

**ФИЗИКА-ТЕХНИКА ИНСТИТУТИ, ИОН-ПЛАЗМА ВА ЛАЗЕР  
ТЕХНОЛОГИЯЛАРИ ИНСТИТУТИ, САМАРҚАНД ДАВЛАТ  
УНИВЕРСИТЕТИ ҲУЗУРИДАГИ ИЛМИЙ ДАРАЖАЛАР БЕРУВЧИ  
DSc.27.06.2017. FM./T.34.01 РАҚАМЛИ ИЛМИЙ КЕНГАШ**

---

**НМАНГАН МУХАНДИСЛИК-ТЕХНОЛОГИЯ ИНСТИТУТИ**

**ШАРИБАЕВ НОСИР ЮСУПЖАНОВИЧ**

**ЯРИМЎТКАЗГИЧЛАРДАГИ ЭНЕРГЕТИК ХОЛАТЛАР ЗИЧЛИГИ  
СПЕКТРЛАРИНИ ХАРОРАТГА БОҒЛИҚЛИГИНИ  
МОДЕЛЛАШТИРИШ**

**01.04.10 – Яримўтказгичлар физикаси**

**ФИЗИКА-МАТЕМАТИКА ФАНЛАРИ БЎЙИЧА ФАН ДОКТОРИ (DSc)  
ДИССЕРТАЦИЯСИ АВТОРЕФЕРАТИ**

**Тошкент–2017**

**Физика-математика фанлари бўйича фан доктори (DSc) диссертацияси  
автореферати мундарижаси**

**Оглавление автореферата диссертации  
доктора наук (DSc) по физико-математическим наукам**

**Contents of dissertation abstract of doctor of science (DSc) on physical-  
mathematical sciences**

**Шарибаев Носир Юсупжанович**

Яримўтказгичларда энергетик ҳолатларнинг зичлиги спектрларини  
хароратга боғланишини моделлаштириш..... 3

**Шарибаев Носир Юсупжанович**

Моделирование температурной зависимости спектров плотности  
энергетических состояний в полупроводниках..... 27

**Sharibayev Nosir Yusupjanovich**

Modeling of the temperature dependence of the spectra of the density of  
energy states in semiconductors ..... 51

**Эълон қилинган ишлар рўйхати**

Список опубликованных работ  
List of published works ..... 59

**ФИЗИКА-ТЕХНИКА ИНСТИТУТИ, ИОН-ПЛАЗМА ВА ЛАЗЕР  
ТЕХНОЛОГИЯЛАРИ ИНСТИТУТИ, САМАРҚАНД ДАВЛАТ  
УНИВЕРСИТЕТИ ҲУЗУРИДАГИ ИЛМИЙ ДАРАЖАЛАР БЕРУВЧИ  
DSc.27.06.2017. FM./T.34.01 РАҚАМЛИ ИЛМИЙ КЕНГАШ**

---

**НМАНГАН МУХАНДИСЛИК-ТЕХНОЛОГИЯ ИНСТИТУТИ**

**ШАРИБАЕВ НОСИР ЮСУПЖАНОВИЧ**

**ЯРИМЎТКАЗГИЧЛАРДАГИ ЭНЕРГЕТИК ХОЛАТЛАР ЗИЧЛИГИ  
СПЕКТРЛАРИНИ ХАРОРАТГА БОҒЛИҚЛИГИНИ  
МОДЕЛЛАШТИРИШ**

**01.04.10 – Яримўтказгичлар физикаси**

**ФИЗИКА-МАТЕМАТИКА ФАНЛАРИ БЎЙИЧА ФАН ДОКТОРИ (DSc)  
ДИССЕРТАЦИЯСИ АВТОРЕФЕРАТИ**

**Тошкент–2017**

**Физика-математика фанлари бўйича фан доктори (Doctor of science) диссертацияси мавзуси Ўзбекистон Республикаси Вазирлар Маҳкамаси ҳузуридаги Олий аттестация комиссиясида В2017.2. DSc/FM54 рақам билан рўйхатга олинган.**

Диссертация Наманган муҳандислик-технология институтида бажарилган.

Диссертация автореферати уч тилда (ўзбек, рус, инглиз (резюме)) Илмий кенгаш веб-саҳифасида (fti-kengash.uz) ва «ZiyoNet» Ахборот-таълим порталида (www.ziynet.uz) жойлаштирилган.

<b>Илмий раҳбар:</b>	<b>Гулямов Гафур</b> физика-математика фанлари доктори, профессор
<b>Расмий оппонентлар:</b>	<b>Мамадалимов Абдугафур Тешабаевич</b> физика-математика фанлари доктори, академик <b>Расулов Рустам Явқачович</b> физика-математика фанлари доктори профессор <b>Аюханов Рашид Ахметович</b> физика-математика фанлари доктори
<b>Етакчи ташкилот:</b>	Тошкент ахборот технологиялари университет

Диссертация химояси Физика-техника институти, Ион-плазма ва лазер технологиялари институти, Самарқанд давлат университети ҳузуридаги DSc.27.06.2017. FM./T.34.01 рақамли Илмий кенгашнинг 2017 йил «\_\_» \_\_\_\_\_ соат \_\_\_\_ даги мажлисида бўлиб ўтади. (Манзил: 100084, Тошкент шаҳри, Бодомзор йўли кўчаси, 2б-уй. Тел./факс: (99871) 235-42-91; e-mail: lutp@uzsci.net, Физика-техника институти мажлислар зали.).

Диссертация билан Физика-техника институтининг Ахборот-ресурс марказида танишиш мумкин. ( \_\_ рақам билан рўйхатга олинган.) Манзил: 100084, Тошкент шаҳри, Бодомзор йўли кўчаси, 2б-уй. Физика-техника институти. Тел./факс: (99871) 235-30-41.

Диссертация автореферати 2017 йил «\_\_» \_\_\_\_\_ да тарқатилди.  
(2017 йил «\_\_» \_\_\_\_\_ даги \_\_\_\_ рақамли реестр баённомаси.)

