

АЗЕРБАЙДЖАНСКАЯ РЕСПУБЛИКА

На правах рукописи

**ОСОБЕННОСТИ НЕРАВНОВЕСНЫХ
ЭЛЕКТРОННЫХ ПРОЦЕССОВ В ТОНКИХ
ПЛЕНКАХ И НАНОСТРУКТУРАХ
СОЕДИНЕНИЙ НА ОСНОВЕ A^I , B^{III} и C^{VI}**

Специальность: 2220.01 – Физика полупроводников

Отрасль науки: Физика

Соискатель: **Ровшан Мамед оглы Мамедов**

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание
ученой степени доктора наук

Баку – 2024

Диссертационная работа выполнена на кафедре “Физика полупроводников“ Бакинского Государственного Университета.

Научные консультанты: –доктор физико-математических наук,
профессор

Вагиф Мусеиб оглы Салманов

–доктор наук по физике, профессор

Али Гасан оглы Гусейнов

Официальные
оппоненты:

– Член-корреспондент НАНА, доктор
физико-математических наук, профессор

Октай Абил оглы Самедов,

– доктор физико-математических наук,
доцент

Талат Рзагулу оглы Мехтиев,

– доктор физико-математических наук,
профессор

Керим Рагим оглы Аллахвердиев,

– доктор физико-математических наук,
профессор

Адил Полад оглы Абдуллаев

Диссертационный совет ED 1.14 Высшей Аттестационной Комиссии при Президенте Азербайджанской Республики, действующий на базе Института Физики Министерства Науки и Образования Азербайджанской Республики

Председатель диссертационного совета:

Академик

_____ **Ариф Мамед оглы Гашимов**

Ученый секретарь диссертационного совета:

доктор наук по физике, доцент

_____ **Рафига Забил гызы Мехтиева**

Председатель научного семинара:

доктор физико-математических наук,
профессор

_____ **Гусейн Бехбуд оглы Ибрагимов**

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы. Бурное развитие лазерной физики и полупроводниковой технологии ставит перед исследователями новые задачи, связанные с поиском новых полупроводниковых материалов, удовлетворяющих растущие потребности квантовой электроники, нелинейной оптики и в целом, полупроводниковой электроники. Полупроводниковые материалы характеризуются широким диапазоном изменения физических параметров, большим набором значений ширины запрещенной зоны, различными типами проводимости, легко изменяемыми концентрациями свободных носителей тока и т.д. Все это позволяет эффективно использовать полупроводники для обнаружения и исследования принципиально новых физических явлений, а также указывает на перспективность применения полупроводниковых материалов для создания на их основе современных приборов и устройств.

Среди основных направлений фундаментальных разработок в области лазерной физики можно выделить исследования взаимодействия интенсивного излучения с веществом. В проблеме взаимодействия лазерного излучения с твердым телом, особый интерес представляет вопрос об изучении явлений, протекающих в полупроводниковых кристаллах, возбуждаемых сверхвысокими световыми потоками. В полупроводниках, обладающих весьма большой величиной поляризуемости, нелинейные эффекты выражены особенно сильно. Использование лазеров позволяет осуществить исследование ряд новых аспектов поведения неравновесных носителей тока в полупроводниках. В частности, за счет большой мощности современных квантовых генераторов удается создавать исключительно высокие плотности неравновесных носителей тока. Исследование неравновесных явлений в совершенных кристаллах при столь высоких концентрациях носителей представляет совершенно новую область физики полупроводников. Эти исследования особенно интересны тем, что появляется возможность изучения ряда

тонких эффектов, обусловленных взаимодействием между носителями заряда, и, в частности, коллективные эффекты в системе экситонов большой плотности.

Как показали проведенные нами теоретические и экспериментальные исследования полупроводниковые соединения A^I , B^{III} и C^{VI} вполне отвечают этим требованиям. Благодаря слоистой структуре с ярко выраженной анизотропией, высокой поляризуемостью, оптической однородности, естественным зеркальным поверхностям, сильному и широкополосному поглощению света в широком диапазоне частот, наличие экситонного поглощения с достаточно высокой энергией связи, обладанию шириной запрещенной зоны соответствующей частоте генерации современных лазеров, разнообразию механизмов нелинейности и наличие отработанной технологии получения на их основе тонких пленок и наноструктур, делает эти соединения востребованными в различных областях оптоэлектроники. Исследования нелинейно оптических, неравновесных электронных процессов и квантооразмерных явлений в малоизученных, и в тоже время перспективных слоистых полупроводниках типа A^I , B^{III} и C^{VI} , открывают большие перспективы для конструирования на их основе новых приборов с широким спектром функциональных возможностей.

Целью диссертационной работы являлось получение кристаллов, тонких пленок и наноструктур полупроводниковых соединений A^I , B^{III} и C^{VI} , проведение структурного анализа, изучение особенностей нелинейно оптических и неравновесных электронных явлений и выявление возможности применения этого класса полупроводников в качестве материалов и элементов оптоэлектроники.

Для достижения указанной цели были поставлены следующие задачи:

1. Получить оптически однородные монокристаллы, тонкие пленки и наноструктуры полупроводниковых соединений A^I , B^{III} и C^{VI} методами Бриджмена, дискретного испарения и химического осаждения.

2. Провести исследования внутреннего строения и структуры полученных тонких пленок и наночастиц при помощи дифракционного анализа рентгеновских лучей (XRD), атомного силового микроскопа (AFM), спектроскопии дисперсной энергии рентгеновских лучей (EDAX) и сканирующего электронного микроскопа (SEM).

3. Изучить особенности электрических, оптических, фотоэлектрических и люминесцентных явлений при высоких интенсивностях лазерного возбуждения.

4. Обнаружить и исследовать нелинейно оптические явления в тонких пленках и наночастицах полупроводниковых соединений A^I , B^{III} и C^{VI} под действием лазерного излучения.

5. Изучить особенности неравновесных электронных явлений в тонких пленках и наночастицах полупроводниковых соединений A^I , B^{III} и C^{VI} при больших плотностях электронно-дырочных пар, генерированных лазерным излучением.

6. Выявить возможность практического применения кристаллов A^I , B^{III} и C^{VI} в квантовой электронике и нелинейной оптике.

Методы и объекты исследования. Поставленные в работе задачи решались на основе экспериментальных и теоретических исследований. При этом применялись современные методы лазерной спектроскопии, такие как памп-проб спектроскопия (pump-probe spectroscopy), нелинейная интерференция (nonlinear interferometry), лучевая дисторсия (beam distortion), метод измерения времени задержки (delay time), метод измерения времени пролета (time of flight), нестационарный метод исследования фотопроводимости, метод нестационарной цифровой системы, содержащий запоминающий осциллограф и компьютерную систему (board Master 800 ABI 8).

В качестве источников излучения были использованы газовые – непрерывные гелий–неоновые (He-Ne) и импульсные азотные (N_2) лазеры, твердотельные – пикосекундный иттрий-алюминий-гранат ($YAG:Nd^{+3}$) и наносекундные рубиновые лазеры, импульсный жидкостной лазер на красителях, с перестраиваемой длиной волны, а также коллимированный

источник света.

При выполнении работ проводились комплексные исследования, включающие в себе аналитическую обработку электрических, оптических, фотоэлектрических и люминесцентных характеристик материалов и структур с применением современных оптических приборов, таких как монохроматор с двойной дисперсией (спектральное разрешение $\sim 0,024$ нм на длине волны 600 нм), запоминающий осциллограф, специальные детекторы для лазерного излучения, электронограф, рентгеноструктурный анализ и т.п.

Объектами исследований являлись монокристаллы, тонкие пленки и наночастицы соединений A^I , B^{III} и C^{VI} (GaSe, GaS, InSe, $AgIn_5S_8$, $Cu_3In_5Se_9$, $Cu_3Ga_5S_9$,...), твердые растворы $GaSe_{1-x}S_x$, барьеры Шоттки $In_2O_3-InSe-Pt$, гетеропереходы n-InSe/p-GaSe, InSe/GaSe $_{1-x}S_x$. Такой выбор объекта определялся, прежде всего, особенностями кристаллической структуры этих материалов – слоистостью с резко выраженной анизотропией, прозрачностью в широком диапазоне частот и существованием развитой технологии получения совершенных кристаллов. С другой стороны на выбор объекта исследования существенное влияние оказало соотношение между шириной запрещенной зоны исследуемого класса полупроводников и энергией квантов излучения мощных источников света.

Научная новизна данной работы заключается в следующем:

– Экспериментально обнаружено нелинейное поглощение в слоистых полупроводниковых кристаллах A^3B^6 при высоких интенсивностях лазерного возбуждения;

– обнаружено просветление в области экситонного резонанса в кристаллах GaSe при высоких уровнях оптического возбуждения;

– определены нелинейный коэффициент поглощения и показатель преломления в тонких пленках GaSe;

– обнаружен эффект заполнения зон в тонких пленках GaSe при высоких уровнях оптического возбуждения;

– обнаружена тепловая нелинейность в InSe при лазерном

возбуждении;

- обнаружена двухфотонная фотопроводимость в кристаллах $\text{Cu}_3\text{Ga}_5\text{S}_9$ при лазерном возбуждении;

- экспериментально наблюдаются двухфотонное и трехфотонное поглощение в тонких пленках GaS;

- обнаружены особенности фотолюминесценции и наносекундная релаксация фототока в кристаллах CuIn_5S_8 при высоком уровне оптического возбуждения;

- наблюдается фотолюминесценция в гетероструктурах GaS-GaSe при двух и трехфотонном возбуждении лазерным светом;

- определена анизотропия подвижности неравновесных носителей тока методом измерения фотопроводимости в кристаллах GaSe при высоких интенсивностях возбуждения;

- обнаружено возникновение дрейфовой емкости в 2D кристаллах InSe;

- обнаружены сверхбыстрые фототоки в тонкослойной структуре InSe при лазерном возбуждении;

- разработан новый метод получения n-p структуры на основе тонких пленок InSe и AgIn_5S_8 ;

- предложен метод лазерной абляции для получения тонких пленок InSe и GaSe;

- созданы барьеры Шоттки на основе соединений In_2O_3 -InSe-Pt с высоким коэффициентом преобразования;

- созданы фотоэлектрические преобразователи на основе гетероструктур ZnO-Cu InS₂;

- предложен новый способ изменения интенсивности лазерного излучения.

Практическая ценность

- обнаруженное в кристаллах InSe, GaSe и $\text{Cu}_3\text{Ga}_5\text{S}_9$ нелинейное поглощение указывает на перспективность применения этих кристаллов в качестве материалов и элементов квантовой электроники;

- эффект 2-х и 3-х фотонной фотолюминесценции, обнаруженные в гетероструктурах GaS-GaSe может служить основным методом исследования многослойных

полупроводниковых эпитаксиальных гетероструктур.

– наблюдаемый в GaSe эффект заполнения зон неравновесными носителями при высоких уровнях оптического возбуждения позволяет создать на основе этих кристаллов полупроводниковый лазер;

– обнаруженные при комнатной температуре сверхбыстрые фототоки и интенсивное излучения в ближней ИК-области спектра показывают потенциальные возможности использования тонкослойной структуры InSe для быстродействующей электронной техники и технологии фотоники.

– оптические фильтры лазерного излучения, созданные на основе кристаллов GaSe и InSe, позволяют изменять интенсивность излучения различных лазеров более чем на два порядка и могут быть эффективно использованы в качестве отрезающего фильтра мощного лазерного излучения;

– разработанные, на основе соединений ($\text{In}_2\text{O}_3\text{-InSe-Pt}$) барьеры Шоттки позволяют использовать их в качестве фотовольтаического преобразователя солнечной энергии;

– обнаруженная инверсия типа проводимости в тонких пленках AgIn_5S_8 и InSe, может быть применена для создания полупроводниковых p-n структур.

Основные положения, выносимые на защиту:

– механизмы нелинейного поглощения в слоистых кристаллах GaSe, InSe и $\text{Cu}_3\text{Ga}_5\text{S}_9$ при высоких уровнях оптического возбуждения;

– механизм возникновения двухфотонного и трехфотонного поглощения в тонких пленках GaS и GaSe под действием лазерного излучения;

– физическая основа и принцип действия полупроводникового лазера на основе кристаллов GaSe;

– причина особенности фотопроводимости анизотропных кристаллов GaSe при высоких интенсивностях возбуждения;

– механизмы появления фотолюминесценции и наносекундная релаксация фототока в кристаллах CuIn_5S_8 при высоком уровне оптического возбуждения;

- механизм возникновения кванторазмерного эффекта в наночастицах InSe;
- механизм образования p-n перехода в тонких пленках AgIn_5S_8 и InSe при лазерном возбуждении.
- принцип действия оптических фильтров на основе кристаллов GaSe и InSe для лазерного излучения в видимой и ближней инфракрасной областях спектра;
- принцип быстрогодействия лазерных детекторов на основе кристаллов GaSe и InSe;
- механизмы образования барьеров Шоттки ($\text{In}_2\text{O}_3\text{-InSe-Pt}$) и гетероструктур ($\text{InSe/GaSe}_{1-x}\text{S}_x$) методами посадки на оптический контакт и лазерным излучением.

Публикации. Тема диссертации отражена в 87-и работах. Число опубликованных статей по диссертации - 87. Из них - 29 опубликованы в журналах, вошедших в список Scientific Citation Index: «Оптика и спектроскопия», «Известия ВУЗов, Томск», «Журнал физической химии», «Журнал технической физики», «Российские нанотехнологии». Следует также отметить статьи, опубликованные в журналах International Journal of Current Research (USA), Nanosystems: Physics, chemistry, mathematic; Chalcogenide Letters, Journal of Materials and Applications, Modern physics letters B.

Апробация. Основные материалы диссертации докладывались и обсуждались на следующих конференциях, совещаниях, симпозиумах и семинарах: Республиканская научная конференция «Современные проблемы физики» (Баку, 2007); Международной конференции «Conf. Proce. of 6th Inter. Conf. on Tech. and Phys. Prob. of Pow. Eng. (ICTPE)» (Тегеран, Иран, 2010), Международной конференции «Бярпаолунан енержи мянбяляриндя истифады олунан проб. вя перспектив.» (Баку, 2012), Аграрные науки XXI века. Актуальные исследования и перспективы (Санкт-Петербург, Россия), “International Conference Modern Trends in Physics” Beynəlxalq elmi konfransı (Bakı 2017, 2019), Ümummilli lider Heydər Əliyevin anadan olmasının 94-cü ildönümünə həsr olunmuş “Müasir təbiət elmlərinin aktual problemləri Beynəlxalq Elmi Konfrans” (Gəncə

2017, 2018, 2019, 2020, 2021, 2022), ADİU, “Respublikamızda qida və tekstil sənəyinin inkişafı perspektivləri və qarşıda duran vəzifələr”, Magistrantların və Gənc tədqiqatçıların “Fizika və astronomiya problemləri” Beynəlxalq Elmi Konfransı (Bakı 2018), Tətbiqi fizika və energetikanın aktual məsələləri Beynəlxalq Elmi Konfransın(Sumqayıt 2018), Актуальные проблемы пищевой и легкой промышленности (Gəncə, GTU0, «Tətbiqi fizika və energetikanın aktual məsələləri II Beynəlxalq elmi konfrans» (SDU, 2020), “Beynəlxalq Elmi Konfrans «Актуальные вопросы прикладной физики и энергетики» (СГУ), Международная научно–техническая конференция микро и нанотехнологии в электронике (Нальчик, Россия 2019, 2021), а также обсуждались на семинарах кафедры «Физики полупроводников».

Структура и объем диссертации:

Диссертационная работа состоит из 368289 знаков (вместе с литературой 427331 знаков); из введения 12699 знаков, шести глав; I глава 68609 знаков, II глава 96581 знаков, III глава 32107 знаков, IV глава 26911 знаков, V глава 64776 знаков, VI глава 56942 знаков, из выводов 4618 знаков, из списка сокращений и условных обозначений 781 знаков и из списка использованной литературы и 422 наименований, из 194 рисунков, 5-и таблиц. Список опубликованных работ, связанных с содержанием диссертационной работы, приведен в конце автореферата.

ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ ДИССЕРТАЦИИ

Во введении обоснована актуальность выбранной темы, определены цель и соответственно ей решаемые задачи. Приведены научная новизна, практическая ценность и основные положения, выносимые на защиту. Дано краткое содержание диссертационной работы.

Первая глава посвящена экспериментальному исследованию электрических, оптических, фотоэлектрических и люминесцентных свойств тройных халькогенидов A^I , B^{III} и C^{VI} под действием обычных (классических) источников света.

Прогресс в области технического использования

полупроводниковых приборов ставит перед исследователями новые задачи, связанные с поиском новых полупроводниковых материалов. В настоящее время проводятся интенсивные работы по исследованию сложных химических соединений, обладающих полупроводниковыми свойствами. К числу таких соединений могут быть отнесены химические соединения на базе элементов и групп таблицы Менделеева. Тройные халькогенидные соединения привлекают все больший интерес в связи с тем, что они обладают комплексом исключительно важных свойств и находят широкое применение в различных областях новой техники. Всесторонние исследования физических свойств и разработка стандартной технологии синтеза, выращивания монокристаллов и получения тонких пленок каждого из этих соединений позволяют полностью раскрыть их практическую значимость и перспективы внедрения в производстве электронных приборов.

Исследованные кристаллы A^I , B^{III} и C^{VI} были получены методом медленного охлаждения расплава при постоянном градиенте температуры. В процессе синтеза и выращивания монокристаллов были использованы способы, исключающие возможности образования вакансии легколетучего компонента в большой концентрации.

Экспериментально исследовались температурные зависимости электропроводности, концентрации и подвижности носителей тока в кристаллах InSe. Исследуемые монокристаллы InSe были выращены методом Бриджмена–Стокбаргера. При исследовании спектров поглощения использовали автоматизированный монохроматор с двойной дисперсией M833 (спектральное разрешение $\sim 0,024$ нм на длине волны 600 нм) с компьютерным управлением и детектором, регистрирующим излучение в диапазоне длин волн 350-2000 нм. Измерения проводились в диапазоне температур 4,2-300 К для двух направлений, параллельного и перпендикулярного оптической оси «с».

Ширина запрещенной зоны в InSe, определенная по зависимости $\alpha^2 \sim f(h\nu)$, оказалась равной $E_g=1,32$ эВ. На основе

измерений Холла определены основные электрические параметры, постоянная Холла (R), удельное сопротивление (ρ), концентрация носителей тока (n), подвижность (μ), тип проводимости тонких пленок InSe в направлении, параллельном и перпендикулярном оптической оси» «с». Следует отметить достаточно большое значение подвижности ($\sim 9000 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{сек}$), что является очень важным параметром для изготовления быстродействующих детекторов лазерного излучения.

