediction and observation of an antiferromagnetic topological insulator. // *Nature*.- 2019.- 576- 416.
- [16]. F. Svetlanov Konomaev and Kjetil M. D. Hals. Amplifying the antiferromagnetic spin Seebeck effect through topological magnons. // *Phys. Rev.B* – 2025.- 111.-024403.
- [17]. Z.Z. Alisultanov, E.G. Idrisov, and A.V. Kavokin. Thermoelectric effects in two-dimensional topological insulators. // *Phys. Rev.B* – 2025.- 111.-155430.
- [18]. P. Scherrer. Estimation of the Size and Internal Structure of Colloidal Particles by Means of Röntgen. *Nachr. Ges. Wiss. Göttingen* 1918.- 2.- 96–100.
- [19]. Cullity, B. D.; Stock, S. R. *Elements of X-ray Diffraction*, 3rd ed.; Prentice Hall: Upper Saddle River, NJ, 2001.
- [20]. P. Kubelka. New contribution to the optics of intensely light scattering materials.Pert 1.- *Opt. Soc. Amer.*-1948.-38.-5.-448-457.
- [21] K. Uchida, et.al. Observation of the spin Seebeck effect. // *Nature*. -2008.- 455.- 778.

## СПИСОК ОПУБЛИКОВАННЫХ РАБОТ

### *Зарубежные:*

1. G.B. Eshonqulov, A.A. Meyliyeva, Sh. U. Yuldashev, G.R. Berdiyrov. Enhanced optical properties of  $\beta$ -Ga<sub>2</sub>O<sub>3-x</sub>S<sub>x</sub>: A DFT study // Physica B – Condensed Matter. 2025.-714.- 417367.  
<https://doi.org/10.1016/j.physb.2025.417367> (Scopus).
2. N.U. Botirova, A.O. Arslanov, G.B. Eshonkulov, J.X. Murodov, R.Sh. Sharipova, J.Sh. Khudoykulov, Sh. U. Yuldashev. Effect of SiO<sub>2</sub> and Post-Annealed Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub> Buffer Layers on Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub> ThinFilm Growth and Properties. // Crystal Growth & Design. – 2025- 25 (18) - 7828-7833.  
DOI: 10.1021/acs.cgd.5c01075. (Scopus).
3. Ch. Li, Y. Fan, W. Ding, K. Wang, ... P. Parchinskiy, et.al. Probing the spin dynamics of quasi-2D magnets Cu(1,3-bdc) using superconducting resonator. // Applied Physics Letters. -2025.-126.- 092407.  
<https://doi.org/10.1063/5.0246527> (Scopus).
4. X.Wu, R.Wang, ... P.Parchniskiy et.al. Spin-torque ferromagnetic resonance for complex signal extraction with tunable linewidth. //Applied Physics Letters. - 2025.-126.- 202402. <https://doi.org/10.1063/5.0252818> (Scopus).
5. N.U. Botirova, A.O. Arslanov, Sh.U. Yuldashev K. Mukimov. Advancements in Halide Perovskite Solar Cells: Role of PEDOT: PSS and PTAA as Hole Transport Layers. // Applied Solar Energy. – 2025.- 61.- 1–5.  
DOI: 10.3103/S0003701X24603326. (Scopus).
6. J.X. Murodov, Sh.U. Yuldashev, A.O. Arslanov, M.S. Mirkamilova, U.E. Jurayev. Tunable negative differential resistance in SnO<sub>2</sub>: Co memristors on p-Si. // East European Journal of Physics. -2025.-2.-211-214.  
DOI:10.26565/2312-4334-2025-2-22. (Scopus)
7. J.X. Murodov, Sh.U. Yuldashev, A.O. Arslanov, N.U. Botirova, J.Sh. Xudoyqulov, R.Sh. Sharipova, R.A. Nusretov, A.A. Nebesniy.

M.P. Pirimmatov. East European Journal of Physics. -2025.- 3.- 348-352.  
DOI:10.26565/2312-4334-2025-3-34 (Scopus).

8. A. Arslanov , Sh. Yuldashev, N. Botirova, R. Nusretov, J. Murodov, J. Xudoyqulov. Impact of Precursor Molar Concentration on the Structural and Optical Properties of ZnO Thin Films Synthesized by Ultrasonic Spray Pyrolysis. // Physical Science International Journal -2025.- 29.- 1.-29-35.  
<https://doi.org/10.9734/psij/2025/v29i1871>.

***Местные:***

1. J.Sh. Xudoyqulov, Sh.U. Yuldashev, A.O. Arslanov, J.X. Murodov, N.U. Botirova, R.SH. Sharipova, G.A. Boboqambarov, A.A. Nebesniy. Effect of Mg concentration on the structural and optical properties of ZnMgO thin films. // Science And Innovation International Scientific Journal-2025.-9.-4.-153-157.
2. R.Sh. Sharipova, N.U. Botirova, Sh.U. Yo‘ldoshev. The Significance of Teaching 'Magnetic Semiconductors and Spintronics' for Scientific and Technological Development and the Future Prospects of the Field. Science And Innovation International Scientific Journal-2025.-4.-9.-70-75.
3. Ra‘no Sharipova, Shavkat Yuldashev, Noiba Botirova, Научно-техническое значение дисциплины “Магнитные полупроводники и спинтроника” и перспективы её развития”//O‘zbekiston Milliy Universiteti Xabarlari, 2025.- 1/5- 207-209.
4. Sh. Yuldashev, R. Sharipova, N. Botirova. Spintronika fanining assoslari va kelajakda undan kutilayotgan istiqbollar. // Iqtidorli Talabar Ilmiy Xabarlari - 2025.-2.-3-11.
5. J. Murodov, N. Botirova, A. Arslanov, Sh. Yuldashev. Tailoring memristive behavior in NiO thin films via post-annealing time and electrode engineering. O‘zbekiston Milliy Universiteti Xabarlari, 2025.-3/1/1- 437-440.

***Конференции:***

1. П.Б. Парчинский, А.А. Насиров, А.С. Газизулина. Зависимость отрицательного магнетосопротивления эпитаксиальных слоёв GaMnAs от концентрации Mn. 11-я международная конференция «Фундаментальные И Прикладные Проблемы Современной Физики» - 16-18 октября 2025 г. – с. 164.
2. П.Б. Парчинский, А.А. Насиров, А.С. Газизулина, Планарный эффект Холла в эпитаксиальных слоях GaMnAs. Fundamental and Applied Research in Physics, NUUz, May 16-17, 2025 - с. 246-247.