**С.Л. Лутпуллаев**

Илмий даражалар берувчи Илмий кенгаш раиси, ф.-м.ф.д., профессор

**А.В. Каримов**

Илмий даражалар берувчи Илмий кенгаш илмий котиби, ф.-м.ф.д., профессор

**С.А. Бахрамов**

Илмий даражалар берувчи Илмий кенгаш қошидаги илмий семинар раиси, ф.-м.ф.д., профессор

## **КИРИШ (фан доктори (DSc) диссертацияси аннотацияси)**

**Диссертация мавзусининг долзарблиги ва зарурати.** Жаҳонда бугунги кунда шиддат билан ривожланаётган физик электроника соҳасида муҳим физик муаммолардан бири, ташқи таъсир натижасида яримўтказгич характеристикалари ўзгариши кузатиладиган жараёнлар механизмларини аниқлаш имкониятларини ва микроэлектроника, наноэлектроника асбоблари учун маълум физик хоссаларга эга бўлган материалларни ишлаб чиқишдан иборат. Шу нуқтаи назардан яримўтказгичлардаги энергетик ҳолатлар зичлиги спектрларини хароратга боҳлиқлигини тадқиқ этиш муҳим вазифалардан бири бўлиб келмоқда.

Ҳозирги кунда жаҳонда яримўтказгичли структураларнинг динамик характеристикаларига хароратнинг таъсирини ўрганишда юзага келувчи энергетик ҳолатлар зичлиги спектри табиатини очиб берувчи эффектларга катта эътибор қаратилмоқда. Бу борада жараённи математик моделини тузиш тадқиқотчилар учун кенг имкониятлар эшигини очиб берувчи, вақт ва маблағларни тежовчи омиллардан бири ҳисобланади. Жараённи назарий тушунтириб берувчи математик моделларини тузиш ва бу йўл билан натижалар олиш, юқоридаги қўйилган масалаларни ечишда ва тадқиқотларни чуқур олиб боришда ҳамда, жараён бўйича назарий ва амалий билимларни оширишда муҳим аҳамиятга эга бўлиб, бугунги кунда долзаб масала ҳисобланади.

Мустақиллик йилларида Республикамиз илм-фан соҳасида, хусусан яримўтказгичлар физикасининг ривожланишига, жумладан, ташқи таъсирга сезувчанлиги юқори бўлган, тензосезгир, фотосезгир ва термосезгир яримўтказгичли структураларни олиш технологияларига катта эътибор қаратилди. Бу йўналишда чуқур энергетик сатҳлар ҳосил қилувчи аралашмали яримўтказгич материаллар ва ташқи таъсирга сезувчанлиги юқори бўлган юпқа яримўтказгичли пардалар олинди, фотоўтказувчанлик эффектларини, тор соҳали ва қатламли материаллар асосида қуёш элементларини олиш бўйича сезиларли натижалар олинди. Ўзбекистон Республикасини янада ривожлантириш бўйича Ҳаракатлар стратегиясига асосида яримўтказгичлар физикаси соҳасидаги фундаментал изланишлар натижасида янги технологияларни жорий этиш орқари микроэлектроника соҳасини янада ривожлантириш муҳим аҳамиятга эга.

Ўзбекистон Республикаси Президентининг 2017 йил 7 февралдаги ПФ–4997-сонли «Ўзбекистон Республикасини янада ривожлантириш бўйича Ҳаракатлар стратегияси тўғрисида»ги Фармони ва 2010 йил 15 декабрдаги ПҚ – 1442-сон «2011–2015 йилларда Ўзбекистон Республикаси саноатини ривожлантиришнинг устувор йўналишлари тўғрисида»ги ва 2017 йил 17 февралдаги ПҚ–2789-сон «Фанлар академияси фаолияти, илмий тадқиқот ишларини ташкил этиш, бошқариш ва молиялаштиришни янада такомиллаштириш чора-тадбирлари тўғрисида»ги Қарорлари ҳамда мазкур фаолиятга тегишли бошқа меъёрий-ҳуқуқий ҳужжатларда белгиланган вазифаларни амалга оширишга ушбу диссертация тадқиқоти муайян даражада хизмат қилади.

**Тадқиқотнинг республика фан ва технологиялари ривожланиши устувор йўналишларига мослиги.** Мазкур тадқиқот республика фан ва технологиялар ривожланишининг Ф2 «Физика, астрономия, энергетика ва машинасозлик» устувор йўналишига доир бажарилган.

**Диссертация мавзуси бўйича хорижий илмий-тадқиқотлар шарҳи**<sup>1</sup>. Яримўтказгичлар энергерик ҳолатлари зичлиги, тақиқланган зонасининг ҳароратга боғлиқлигини тадқиқотлари билан дунё мамлакатлари етакчи илмий марказлари, университетлари ва таълим муассасаларида шуғулланиб келинмоқда, жумладан, Макс-Планк-Институти (Германия Федерал Республикаси), А.Ф. Иоффе номидаги Физико-техника институти (Санкт-Петербург, Россия), Беларус давлат информатика ва радиотехника университети (Белоруссия Республикаси), Тошкент давлат техника университети (Ўзбекистон Республикаси)да олиб борилмоқда.

МДЯ структурлар сирт ҳолатлари зичлиги спектрини аниқлаш бўйича бир қатор илмий натижалар олинган жумладан, Лаплас тескари акслантириш усулидан фойдаланиб дискрет ҳолатларни аниқлашда юқори аниқликка эришилган (Белорус давлат информатика ва радиотехника университети, Беларуссия);  $FeIn_2S_4$  монокристалл структуранинг  $T=20-300K$  да тақиқланган зонасининг кенглигини ҳароратга боғлиқлик спектри аниқланган, спектрга эффектив массани таъсири ўрганилган (А.Ф. Иоффе номидаги Физико-техника институти, Россия);  $Si_xGe_{1-x}$  қоришма тадқиқ қилиниш борасида турли  $x$  ( $0 < x < 1$ ) учун қоришмаларнинг тақиқланган зонаси кенглигини концентрацияга боғлиқлиги спектри аниқланган (Макс-Планк-Институти, Германия); кучли лигерлаш билан  $Si < B, Mn >$ ,  $Si$  асосида тақиқланган зонаси ўзгартирилган янги материал олинган (Тошкент давлат техника университети, Ўзбекистон).

Ҳозирги кунга келиб куйидаги устивор йўналишларда тадқиқотлар олиб борилмоқда, жумладан: квазибирўлчамли электрон газнинг ҳолатлар зичлиги ва энергетик сатҳларига ҳароратнинг таъсирини аниқлаш; кристалл панжара тебраниши ва энергетик сатҳларнинг ҳароратга ва киришмаларнинг концентрациясига боғлиқлигини аниқлаш; лигерланган кремнийдаги квант ўлчамли эффектлар ҳамда уларнинг р-п-структураларидаги заряд ташувчилар генерация ва рекомбинация жараёнларига таъсирини аниқлаш.