Температурные зависимости удельного сопротивления и концентрации носителей в широком диапазоне температур от 4,2 К до 300 К представлены на рис.1,а. Как следует из рисунка, удельное сопротивление в интервале температур 100 – 300 К остается практически постоянной, а концентрация электронов увеличивается с ростом температуры.

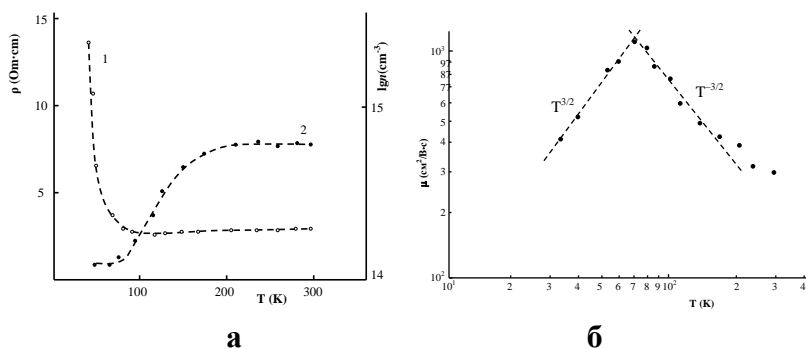


Рис. 1. а-Зависимости удельного сопротивления (1) и концентрации (2) от температуры тонких пленок InSe, **б-** зависимость подвижности InSe от температуры.

Из зависимости $\rho(T)$ в диапазоне 20–100 К определена энергия активации примесного уровня, равная 48 мэВ. В зависимости подвижности InSe от температуры в основном существуют две тенденции изменения мобильности (рис 1,б). Сначала до 77 К наблюдается увеличение подвижности, а затем, начиная с этого значения, она снижается. Изменение холловской

подвижности носителей тока с температурой подчиняется законам $\mu \sim T^{3/2}$ (< 77 К) и $\mu \sim T^{-3/2}$ (> 77 К), что соответствует рассеянию носителей на примесных ионах и акустических колебаниях решетки.

В этой же главе приводятся результаты исследований катодолюминесценции (КЛ), фотолюминесценции и фотопроводимости в монокристаллах соединения $AgIn_5S_8$, $Cu_3In_5Se_9$ и $Cu_3Ga_5S_9$.

На основе полученных данных, в запрещенной зоне монокристалла $AgIn_5S_8$ ($\Delta E_g = 1,71$ эВ, при 300 К) выявлены, донорный уровень с глубиной залегания 0,260 эВ и акцепторный уровень на высоте 0,167 эВ от максимума валентной зоны. Электронный переход с энергией 2,06 эВ обнаруженный из спектра фотопроводимости, есть переход электронов из валентной зоны в вышестоящую на 0,32 эВ от дна зоны проводимости в подзону. Наличие этой подзоны подтверждается исследованием температурной зависимости подвижности и термо-э.д.с. в $AgIn_5S_8$.

Исследовались спектры фотолюминесценции $Cu_3In_5Se_9$ при температурах 160 и 210 К. Из сравнения спектров излучения при низких температурах со спектрами при комнатной температуре видно, что полоса излучения около 1,5 эВ с уменьшением температуры исчезает. Учитывая, что энергия значительно больше, чем ширина запрещенной зоны $Cu_3In_5Se_9$ (1,06 эВ при 300 К), то можно предположить, что при низких температурах свободные экситоны переходят в локализованное состояние за счет усиления Оже-рекомбинации возбужденных лазерным излучением электронов (2,3 эВ) в зоне проводимости. Тогда эквидистантные изгибы на спектре полосы излучения в области высоких энергий можно отнести к фононному повторению.

В спектре фотолюминесценции $Cu_3Ga_5S_9$ при 200 К появляется линия излучения, связанная с излучательными рекомбинациями неравновесных зарядов, локализованных на

примесных уровнях и на уровнях, обусловленных собственными дефектами кристаллической решетки. Так, как кристаллы $Cu_3Ga_5S_9$ обладают n-типом проводимости, а ширина запрещенной зоны при 300 К составляет 2,15 эВ, следовательно, можно предположить, что в излучательной рекомбинации участвуют электроны донорных уровней и дырки валентной зоны, а также дырки акцепторных уровней. Весь спектр можно разделить на две основные полосы излучений с максимумом около 1 и 1,45 эВ. Очевидно, эти полосы обусловлены либо рекомбинацией донорно-акцепторных пар, либо рекомбинацией типа примесный уровень – валентная зона.

Монокристаллы соединения $Cu_3Ga_5S_9$ малочувствительны к свету при комнатной температуре. Однако при нагревании образцов их фотопроводимость настолько увеличивается, что вполне можно рекомендовать использовать данный материал в качестве фотоприемника, работающего в интервале длин волн 0,5-0,8 мкм.

При возбуждении кристалла квантами с энергией 2,1 эВ, выше 485 К наблюдается резкое возрастание фототока, обусловленное увеличением коэффициента поглощения с температурой. Известно, что большие значения коэффициента поглощения способствуют возникновению излучательных процессов в полупроводниках. Поэтому нами проанализированы рекомбинационные процессы с помощью аппроксимации люкс-амперной характеристики (ЛАХ). На ЛАХ, в области 300÷400 К наклон зависимости $lg i_\phi \sim lg I$ при больших интенсивностях, становится меньше, чем $\frac{1}{2}$, а при слабых освещенностях наклон изменяется с температурой (зависимости $i_\phi(T) = const$ снимались в тех участках ЛАХ, где рекомбинация квадратична). Таким образом, можно считать, что рекомбинация неравновесных носителей заряда в монокристаллах $Cu_3Ga_5S_9$ характеризуется межзонными переходами.

Для определения параметров локальных уровней, исследована термостимулированная проводимость образцов

$Cu_3Ga_5S_9$. В спектре наблюдается два максимума. При одной и той же скорости нагрева максимумы термостимулированного тока (ТСТ) не смещаются в зависимости от длительности предварительного освещения образца. Следовательно, уровни прилипания являются медленными.

Вторая глава диссертации посвящена изучению нелинейных оптических явлений в слоистых кристаллах A^I , B^{III} и C^{VI} под действием лазерного излучения.

В кристаллах InSe теоретически и экспериментально исследовалось нелинейное поглощение при высоких интенсивностях возбуждения. В проводимых нами экспериментах в качестве источника света применялся пикосекундный YAG:ND⁺³ лазер, генерирующий световые импульсы длительностью 25 пс, работающий в режиме синхронизации мод. После усиления, световой импульс расщеплялся на два: первый, преобразованный в кристалле KDP в импульс света с удвоенной частотой ($\hbar\omega_H = 2,34\text{эВ}$), служил источником возбуждения, второй преобразовывался в световой импульс с широким спектральным распределением при прохождении кюветы с тяжелой водой (0,75÷1,5) мкм. Возбуждение кристаллов осуществлялось интенсивным световым импульсом с энергией $\hbar\omega = 2,34$ эВ (второй гармоникой неодимового лазера) и снимались спектры поглощения с помощью зондирующего импульса. Временная задержка между пробным импульсом света и импульсом накачки осуществлялась изменением длины пути импульса накачки. Спектральное распределение пробного импульса, прошедшего через образец InSe, исследовалось с помощью двойного монохроматора ДФС-12.

На рис.2,а представлена зависимость величины коэффициента пропускания монокристаллов InSe при $T=77$ К от интенсивности излучения при возбуждении кристаллов светом с энергией кванта $h\nu=1.327$ эВ. Эта энергия соответствует резонансному экситонному поглощению InSe. Как видно из рисунка, наблюдается нелинейное поглощение в области

экситонного резонанса и происходит просветление образца на указанной частоте излучения при высоких уровнях возбуждения.

Более детальное исследование просветления и динамики нелинейного поглощения света в области экситонного резонанса было проведено при $T=4,2$ К.

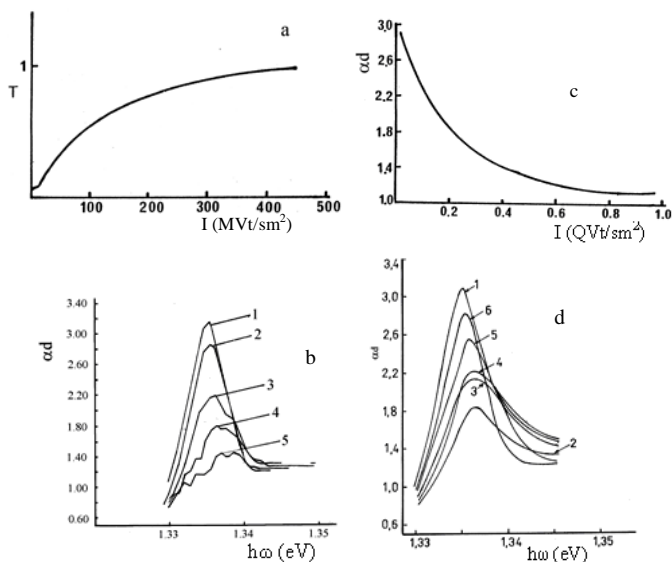


Рис.2. а) Зависимость коэффициента пропускания от интенсивности возбуждения, б) Спектры поглощения InSe при различных интенсивностях возбуждения, с) Зависимость оптической плотности InSe от интенсивности возбуждения, д) Спектры поглощения InSe при различных временных задержках между импульсом накачки и пробным импульсом.

На рис.2,б представлены спектральные зависимости оптической плотности монокристалла InSe (между импульсом накачки и зондирующим импульсом – нулевая временная задержка). Как видно из рисунка, с увеличением мощности накачки происходит уменьшение и расширение экситонного пика. Оптическая плотность исследованных кристаллов уменьшается примерно в три раза при увеличении мощности

возбуждения до $0,8 \text{ ГВт/см}^2$ (рис. 2,с). На рис. 2, д приведены спектры поглощения InSe при различных временных задержках между импульсом накачки и пробным импульсом. Наблюдается уширение спектральной линии и смещение максимума экситонного поглощения в область больших энергий относительно невозбужденного состояния.

По-нашему мнению, экспериментально наблюдаемое нелинейное поглощение света и его временная эволюция в области экситонного резонанса в слоистых кристаллах InSe может быть объяснено процессом экранирования экситонов плазмой неравновесных носителей, генерированными лазерным светом (переход Мотта).

$$n_{\text{Мотт}} = \frac{\pi}{3} \left(\frac{1,46}{4a_{\text{экс.}}} \frac{m_0}{m_e + m_h} \right)^3 \quad (1)$$

Оценки показывает, что критическая концентрация, необходимая для моттовского перехода в InSe равна $n_{\text{Мотт}} = 2,5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Плотность неравновесных носителей, создаваемых лазером с интенсивностью $I_0 = 1,5 \times 10^{25} \text{ фотон/см}^2 \cdot \text{с}$ и длительностью $\Delta t = 3 \times 10^{-9} \text{ с}$ равна $\Delta n = \alpha I_0 \Delta t = 4,5 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$ (где $\alpha \approx 10^3 \text{ см}^{-3}$ коэффициент поглощения на краю собственного поглощения). Видно, что полученные нами значения концентрации неравновесных носителей на три порядка превышает плотность экситонов, необходимую для моттовского перехода. С другой стороны в пользу механизма экранирования кулоновского взаимодействия свободными носителями в InSe также свидетельствует определение длины экранирования по формуле:

$$L = \hbar / 2(\pi/3)^{1/6} N^{-1/6} \frac{\varepsilon^{1/2}}{em^{*1/2}} \quad (2)$$

где ε – диэлектрическая проницаемость кристалла, m^* – эффективная масса, N – концентрация генерированных носителей.

Длина экранирования, вычисленная по формуле (2) оказалось равной $L \sim 10 \text{ \AA}$, что намного меньше радиуса

экситона ($\sim 37 \text{ \AA}^0$) в InSe.

Экспериментально исследованы нелинейные коэффициент поглощения и показатель преломления в GaSe при лазерном возбуждении. Известно, что физические свойства полупроводников в сильной степени зависят от влияния на них внешних воздействий: давление, температура, электрическое поле, легирование и т.д. Эти и другие факторы по-разному влияют на край полосы поглощения. При всестороннем сжатии кристалла, обеспечиваемом так называемым гидростатическим давлением, расстояние между его атомами уменьшается. Но уменьшение межатомного расстояния вызывает увеличение ширины запрещенной зоны. С повышением температуры происходят расширение решетки и усиление колебаний атомов относительно положений равновесия. За исключением некоторых полупроводников (CuCl, PbS,...) рост температуры приводит к уменьшению ширины запрещенной зоны.

Электрическое поле приводит к эффективному уширению всех уровней и низкоэнергетический сдвиг края полосы поглощения (эффект Франца-Келдыша). Красное смещение края полосы поглощения приводит к увеличению оптического поглощения при энергиях меньше, чем ширина запрещенной зоны. В вырожденном (сильно легированном) полупроводнике край полосы поглощения находится при гораздо больших энергиях, чем в собственном материале (эффект Бурштейна-Мосса). Объяснение этого эффекта, заключается в том, что благодаря достаточно низкой плотности состояний в зоне проводимости относительно малое число электронов может заполнить эту зону, что будет влиять на край поглощения. Другими словами, многие состояния вблизи дна зоны проводимости уже заполнены и поэтому не могут принимать электроны, оптически возбуждаемые из валентной зоны.

Нами показано, что наряду с вышеуказанными внешними воздействиями (давление, температура, электрическое поле, легирование и т.д.) интенсивное лазерное излучение также может существенно влиять на край полосы поглощения, которое приведет к изменению оптических параметров вещества,

коэффициента поглощения и показателя преломления.

В настоящее время для измерения нелинейных оптических параметров полупроводников применяются различные экспериментальные методы: памп-проб спектроскопия (pump-probe spectroscopy), нелинейная интерферометрия (optical interferometry), четырехволновое смешение (four-wave mixing), трехволновое смешение (three-wave mixing), нелинейное пропускание (nonlinear transmission measurement), лучевая дисторсия, так называемый метод z-сканирования (beam-distortion technique, referred to as a z-scan) и Моир дефлектометрия (Moire deflectometry).

В эксперименте использовались два источника света. В качестве источника возбуждения использовалась вторая гармоника Nd:YAG лазера ($\lambda=532$ нм с частотой повторения 10 Гц, максимальной мощностью 12 МВт/см² и длительностью ~ 10 нс). Для измерения пропускания образцов возбуждаемых лазерным излучением, вторым источником света служила галогенная лампа.

Спектры поглощения GaSe при низкой ($\sim 0,1$ МВт/см², кривая 1) и высокой (~ 5 МВт/см², кривая 2) интенсивности возбуждения приведены на рис.3,а. Как видно из рисунка, при высоких уровнях возбуждения край полосы сдвигается в сторону более низких энергий (красное смещение).

Изменение спектра поглощения показано на рис.3,б. Сдвиг спектра поглощения в сторону более низких энергий приводит к изменению показателя преломления. Из соотношения Крамерса-Кронига можно определить изменение показателя преломления при энергии фотона $\hbar\omega$ как:

$$\Delta n(\hbar\omega) = \frac{hc}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{\Delta\alpha(\hbar\omega')}{(\hbar\omega')^2 - (\hbar\omega)^2} d(\hbar\omega') \quad (3)$$

Используя уравнение (3) для расчета изменения показателя преломления, связанного с изменением поглощения на рис. 3.б, мы получаем результат, изображенный на рис.3,с. Как видно из

рисунка, в этом случае индуцированное изменение показателя преломления является отрицательным ниже края полосы и положительным на стороне высоких энергий.

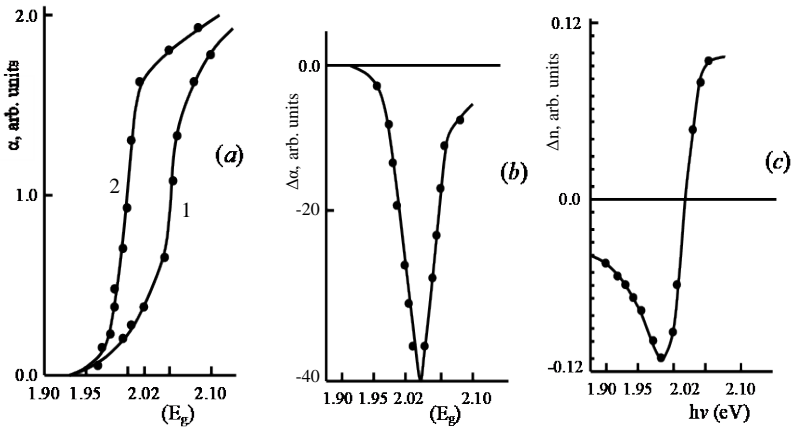


Рис. 3. Оптическая нелинейность в GaSe. (a) Спектры поглощения у края полосы поглощения при низкой (кривая 1) и высокой (кривая 2) интенсивностях возбуждения. (b) Изменение коэффициента поглощения. (c) Изменение показателя преломления.

По-нашему мнению наблюдение в кристаллах GaSe нелинейного поглощения обусловлено безызлучательной рекомбинацией неравновесных электронно-дырочных пар, генерированных лазерным светом.

Действительно, когда полупроводник возбуждается мощным лазерным излучением, образуются электронно-дырочные пары, концентрация которых может достигать $\sim 10^{18}$ - 10^{19} см³. Рекомбинация этих носителей происходит в основном по двум каналам, излучательной или безызлучательной. В полупроводниках с обычными значениями ширины запрещенной зоны (1-2 эВ) интенсивность излучательной рекомбинации незначительна.

При излучательной рекомбинации происходит излучение фотонов, энергия которых соответствует зона-зонным,

экситонным или примесным переходам. В случае безызлучательной рекомбинации электронно-дырочные пары передают свою энергию кристаллу за счет фононного излучения, что соответствует нагреву решетки. В эксперименте безызлучательная рекомбинация наблюдается в подавляющем большинстве случаев. Как правило, в полупроводниковых кристаллах нагрев образца уменьшает ширину запрещенной зоны с соответствующим красным смещением относительно края полосы поглощения. В результате воздействия лазерного нагрева изменяется коэффициент поглощения и показатель преломления вещества.

Более детальное исследование нелинейных параметров GaSe проводилось с использованием метода z-сканирования. В качестве источника возбуждения был использован жидкостной лазер на красителе Родамин 6G с накачкой на выходе лазера N₂ лазером. Область перестройки длины волны излучения (594-643) нм, с частотой повторения 20 Гц, максимальной мощностью 10 МВт/см² и длительностью импульса ~3 нс. Метод z-сканирования, использованный в работе, впервые введенный Шейхом-Бахом, хорошо известен и используется для изучения нелинейных свойств оптических материалов. Метод позволяет определить величину и знак нелинейного показателя преломления, а также двухфотонный коэффициент поглощения.

Этот метод основан на использовании эффекта самофокусировки сходящегося гауссова пучка в образце с нелинейными оптическими свойствами. Метод определения нелинейных постоянных состоит в перемещении образца вдоль оптической оси вблизи фокуса линзы, используемого для формирования сходящегося гауссова пучка и измерения мощности излучения, проходящего через образец. Метод z-сканирования с открытой апертурой используется для измерения коэффициента нелинейного поглощения. При перемещении образца вдоль оси z с переходом через фокус, зависимость общей интенсивности пропускания может быть измерена как функция положения образца. Для оценки нелинейного показателя преломления используется метод z-сканирования с

закрытой апертурой. Поскольку из-за эффекта самофокусировки размер пятна в плоскости детектора изменяется, размещение диафрагмы конечной апертуры перед детектором обеспечивает измерение величины нелинейного показателя преломления. Лазерный луч направляется к образцу после прохождения через узкую фокусирующую линзу L. Количество света, прошедшего через образец, детектируется детектором D₂ через конечную апертуру, в то время как интенсивность падающего лазера определяется детектором D₁. Никакая дополнительная линза не используется после образца, так что профиль дальнего поля передаваемой интенсивности может быть измерен с помощью детектора D₂. Положение образца относительно фокальной плоскости линзы варьируется и в каждой позиции измеряется интенсивность пропускания лазера. Передаваемая интенсивность через апертуру как функция положения z связана с нелинейным показателем преломления.

На рис.4,а показана зависимость пропускания, как функция положения образца относительно фокуса линзы (z-сканирование с открытой апертурой).

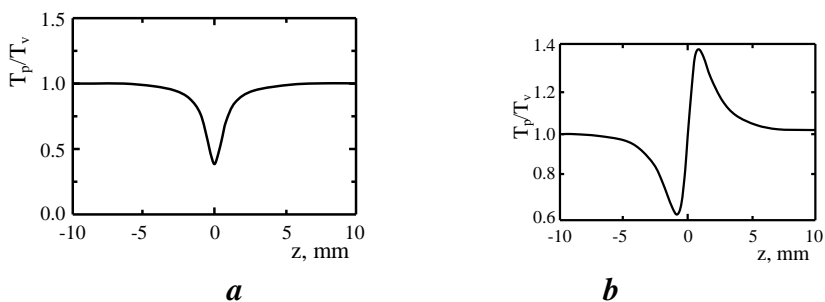


Рис.4. Пропускание, как функция положения образца относительно фокуса линзы: (а) z-сканирования с открытой апертурой, (b) z-сканирования с закрытой апертурой.

Как видно из рисунка, эта зависимость симметрична относительно фокуса линзы ($z=0$ мм), в котором наблюдается минимум пропускания. T_v -пропускание образца при малой интенсивности падающего излучения (в отсутствие нелинейных

эффектов), Т_р- пропускание образца при большой интенсивности падающего излучения.

Характерная форма функции передачи для z -сканирования с закрытой апертурой показана на рис. 4,б. В случае, когда образец с положительным нелинейным показателем преломления находится далеко от фокуса линзы, интенсивность излучения, проходящего через образец мала и поскольку толщина образца невелика, пропускание незначительно изменяется с движением, Как только образец приближается к фокусу, интенсивность в пучке становится достаточной для самофокусировки в образце. Расположение пика и впадины коэффициента пропускания в эксперименте z-сканирования позволяет определить знак нелинейности. Величина изменения индекса может быть получена путем анализа коэффициента пропускания z-сканирования. Величина нелинейного изменения индекса $\Delta n(\omega)$ (значение на оси в фокусе, $z = 0$) приводит к изменению фазы:

$$\Delta\Phi_0 = (2\pi / \lambda)\Delta n(\omega)L_{eff} , \quad (4)$$

где $L_{eff} = (1 - \exp(-\alpha l)) / \alpha$ - эффективная длина образца, λ - длина волны лазера.

Изменение фазы и, следовательно, изменение показателя преломления получаются из измеряемой величины ΔT_{pv} , которая определяется как разница между коэффициентами пропускания на пике и в долине, $\Delta T_{pv} = T_p - T_v$. Так как $\Delta T_{pv} \approx 0.45(\Delta\Phi)$, нелинейный показатель преломления $\Delta n(\omega)$ можно представить в следующей форме:

$$\Delta n(\omega) = \frac{\Delta T_{pv} \cdot \lambda \cdot \alpha}{0.405 \cdot 2\pi(1 - \exp(-\alpha l))} , \quad (5)$$

где $\lambda = 620$ nm - длина волны лазерного излучения, $\alpha \approx 10^3$ cm⁻¹ коэффициент поглощения GaSe у края полосы поглощения, $l = 100$ μm - толщина использованных образцов.

Оценки показывают, что в случае возбуждения кристаллов GaSe лазерным излучением с максимальной мощностью $W \sim 10$ МВт/см², изменение нелинейного показателя преломления равно $\Delta n(\omega) \approx 0,12$. При малых интенсивностях возбуждения $W \sim 0,5$

МВт /см², изменение нелинейного показателя преломления составляет всего $\Delta n(\omega) \approx 0,069$.

Следующий раздел этой главы посвящен исследованию эффекта заполнения зон в тонких пленках GaSe при высоких уровнях оптического возбуждения. Известно, что в полупроводниках при высоких уровнях оптического возбуждения генерируется большое количество электронно-дырочных пар. Электроны и дырки, как фермионы подчиняются принципу Паули, на каждом энергетическом уровне зоны, который определяется волновым вектором k , может находиться не более двух электронов с противоположно направленными спинами. Занятое состояние больше не доступно как конечное состояние в процессе оптического поглощения. Из-за принципа минимизации энергии, носители в квазиравновесном состоянии занимают доступные состояния из нижней части зоны, так что энергетически самые низкие состояния заняты первыми. Это приводит к заполнению состояний вблизи дна зоны проводимости электронами, а в верхней части валентной зоны - дырками. Таким способом заполнение зон приводит к просветлению края полосы поглощения и его сдвиг в высокоэнергетическую область спектра.

Как показали экспериментальные результаты, концентрация неравновесных носителей, создаваемая лазером с интенсивностью $\sim 4,5 \times 10^{19}$ см⁻³, достаточна, чтобы сместить край полосы поглощения в высокоэнергетическую область спектра. Зная концентрацию неравновесных носителей, генерируемых лазерным излучением, можно определить высоту зон заполнения ΔE

$$\Delta n = \frac{8\pi}{3h^3} (2m_e \Delta E)^{3/2} \quad (6)$$

Используя значения эффективной массы для GaSe ($m_n = 0,5m_0$) и зная концентрацию неравновесных носителей ($\Delta n = 4,5 \times 10^{19}$ см⁻³), по уравнению (6) можно определить ΔE .

Нами в тонких пленках InSe при лазерном возбуждении

обнаружено явление тепловой нелинейности. Как показывают экспериментальные результаты, с увеличением интенсивности возбуждения происходит уменьшение величины пропускания и спектры смещаются в сторону длинных волн.

Уменьшение ширины запрещенной зоны InSe с температурой можно описать следующим эмпирическим соотношением

$$E_g(T) = 1250 \text{ meV} - \frac{0.58T^2}{T + 226K} \frac{\text{meV}}{K} \quad (7)$$

Действительно, оценки по формуле (7) показывают, что нагрев кристалла InSe лазерным излучением до 50-60 °С может привести к смещению края поглощения в длинноволновую область ~ 10 мэВ.

Таким образом, представленные экспериментальные результаты показывают, что можно использовать простой метод для обнаружения и исследования тепловой нелинейности оптических параметров тонких пленок InSe при лазерном возбуждении, что помогает отличить термически индуцированные нелинейности от оптических нелинейностей электронного происхождения.

Экспериментально исследованы особенности люминесценции и фотопроводимости слоистых кристаллов $\text{Cu}_3\text{In}_5\text{S}_9$ под действием лазерного излучения. На рис.5 представлены спектры фотолюминесценции кристаллов $\text{Cu}_3\text{In}_5\text{S}_9$ при различных интенсивностях излучения. Возбуждение кристаллов осуществлялось 2-ой гармоникой Nd:YAG лазера ($h\nu = 2.34$ эВ). Как видно из рисунка спектры фотолюминесценции при $T=300$ К, охватывают область длин волн в интервале 700-950 нм.

По-нашему мнению наблюдаемые полосы люминесценции могут быть обусловлены наличием в запрещенной зоне кристаллов $\text{Cu}_3\text{In}_5\text{S}_9$, уровнем собственных дефектов, созданных анионными и катионными вакансиями в кристаллической решетке.

Из температурной зависимости электропроводности

кристалла $Cu_3In_5S_9$ в интервале 110-350 К определены энергии активации двух донорных уровней: 0,28 и 0,76 эВ. При низкой температуре мелкие донорные уровни частично находятся в опустошенном состоянии. Поэтому, при низких температурах возбужденные светом электроны переходя из валентной зоны на локальные донорные уровни, создают фотопроводимость кристалла. По всей видимости, фототок в интервале энергии 0,9-1,5 эВ обусловлен донорными и акцепторными уровнями, сформированными анион-катионными вакансиями кристаллической решетки.

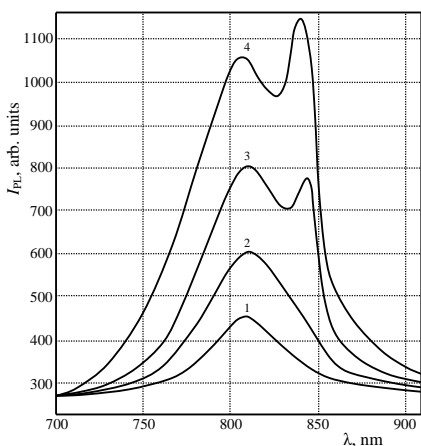


Рис.5. Спектры фотолюминесценции кристаллов $Cu_3In_5S_9$ при различных интенсивностях возбуждения I ($кВт/см^2 \cdot сек.$): 1- $5 \cdot 10^{23}$, 2- $3 \cdot 10^{24}$, 3- $5 \cdot 10^{25}$, 4- $2 \cdot 10^{26}$.

Третья глава диссертации посвящена экспериментальному исследованию процессов двухфотонного и трехфотонного поглощения в слоистых полупроводниках A^I , B^{III} и C^{VI} . Экспериментально исследована двухфотонная фотопроводимость и определен коэффициент поглощения в тройных полупроводниковых соединениях $Cu_3Ga_5Se_9$ под действием лазерного излучения.

Регистрация импульсов фототока и лазерного излучения производилась по методике, позволяющей записывать на экране

запоминающего осциллографа (Tektronix TDS-1002B) одиночные наносекундные импульсы.

Как показали экспериментальные результаты, зависимость амплитудного значения неравновесной фотопроводимости ($\Delta\sigma$) от интенсивности лазерного света (I_0) при возбуждении кристаллов $\text{Cu}_3\text{Ga}_5\text{Se}_9$ второй гармоникой YAG:Nd^{+3} лазера, носит линейный характер (рис.6, кривая 1). В случае возбуждения кристаллов светом энергия кванта ($\hbar\omega = 1,17$ эВ) которого меньше, чем ширина запрещенной зоны кристалла ($E_g \sim 1,74$ эВ), наблюдается квадратичная зависимость, $\Delta\sigma \sim I_0^2$ (кривая 2).

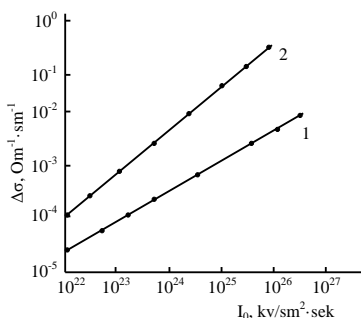


Рис.6. Зависимость фототока от интенсивности лазерного света I_0 : 1-возбуждение второй гармоникой лазерного света с энергией $\hbar\omega = 2,34$ эВ, 2- возбуждение лазерным светом с энергией $\hbar\omega = 1,17$ эВ.

Кривые релаксации неравновесной фотопроводимости приведены на рис.7,а,б,с. Как видно из рисунка время релаксации при относительно малых интенсивностях возбуждения составляет $\tau \sim 10^{-4}$ сек. С увеличением интенсивности возбуждения происходит уменьшение времени релаксации. Зависимость τ от I_0 представлена на рис. 7, д. Изменение интенсивности от $2 \cdot 10^{25}$ кв/см²·сек до $2 \cdot 10^{26}$ кв/см²·сек приводит к уменьшению τ примерно в три раза.

Уменьшение времени жизни может быть обусловлено увеличением концентрации неравновесных носителей, генерированных лазерным излучением. Оценки показывают, что при интенсивности возбуждения $I_0 = 2 \cdot 10^{26}$ кв/см²·сек, концентрация неравновесных носителей достигает величины $\Delta n \sim 10^{18}$ см⁻³.

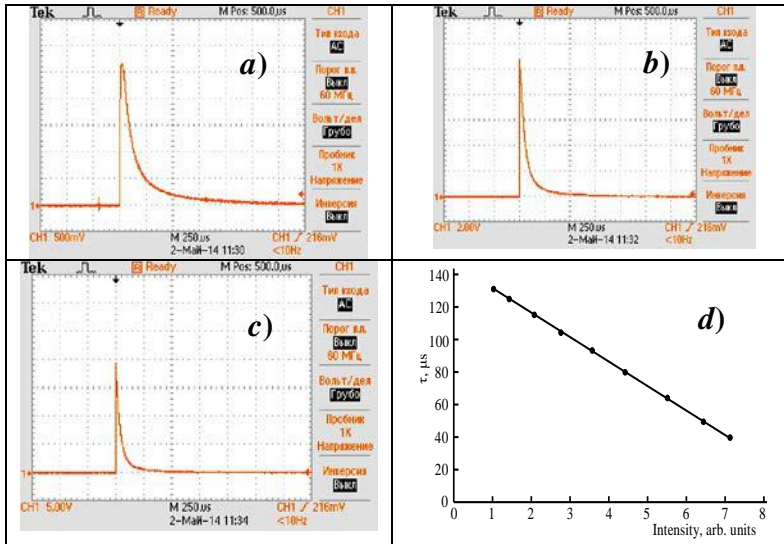


Рис. 7. Кривые релаксации неравновесной фотопроводимости кристаллов $\text{Cu}_3\text{Ga}_5\text{Se}_9$. I_0 , кв/см²·сек.; 1 - $2 \cdot 10^{23}$, 2 - $1 \cdot 10^{24}$, 3 - $6 \cdot 10^{25}$.

По виду зависимости $\Delta\sigma$ от I_0 может быть установлен механизм, в результате которого возникают неравновесные носители в зоне. Так как длительность лазерного импульса Δt меньше, чем характеристическое время жизни носителя в зоне τ ($\Delta t < \tau$), то величина удельной фотопроводимости будет определяться только темпом генерации и справедливо выражение:

$$\Delta\sigma_{\text{уд.}} = e\mu k\beta I_0 \Delta t \quad (8)$$

где e - заряд электрона, μ - подвижность носителей, k - коэффициент поглощения, β - квантовый выход, I_0 - интенсивность света, Δt - длительность импульса возбуждающего света.

В случае однофотонного поглощения, коэффициент поглощения k не зависит от интенсивности света, тогда удельная фотопроводимость будет пропорциональна интенсивности падающего света $\Delta\sigma_{\text{уд}} \sim I_0$. При многофотонном поглощении коэффициент поглощения света $k^n \sim I_0^{n-1}$. При двухфотонном поглощении коэффициент поглощения пропорционален интенсивности $k^{(2)} \sim I_0$. Поэтому зависимость фотопроводимости от интенсивности возбуждающего света при двухфотонном возбуждении носит квадратичный характер $\Delta\sigma_{\text{уд}} \sim k^{(2)}(I_0) I_0 \sim I_0^2$. Таким образом, обнаружение квадратичной зависимости в фотопроводимости (или же концентрации, так как $\Delta\sigma = e\Delta n\mu$) неравновесных носителей от интенсивности возбуждающего света, свидетельствует о реализации двухфотонной фотопроводимости в полупроводниковых кристаллах.

Действительно, как показывают приведенные нами экспериментальные результаты при однофотонном возбуждении кристаллов $\text{Cu}_3\text{Ga}_5\text{Se}_9$ второй гармоникой неодимового лазера ($\hbar\omega > E_g$), когда реализуется переход носителей из валентной зоны в зону проводимости, ЛАХ фотопроводимости становится линейной (рис.6, кривая 1). При двухфотонном возбуждении ($\hbar\omega < E_g$) наблюдается квадратичная зависимость $\Delta\sigma$ от I_0 (рис.6, кривая 2).

На рис. 8 приведена зависимость коэффициента двухфотонного поглощения от интенсивности возбуждения. Как видно из рисунка, зависимость $k^{(2)}$ от I_0 вплоть до высоких интенсивностей света носит линейный характер. Коэффициент двухфотонного поглощения $k^{(2)}$ оказался равным $7 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}$ при интенсивности света $I_0 = 1 \cdot 10^{25} \text{ кв/см}^2 \cdot \text{сек}$.

Значение коэффициента двухфотонного поглощения определенное по экспериментальному исследованию фотопроводимости было сопоставлено с теоретическими значениями. Теоретическое значение коэффициента

двухфотонного поглощение определяется по формуле:

$$k^{(2)} = \frac{64\pi e^4 M^{\frac{1}{2}} E_g (2\hbar\omega - E_g)^{\frac{3}{2}} f_{cv}}{3\epsilon c^2 (2\hbar\omega)^4 m_0} \cdot I_0, \quad (9)$$

где E_g – ширина запрещенной зоны полупроводника, I_0 – интенсивность падающего света, ϵ – диэлектрическая проницаемость вещества, $\hbar\omega$ – энергия падающего кванта, M – приведенная эффективная масса, а f_{cv} – сила осциллятора.

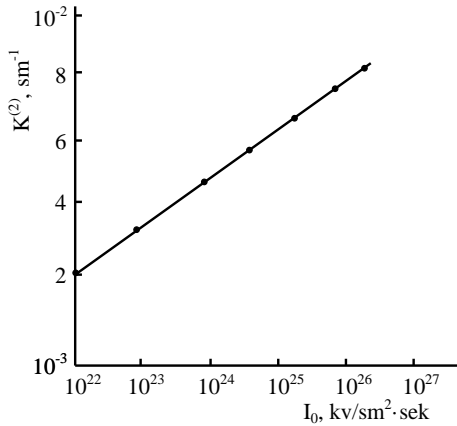


Рис. 8. Зависимость коэффициента двухфотонного поглощения от интенсивности света.

Вычисленное значение коэффициента двухфотонного поглощения $k^{(2)}$ на основе формулы (9), с учетом соответствующих параметров кристаллов $\text{Cu}_3\text{Ga}_5\text{Se}_9$ ($E_g = 1,74$ эВ, $m_n = 0,15m_0$, $m_p = 0,04m_0$, $\epsilon = 4,1$), дает величину $k^{(2)} = 3 \cdot 10^{-3}$ см⁻¹ при интенсивности света $1 \cdot 10^{25}$ кв/см²·сек. Как видно, это значение находится в хорошем соответствии с экспериментально найденной величиной $k^{(2)}$.