**Муаммонинг ўрганилганлик даражаси.** К. Зиглер, Е.Кляусман томонидан  $SiO_2-Si$  сирт чегарасидаги сирт энергетик ҳолатлари зичлиги аниқланган. Сирт энергетик ҳолатлари зичлиги спектрининг тўлиқ акс эттирувчи сурьати олинган. Тажриба хона ҳароратида амалга оширилдан, хона ҳароратида термик кенгайиш сезиларли бўлади, шунинг учун дискрет ҳолатларни аниқлаш қийинчилик туғдирган. М.Б.Шалимова ва Е.Г.Бесчастная томонидан  $LaF_3-n-Ge$  асосида МДЯ – структура (ВФХ- методи) тақиқланган зона кенлигидаги энергия бўйича сирт ҳолатлари зичлигини спектри  $T=300$  К да аниқланган. Паст ҳароратда натижа олиб бўлмаган. М.Н.Левин

<sup>1</sup> Диссертация мавзуси бўйича халқаро илмий-изланишлар шарҳи: The National Labs: Science in an American System, 1954-1978, 2008-2012, ISBN0-646-00948-7: Scientific Research Publishing Inc; <http://www.semiconductors.com>; ва бошқа манбаалар.

томонодан экспериментда олинган катталиклардан назарий ёндашиш билан Лапласнинг тескари акслантириш методи ёрдамида амалга оширилган сирт ҳолатлар зичлиги спектрини олиш аниқлигини оширувчи ДЛТС-Лаплас методи ишлаб чиқилган. Яримўтказгич тақиқланган зона кенглигини ҳароратга боғлиқлигини аниқлаш А.М.Емельянов томонидан четдаги люминесценция спектри бўйича бажарилган. Г.Мак Фарлане ва Т.Мак Леан оптик методлар ёрдамида  $Ge$  учун тақиқланган зона кенглигини ҳароратга боғлиқлигини аниқланган.

Ўзбекистонда бизнинг олимларимиз томонидан МДЯ – структурада яримўтказгич-диэлектрик соҳасидани сирт ҳолатлари зичлиги спектри аниқлаш бўйича турли экспериментлар ўтказилган. Яримўтказгич материалларида тақиқланган зонаси кенглигини аниқлаш борасида кўп экспериментлар ўтказилиб қатор муаммолар ўз ечимини топган. Турли элементлар билан кучли лигерлаш ёрдамида кремний яримўтказгич материални тақиқланган зонаси кенглигини ўзгартириш имкониятлари экспериментларда кўрсатиб берилган. Турли концентрацияда  $Si_xGe_{1-x}$  қоришмалар тайёланиб уларнинг физик хусусиятлари ўрганилган. Наманган муҳандислик-қурилиш ва Наманган муҳандислик-технология институтлари физика кафедраларида яримўтказгичлардаги ҳолатлар зичлиги спектрларини табиатини ўрганиш масаласида назарий тадқиқотлар ўтказиб келинмоқда. Олинган натижалар асосида давлат фундаментал тадқиқотлар лойиҳалари бажарилмоқда.

МДЯ- структурада яримўтказгич-диэлектрик соҳасидаги сирт ҳолатлари зичлиги спектри аниқлаш бўйича тажрибалар хона ҳароратида ВМХ ва ДЛТС методлари ёрдамида амалга оширилган. Бу метод билан ишланганда энергетик ҳолатлар зичлиги спектрини паст ҳароратдаги табиатини ўрганиш муаммоли бўлади. Юқори ҳароратда олинган эксперимент натижаларидан фойдаланиб назарий ёндашиш орқали дискрет ҳолатларни аниқлаш ва бу билан ўлчашлардаги аниқлилик даражасини ошириш мақсадга мувофиқдир. Энергетик ҳолатлари зичлигини спектри тадқиқ қилишда уни ҳароратга боғланмаган, бу билан энергетик спектрларни ҳароратга боғлиқ кенгайтириш улушлари аниқланмаган. Яримўтказгичлардаги энергетик спектрларни ҳароратга боғлиқлигини ўрганиш билан материал тақиқланган зонасидаги дискрет ҳолатлар зичлигини аниқлашда хатоликни камайтириши, ташқи таъсир натижасида материал тақиқланган зонаси кенглигини ўзгариши аниқлаши каби қатор муаммолари ечилмаган.

**Тадқиқотнинг диссертация бажарилган илмий-тадқиқот муассасаси илмий-тадқиқот ишлари режалари билан боғлиқлиги.** Диссертация тадқиқоти Наманган муҳандислик технология институти ва Наманган муҳандислик педагогика институти илмий-тадқиқот ишлари режасининг Ф2-21 «Яримўтказгич-диэлектрик чегарасидаги сирт ҳолатлар зичлигини аниқлашнинг математик моделлаштириш» (2012-2016 йй.); Ф2-74 «Яримўтказгичли қоришмалар ва кучли лигерланган яримўтказгичлар энергетик спектрларини тадқиқ қилиш» (2017-2021 йй.) фундаментал лойиҳалари доирасида бажарилган.

**Тадқиқотнинг мақсади** яримўтказгичларнинг энергетик ҳолатлар зичлигини ҳароратга боғлиқлигини математик моделлаштириш орқали энергетик спектрларини қуришдан иборат.

**Тадқиқотнинг вазифалари:**

яримўтказгичлардаги электронларнинг энергетик ўтиш жараёнига мувоzanат статистикасини тадбиқ қилиш;

яримўтказгич тақиқланган ва тақиқланмаган зоналари спектрларини математик моделлаштириш;

энергетик спектрлари ўзгаришини ҳисобга олган ҳолда янги типдаги яримўтказгич материаллар учун модел ишлаб чиқиш.

яримўтказгич материалларининг характеристикаларини ҳароратга боғлиқ ўзгаришини яратилган математик модел ёрдамида кўрсатиш услубини ишлаб чиқиш;

назарий олинган ҳолатлар зичлиги спектрларини ўзгариши бўйича натижаларни эксперимент натижалари билан таққослаш;

яратилган математик модел ёрдамида энергетик спектрлари ўзгариши ҳисобидан янги типдаги яримўтказгич материалларини олиш имкониятини кўрсатиш;

**Тадқиқотнинг объекти** яримўтказгичлардаги ўтиш статистик жараёнлари ва  $Si$ ,  $Ge$  ва  $Si_xGe_{1-x}$  қоришмалар энергетик спектрлари олинган.

**Тадқиқотнинг предмети** яримўтказгичлардаги энергетик ҳолатлар зичлиги спектри, яримўтказгич тақиқланган зона кенглигини ҳароратга боғлиқлиги ва уларнинг аниқлаш жараёнлари ҳисобланади.

**Тадқиқотнинг усуллари.** Қўйилган масалани ечишда назарий ҳисоб-китоб ва электрон ҳолатлари зичлигини ҳароратга боғлиқлиги жараёнларни компьютерли моделлаштириш усуллардан фойдаланилган

**Тадқиқотнинг илмий янгилиги** диссертация иши илмий янгиликлари қуйидагилар:

энергетик ҳолатлар зичлиги спектрини ҳарорат ва энергияга боғлайдиган  $GN(E, E_0, T)$ -дельта-функцияли ечими топилган;

яратилган математик модел ёрдамида эксперимент натижаларини қайта ишлаб, яримўтказгичлардаги ҳолатлар зичлигининг спектрларини тасдиқловчи янги услуб ишлаб чиқилган;

кучли лигерлаш яримўтказгич энергетик ҳолатлар спектрини ўзгартириши ва шу билан тақиқланган зонаси ўзгаришини тушунтирадиган математик модел топилган;

кучли лигерлаш ёрдамида энергетик ҳолатлар спектри ўзгаргариши асосида янги хусусиятли яримўтказгич материаллар олишни назарий жиҳатдан башорат қилиш имконияти очиб берилган;

$Si_xGe_{1-x}$  қоришма тақиқланган зона кенглигини ҳарорат ва концентрация билан боғлайдиган математик модел яратилган;

$Si_xGe_{1-x}$  қоришма тақиқланган зона кенглигини ҳароратга боғлиқлиги спектрини яратилган математик модел ёрдамида қуриш услуби ишлаб чиқилган.



**Тадқиқотнинг амалий натижалари** қуйидагилардан иборат:

Кучли лигерлаш ёрдамида, янги типдаги яримўтказгич материалларни олишда, уларнинг энергетик спектри ўзгаргаришини таклиф этилган математик модел ёрдамида аниқлаш усули ишлаб чиқилган;

Дискрет ҳолатлар зичлигини кенг ҳарорат интервалларида аниқлаш услуги ишлаб чиқилган.

**Тадқиқот натижаларининг ишончлилиги** ишончли замонавий тадқиқот услубларидан фойдаланганлик, тадқиқот объектини тўғри танланганлиги, математик келтириб чиқаришлар қатъийлиги, назарий олинган натижаларни етакчи мутахассислар томонидан олинган эксперимент натижалари билан солиштириш қониқарлилиги ҳисобланади.

**Тадқиқот натижаларининг илмий ва амалий аҳамияти.**

Тадқиқот натижаларининг илмий аҳамияти энергетик ҳолатлар спектрини ҳароратга боғлиқлигини тадқиқ қилиш натижаларидан янги типдаги ташқи таъсирга ўта сезувчан бўлган яримўтказгич материалларини олишни назарий жиҳатдан башорат қилиш мумкин бўлади. Тадқиқотлар учун таклиф этилган модель яримўтказгичларни материалларда характеристикаларини ўзгартиришини назарий жиҳатдан тушунтиради.

Тадқиқот натижаларининг амалий аҳамияти шундаки, кучли лигерланган яримўтказгич ва яримўтказгичли қоришмаларни таклиф этилган модель тадқиқоти натижалари сезгирлиги юқори бўлган яримўтказгичлар яратилишига ёрдам баради.

**Тадқиқот натижаларининг жорий қилиниши.** Яримўтказгичли материалларда термодинамик энергетик ҳолатлар зичлигини ҳароратга боғлиқлиги асосида:

яримўтказгичли қоришмаларда тақиқланган зона кенглигини аниқлаш математик модели Мексика Миллий политехника институти «Transporte Mono- у Bipolar en Estructuras Semiconductoras» мавзудаги лойиҳасида  $Si_xGe_{1-x}$  қоришмалар тақиқланган зона кенглигини аниқлашда қўлланилган (Мексика Миллий политехника институтининг 2017 йил 15 октябрдаги 6171-сон маълумотномаси). Илмий натижаларни қўллаш  $Si_{0.15}Ge_{0.85}$  ва  $Si_{0.2}Ge_{0.8}$  яримўтказгичли қоришмаларнинг тақиқланган зоналари кенглигини аниқлаш имконини берган;

термодинамик энергетик ҳолатлар спектрини ҳароратга боғлиқлигини ҳисоблаш математик модели Россия фундаментал тадқиқотлар политехника институти «Светоиндуцированные эффекты в асимметричных наноструктурах» мавзудаги лойиҳасида яримўтказгичли бирикмаларда тақиқланган зонасидаги дискрет ҳолатлар энергетик ўрнини аниқлашда қўлланилган. (РФ ФА нинг А. В. Ржанов номидаги яримўтказгичлар физикаси институти Сибирь бўлими 2017 йил 25 сентябрдаги 15307-46-2433-сон маълумотномаси) Илмий натижаларни қўллаш яримўтказгичли бирикмалар тақиқланган зонасидаги ҳолатларни аниқлаш хатолиги 0,001 эВ гача тушириш имконини берган;

кучли лигерланган яримўтказгичларда тақиқланган зона кенглигини концентрацияга ва ҳароратга боғлиқлиги математик модели РФ ФА ФДИМ

Доғистон Физика институтида кучли лигерланган яримўтказгичларда тақиқланган зона кенглигини концентрацияга нисбатан ўзгаришини хисоблашда қўлланилган (РФ ФА ФДИМ Доғистон Физика институтининг 2017 йил 16 октябрдаги 17241/226-сон маълумотномаси). Илмий натижаларни қўллаш кучли лигерланган  $Si<B,S>$  ва  $Si<B,Mn>$  яримўтказгичлар тақиқланган зона кенглигини ҳароратга боғлиқлиги спектри 77-300 К ҳарорат оралиғида назарий аниқлаш имконини берган.

**Тадқиқот натижаларининг апробацияси.** Мазкур тадқиқот натижалари 5 та ҳалқаро ва 8 та республика миқёсидаги илмий –амалий анжуманларида муҳокамадан ўтказилган.