В заключении остановимся на естественно возникающем вопросе, не являются ли наблюдаемые переходы под действием

света с $\hbar\omega < E_g$, следствием двухступенчатого возбуждения. В этой связи следует заметить, что если бы в нашем случае доминировали бы двухступенчатые переходы, то зависимость коэффициента поглощения от интенсивности света, найденная из измерения фотопроводимости, не могла бы оставаться линейной во всем исследованном диапазоне интенсивностей падающего света, поскольку при высоких уровнях возбуждения должно начать сказываться заполнение примесных центров и коэффициент двухступенчатого поглощения должен испытывать насыщение. В эксперименте, как видно из приведенных данных, ситуация обратная.

Как было сказано выше, в зависимости от параметра возбуждающего лазерного излучения и физических параметров исследуемого вещества могут быть применены различные методы исследования многофотонного поглощения: непосредственное измерение оптического поглощения, фотолюминесценция и неравновесная фотопроводимость. По нашему мнению, метод излучательной рекомбинации и слоистые кристаллы сульфид галлия (GaS) являются наиболее подходящим сочетанием для экспериментального исследования многофотонных процессов.

Сульфид галлия имеет ширину запрещенной зоны 2.53 эВ при $T=300$ К, поэтому свет 2-ой гармоники Nd:YAG-лазера ($\hbar\omega=2,34$ эВ) должен приводить к двухфотонному, а свет 1-ой гармоники ($\hbar\omega=1,17$ эВ) – к трехфотонному поглощению.

В спектрах люминесценции кристаллов GaS при двухфотонном возбуждении второй гармоникой Nd:YAG-лазера ($\hbar\omega=2,34$ эВ) наблюдаются два максимума с длинами волн 415 нм и 490 нм. Слабая высокоэнергетическая линия излучения с энергией $\hbar\omega=3,00$ эВ, по-видимому, обусловлена прямыми оптическими переходами. Интенсивная линия излучения с энергией $\hbar\omega=2,53$ эВ связана с непрямыми переходами на краю фундаментального поглощения. Об этом также свидетельствуют данные, полученные нами из спектра поглощения GaS. Зависимость интенсивности люминесценции от интенсивности возбуждения при двухквантовом возбуждении носит характер в

виде $I_{\text{люм.}} = I_{\text{лаз.}}^{2.5}$.

Интенсивность линий излучения, связанных с непрямым оптическим переходом, на один порядок превышает интенсивность линий излучения, связанных с прямым оптическим переходом. На наш взгляд, это обусловлено процессом самопоглощения, часто встречающемся в полупроводниках с непрямыми запрещенными зонами. Можно, возбуждая электроны в обе долины, получить, таким образом, прямую и непрямую излучательную рекомбинацию. Несмотря на то, что электроны будут быстро релаксировать к наименьшим энергиям, т.е. в непрямую долину, и, несмотря на сильное поглощение фотонов с высокой энергией при прямых переходах, в очень тонких образцах можно обнаружить некоторую долю высокоэнергетического излучения, особенно при лазерном возбуждении. Наблюдение прямых переходов при таких неблагоприятных условиях возможно только из-за относительно высокой вероятности для прямых переходов.

При трехквантовом возбуждении кристаллов GaS наблюдается характерное излучение с максимумом ~ 490 нм. Однако интенсивность излучения намного слабее, чем при двухквантовом возбуждении. Зависимость интенсивности люминесценции от интенсивности возбуждения при трехквантовом возбуждении носит характер в виде $I_{\text{люм.}} = I_{\text{лаз.}}^{3.4}$. Таким образом, появление характерного для GaS излучения и ход зависимости люминесценции от интенсивности возбуждения свидетельствуют о наличии процесса трехфотонного поглощения.

Было определено отношение коэффициента двухквантового (K_2) к коэффициенту трехквантового поглощения (K_3). Для этого измерялись интенсивности света первой (I_1) и второй (I_2) гармоники Nd:YAG-лазера, приводящие к одинаковому излучению. Считая, что при этом скорости генерации носителей равны $K_2 I_2 = K_3 I_1$, для интенсивности $I_1 = 10$ МВт/см² отношение (K_2/K_3) оказалось порядка 10^4 . Эту величину можно сравнить с теоретическим значением

отношения $(K_2/K_3)_{\text{теор.}}$. Если воспользоваться результатами расчетов по теории возмущений во втором порядке для K_2 и в третьем порядке для K_3 , то имеем:

$$(K_2/K_3)_{\text{теор.}} = 0.1 \frac{\mu n \hbar^2 \omega_1^4 c}{\pi e^2 (3\hbar \omega_1 - \Delta) I_1} \left(\frac{\omega_1}{\omega_2}\right)^5 \quad (10)$$

где $\mu = \frac{m_e m_n}{m_e + m_n}$, n – показатель преломления, Δ – ширина

запрещенной зоны, ω_1 и ω_2 – частоты 1-ой и 2-ой гармоникой Nd:YAG-лазера, соответственно, I_1 – интенсивность света на ω_1 .

Для $I_1 = 10$ МВт/см² это отношение равно $3 \cdot 10^4$, что хорошо согласуется с экспериментальной оценкой. Оценки показывают, что при трехфотонном процессе поглощения концентрация неравновесных носителей, генерированным лазерным излучением достигает величины $\sim 5 \cdot 10^{12}$ см⁻³.

Следующий раздел диссертации посвящена исследованию фотолюминесценция гетероструктуры GaS-GaSe при двух и трехфотонном возбуждении лазерным излучением.

Спектр поглощения кристаллов GaS при 300 К охватывает длины волн от 400 до 1100 нм (рис. 9,а). Начиная с длины волны 600 нм в сторону коротких длин волн наблюдается заметное увеличение поглощения. Учитывая, что GaS является полупроводником с непрямой запрещенной зоной, из зависимости $\alpha^{1/2} \sim f(h\nu)$, определена ширина запрещенной зоны исследованных образцов, которая оказалась равной $E_g = 2.53$ эВ (рис. 9,б). Аналогичные исследования, проводимые с тонкими пленками GaSe показали, что ширина запрещенной зоны составляет $E_g = 2.02$ эВ (рис.10).

На рисунке 11 представлены спектры излучения гетероструктуры GaS-GaSe при возбуждении второй гармоникой Nd:YAG-лазера ($\hbar\omega = 2.34$ эВ). Как видно из рисунка, в спектрах люминесценции гетероструктуры GaS-GaSe наблюдаются четыре максимума с длинами волн 415 нм, 490 нм, 607 нм и 760 нм. Так как, энергия лазерного излучения меньше, чем ширина

запрещенной зоны GaS ($\hbar\omega < E_g$), можно утверждать, что линии излучения с максимумами 415 нм и 490 нм обусловлены двухфотонным возбуждением. Наиболее длинноволновые максимумы 607 нм и 760 нм связаны с однофотонным возбуждением, поскольку энергия лазерного излучения больше, чем ширина запрещенной зоны GaSe ($\hbar\omega > E_g$).

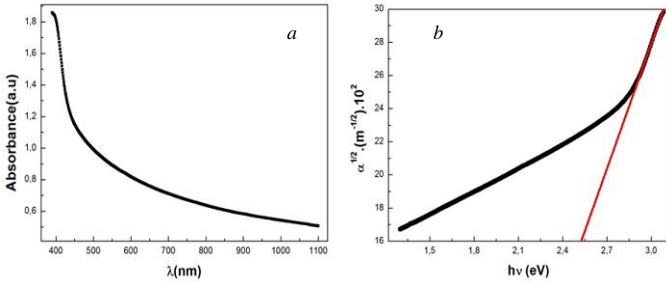


Рис. 9. *a*-спектр поглощения GaS, *b*-зависимость $\alpha^{1/2} \sim f(h\nu)$.

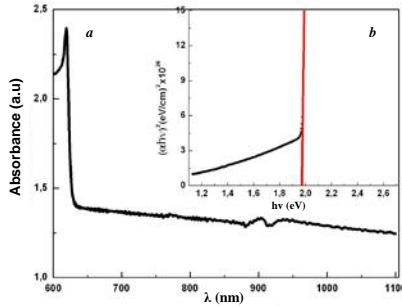


Рис.10. *a*-спектр поглощение GaSe, *b*-зависимость $\alpha^2 \sim f(h\nu)$.

Сравнения спектров поглощения GaSe со спектрами люминесценции позволяет предположить, что рекомбинационное излучение, обнаруженное в GaSe при однофотонном возбуждении с максимумом $\lambda=607$ нм обусловлено краевым излучением зона-зона, а излучение с максимумом $\lambda=760$ нм связано с глубокими примесными уровнями. Следует отметить, что интенсивная линия излучения с длиной волны 490 нм ($\hbar\omega=2.53$ эВ) связана с непрямыми переходами на краю фундаментального поглощения. Об этом

также свидетельствуют данные, полученные нами из спектра поглощения GaS. Слабая высокоэнергетическая линия излучения с энергией $\hbar\omega=3.00$ эВ обусловлена прямыми оптическими переходами.

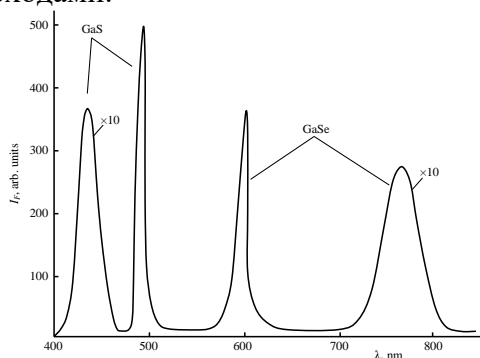


Рис.11. Спектр излучения гетероструктуры GaS-GaSe при возбуждении второй гармоникой Nd:YAG-лазера ($\hbar\omega=2.34$ эВ).

Как видно из рис. 11, интенсивность линий излучения в GaS, связанных с непрямыми оптическими переходами, на один порядок превышает интенсивность линий излучения, связанных с прямыми оптическими переходами. На наш взгляд, это обусловлено процессом самопоглощения, часто встречающемся в полупроводниках с непрямыми запрещенными зонами.

При трехфотонном возбуждении GaS первой гармоникой Nd:YAG-лазера, с энергией кванта $\hbar\omega=1.17$ эВ наблюдается только характерное излучение с максимумом $\lambda=490$ нм. Не вызывает удивления тот факт, что при 2-х и 3-х фотонном возбуждении наблюдается одна и та же линия излучения с максимумом $\lambda=490$ нм. Это обусловлено, тем, что если процесс генерации неравновесных носителей зависит только от частоты и интенсивности лазерного излучения, то дальнейшие процессы движения и рекомбинации носителей в большинстве случаев практически не зависят от того, каким излучением эти носители освобождены.

Известно, что вероятность однофотонного процесса пропорциональна первой степени интенсивности лазерного

излучения

$$W^{(1)} = \sigma^{(1)}(\omega)I \quad (11)$$

где $\sigma^{(1)}(\omega)$ - эффективное сечение, I -интенсивность лазерного излучения.

В отличие от однофотонных, вероятность многофотонных процессов зависит от интенсивности излучения нелинейно (степенным образом)

$$W^{(k)} = \sigma^{(k)}(\omega)I^{(k)} \quad (12)$$

где k – число фотонов, участвовавших в многофотонном процессе.

Поэтому интенсивность люминесценции при трехфотонном возбуждении должна быть намного меньше, чем при двухфотонном, что и наблюдается в эксперименте. Кроме того полуширина линии излучения при трехфотонном поглощении, в 2 раза больше чем при двухфотонном и составляет 60 нм. Зависимость интенсивности люминесценции от интенсивности возбуждения носит характер $I_{\text{люм.}} = I_{\text{лаз.}}^3$.

Таким образом, появление люминесценции при возбуждении лазерным светом с энергией кванта $\hbar\omega=1.17$ эВ, в 3 раза меньше, чем ширина запрещенной зоны исследуемого вещества и ход зависимости люминесценции от интенсивности возбуждения, свидетельствуют о наличии процесса трехфотонного поглощения в GaS. Линия излучения с максимумом $\lambda=607$ нм, возникающая при двухфотонном возбуждении в GaSe идентична, обнаруженной при однофотонном возбуждении. Однако интенсивность излучения намного слабее, чем при однофотонном возбуждении. Зависимость интенсивности люминесценции от интенсивности возбуждения такая же, как при двухфотонном возбуждении GaS, носит квадратичный характер. По данным работы, по измерению величины концентрации носителей, созданных при двухквантовом возбуждении можно оценить, что при интенсивностях света лазера $I_1=10$ МВт/см² трехквантовый процесс поглощения создает $5 \cdot 10^{12}$ см⁻³ носителей.

В четвертой главе диссертации рассматриваются

неравновесные электронные процессы возникающие в полупроводниковых соединениях A^I , B^{III} и C^{VI} при лазерном возбуждении.

Благодаря специфической слоистой структуре кристаллы GaSe обладают сильной анизотропией подвижности, обусловленной наличием энергетического барьера в направлении, перпендикулярном слоям (ось \vec{c}). Указанное свойство кристалла обычно исследуется с помощью электрических измерений. Этот метод часто является непригодным из-за высокоомности рассматриваемых соединений и не позволяет выяснить природу барьеров. Оптические и люминесцентные методы также не являются приемлемым, так как наличие слоев не позволяет проводить оптические измерения вдоль слоев, а природу отдельных линий излучения, наблюдаемых в спектрах фотолюминесценции не всегда можно однозначно интерпретировать. Устранить такого рода недостатки позволяет метод исследования фотопроводимости слоистых кристаллов при высоких уровнях оптического возбуждения. В этом случае, конфигурация контактов позволяет направить внешнее электрическое поле, приложенное к образцу вдоль и поперек слоев. С другой стороны, использование высокого уровня оптического возбуждения, когда генерируется большая концентрация электронно-дырочных пар, позволяет управлять высотой барьера за счет светового легирования вплоть до вырождения полупроводников.

Нами были исследованы особенности фотопроводимости GaSe при высоких уровнях оптического возбуждения. Исследованные монокристаллы GaSe были выращены методом Бриджмена и обладали р-типом проводимости. Токовые контакты имели различные места расположения на поверхности образца прямоугольной формы, которые позволяют измерять фотопроводимость в продольном ($\vec{E} // \vec{c}$) и поперечном ($\vec{E} \perp \vec{c}$) направлениях относительно оси \vec{c} . Удельное сопротивление образцов варьировалось в интервале 10^3 - 10^5 Ом-см. Подвижность и концентрация носителей, определенные

холловскими измерениями, оказались равными $20 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ и $1\cdot 10^{13} \div 4\cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, соответственно.

Кристаллы GaSe облучались импульсами жидкостного лазера (активная среда-родамин 6G), накачку которого осуществляли азотным лазером. Область перестройки длины волны излучения лазера ($594 \div 643$) нм полностью перекрывала фундаментальный край полосы поглощения GaSe ($E_g=2.02 \text{ эВ}$ при $E=300 \text{ К}$). Мощность импульса составляла 120 кВт при длительности 3 нс , а частота повторения импульса равнялась 20 Гц . Интенсивность лазерного излучения варьировали при помощи калиброванных нейтральных фильтров.

Люкс-амперные характеристики фотопроводимости (ЛАХ), снятые при различных длинах волн возбуждения, соответствующий максимумам фотопроводимости, приведены на рисунке 12. Кривые *a* и *б* соответствуют случаю, когда приложенное электрическое поле направлено перпендикулярно и параллельно оси \vec{c} . Как видно из рисунка, в случае $\vec{E} \perp \vec{c}$ (кривая *a*) наблюдается линейная зависимость фототока $\Delta\sigma$ от интенсивности возбуждения I , а в случае $\vec{E} // \vec{c}$ (кривая *б*) в некотором диапазоне интенсивностей имеет место более сильная зависимость $\Delta\sigma \sim I^{2.5}$, где $\Delta\sigma$ - величина фотопроводимости, I - интенсивность падающего света.

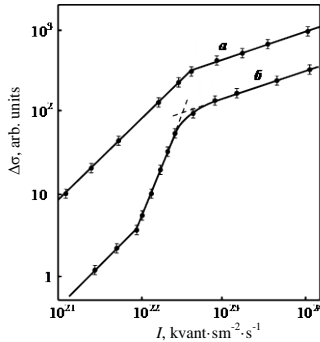


Рис.12. Зависимость фотопроводимости кристаллов GaSe от интенсивности лазерного излучения с длиной волны $\lambda_1 = 620 \text{ нм}$ ($\vec{E} \perp \vec{c}$, кр. *a*), $\lambda_2 = 630 \text{ нм}$ ($\vec{E} // \vec{c}$, кр. *б*).

Люкс-амперная характеристика фотопроводимости может быть объяснена влиянием энергетического барьера на подвижность неравновесных носителей. Действительно, при наличии барьера фототок определяется теми носителями, которые активируются на высоте равновесного барьера ΔE_0 . С увеличением уровня возбуждения концентрация неравновесных носителей Δn растет и при достижении некоторой концентрации Δn , определяемой условием $\Delta n \approx N_c$ (N_c – эффективная плотность состояний) начинается вырождение полупроводника за счет светового легирования. С дальнейшим ростом уровня возбуждения происходит сдвиг внутри зон квазиуровня Ферми, который в свою очередь, уменьшает высоту межслойного барьера ΔE . При этом фотопроводимость может быть описана как:

$$\Delta\sigma(I) = e\mu_0\Delta n(I)\exp\left(-\frac{\Delta E(I)}{kT}\right) = e\mu_0\Delta n(I)\exp\left(-\frac{\Delta E_0 - \xi_n(I)}{kT}\right), \quad (13)$$

где μ_0 - подвижность при отсутствии барьера, ξ_n - квазиуровень Ферми, отсчитываемый от дна зоны проводимости.

Расчеты показывают, что в указанной области ЛАХ хорошо описывается формулой (13). Поскольку протяженность этой области определяется условием $0 \leq \xi_n \leq \Delta E_0$, то ЛАХ фотопроводимости позволяет определить равновесную высоту барьера ΔE_0 по формуле

$$\Delta E_0 = kT \ln \left[\frac{\Delta\sigma_2 \left(\frac{I_1}{I_2} \right)^\alpha}{\Delta\sigma_1} \right], \quad (14)$$

где $\Delta\sigma_1$ и $\Delta\sigma_2$ – значения фотопроводимости, соответственно при интенсивностях I_1 и I_2 , α – показатель зависимости $\Delta n \sim I^\alpha$, который в случае $t_{\text{им}} < \tau$ ($t_{\text{им}}$ – длительность импульса, τ – время жизни носителей тока) равен единице. Оценки показали, что $\Delta E_0 \approx 50$ мэВ. Поскольку эти барьеры не снимаются экранированием неравновесных носителей вплоть до вырождения ($\Delta n \sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$), то можно положить, что они не

связаны с неоднородным распределением примесей или же дефектов. В частности, они могут быть вызваны следствием неупорядоченности расположения слоев друг относительно друга, имеющей место в слоистых материалах.