**Тадқиқот натижаларининг эълон қилинганлиги.** Диссертация мавзуси бўйича жами 27 та илмий иш чоп этилган, шулардан Ўзбекистон Республикаси ОАК докторлик диссертациялари асосий илмий натижаларини чоп этиш тавсия этилган илмий нашрларда 12 та мақола нашр этилган.

**Диссертациянинг тузилиши ва ҳажми.** Диссертация кириш, бешта боб, хулоса, фойдаланилган адабиётлар рўйхати ва иловалардан иборат. Диссертациянинг ҳажми 180 бет, ичида 46 расм ва 6 жадвалдан ташкил топган.

## ДИССЕРТАЦИЯНИНГ АСОСИЙ МАЗМУНИ

**Кириш** қисмида ўтказилган тадқиқотларнинг долзарблиги ва зарурияти асосланган, тадқиқотнинг мақсади ва вазифалари, объект ва пред-метлари тавсифланган, республика фан ва технологиялари ривожланишининг устувор йўналишларига мослиги кўрсатилган, тадқиқотнинг илмий янгилиги ва амалий натижалари баён қилинган, натижаларнинг илмий ва амалий аҳамияти очиқ берилган, тадқиқот натижаларини амалиётга жорий қилиш, нашр этилган ишлар ва диссертация тузилиши бўйича маълумотлар келтирилган.

Диссертациянинг «**Яримўтказгич энергетик ҳолатлар зичлиги ва энергетик спектрларини ҳароратга боғлиқлиги**» деб номланган биринчи бобида кўриб чиқилган адабиётлар асосида муаммолар ва яримўтказгичларда энергетик спектрларни ҳароратга боғлиқлигини тадқиқ қилиш тенденцияси ҳолати таҳлил қилинади. Мавжуд маълумотларнинг назарий ва экспериментал таҳлили натижасида вазифаларнинг қўйилиши шакллантирилган.

Диссертациянинг “**Энергетик ҳолатлар зичлиги спектрларини ҳароратга боғлиқлиги математик модели ва дискрет ҳолатларни аниқлаш**” деб номланган иккинчи бобида яримўтказгичларда заряд ташувчилар генерацион-рекамбинацион жараёнлар статистик физикадаги Шокли-Рида-Холл статистикаси нуқтаи назаридан тадқиқ қилинган. Идеал модель функцияси

$$\rho(t) = 1 - \exp\left[-\frac{t}{\tau(E)}\right] \quad (1)$$

$t$  вақт ичида  $E_I$  энергетик сатҳгача ионизацияланиш жараёнини белгилайди бунда, барча энергияси  $E_I$  дан катта бўлган электронлар ўтказувчанлик зонасига генерацияланган қолган электронлар энергиялари  $E_I$  дан кичик бўлганлари ўз жойларида қолишади. Келтирилган формула (1) зинасимон функция.  $E$  энергияга кескин боғлиқ бўлган электронни яшаш вақтини аниқловчи  $\tau(E)$  куйидаги кўринишда келтирилган.

$$\tau(t) = \tau_0 \exp\left(\frac{E}{kT}\right) \quad (2)$$

бунда:  $\tau_0 = 1/(\gamma_n N_c)$ ,  $k$ -Больцман доимийси,  $T$ -абсолют ҳарорат. (1) ва (2) дан куйидаги келиб чиқади:

$$\rho(E_0, E, T) = 1 - \exp\left[-\exp\left(\frac{E - E_0}{kT}\right)\right] \quad (3)$$

формуладаги  $E_0$  куйидагича

$$E_0(t, T) = kT \ln\left(\frac{t}{\tau_0}\right) \quad (4)$$

ва бу шундай  $E_0$  энергияки, барча энергияси  $E_0$  дан катта бўлган электронлар генерацияланган. Келтирилган ёзувда эътибога лойиқ томони шуки,  $E_0$  катталиқ ҳарорат ва электронларнинг генерацияланиш вақтга боғлиқдир. Агар шу вақт параметрига идеал қарайдиган бўлсак, у ҳолда ҳар бир  $T$  –

харорат параметрига мос равишда  $t$  вақт параметрини танласак  $E_0$  катталикини хароратга боғлиқ бўлмаган энергияни белгиловчи алоҳида параметр деб ҳисоблаш мумкин бўлади.  $E$ -электрон энергияси, шу энергияли сатҳни электрон билан тўлиши.  $k$ - Больцман доимийси,  $T$ -абсолют харорат.

Зинасимон функция (3) хароратга боғлиқ. Зинасимон функциядан аргумент бўйича олинган математик ҳосила дельта функцияни беради. Статистик физикадан маълум бўлган Дирак дельта – функцияси энегетик сатҳни мавжудлигини аниқлаб барадади. Худди шу каби функция (3) дан  $E_0$  параметр бўйича олинган ҳосила

$$GN(E_0, E, T) = \frac{\partial \rho(E_0, E, T)}{\partial E_0} = \frac{1}{kT} \exp \left[ \frac{E - E_0}{kT} - \exp \left( \frac{E - E_0}{kT} \right) \right] \quad (5)$$

ҳолатида дельта функция бўлади ва энегетик сатҳни мавжудлигини аниқлаб барадади.  $E_0$  энегетик сатҳдан ионланишиб  $E$  энегетик сатҳни электрон билан тўлиши.

Зоналар четидаги электронлар концентрациясини аниқлаш учун қуйидаги формулалардан фойдаланилади:

$$n(E_f, T) = 2 \int_{E_c}^{\infty} N_c (E - E_c)^{\frac{1}{2}} f(E, E_f, T) dE \quad (6)$$

$$p(E_f, T) = 2 \int_{-\infty}^{E_v} N_v (E_v - E)^{\frac{1}{2}} f(E, E_f, T) dE \quad (7)$$

бунда  $f(E, T)$  Ферми – Дирака функцияси электронни  $E$  энергияли квант сатҳда бўлишлик эҳтимоллигини аниқловчи қуйидаги ёзув билан белгиланади:

$$f(E, E_f, T) = \frac{1}{1 + \exp \left( \frac{E - E_f}{kT} \right)} \quad (8)$$

Эффектив ҳолатлар зичлиги мос равишда:

$$N_c = 2 \left( \frac{2\pi m_p kT}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}}, \quad N_v = 2 \left( \frac{2\pi m_v kT}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}}$$