Мы уже отмечали, что наблюдаемые особенности в спектрах пропускания и люминесценции кристаллов GaSe и InSe могут быть объяснены взаимодействием экситонов при высоких интенсивностях возбуждения и экранированием кулоновского взаимодействия свободными носителями, генерированными лазерным светом. Представляет особый интерес обнаружение экситонного взаимодействия по исследованию фотопроводимости неравновесных носителей тока. Генерация больших концентраций неравновесных носителей лазерным возбуждением, также должно влиять на экситонную фотопроводимость исследованных кристаллов.

На рисунке 13,а представлены спектры фотопроводимости ($\Delta\sigma$) кристаллов GaSe при различных интенсивностях возбуждения (I_0). При низких мощностях накачки наблюдается хорошо известная экситонная фотопроводимость с максимумом при энергии фотона $\hbar\omega \approx 2.00$ эВ. С ростом мощности накачки увеличивается концентрация неравновесных носителей, что приводит к увеличению фотопроводимости в экситонной области (кривая 2). Дальнейшее увеличение интенсивности возбуждения приводит к уширению и исчезновению экситонного пика (кривые 3 и 4), но при этом фотопроводимость за краем фундаментального поглощения резко возрастает.

На рисунке 13,б представлена осциллограмма импульса фототока при возбуждении кристаллов GaSe 2-ой гармоникой излучения Nd:YAG лазера. Как видно из рисунка наблюдается два канала рекомбинации: быстрый $\tau_1 = 1.7$ мкс и медленный $\tau_2 = 20$ мс. Быстрый канал рекомбинации, по-видимому, связан с рекомбинацией свободных экситонов, а медленный участок, вероятно, обусловлен примесным центром.

По-нашему мнению, наблюдаемые особенности в спектрах пропускания и люминесценции кристаллов GaSe могут быть

объяснены взаимодействием экситонов при высоких интенсивностях возбуждения и экранированием кулоновского взаимодействия свободными носителями, генерированными лазерным светом. Действительно, при резонансном возбуждении кристаллов GaSe лазерным светом электроны и дырки связываются в экситоны. В дальнейшем с увеличением интенсивности возбуждения плотность экситонов растет, и при ее достижении некоторого критического значения (переход Мотта) происходит взаимодействие между экситонами, что приводит к распаду экситонов и образованию свободных электронно-дырочных пар.

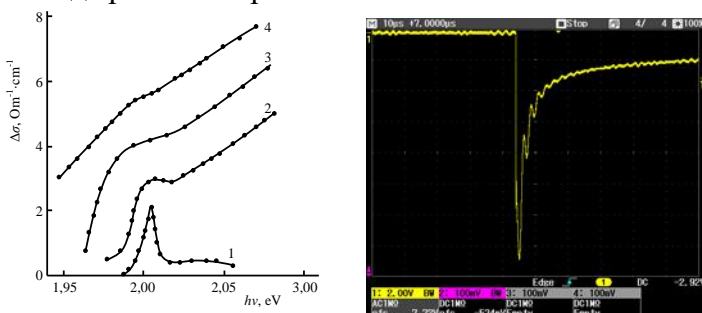


Рис. 13. а- Спектры фотопроводимости кристаллов GaSe при различных интенсивностях возбуждения, $\text{МВт}/\text{см}^2$: 1-0.46, 2-2.28, 3-6.14, 4-12; **б-** Осциллограмма импульса фототока при возбуждении кристаллов GaSe 2-ой гармоникой Nd:YAG – лазера.

В работе нами экспериментально исследовано поглощение ИК-света свободными носителями, созданными лазерным излучением в кристаллах InSe. Для возбуждения неравновесных носителей использовался импульсный Nd:YAG лазер. В качестве источника инфракрасного излучения для исследования поглощения на свободных носителях, использовался свет кварцевой галогенной лампы накаливания мощностью 400 Вт, пропущенный через кремниевый фильтр. Свет с длинами волн $\lambda=(1,2-2,5)$ мкм, прошедший через образец и фильтры, режущие краевые и лазерное излучение,

фокусировался на быстродействующий германиевый фотодиод. Вследствие поглощения света неравновесными электронами и дырками происходила импульсная модуляция зондирующего ИК-света и релаксация этого импульса отражала вымирание носителей во времени в кристалле. Кривые релаксации фототока наблюдались на экране запоминающего осциллографа (TektronixTDS – 2012С). Широкополосный усилительный тракт позволял наблюдать без искажения импульсы обеих полярностей с фронтами от 0,15 до 20 мкс.

На рис. 14,а представлена зависимость величины сигнала модуляции ИК – света (ΔM) от интенсивности возбуждения светом лазера (I).

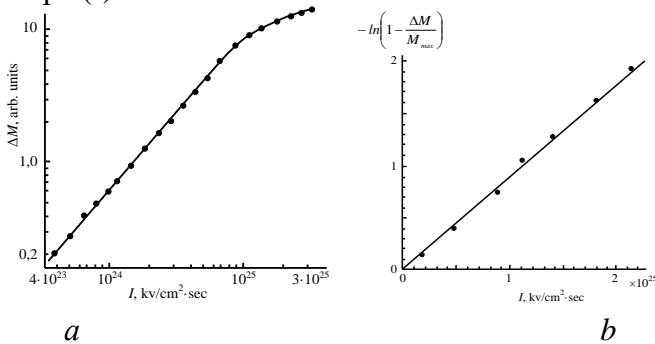


Рис.14. (а) Зависимость сигнала модуляции поглощения в InSe от интенсивности возбуждения I ; (b) Зависимость $\ln(1 - \frac{\Delta M}{M_{max}})$ от интенсивности возбуждения I .

Как видно из рисунка, наблюдается линейный ход сигнала с последующим его насыщением. Изменение интенсивности прошедшего через образец зондирующего ИК –света $\Delta M(t)$ (величина сигнала модуляции) может быть записана следующим образом :

$$\Delta M(t) = M_{max} \left[1 - \exp\left(-\sigma_{n+p} \int_0^d \Delta n(x,t) dx\right) \right] \quad (15)$$

где σ_{n+p} – суммарная величина сечения поглощения света

неравновесными электронами и дырками, M_{max} – величина сигнала модуляции при высоком уровне возбуждения, $\Delta n(x, t)$ – концентрация неравновесных пар на глубине x от поверхности образца.

Для определения сечения поглощения света неравновесными носителями σ_{n+p} производилось изменение амплитуды импульса $\Delta M(t)$. Зависимость $\ln(1 - \frac{\Delta M}{M_{max}})$ от интенсивности возбуждения I представлена на рис.14, в. По наклону этой зависимости определено сечение поглощения зондирующего света неравновесными носителями $\sigma_{n+p} = 2,4 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$.

Оценки величины концентраций показали, что при высоких интенсивностях возбуждения концентрация неравновесных носителей достигает величины $\sim 6 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ($R \sim 0,3$; $I \sim 10^{25} \text{ квант/см}^2\text{с}$; $t_u = 10 \text{ нс}$; $\alpha = 2 \cdot 10^3 \text{ см}^{-1}$). Эта величина на несколько порядков превышает концентрацию равновесных носителей и концентрацию примесных уровней в InSe. Поэтому, при высоком уровне оптического возбуждения преобладающим типом рекомбинации неравновесных электронов в селениде индия является биполярная межзонная рекомбинация.

В данной работе представлены результаты исследования дрейфовой емкости в 2D кристаллах InSe. Пленка InSe толщиной 1,3 мкм облучалась лазерным импульсом длительностью 12 нс и длиной волны 535 нм. В результате генерировалось равное количество неравновесных электронов и дырок. Электроны с высокой подвижностью быстро покидают пленочный сток. После прекращения освещения в середине пленки часть неравновесных дырок рекомбинирует с электронами и образуется высокоомная область нейтральных атомов.

Таким образом, после прекращения оптического возбуждения наряду с обычной релаксацией фототока, вызванной рекомбинацией неравновесных носителей заряда, разряжается и дрейфовая емкость, образованная областью

заряженных положительных ионов в прианодной области пленки и катодными электронами.

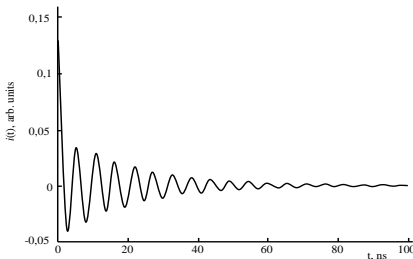
Поэтому релаксационный процесс можно рассматривать как диссипативное течение релаксационного типа и применить к нему уравнение Максвелла-Каттанео

$$j + \tau \frac{dj}{dt} = -\sigma \nabla \varphi, \quad (16)$$

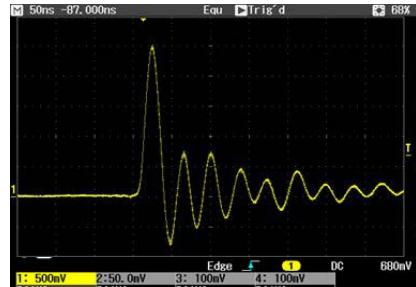
где j – плотность тока, τ – время релаксации фототока, σ – электропроводность пленки, $\varphi = \frac{q}{C}$ – потенциальная пропускная способность за счет дрейфа. Кинетику фототока можно записать в виде:

$$i = Ae^{-\frac{t}{\tau}} - A'e^{-\delta t} \cos \omega t, \quad (17)$$

где, $A = \frac{vq_0}{\ell}$, $A' = \frac{q'_0 \sigma S}{C\ell}$. При выборе значений константы $A = 0,08$; $A' = 0,05$; $\tau = 0,5$ нс; $\delta = 0,05$ нс⁻¹ и $\omega = 20$ нс⁻¹, зависимость $i(t)$, рассчитанная по формуле (17), имеет вид, показанный на рис.15,а.



а



б

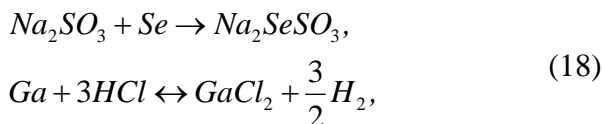
Рис. 15. а-Расчетная зависимость тока от времени с использованием уравнения Максвелла-Каттанео. б- Экспериментальная временная зависимость релаксационного тока в сверхтонких пленках InSe при воздействии импульсного лазерное излучение.

Кинетика фототока в сверхтонких пленках InSe при воздействии импульсного лазерного излучения длительностью 12 нс представлена на рис.15,б. Сравнивая расчетную и экспериментальную зависимости релаксационного тока от времени, мы наблюдаем их хорошее соответствие. Таким образом, уравнение (17) может быть использовано для математического моделирования релаксации импульсов тока в сверхтонких двумерных кристаллах типа селенида индия. В данном случае имеется в виду необходимость учета свойств селенида индия. Как отмечалось выше, подвижность электронов в нанослоях InSe во много раз превышает подвижность дырок. Эта особенность необходима для появления дрейфовой емкости в двумерных кристаллах.

В пятой главе представлены экспериментальные результаты получения наноструктур на основе кристаллов GaSe и InSe, анализ структуры и исследования их электрических, оптических, фотоэлектрических и люминесцентных свойств. Исследования кванторазмерных явлений в малоизученных, и в тоже время перспективных слоистых полупроводниках типа A^3B^6 , открывают большие перспективы для конструирования на их основе новых приборов с широким спектром функциональных возможностей.

Наночастицы GaSe были получены методом химического осаждения (M-CBD). При этом важную роль играет изготовления подложек, подготовка составов и сам процесс получения. В качестве подложек нами были выбраны стекло и кристаллы GaSe. Кристаллы GaSe были выращены методом Бриджмена. Размеры кристаллических подложек составляли $10 \times 6 \times 0,5 \text{ мм}^3$.

Тонкие пленки GaSe на стеклянной подложке выращены методом гидрохимического осаждения из раствора, содержащего селеносульфат натрия (Na_2SeSO_3) и хлорид галлия ($GaCl_3$). В качестве первоначального сырья использованы особо чистые вещества: Se , Ga , Na_2SO_3 и HCl . Вначале синтезировались соединения Na_2SeSO_3 и $GaCl_3$ по нижеследующим реакциям:



затем, были изготовлены водные растворы селеносульфата натрия и хлорида галлия в соотношении, необходимом для образования GaSe, с составом соответствующему стехиометрическому составу. В этом растворе, подложки выдерживались в течение от одной до десяти минут. Далее выращивания наночастиц соединения GaSe производилось по следующей последовательности: использовались четыре емкости с жидкостями. В первой находился раствор хлорида галлия, во второй дистиллированная вода, в третьей раствор селеносульфата натрия и в четвертой, также дистиллированная вода. Подложки выдерживались в этих емкостях последовательно в течение 20 секунд, 10 секунд, 15 секунд и 10 секунд, соответственно. Этот процесс повторялся 30 раз подряд.

При помощи дифракционного анализа рентгеновских лучей (XRD), атомного силового микроскопа (AFM), спектроскопии дисперсной энергии рентгеновских лучей (EDAX), и сканирующего электронного микроскопа (SEM) проведены исследования внутреннего строения и структуры полученных образцов. Рентгеноструктурным анализом установлено, что наночастицы принадлежат к β -модификации GaSe ($a=3,75A^0$, $c=15,94 A^0$) с гексагональной структурой. Пространственная группа симметрии D_{6h}^4 .

На основе рентгенограмм при помощи формулы Дебай – Шерера были вычислены размеры полученных наночастиц:

$$D = \frac{k\lambda}{\beta \cos \theta} \quad (19)$$

где D -размеры наночастиц, $k = 0,9$ – фактор формы линии (shape factor), $\beta = 0,1355$ - ширина расширения в половине максимума интенсивности (FWHM- Full Width at Half Maximum), λ – длина волны рентгеновского излучения, $\lambda=1,54A^0$, θ -угол Брегга, $\cos \theta=0,99$.

Оценки показывают, что размеры наночастиц GaSe лежат в интервале $4 \div 20$ нм.

Изображения, полученные с помощью SEM показывают, что полученные вещества состоят из сферических нанокристаллов с размерами (7-20) нм, которые собираются в полидисперсивной форме. Методом EDAX показано, что отношение галлия к селену составляет в Ga:Se=1:1, показывая, что состав вещества находится в стехиометрическом соотношении (рис.16).

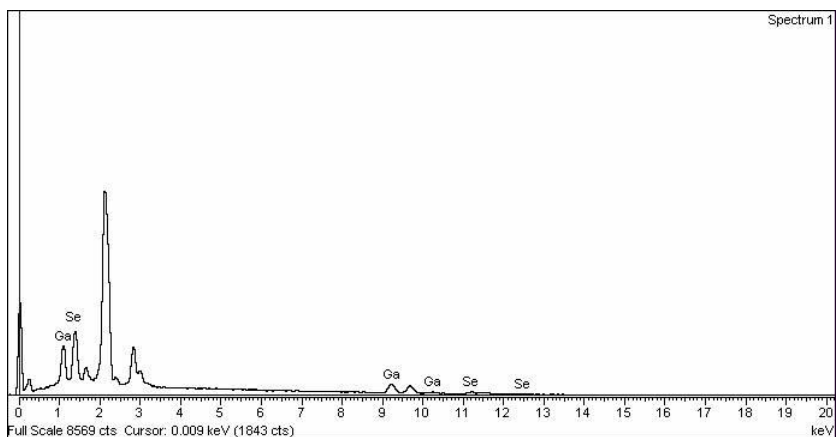


Рис.16. EDAX изображения наночастиц GaSe .

На рис. 17 (а) представлен спектр поглощения наночастиц GaSe на стеклянной подложке. На основе спектральной зависимости определены ширина запрещенной зоны наночастиц и энергии активации примесных уровней, расположенных в запрещенной зоне. Как видно из рисунка, поглощение в области коротких волн соответствует энергии 3,69 эВ. По-нашему мнению эта величина равна ширине запрещенной зоны исследованных наночастиц GaSe. В этом случае ширина запрещенной зоны наночастиц оказывается намного больше, чем E_g для кристаллов GaSe. Найденные нами значения E_g для кристаллов GaSe оказалось равным $E_g=1,98$ эВ.

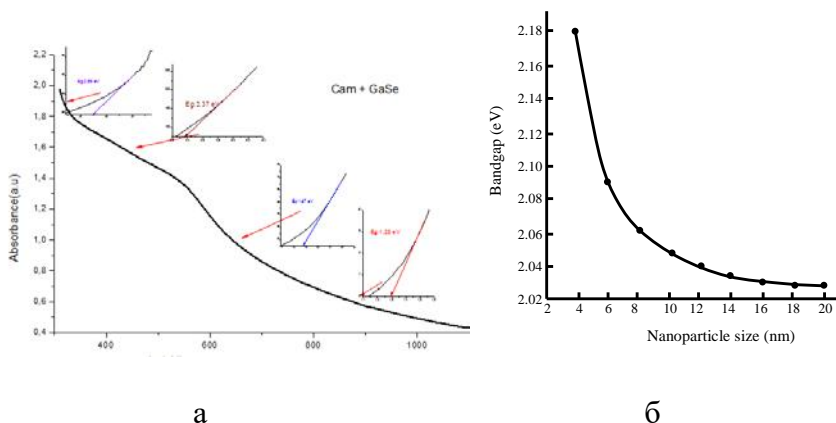


Рис. 17. Спектр поглощения наночастиц GaSe на стеклянной подложке (а), Зависимость ширины запрещенной зоны GaSe от размеров наночастиц (б).

Следует отметить, что увеличение ширины запрещенной зоны наночастиц по сравнению с массивным кристаллом, является характерной особенностью полупроводниковых наночастиц. Известно, что ширина запрещенной зоны наночастиц зависит от ширины запрещенной зоны кристалла (E_g), приведенной массы исследуемого кристалла (m_r) и от размера наночастиц (a):

$$E_{g(\text{нано.})} = E_{g(\text{крист.})} + \frac{\hbar^2 \pi^2}{2m_r a^2} \quad (20)$$

Оценки, проводимые нами с учетом параметров GaSe, показывает, что вычисленные значения ширина запрещенных зон наночастиц удовлетворительно согласуется с найденным значением на основе спектра поглощения.

Наблюдаемые на спектре поглощения наночастиц GaSe пики 2,37 эВ, 1,87 эВ и 1,28 эВ, по – видимому, обусловлены электронными переходами из центров захвата, расположенных в запрещенной зоне, в зону проводимости, соответственно.

Так как GaSe обладает p-тип проводимости, то эти локализованные центры действуют как акцепторные уровни и темновая проводимость обусловлена термической активацией

дырок от этих центров в валентную зону. Расстояния этих уровней от валентной зоны соответственно равны $\Delta E_p = 2,41$ эВ, 1,82 эВ, 1,32 эВ и 0,32 эВ, соответственно.

На рис.17,б представлена зависимость ширины запрещенной зоны наночастиц GaSe от размеров наночастиц. Как видно из рисунка, квантово-размерный эффект начинает существенно влиять на ширину запрещенной зоны, когда размеры наночастиц становятся меньше 10 нм.

В этой главе также рассматриваются электрические и оптические свойства наночастиц InSe. Наночастицы InSe были получены также методом химического осаждения (M-CBD-chemical bath deposition method).

На рис.18,а представлены AFM изображения наночастиц InSe на стеклянной подложке. Как видно из рисунков, гомогенное распределение частиц на представленных рисунках не наблюдаются.

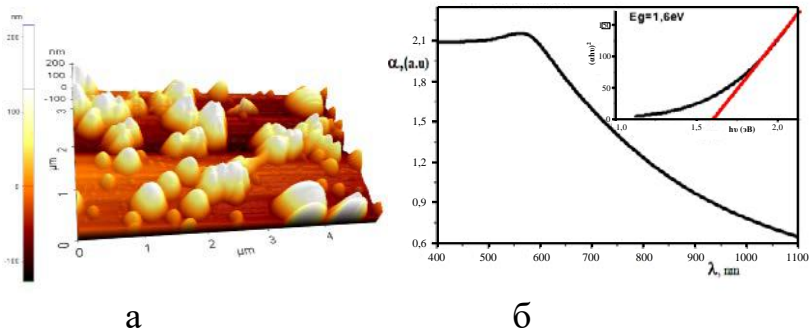


Рис. 18. а- AFM изображения наночастиц *InSe* на стеклянной подложке, б- Спектр поглощение наночастиц *InSe* на стеклянной подложке.

На рис. 18,б представлен спектр поглощения наночастиц InSe на стеклянной подложке. На основе спектральной зависимости определены ширина запрещенной зоны наночастиц *InSe*. Учитывая, что *InSe* является прямозонным полупроводником, из зависимости $\alpha^2 \sim f(h\nu)$ определена ширина запрещенной зоны наночастиц *InSe*, которая оказалась равной

1,6 эВ. Эта величина ширины запрещенной зоны наночастиц оказывается намного больше, чем E_g для кристаллов InSe ($E_g \sim 1,23$ эВ).

Шестая глава посвящена практическому применению соединений A^I , B^{III} и C^{VI} . Проведенные нами теоретические и экспериментальные исследования нелинейных оптических и неравновесных электронных процессов в полупроводниковых соединениях A^I , B^{III} и C^{VI} при лазерном возбуждении выявил ряд возможностей применения этого класса веществ в нелинейной оптике и квантовой электронике. Полученные результаты могут быть использованы в лазерной технике, лазерная абляция твердых тел, инверсия проводимости полупроводников, влияния лазерного излучения на структуру наночастиц, преобразователи солнечной энергии на основе наноструктур, оптические светофильтры лазерного света, быстродействующие наносекундные детекторы лазерного излучения, новый метод получения сверхтонкой пленки и т.д. Все эти исследования проведены с применением различных газовых, твердотельных, жидкостных лазеров и с использованием современных методов исследования оптического поглощения, фотопроводимости и люминесценции с применением двухфотонной спектроскопии, дисторсия света и т.д.

Одним из эффективных методов управления свойствами полупроводников является метод лазерной обработки, использование которого позволяет в зависимости от соотношения между энергией кванта $\hbar\omega$, интенсивностью лазерного излучения I и шириной запрещенной зоны E_g , трансформировать его приповерхностные ($\hbar\omega > E_g$) или объемные ($\hbar\omega < E_g$) свойства. Взаимодействия мощного лазерного излучения с различными веществами имеют разнообразные характеры, которые в настоящее время не получили исчерпывающего объяснения.

Как показывают экспериментальные результаты, при возбуждении тонких пленок n-InSe импульсным Nd:YAG лазером с длиной волны $\lambda = 1064$ nm и мощностью ~ 6 MW/cm²,

наблюдается изменение типа проводимости (рис.19). Участок образца, до облучения лазерным светом имеющий *n*-тип проводимости, после облучения обладает *p*-типом проводимости. При этом одновременно наблюдается изменение и в вольт-амперной характеристике (ВАХ) исследованных образцов. Если до лазерного облучения ВАХ имел симметричную линейную характеристику, то после лазерного облучения ВАХ обладает диодной характеристикой, коэффициент выпрямление при 2 V составляет $\sim 2 \cdot 10^2$. Механизм токопрохождения через *p-n* переход имеет рекомбинационный характер. Освещение образцов светом лампы накаливания сильно обогащает область объемного заряда *p-n* перехода.

Анализ структуры тонких пленок InSe показал, что состав пленки однороден по всей площади пленки.

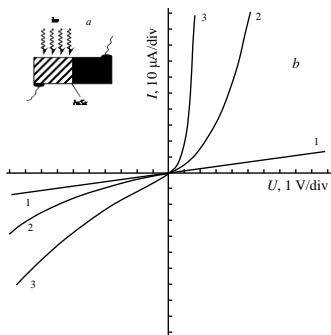


Рис.19. Вольт-амперная характеристика тонких пленок InSe до (1) и после (2) облучения лазерным излучением, (3)- ВАХ при освещении.

По-нашему мнению, инверсия типа проводимости в тонких пленках InSe под действием лазерного излучения может быть обусловлена локальным изменением динамики поведения дефектов кристаллической решетки за счет нагрева, либо в результате поглощения света в структурных неоднородностях.

Так же было рассмотрено влияние электрического поля и лазерного излучения на спектры поглощения и люминесценции

тонких пленок GaSe и InSe. На рис.20,*a* приведены спектры пропускания GaSe при различных значениях электрического поля, приложенных к образцу. При приложении к образцу поля в направлении, параллельном оптической оси \vec{c} , наблюдается смещение края полосы поглощения в длинноволновую область спектра. С увеличением напряженности поля до 20 В/см, смещение края полосы поглощения составляет 50 нм. Аналогичное смещение в образцах InSe при приложенном электрическом поле 7,3 В/см составляет 88 нм (20,*б*). Зависимость величины сдвига края полосы поглощения ($\Delta\lambda$) от приложенного электрического поля (E) для GaSe и InSe носит степенной характер $\Delta\lambda \sim E^n$, где $n=2,1 \div 2,5$.

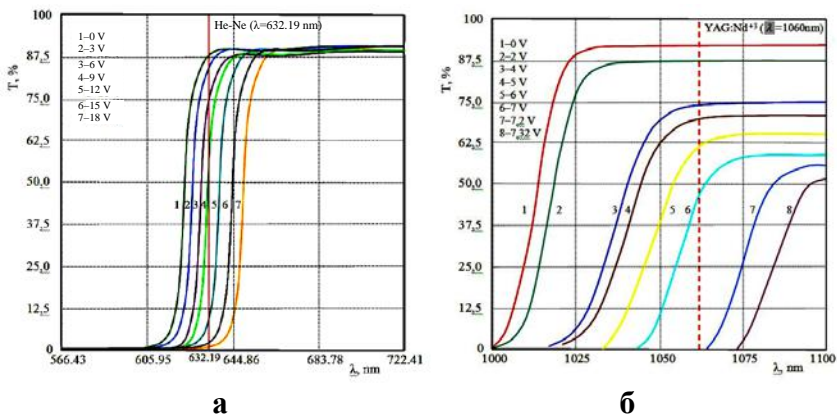


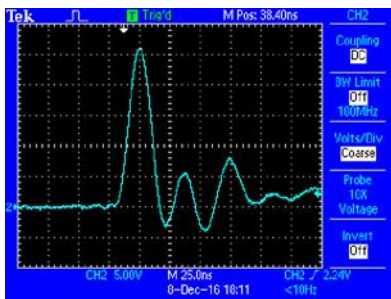
Рис. 20. Спектры пропускания GaSe (а) и InSe (б) при различных значениях, приложенного к образцу электрического поля.

На рис.20 также показаны линии спектра излучения He-Ne лазера (а) и Nd:YAG лазера (б), соответственно. Как видно из рисунков, при смещении края полосы поглощения в тонких пленках GaSe и InSe, спектры пропускания пересекают спектральную линию лазеров, следовательно, представляется возможность управлять интенсивностью излучения He-Ne лазера

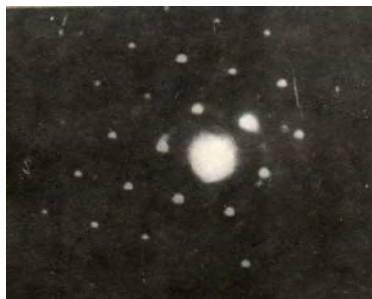
и Nd:YAG лазера, проходящего через тонкие пленки GaSe и InSe, соответственно, от максимально допустимого значения, вплоть до нулевого значения, изменяя напряженность приложенного к кристаллам соответствующего поля.

Наиболее вероятным механизмом объяснения экспериментальных результатов, по нашему мнению, может быть связано с теплотой джоуля обусловленной электрическим полем и последующим усилением колебаний кристаллической решетки, приводящие к сдвигу края полосы поглощения. Оценки показывают, что в образце GaSe с удельным сопротивлением $\sim 10^3$ Ом·см под действием электрического поля до 85 В/см выделяются теплота джоуля $\approx 1,9$ Вт/см². Эта величина является достаточной для нагрева образца на 45-50⁰ С. В образцах InSe с удельным сопротивлением $\sim 10^2$ Ом·см, под действием электрического поля 50 В/см выделяется теплота джоуля $\sim 11,6$ Вт/см², которая нагревает образец до 245⁰С. В пользу теплового механизма смещения края полосы поглощения ($\Delta\lambda$), также свидетельствует зависимость величины сдвига при $\Delta T=40$ К от сопротивления (R) образцов, вырезанных из разных слитков. С уменьшением сопротивления образцов, величина сдвига края полосы поглощения увеличивается. Таким образом, стимулированный внешним электрическим полем электрический нагрев образцов, приводит к смещению края полосы поглощения в длинноволновую область спектра.

Нами, впервые в InSe, под действием Nd:YAG лазера обнаружены сверхбыстрые фототоки при комнатной температуре (рис.21,а). Как видно из рисунка, генерация фототока продолжается в течение воздействия импульса лазера, нарастания и падения фотосигнала не превышает 15 наносекунд. Темновой ток составляет 6×10^{-6} А при приложенном внешнем напряжении ~ 1 В. Чувствительность образца была равна 0,25 мкА/мкВ при длине волны падающего излучения $\lambda=1060$ нм. Зависимость фототока от приложенного напряжения в интервале интенсивности (1,42÷12) МВт/см² носит линейный характер, вплоть до 25 В.



а



б

Рис.21. а-Осциллограмма фототока в InSe при интенсивности возбуждения $\sim 6 \text{ МВт/см}^2$, б- Электронограммы от пленок InSe, осажденных на скол NaCl при $\sim 300 \text{ }^\circ\text{C}$ после облучения Nd:YAG-лазером.

По-нашему мнению причиной возникновения сверхбыстрой генерации фототока является наличие в запрещенной зоне кристаллов InSe двух типов центров, очувствляющие «r»-центры и быстрые типа «S». Наличие в запрещенной зоне n-InSe r-центров на расстоянии $E_{vr} \approx 0,25 \text{ эВ}$ от валентной зоны позволяет под действием лазерного излучения с энергией $\hbar\omega = 1,17 \text{ эВ}$ перевести электроны из r-центров в зону проводимости. Возбужденные в s-зону электроны будут рекомбинировать через S-центры, что обуславливает быструю составляющую фототока.

В заключении отметим, что обнаруженные нами при комнатной температуре сверхбыстрые фототоки и интенсивное излучения в ближней ИК-области спектра показывают потенциальные возможности использования тонкослойной структуры InSe для быстродействующей электронной техники и технологии фотоники.

В диссертационной работе тонкие пленки InSe были получены импульсным лазерным облучением. В качестве источника излучения использовался рубиновый лазер, работающий в режиме модуляции добротности. Частицы, испаряемые под действием лазерного излучения, помещались на подложки из NaCl при температуре $300 \text{ }^\circ\text{C}$. Электронограммы

тонких пленок InSe, полученных под воздействием лазерного излучения, показывают хорошее соответствие параметров полученных тонких пленок и исходного материала (рис. 21,б).

Методом SILAR были получены наночастицы GaSe, легированные редкоземельными элементами Nd, Er и Dy. На рис. 22 представлены спектры оптического поглощения наночастиц GaSe<Dy,Er,Nd>. Как видно из рисунка, помимо основного края поглощения (~600 нм) спектр поглощения наночастиц GaSe распространяется и в коротковолновую область до ~330 нм.

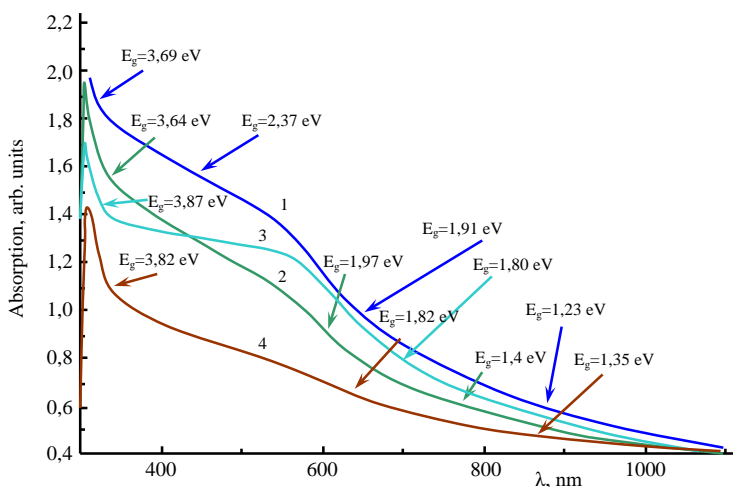


Рис.22. Спектры оптического поглощения наночастиц GaSe<Dy,Er,Nd> на стеклянной подложке: 1 – GaSe; 2 – GaSe<Er>; 3 – GaSe<Nd>; 4 – GaSe<Dy>.

Сравнение спектра поглощения наночастиц GaSe с ее энергетической диаграммой позволяет предположить, что помимо перехода с центром в зоне Бриллюэна на основном крае поглощения $\Gamma_2^- \rightarrow \Gamma_3^-$ в коротковолновой области спектра также существует $M_2^- \rightarrow M_1^+$ переход (~3,69 эВ). По нашему

мнению, особенности, наблюдаемые в спектре поглощения наночастиц GaSe<Dy,Er,Nd>, связаны с электронными переходами, создаваемыми редкоземельными элементами Dy, Er, Nd в кристаллической решетке GaSe.

Спектр люминесценции наночастиц GaSe резко отличается от спектра люминесценции, наблюдаемого в его кристаллах (рис. 23). Если спектр люминесценции кристаллов GaSe в основном связан с экситонными переходами, присутствующими на краю поглощения, и примесными переходами в длинноволновой области, то спектр люминесценции наночастиц GaSe имеет тонкую структуру: имеются два основных максимума в видимой области и ряд слабых максимумов. Такая же закономерность наблюдается и в спектрах люминесценции наночастиц GaSe<Dy,Er,Nd> (табл. 1).

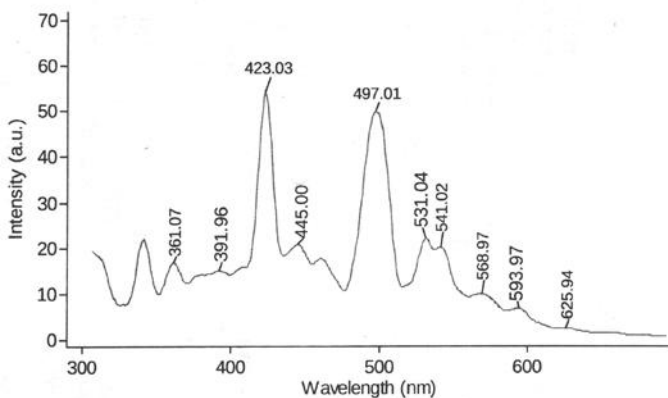


Рис.23. Спектр люминесценции наночастиц GaSe на стеклянной подложке.

Нами предложен новый метод получения сверхтонкой пленки селенида индия. Методом термического испарения селенида индия в вакууме и осаждения пара на поверхность жидкости, получены сверхтонкие пленки InSe. Метод основан на процессе термического испарения соединения InSe и осаждения паров на свободную поверхность жидкости в вакууме.

Таблица 1. Электронные переходы, наблюдаемые в наночастицах GaSe, легированных редкоземельными элементами Dy, Er, Nd

<i>GaSe</i> $\lambda(\text{nm})$	<i>GaSe (Er)</i> $\lambda(\text{nm})$	<i>GaSe (Nd)</i> $\lambda(\text{nm})$	<i>GaSe (Dy)</i> $\lambda(\text{nm})$
361.07	362.00	361.07	361.07
391.96	393.03	391.06	423.03
423.03	423.03	423.03	445.00
445.00	446.06	446.06	461.06
497.01	461.96	498.95	495.97
531.04	498.95	531.04	531.04
541.02	531.04	541.02	541.02
568.97	541.02	570.00	566.02
593.07	568.97	592.05	593.97
625.04	592.94		625.94
			658.98

Испарение размельченных до размеров 10-20 мкм поликристаллического селенида индия производился в стеклографитовом тигле, предварительно нагретом до температуры, превышающей температуру плавления InSe на 20 ± 3 К. Размельченные пылинки InSe подавались в тигель специальным устройством, позволяющим контролировать количество подаваемой массы. Подложка, расположенная на высоте 15 см от тигля, представляет собой многослойную структуру. Верхний слой является стеклом, на 0,5 мм ниже расположена металлическая сетка, которая залита жидкостью. За счет смачиваемости с сеткой, густая жидкость почти равномерно покрывает нижнюю сторону сетки. Температура жидкости контролировалась тонкими термopарами, прикрепленными к

металлической сетке. В качестве жидкости использовано масло, являющееся химически нейтральным к парам InSe и обладающее низким давлением пара в вакууме. После осаждения паров InSe на поверхность жидкости, многослойная подложка переворачивается вверх дном и сетка с образованной пленкой селенида индия отделяется от жидкости.