Интегрални ҳисоблашда классик адабиётларда ўзгарувчиларни алмаштириш йўли билан интеграл остидагидаги  $f(E, T)$  функцияни Дирак дельта – функциясига келтирилган, функция интегрални бирга тенглигидан фойдаланилган. (5) ва (8) зинасимон функциялар хусусиятларини таққослаш билан уларни алмаштириш имконияти бор эканлигига ҳулоса қилиш мумкин.

$$n(E_0, T) = 2 \int_{E_c}^{\infty} N_c (E - E_c)^{\frac{1}{2}} \rho(E_0, E, T) dE \quad (9)$$

$$p(E_0, T) = 2 \int_{-\infty}^{E_v} N_v (E_v - E)^{\frac{1}{2}} \rho(E_0, E, T) dE \quad (10)$$

Бунда, (4) дан аниқланган  $E_0$  параметрини вақтга нисбатан Ферми квазисатҳи деб қараш мумкин. (3) формула  $E_0$  энергияли сатҳдаги электронлар ионлашиб  $E$  энергияли сатҳни тўлиш эҳтимоллиги.  $E_0$  параметр  $T$ -харорат ва  $t$ -вақтга боғлиқ. Ва шу уни хароратга боғлиқ бўлмаган параметр деб ҳисоблашга имкон беради. Генерацияланиш вақт

давомийлигини идеаллаштириш билан  $T$ -ҳарорат учун мос равишда  $t$ -вақт олинса  $E_0$  ҳароратга боғлиқ бўлмаган параметр деб қараш мумкин. Бу ўз навбатида (9) ва (10) ларни  $E_0$  параметр бўйича дифференциаллаш имконони беради. Бундан келиб чиқадики (5) дан ўтказувчанлик ва валент зоналар учун ҳолатлар зичлигини аниқлаш формуласини олишимиз мумкин.

$$N_{s_c}(E_0, T) = 2 \cdot N_c \cdot \int_{E_c}^{\infty} (E - E_c)^{\frac{1}{2}} GN(E_0, E, T) dE \quad (13)$$

$$N_{s_v}(E_0, T) = 2 \cdot N_v \cdot \int_{-\infty}^{E_v} (E_v - E)^{\frac{1}{2}} GN(E_0, E, T) dE, \quad (14)$$

Яримўтказгичлар тақиқланган зонаси ҳолатлар зичлигини аниқлаш учун қуйидаги формула олинган.

$$\frac{\partial n(E_0, T)}{\partial E_0} = 2 \cdot N_c \cdot \int_{E_c}^{\infty} (E - E_c)^{\frac{1}{2}} \frac{\partial \rho(E_0, E, T)}{\partial E_0} \quad (11)$$

$$\frac{\partial p(E_0, T)}{\partial E_0} = 2 \cdot N_v \cdot \int_{-\infty}^{E_v} (E_v - E)^{\frac{1}{2}} \frac{\partial \rho(E_0, E, T)}{\partial E_0} \quad (12)$$

$$N_s = \sum_{i=1}^n N_{s_i} GN(E, E_0, T) \quad (15)$$

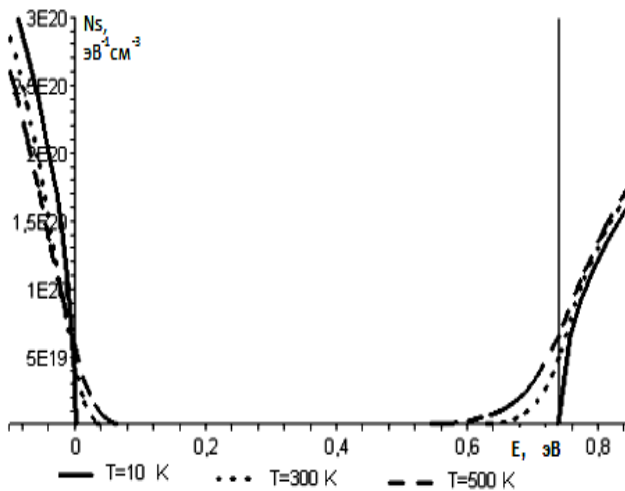
Бунда  $E_0 [E_v, E_c]$  интервалдаги қийматларни олади.

Шундай қилиб валент зона, тақиқланган зона ва ўтказувчанлик зонаси ҳолатлар зичлиги учун комбинациялашган моделини келтирамиз.

$$N_s(E_0, T) = 2 \cdot N_v \cdot \int_{-\infty}^{E_v} (E_v - E)^{\frac{1}{2}} GN(E_0, E, T) dE + \quad (16)$$

$$+ \sum_{i=1}^n N_{s_i} GN(E, E_0, T) + 2 \cdot N_c \cdot \int_{E_c}^{\infty} (E - E_c)^{\frac{1}{2}} GN(E_0, E, T) dE$$

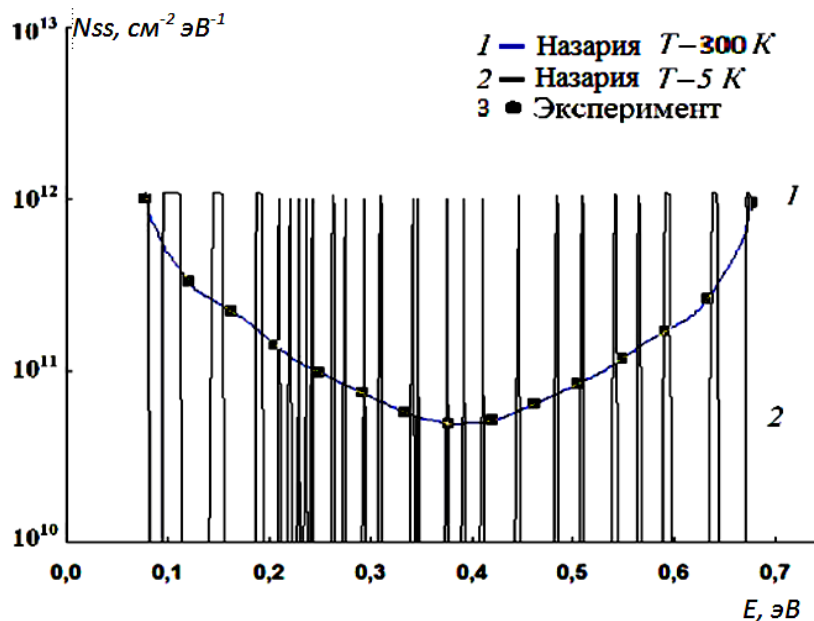
бўлмайди. дискрет энергетик ҳолатларнинг умумий миқдори  $n$  сони билан берилади. Дискрет энергетик ҳолатлар яримўтказгич тақиқланган зонаси бўйича жойлашади, яни  $E_v < E_i < E_c$ . Бунда таъкидлаш лозимки, ўрта ҳаддаги қўшилувчи катталиқ  $N_{s_i}(E_i)$   $E_i$  энергияли дискрет энегетик ҳолатлар концентрацияси ҳароратга боғлиқ. Ушбу (16) формула билан энегетик ҳолатлар зичлигини валент зона, тақиқланган зона ва ўтказувчанлик зоналарини ҳисобга олган кенг энегетик диапазон учун ҳисоблаш мумкин. Моделнинг муҳим жихати шундаки, ундаги статстик функцияларни ҳароратга боғлиқлиги сақланиб қолади. Қайсики энергетик ҳолатлар зичлиги спектрига ҳароратни таъсирини аниқлашга ёрдам беради. Энергетик спектрларда лигерланиш миқдорини таъсирини аниқлашга ёрдам. Таклиф қилинган модель лигерланган яримўтказгичларда киришмалар ҳосил қиладиган энергетик ҳолатларни кенг энергетик диапазонда юқори аниқликда аниқлашга имкон беради (расм 1).



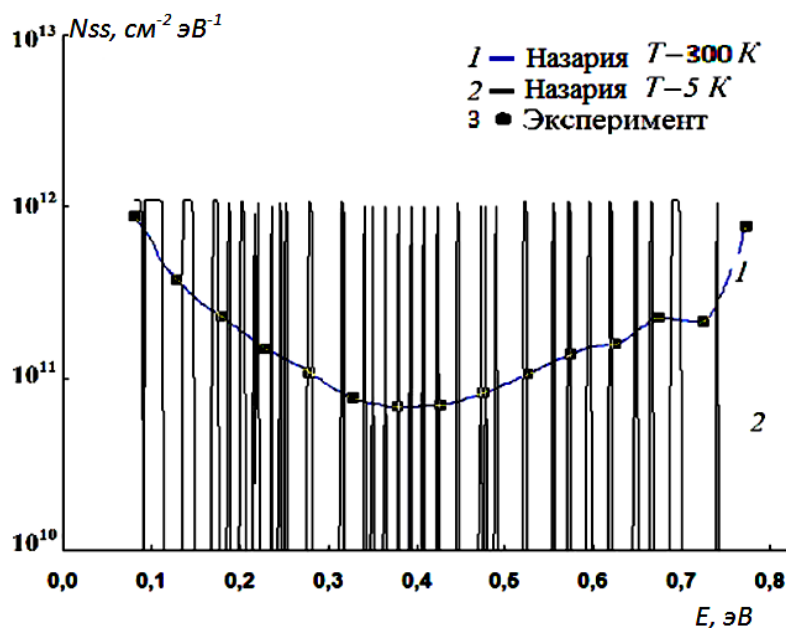
Расм 1. Кенг энергетик оралиқ учун яримўтказгичлар ҳолатлар зичлигини ҳароратга боғлиқлиги .

*Al-SiO<sub>2</sub>-Si* МОЯ-структура структура учун ЮЧ ва КЧ C-V характеристика асосида сирт ҳолатлар зичлиги спектри аниқланган (расм 2). Расмдан кўриниб турибдики хона ҳароратида спектр текис ва раван кўринишда. Экспериментал сирт ҳолатлар зичлиги спектрини формула (16) дан фойдаланиб қаторга ёямиз. Кейинги босқич назарий ёндаштирадиган сирт ҳолатлар зичлиги спектрини қуришда тадқиқ қилинаётган энергетик интервални бир нечта чекли майда интервалларга бўлиб чиқамиз ва  $N_{ss}(E_i)$  ни мос қийматларини киритамиз. Расм 2 да кўрсатилган услуб билан сирт

ҳолатлар зичлиги спектрига ёндаштиридган назарий олинган чизик келтирилган. Расмдан кўриниб турибдики, хона ҳароратида чекли сонли (15) функциялар йиғиндиси билан узлуксиз кўринишдаги экспериментал сирт ҳолатлари зичлиги спектрига ёндашувчи назарий сирт ҳолатлари зичлиги спектрини қўриш мумкин. Бундан сўнг қийинчиликсиз ихтиёрий ҳарорат учун  $N_{ss}$  ни ҳисоблаш мумкин ва назарий сирт ҳолатлари зичлиги спектрини паст ҳароратдаги спектрини қўриш мумкин. турли ҳароратлар учун шундай йўл билан олинган графиклар расм 2 да келтирилган. Намуна реактор нейтронлари билан  $210^{11}$  ва  $1,2 \cdot 10^{12}$  нейтрон/см<sup>2</sup> дозада хона ҳароратида нурлантирилган.



Расм 2. *Al-SiO<sub>2</sub>-Si* сирт ҳолатлар зичлиги спектри

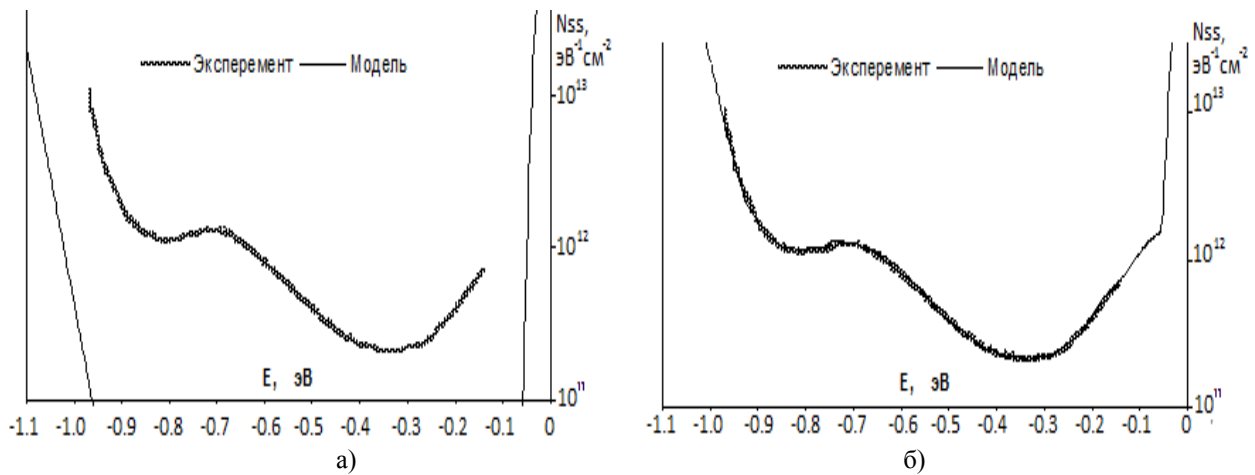


Расм 3.  $2 \cdot 10^{11}$  нейтрон/см<sup>2</sup> дозада нурлатилган Al-SiO<sub>2</sub>-Si сирт ҳолатлар зичлиги