Остатки жидкости удаляли, продержав сетки с тонкой пленкой InSe в вакууме при температуре 415 К, в течении одного часа. Материалом сетки являлась нить из сплава медь-цинк диаметром 200 мкм. Составной анализ вещества, осажденного на металлическую сетку, и его морфологическая структура исследованы на сканирующем электронном микроскопе. Следует отметить, что при попадании электронного луча на пленку InSe на окне сетки пленка разрушается. Поэтому, нам пока не удалось провести структурный анализ свободной пленки. Однако пленка идеально-однородная, отдельные компоненты селенида индия по всему участку пленки распределены равномерно. Многочисленные оценки толщины пленки показали, что она составляет $\sim 1,8$ мкм. Массовое соотношение индия и селена в составе тонкой пленки определено из EDX спектра. Соотношение атомных масс индия и селена хорошо совпадает с соотношением процентных масс компонентов тонкой пленки, представленных в правом углу гистограммы. Поэтому, можно убедиться в том, что полученная тонкая пленка по составу соответствует стехиометрической формуле InSe.

Экспериментально исследовались особенности фотопроводимости и люминесценции тонких пленок CdS и твердых растворов $Cd_{1-x}Zn_xS$, полученных методом химической пульверизации с последующим пиролизом при лазерном возбуждении. В качестве источника излучения были использованы импульсные жидкостной (473 – 547) нм и азотный (337 нм) лазеры. Экспериментально исследовались спектры фотопроводимости и фотолюминесценции тонких пленок $Cd_{1-x}Zn_xS$ в зависимости от состава x при различных интенсивностях возбуждения и кривые релаксации неравновесной

фотопроводимости. Показано, что наблюдаемые особенности в спектрах фотопроводимости и фотолюминесценции тонких пленок $Cd_{1-x}Zn_xS$ обусловлены прямыми зона-зона переходами. При высоких интенсивностях оптического возбуждения в тонких пленках CdS наблюдается усиление света.

Нами были изготовлены многослойные гетероструктуры $Si-ZnO-CuInSe_2-ZnO$ на поверхности подложек из монокристаллического кремния методом вакуумного напыления. Исследованы вольт-амперные, вольт-емкостные и спектральные распределения гетеропереходов в области перехода $p-CuInSe_2-n-ZnO$. Оценены параметры гетеропереходов и показано, что гетеропереходы могут быть использованы в качестве преобразователей солнечной энергии.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ВЫВОДЫ

1. Получены оптически однородные монокристаллы, тонкие пленки и наноструктуры двойных и тройных соединений на основе элементов A^I , B^{III} и C^{VI} , методами Бриджмена, мгновенного термического испарения в вакууме и электрохимического осаждения, соответственно. Проведены структурные и элементные анализы полученных тонких пленок и наночастиц при помощи дифракционного анализа рентгеновских лучей (XRD), атомного силового микроскопа (AFM), спектроскопии дисперсной энергии рентгеновских лучей (EDAX) и сканирующего электронного микроскопа (SEM).
2. Обнаруженное при высоких уровнях оптического возбуждения нелинейное поглощение в кристаллах InSe в области экситонного резонанса, обусловлено экранированием кулоновского взаимодействия свободными носителями и экситон-экситонным взаимодействием. Плотность электронно-дырочных пар, генерированных лазерным светом в InSe ($\sim 3 \times 10^{19} \text{см}^{-3}$) значительно превышает плотности, необходимую для мотовского перехода в этих кристаллах ($\sim 2.5 \times 10^{16} \text{см}^{-3}$).
3. Изменение показателя преломления в тонких пленках GaSe при высоких интенсивностях оптического возбуждения и

наблюдаемый сдвиг край полосы поглощения в низкоэнергетическую область спектра связано с безызлучательной рекомбинацией неравновесных электронно-дырочных пар, генерированных лазерным светом.

4. Заполнение энергетических зон при высоких уровнях оптического возбуждения GaSe приводит к просветлению края полосы поглощения, с одновременным его сдвигом в высокоэнергетическую область спектра. Наблюдаемый эффект заполнения зон позволяет на основе тонких пленок GaSe создать полупроводниковый лазер.

5. При высоких интенсивностях лазерного возбуждения кристаллов InSe происходит эффект тепловой нелинейности, в результате которой, изменяется показатель преломления и среда ведет себя как собирающая или рассеивающая линза. Показано, что тепловая нелинейность имеет большое время отклика, определяемое временем, необходимым для охлаждения кристалла. Этот медленный отклик помогает отличить термически индуцированные нелинейности от оптических нелинейностей электронного происхождения.

6. Полосы излучений, выявленные на спектрах фотолюминесценции кристаллов $Cu_3In_5S_9$, при лазерном возбуждении обусловлены наличием в запрещенной зоне кристалла уровней, обусловленными вакансиями в узлах анионной и катионной подрешетки.

7. Обнаружено двух и трехфотонное поглощение в кристаллах GaS и $Cu_3Ga_5Se_9$ при высоких интенсивностях оптического возбуждения. Коэффициент двухфотонного поглощения в GaS оказался равным $7 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}$ при интенсивности света $I_0 = 1 \cdot 10^{25} \text{ кв/см}^2 \cdot \text{сек}$. Отношение коэффициента двухфотонного к коэффициенту трехфотонного поглощений в $Cu_3Ga_5Se_9$ оказалось порядка 10^4 .

8. Предложен новый способ определения состава и энергетических параметров эпитаксиальных полупроводниковых слоев с варизонной структурой на примере GaS-GaSe. При двух и трехфотонном возбуждении гетероструктуры GaS-

GaSe лазерным излучением из интерпретации спектров фотолюминесценции определены состав, величина запрещенной зоны, толщина слоев, концентрация глубоких и мелких примесей, определяющих характер рекомбинационных процессов и, следовательно, эффективность реализуемых структур.

9. Предложен метод определения эффективного сечения поглощения света неравновесными носителями зарядов в InSe, генерируемыми лазерным светом, $\sigma_{n+p} = 2,4 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$. Наличие быстрого спада на кривой релаксации импульса, позволяет предложить кристаллы InSe в качестве детектора для регистрации коротких импульсов лазеров, работающих в ИК-области спектра.

10. Обнаруженные в тонкослойной структуре InSe сверхбыстрые фототоки при лазерном возбуждении обусловлены наличием в указанном веществе быстрого канала рекомбинации с большим сечением захвата.

11. Изготовлены ослабители лазерного излучения, способные уменьшать интенсивности излучения различных лазеров (He-Ne, YAG:Nd³⁺, жидкостные лазеры) более, чем на два порядка, и могут быть также использованы в качестве отрезающих светофильтров. Физическая основа ослабителей лазерного излучения, работающих в видимой и ближней инфракрасной областях спектра, связана с эффектом смещения края полосы поглощения кристаллов GaSe и InSe под действием электрического поля.

12. Тонкие пленки InSe были получены с помощью рубинового импульсного лазерного облучения. Электронограммы тонких пленок InSe, полученных под воздействием лазерного излучения, показывают хорошее соответствие параметров полученных тонких пленок и исходного материала. Показано, что инверсия типа проводимости в тонких пленках InSe и AgIn₅S₈ под действием лазерного излучения может быть обусловлена либо локальным изменением динамики поведения дефектов кристаллической решетки за счет нагрева, либо в результате поглощения света в структурных неоднородностях.

13. Впервые разработана технология выращивания сверхтонких пленок InSe методом термического испарения и осаждением пара на поверхность жидкой фазы. Методами EDAX и SEM определены состав и толщины полученных пленок.

14. Обнаружено возникновение дрейфовой емкости в 2D тонких пленках InSe. Показано, что после оптического возбуждения пленки световым импульсом длительностью в десятки наносекунд, наряду с обычной релаксацией фототока, вызванной рекомбинацией неравновесных носителей заряда, происходит разряд дрейфовой емкости. Поэтому процесс релаксации можно рассматривать как диссипативное течение релаксационного типа и применять к нему уравнения Максвелла-Каттано.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ДИССЕРТАЦИИ ОПУБЛИКОВАНЫ В РАБОТАХ:

1. Гусейнов А.Г., Мамедов Р.М., Магомедов А.З. Гомопереходы, изготовленные методом лазерного отжига «Fizikanın müasir problemləri» II Respublika konfransın materialları, 28 noyabr, 2008, s.197-198.
2. Гусейнов А.Г., Мамедов Р.М. О роли собственных точечных дефектов в процессах рекомбинации неравновесных носителей заряда в $\text{Cu}_3\text{Ga}_5\text{Se}_9$. Bakı universitetinin xəbərləri, FRES, №4, s.145-147, 2009.
3. Гусейнов А.Г., Мамедов Р.М. Фотолюминесценция тонких пленок $\text{CuGaSe}_{0,65}\text{Te}_{0,35}$. Bakı Dövlət Universitetinin 90 illik yubileyinə həsr olunmuş Beynəlxalq Elmi Konfransın materialları, Bakı, 2009, s.231-232.
4. Kyazym-zade A.G., Huseynov A.H., Hasanova L.H., Mamedov R.M. Luminescent properties of $\text{A}^1_3\text{B}^3_5\text{C}^6_9$ type compounds Conference Proceeding of 6th International Conf.on Technical and Physical Problems of Power Engineering (ICTPE), 14-16 september> 2010, pp.362-365, Tabriz, Iran.
5. Гусейнов А.Г., Мамедов Р.М. Электропроводность и термо-э.д.с. монокристаллов $\text{Ag}_3\text{In}_5\text{Se}_9$. Bakı universitetinin xəbərləri, FRES, №4, 2010, s.142-150.

6. Гусейнов А.Г., Мамедов Р.М. О механизме излучательной рекомбинации в тонких пленках CuInSe₂. «Opto»nano-elektronika və kondensə olunmuş mühit fizikası. Elmi-praktiki konfransın materialları. BDU, Bakı, 2011, s.150-153.
7. Гусейнов А.Г., Мамедов Р.М. Фотоэлектрические преобразователи на основе соединений $CuGaSe_{0,65}Te_{0,35}$ - ZnO. Bakı universitetinin xəbərləri, FRES, 2012, №4, s. 142-150.
8. Гусейнов А.Г., Мамедов Р.М., Фараджева Н.З. Фотоэлектрические преобразователи на основе гетероструктуры ZnO-CuInSe₂. AZTU, «Bərpa olunan enerji mənbələrində istifadə olunma problemləri və perspektivləri» Beynəlxalq elmi texniki konf.mat. 2012, səh. 22-25.
9. Гусейнов А.Г., Мамедов Р.М., Бадалова С.А. Катодолюминесценция монокристаллов AgIn₅S₈. BDU «Fizikanın aktual problemləri» VII Respub.elmi konfr.material., Bakı-2012, səh. 67-68.
10. Гусейнов А.Г., Джафаров М.Б., Мамедов Р.М. О механизме излучательной рекомбинации в монокристаллах AgIn₅S₈ В кн. Аграрные науки XXI века. Актуальные исследования и перспективы. Санкт-Петербург. 2013, с.171-174.
11. Кязым-заде А.Г. Салманов В.М., Алиев И.М., Салманова А.А., Гусейнов А.Г., Мамедов Р.М. Влияние анизотропии и нелинейного поглощения на фотопроводимость кристаллов GaSe при лазерном возбуждении. АМЕА-nın xəbərləri fizika-texnika və riyaziyyat elmləri seriyası, fizika və astronomiya. 2014, №2, səh.10-15.
12. Кязым-заде А.Г. Салманов В.М., Гусейнов А.Г., Гасанова Л.Г., Мамедов Р.М. Оптические нелинейности в кристаллах GaSe и InSe при лазерном возбуждении. Оптика и спектроскопия, Санкт.- Петербург, 2014, том 116, № 4, с.130-133.
13. Кязым-заде А.Г., Салманов В.М., Гусейнов А.Г., Салманова А.А, Джавадзаде А.А. Просветление в области экситонного резонанса в слоистых кристаллах GaSe. Оптика и

спектроскопия, Санкт.- Петербург, 2014, том 117, № 3, с. 91-95.

14. Huseynov A.G., Salmanov V.M., Hasanova L.G., Mamedov R.M. The Effect of Laser Annealing on the Dynamics of Defects in the CrystalLattice of the $\text{Cu}_3\text{Ga}_5\text{Se}_9$ Single Crystal. International Journal of Engineering & Technology IJET-IJENS Vol:14,2014 № 01, p.11-17.
15. Гусейнов А.Г., Салманов В.М., Ахмед А.А., Магомедов А.З., Мамедов Р.М., Джафарлы Р.С. О механизме рекомбинации неравновесных носителей тока в монокристаллах CuIn_5S_8 . Fizikanın müasir problemləri VIII Respublika konfransı, Bakı 2014, səh.122-125.
16. Jafarov M.A., Nasirov E.F., Mamedov R.M. Fabrication and characterization CdS nanowire International Journal of Current Research Vol.6, Issue, 10, pp.9006-9013, October, 2014.
17. Jafarov M.A., Nasirov E.F., Mamedov R.M., Jafarli R.S. Fabrication and characterization ZnCdS nanowire. Nanosystems: Physics, Chemistry, Mathematics, 2014, 5 (6), P. 1–6.
18. Гусейнов А.Г., Салманов В.М., Кязым-заде А.Г., Мамедов Р.М. Нелинейное поглощение в кристаллах $\text{Cu}_3\text{Ga}_5\text{Se}_9$ при лазерном возбуждении. Bakı universitetinin xəbərləri, FRES, 2015, №3, с. 119-126.
19. A.G. Guseinov, Salmanov V.M., Mamedov R.M. Photoconductivity $\text{Cu}_3\text{Ga}_5\text{Se}_9$ under the action of laser radiation. “Science, Education and Technology”, The XII International Academic Congress, United States, Cambridge, Massachusetts, 2015, v. 3, p.58-66.
20. Kuzymzade A.G., Salmanov V.M., Salmanova A.A., Aliev I.M., Aliev H.I., Huseynov A.H., Mamedov R.M. The Study of Recombination Centers in GaSe Crystals by Laser Radiation. Journal of Qafqaz University- Physics. Baku, 2015, v.3, №1, p. 34-40.
21. Гусейнов А.Г., Кязым-заде А.Г., Карабулур М., Динчер А.Х., Джафаров М.А., Салманов В.М., Мамедов Р.М., Алиева А.М. Электрические и оптические свойства

- наночастиц InSe. АМЕА Хəбərləri, Fizika- texnika və riyaziyyat elmləri seriyası, 2015, №5, s. 100-108.
22. Кязым-заде А.Г., Карабулур М., Динчер А.Х., Салманов В.М., Джафаров М.А., Гусейнов А.Г., Мамедов Р.М. Структура, оптические и люминесцентные свойства наночастиц GaSe. Российские нанотехнологии. 2015, т.10, № 9-10, с.92-97.
 23. Huseynov A.H., Salmanov V.M., Hasanova L.H., A.Z. Mahammadov, Mamedov R.M. Electrical and photoelectrical properties of defects semiconductors $CuIn_5S_8$. Cambridge Journal of Education and Science.2015, v.6, №2(14), p.510-521.
 24. Huseynov A.H., Salmanov V.M., Karabulur M., Dincher A.H., Mamedov R.M. Gallium monoselenide doped with boron. American Journal of Science and Technologies. 2015, v.6.p.18-26.
 25. Kyazumzade A.H., Karabulur M., Dincher A.H., Salmanov V.M., Dzhafarov M.A., Huseynov A.H., Mamedov R.M. Structure, optikal and luminescent properties of GaSe and InSe nanoparticles. International Journal of Current Research.USA, 2015, v.7, №7, p.18321-18327.
 26. Salmanov V.M., Hüseynov A.H., Həsənova L.H., Məhəmmədov Ə.Z., Məmmədov R.M. $Cu_3In_5S_9$ kristallarında fotokeçiriciliyin xüsusiyyəti. Fizikanın aktual problemləri VIII Respublika elmi konfransı, Bakı 2015, səh.22-25.
 27. Кязым-заде А.Г., Салманов В.М., Гусейнов А.Г., Салманова А.А., Динчер А.Х., Мамедов Р.М. Высокоэнергетическое излучение в области сплошного спектра тонких пленок GaSe под действием лазерного излучения. “Opto, nanoelektronika və kondensə edilmişə olunmuş mühit və yüksək enerjilər fizikası” Beynəlxalq konfransın materialları. BDU, Bakı,2015 c.29-31.
 28. Гусейнов А.Г., Кязым-заде А.Г., Салманов В.М., Мамедов Р.М., Салманова А.А., Л.Г. Гасанова, А.З. Магомедов. Особенности люминесценции и фотопроводимости слоистых кристаллов $Cu_3In_5S_9$ под действием лазерного

- излучения. Оптика и Спектроскопия, 2016, т.121, №6, с.966-969.
29. Salmanov V.M., Guseinov A.G., Salmanova A.A., Dincher A.H., Mamedov R.M. High –energy radiation in the region of the continuous spectrum of nanoparticles gallium and indium selenide by laser radiation. Science and Education Studies, № 1 (17), January-June,2016,volume II. “Stanford University Press” 2016.pp562-572.
 30. Hüseynov Ə.H., Kazımzadə A.H., Salmanov V.M., Məmmədov R.M., Salmanova A.Ə., Əliyev İ.M., Dinçer A.H. *GaSe < Dy >* nazik təbəqələrin və nanozərrəciklərinin alınması və optik xassələri. AMEA-nın xəbərləri, fizika-texnika və riyaziyyat elmləri seriyası, fizika və astronomiya 2016, № 5, səh.36-42.
 31. Kyazm-zade A.G., M. Karabulur, Dincer A.H., Salmanov V.M., Guseinov A.G., Mamedov R.M., Salmanova A.A. Peculiarities photoluminescence spectra and photoconductivity of GaSe crystals and nanoparticles. Journal of Qafqaz University-Physics, volume 4, № 1, 2016. pp.59-67.
 32. Kazım-zadə A.H., Salmanov V.M., Hüseynov Ə.H., Salmanova A.A., Əliyev İ.M., Məmmədov R.M. Nanohissəcikli GaSe nazik təbəqələrin elektrooptik xassələri Fizikanın aktual problemləri. XI Respublika Elmi Konfransı, 22 dekabr 2016 , səh.81-84.
 33. Гусейнов А.Г., Салманов В.М., Мамедов Р.М., Ахмедова Ф.Ш., Джабраилова Р.Ф. Рекомбинационные центры неравновесных носителей заряде в $AgIn_5S_8$. Fizkanın aktual problemləri. XI Respublika Elmi Konfransı, 22 dekabr 2016, səh.147-150.
 34. Kyazim-zade A.G., Salmanov V.M., Huseynov A.G., Salmanova A.A., Mamedov R.M., Ahmedova F.Sh. Nonlinear optical and quanta-dimensional effects in monoselenide of gallium and indium Nanosystems:Physics, Chemistry, Mathematics, 2017, 8(5), p.654-660.
 35. Guseinov A.G., Salmanov V.M., Salmanova A.A., Mamedov R.M., Akhmedova F.Sh. Optical Properties of Boron-Doped

Gallium Selenide Optics and Spectroscopy, 2017, Vol. 123, No. 6, pp. 875–880.

36. Кязым-заде А.Г., Салманов В.М., Гусейнов А.Г., Салманова А.А., Мамедов Р.М., Ахмедова Ф.Ш. Особенности оптического поглощения и фотопроводимости моноселенида индия при лазерном возбуждении. Известия ВУЗов, Томск, т. 60, № 10, 2017, стр.30-33.
37. Гусейнов А.Г., Салманов В.М., Мамедов Р.М., Джабраилова Р.Ф., Магомедов А.З. Новый метод получения *n-p* структуры на основе дефектного полупроводника $AgIn_5S_8$. Известия ВУЗов, Томск, 2017, т.60, № 10, стр. 88-91.
38. Салманов В.М., Гусейнов А.Г., Мамедов Р.М., Салманова А.А., Ахмедова Ф.М. Влияние примесей Бора на оптическое поглощение и фотопроводимость селенида галлия. Journal of Baku Engineering University-Physics, 2017, Volume 1, Number 1. pp 77-82.
39. Кязым-заде А.Г., Салманов В.М., Гусейнов А.Г., Мамедов Р.М., Салманова А.А., Ахмедова Ф.М., Гасанова Л.Г., Магомедов А.З. Особенности люминесценции и фотопроводимости GaSe и InSe при лазерном возбуждении. Bakı universitetinin xəbərləri, f-r. e. s., №3, 2017 səh.1-9.
40. Салманов В.М., Гусейнов А.Г., Мамедов Р.М., Салманова А.А., Алиев И.М., Ахмедова Ф.Ш. Особенности фотопроводимости GaSe при высоких уровнях оптического возбуждения. Azərbaycan Milli Elmlər Akademiyasının xəbərləri, Fizika-texnika və riyaziyyat elmləri seriyası, fizika və astronomiya 2017 №5, səh.31-35.
41. Kyazim-zade A.G., Salmanov V.M., Huseynov A.G., Mamedov R.M., Salmanova A.A., Aliyev I.M., Axmedova F.Sh. Nonlinear absorption in monoselenide of gallium and indium in laser excitation International Conference Modern Trends in Physics, 10-22 April, 2017, Baku, pp. 239-242.
42. Гусейнов А.Г., Салманов В.М., Мамедов Р.М., Магомедов А.З., Джабраилова Р.Ф. Сверхбыстрые фототоки в моноселениде индия при лазерном возбуждении. Гәncә.

Ümummilli lider Heydər Əliyevin anadan olmasının 94-cü ildönümünə həsr olunmuş “Müasir təbiət elmlərinin aktual problemləri Beynəlxalq Elmi Konfrans” 04-05 may, 2017, səh. 163-165.

43. Кязым-заде А.Г., Салманов В.М., Гусейнов А.Г., Мамедов Р.М., Салманова А.А., Алиев И.М., Ахмедова Ф.Ш. О механизме рассеяния носителей тока в сильно люминесцирующем кристалле $AgIn_5S_8$. Гәncә. Ümummilli lider Heydər Əliyevin anadan olmasının 94-cü ildönümünə həsr olunmuş “Müasir təbiət elmlərinin aktual problemləri Beynəlxalq Elmi Konfrans” 04-05 may 2017, səh. 165-168.
44. Salmanov V.M., Huseynov A.G., Mamedov R.M., Salmanova A.A., Hasanova L.H., Mahammadov A.Z., Axmedova F.Sh. Effect of laser radiation on InSe and GaSe thin films grown via laser sublimation and chemical deposition. Russian Journal of Physical Chemistry A, 2018, v. 92, №9, p.1790-1793.
45. Гусейнов А.Г., Кязым-заде А.Г., Салманов В.М., Панахов Т.М., Мамедов Р.М., Салманова А.А., Джабраилова Р.Ф. Особенности люминесценции и фотопроводимости $AgIn_5S_8$ под действием лазерного излучения. Известия Вузов. Томск, 2018, т. 61, № 11, с. 99-103.
46. Salmanov V.M., Kyazim-zade A.G., Huseynov A.G., Mamedov R.M., Salmanova A.A., Axmedova F.Sh., Dashdamirova N.D. Laser radiation attenuator on the basis of A^3B^6 layered semiconductor connections. Journal of Baku Engineering University-Physics, 2018, v.2 № 1. p. 18-25.
47. Axmedova F.Sh., Huseynov A.G., Salmanov V.M., Mamedov R.M., Salmanova A.A. Luminescence and photoconductivity of the p-GaS/n-InSe heterojunction under the action of laser radiation. Magist.və Gənc tədqiq. “Fiz. və astr. problemləri” Beyn. Elmi Konf. mat. BDU, 2018, 24-25 may. s. 70-73.
48. Кязымзаде А.Г., Салманов В.М., Гусейнов А.Г., Мамедов Р.М., Салманова А.А., Алиев И.М., Ахмедова Ф.Ш. Материалы и элементы квантовой электроники на основе соединений A^3B^6 . Гәncә. Ümummilli lider Heydər Əliyevin

anadan olmasının 95-cü ildönümünə həsr olunmuş “Müasir təbiət elmlərinin aktual problemləri Beynəlxalq Elmi Konfrans” 04-05 may 2018, səh.60-63.

49. Гусейнов А.Г., Салманов В.М., М.Б. Джафаров, Мамедов Р.М., Джабраилова Р.Ф. Особенности возникновения колебаний тока в монокристалле $Ag_3In_5Se_9$ Гəncə. Ümummillı lider Heydər Əliyevin anadan olmasının 95-cü ildönümünə həsr olunmuş “Müasir təbiət elmlərinin aktual problemləri Beynəlxalq Elmi Konfrans” 04-05 may 2018, səh.51-54.
50. Əhmədova F.Ş, Pənahov T.M, Salmanov V.M., Hüseynov Ə.H., Məmmədov R.M. Nd, Er və Dy nadir torpaq elementləri ilə aşqarlanmış GaSe nanozərrəciklərinin optik və lüminesensiya xassələri. AMİU. Azərbaycan Xalq Cümhuriyyətinin yaranmasının 100 illiyinə həsr olunmuş professor-müəllim heyətinin, doktorantların və gənc tədqiqatçıların Beynəlxalq elmi konfrans. Bakı, Azərbaycan, Aprel 26-27, 2018, səh.170-173.
51. Салманова А.А., Гусейнов А.Г., Салманов В.М., Мамедов Р.М. Преобразователи солнечной энергии на основе наноструктур InSe. ADNSU, Intern. Conf. on “Energy of the Future; Challenges and Opportunities”, 11-12 September, 2018, p. 103-105.
52. Hüseynov Ə.H., Salmanov V.M., Rzayev R.M., Məmmədov R..M. $Ag_3Ga_5S_9$ əsasında rütubətə həssas element ADİU, “Respublikamızda qida və tekstil sənəyesinin inkişafı perspektivləri və qarşıda duran vəzifələr”, Res.konf. 25 apr., 2018, s. 22-24.
53. Salmanov V.M., Huseynov A.G., Mamedov R.M., Salmanova A.A., Dashdamirova N.D. Current passing mechanism and electrical parametrs of InSe Journal of Qafqaz University-Physics, volume 4, № 1, 2018. pp.59-67.
54. Салманов В.М., Гусейнов А.Г., Мамедов Р.М., Салманова А.А., Ахмедова Ф.Ш. Лазерная абляция тонких пленок моноселенида индия. SDU, Beynəlxalq Elmi Konfrans

«Актуальные вопросы прикладной физики и энергетики - 2018» 24-25 may 2018, səh.178-182.

55. Салманов В.М., Гусейнов А.Г., Мамедов Р.М., Салманова А.А., Ахмедова Ф.Ш. Оптические и фотоэлектрические свойства тонких пленок GaS и гетероструктуры GaS/InSe *Optics and Spectroscopy*, 2019, Vol. 126, No. 5, pp. 540–545.
56. Кязымзаде А.Г., Салманов В.М., Гусейнов А.Г., Мамедов Р.М., Агамалиев З.А., Салманова А.А., Ахмедова Ф.Ш. Инверсия типа проводимости тонких пленок *n*-InSe под действием лазерного излучения ЖТФ, т. 89, вып.4, с.599-602. 2019.
57. Huseynov A.G., Salmanov V.M., Mamedov R.M., Salmanova A.A., Ahmedova F.Sh., Dashdamirova N.D. The emergence of drift capacity in 2D InSe crystals *Journal of Low Dimensional Systems*, v. 3 (1), 2019, p. 9-13.
58. Салманов В.М., Гусейнов А.Г., Кязымзаде А.Г., Мамедов Р.М., Салманова А.А., Дашдамирова Н.Д. Влияние электрического поля и лазерного возбуждения на спектры поглощения и люминесценции тонких пленок GaSe и InSe. *Azərbaycan Milli Elmlər Akademiyasının xəbərləri, Fizika-texnika və riyaziyyat elmləri seriyası, fizika və astronomiya* 2019 №2, səh. 23-29.
59. Кязым-заде А.Г., Салманов В.М., Гусейнов А.Г., Мамедов Р.М., Салманова А.А., Халилова А.Ф., Дашдамирова Н.Д. Изменение оптических свойств тонких пленок InSe под действием лазерного излучения. *Ümummilli lider Heydər Əliyevin anadan olmasının 95-ci ildönümünə həsr olunmuş “Müasir təbiət elmlərinin aktual problemləri Beynəlxalq Elmi Konfrans” Gəncə*, 2019, 03-04 may, s. 64-66.
60. Гусейнов А.Г., Салманов В.М., Джафаров М.Б., Мамедов Р.М., Байрамова А.И. Особенности фотоэлектрических свойств $\text{Cu}_3\text{In}_5\text{S}_9$. *Ümummilli lider Heydər Əliyevin anadan olmasının 95-ci ildönümünə həsr olunmuş “Müasir təbiət elmlərinin aktual problemləri Beynəlxalq Elmi Konfrans” Gəncə*, 2019, 03-04 may, s. 55-57.

61. Kyazim-Zade A.G., Salmanov V.M., Guseinov A.G., Mamedov R.M., Salmanova A.A., Dashdamirova N.D. Photovoltaic properties of $\text{In}_2\text{O}_3\text{-InSe-Pt}$ system. International Conference Modern Trends in Physics, Azərbaycan, Bakı BDU, 2019, 1-3 may, p.16-19.
62. Salmanov V.M., Guseinov A.G., Mamedov R.M., Salmanova A.A. The destruction of transparent dielectrics under the action of laser radiation. International Conference Modern Trends in Physics, Azərbaycan, Bakı BDU, 2019, 1-3 may, p.133-136.
63. Kyazymzade A.G., Huseynov A.G., Salmanov V.M., Jafarov M.A., Rzayev R.M., Mamedov R.M., Salmanova A.A., Ahmedova F.Sh., Dashdamirova N.D. Bandfilling effect in GaSe and InSe At high optical exchange levels. Chalcogenide Letters, Vol. 16, No. 10, October 2019, p. 465 – 469.
64. Салманов В.М., Гусейнов А.Г., Рагимов С.С., Мамедов Р.М. Получение и свойства структуры InSe (наночастица) – InSe (кристалл) Микро и нанотехнологии в электронике Материалы XI Межд. научно-технической конференции, Россия Кабардино-балкария, Нальчик, К-БГУ, 2019, 03-08 июнь, с. 75-79.
65. Салманов В.М., Гусейнов А.Г., М.Б. Джафаров, Мамедов Р.М., салманова А.А. Влияние отжига в парах селена на фоточувствительность тонких пленок соединения $\text{Cu}_3\text{In}_5\text{Se}_9$. Актуальные проблемы пищевой и легкой промышленности, Гәncә, GTU, 2019, s. 269-272.
66. Jafarov M.A., Nasirov E.F., Mammadov R.M., Jahangirova S.A. Nanostructured por $\text{Si-Cu}_2\text{ZnSnS}_4$ thin films. Chalcogenide Letters, v. 16, №7, p. 357-363, 2019.
67. Jafarov M.A., Nasirov E.F., Mammadov R.M., Jahangirova S.A. Nanostructured $\text{Cu}_2\text{ZnSnS}_4$ Thin Films on Porous-Si. Wafer Journal of Materials and Applications, 2019, 8(1), p. 28-33.
68. Кязымзаде А.Г., Салманов В.М., Гусейнов А.Г., Мамедов Р.М., Салманова А.А., Ахмедова Ф.Ш. Нелинейные коэффициент поглощения и показатель преломления в

- GaSe при лазерном возбуждении. BDU xəbərlər, №4, 1-10, 2019.
69. Салманов В.М., Гусейнов А.Г., Мамедов Р.М., Салманова А.А., Дашдамирова Н.Д. Нелинейное оптическое поглощение в GaSe при лазерном возбуждении. Оптика и спектроскопия, 2020, том 128, вып. 4 стр.513-516.
 70. Гусейнов А.Г., Салманов В.М., Мамедов Р.М., Магомедов А.З., Байрамова А.И. Особенности фотолюминесценции и наносекундная релаксация фототока в кристаллах $CuIn_5S_8$ при высоком уровне оптического возбуждения. Оптика и спектроскопия, 2020, том 128, вып. 12, с. 1849-1853.
 71. Салманов В.М., Гусейнов А.Г., Мамедов Р.М., Салманова А.А., Дашдамирова Н.Д. Поглощение ИК-света свободными носителями, созданными лазерным излучением в кристаллах InSe. АМЕА xəbərləri, Fizika-texnika və riyaziyyat elmləri seriyası, fizika və astronomiya, 2020, № 2, s.163-167.
 72. Гусейнов А.Г., Салманов В.М., М.Б. Джафаров, Мамедов Р.М., Салманова А.А., Байрамова А.И. Фотопроводимость и люминесценция кристаллов $Cu_3Ga_5Se_9$ под действием лазерного излучения. Müasir təbiət elmlərinin aktual problemləri Beynəlxalq Elmi konfrans, Gəncə Dövlət Universiteti, səh. 01-02 may, 2020.
 73. Салманов В.М., Гусейнов А.Г., Рагимов С.С., Мамедов Р.М., Салманова А.А., Ахмедова Ф.Ш. Влияние лазерного излучения на оптическое поглощение и показатель преломления GaSe Sumqayıt Dövlət Universiteti, 2020 №7, Tətbiqi fizika və energetikanın aktual məsələləri II Beynəlxalq elmi konfrans, səh. 151-156.
 74. Mamedov R.M. A New Way of Obtaining Ultrathin Films of Indium Selenide. Russian Journal of Physical Chemistry A, 2020, Vol. 94, No. 6, pp. 1272–1275.
 75. Salmanov V.M., Guseinov A.G., Jafarov M.A., Mamedov R.M., Salmanova A.A. Thermal nonlinearities in GaSe Chalcogenide Letters 2021, Vol.18, No.4, pp. 155–159.

76. Kazim-zade A.G., Salmanov V.M., Guseinov A.G., Mamedov R.M., S.S. Ragimov, İ.İ. Qurbanov, V. Jafarova. Bandgap renormalization of the InSe by laser radiation. Azerbaijan Journal of Physics, 2021, vol. XXVII, № 1, pp. 24-28.
77. Мамедов Р.М. Нелинейное поглощение в InSe под действием лазерного излучения. BDU xəbərləri, №3, 2021, с. 78-84.
78. Салманов В.М., Гусейнов А.Г., Рагимов С.С., Мамедов Р.М., Ахмедова Ф.Ш. Получение сверхтонкой пленки селенида индия и галлия на поверхности жидкой фазы. Микро- и нанотехнологии в электронике. Материалы XII Международной научно-технической конференции - Нальчик: Каб.-Балк. ун-т., 2021, с. 120-124.
79. Salmanov V.M., Məmmədov R.M., Salmanova A.A., Daşdəmirova N.D. Borla aşqarlanmış InSe kristallarında enerji səviyyələri. Azərbaycan xalqının Ümummilli Lideri Heydər Əliyevin anadan olmasının 98-ci ildönümünə həsr olunmuş "Gələcəyin Alimləri" tələbələrin VI Respublika Elmi Konfransının materialları, GDU, 2021, 06-07 may, s. 328-330.
80. Гусейнов А.Г., Мамедов Р.М., Байрамова А.И., Джавадова М.М. Особенности динамики спектра фотолюминесценции кристалла $Cu_3In_5S_9$ при изменении интенсивности лазерного возбуждения Оптика и спектроскопия, 2022, т. 130, вып.8, с. 1201-1204.
81. Салманов В.М., Гусейнов А.Г., Джафаров М.А., Мамедов Р.М., Мамедова Т.А. Особенности фотопроводимости и люминесценции тонких пленок CdS и твердых растворов $Cd_{1-x}Zn_xS$ при лазерном возбуждении. Оптика и спектроскопия. 2022, т. 130, вып.10, с. 1567-1570.
82. Салманов В.М., Мамедов Р.М., Алиева А.М. Экспериментальное наблюдение процессов двухквантового и трехквантового поглощения в сульфиде галлия. "Müasir təbiət elmlərinin aktual problemləri Beynəlxalq Elmi Konfrans" Gəncə, 2022, 06-07 may, s. 7-10.
83. Салманов В.М., Гусейнов А.Г., Мамедов Р.М., Алиева А.М., Ахмедова Ф.Ш. Фотолюминесценция гетероструктур

- GaS-GaSe при двух и трехфотонном возбуждении лазерным излучением. Известия ВУЗ-ов, Физика, Томск, 2022, т. 65, №9, с. 54-59.
- 84.** Mamedov R.M. Luminescence and photoconductivity of CdS upon multiphoton excitation. AJP, Fizika, 2022, Vol.XXVIII, No. 4, pp. 57–60.
- 85.** Мамедов Р.М. Люминесценция и фотопроводимость в гетероструктурах GaSe/InSe при лазерном возбуждении БДУ 2022 №3, с. 125-133.
- 86.** Мамедов Р.М. Люминесценция и фотопроводимость в гетероструктурах GaS/GaSe при лазерном возбуждении БДУ 2022 №3, с. 103-110.
- 87.** Салманов В.М., Гусейнов А.Г., Мамедов Р.М., Ахмедова Ф.Ш., Алиева А.М. Нелинейное поглощение в сульфиде галлия при лазерном возбуждении. АМЕА Хəбərлəri, 2022, № 5, с. 74-78.

Защита диссертации состоится _____ года
в _____ на заседании Диссертационного совета ED 1.14
действующего на базе Института Физики Министерства Науки и
Образования Азербайджанской Республики.

Адрес: Az-1143, г. Баку, пр. Г.Джавида, 131.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Института
Физики Министерства Науки и Образования Азербайджанской
Республики.

Электронная версия диссертации и автореферата размещены на
официальном сайте Института Физики Министерства Науки и
Образования Азербайджанской Республики.

Автореферат разослан по соответствующим адресам _____

2024-го года.

Подписано в печать: _____

Формат бумаги: А5 (60×90 1/16)

Объем: 96665 знаков

Тираж: 100