Ҳар бир нурланишдан сўнг янги янги юқори частотали ва паст частотали  $N_{ss}(E, T)$  нинг қиймати  $C-V$ -характеристикалардан фойдаланиб аниқланган. Нурланишдан кейинги сирт ҳолатлари зичлиги ўзгаришини ўзига хослиги шундаки, турли энергияларда  $N_{ss}(E, T)$  турлича ўзгаради. Расм 3 да юқорида кўрсатилган услубда олиган  $210^{11}$  нейтрон/см<sup>2</sup> дозада нурлантирилган наъмунадаги  $N_{ss}(E, T)$  муносабат келтирилган. Расмдан кўришиб турибдики, сирт ҳолатлари зичлиги тақиқланган зонанинг юқори қисмида кўтариляпти, қуйи қисмида эса пасайиши кузатиш мумкин. Расм 3 да  $300 K$  ҳароратда олинган экспериментал график  $5 K$  да модел ёрдамида ҳисобланган  $N_{ss}(E, T)$  графиклари келтирилган. Сирт ҳолатлари зичлиги нотекис тақсимо ва унга нейтронли нурланиш таъсири ҳолатлари зичлиги спектрини ҳароратга боғлиқлиги модели ёрдамида қониқарли ҳолатда ифодаланади. Ўтказилган тадқиқотга кўра сирт ҳолатлари зичлиги аниқлашни янги методикасини тақлиф қилиш мумкин.

Худди шу усул билан Al-LaF<sub>3</sub>-n-Ge МДЯ – структурадаги дискрет ҳолатлари аниқланди. Сонли метод ёрдамида аниқланган дискрет спектрга қараб улар жойлашиши экспериментда аниқланган чуқур сатҳлар энергия интервали билан устма-уст эканлигини кўради. Уларнинг сони кўп эмас. Лекин шунини айтиш лозимки, раво спектр ёрдамида аниқланган энергетик ҳолатлардан ташқари дискрет спектр аниқланиши қийин бўлган майда энергетик ҳолатларни ҳам аниқлаш имконини беради.

Сирт ҳолатлари зичлигини олиш экспериментларида тақиқланган зона чегарасида ўлчаш ишлари мраккаблашади ва ахборот етарли бўлмайди. Тақиқланган зона чегарасидаги сирт ҳолатлари зичлиги аниқланмай қолади. Экспериментал ва назарий олинган сирт ҳолатлари энергетик спектрларни биргаликда кўрилишида тақиқланган зонада зоналар чегарасида қўшимча энергетик ҳолатлар етишмаслиги аниқланди (расм 4а). Тақиқланган зонада зоналар чегарасида қўшимча энергетик ҳолатлар қўшилиши билан назарий



Расм 4. Сирт ҳолатлар зичлиги модели

олинган спектри сирт ҳолатлари зичлиги спектри билан ёндашади (расм 4а). Шундай қилиб, энергетик спектрларни ҳароратга боғлиқлигини модели ёрдамида сирт ҳолатлари зичлиги экспериментал равоон спектр маълумотлардан дискрет ҳолатлар зичлиги тақиқланган зонада зоналар чегарасида жойлашган энергетик ҳолатларни аниқлаш мумкин.

Диссертациянинг учинчи боби “Термодинамик ҳолатлар зичлигини ҳароратга боғлиқлиги ва Урбах қондаси” деб номланган. Одатда узун тўлқинли нурни фундаментал ютилиш чегарасидаги ютилиш коэффициенти Урбах қондаси ёрдамида келтирилади.

$$\alpha = \alpha_0 \exp\left(\gamma \frac{h\nu - E_g}{E}\right) \quad (17)$$

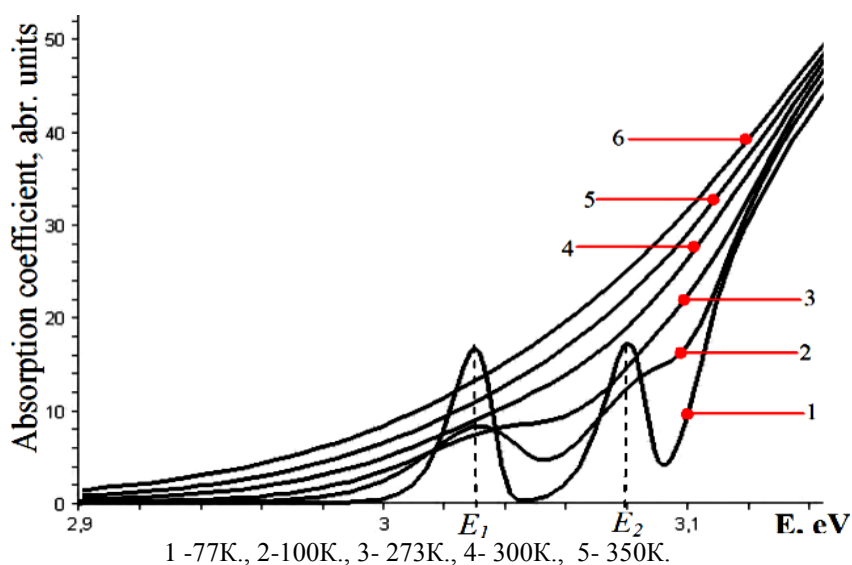
бунда  $\alpha_0 \gamma$ -қиёсий холда секин ўзгарадиган, частотага боғлиқ функция,  $E$ -паст ҳароратда ўзгармас, юқори ҳароратда  $kT$ га пропорционал бўлган энергияни белгиловчи катталиқ. Экспериментал қийматларни тахлилидаги асосий фаразлардан бири шуки, яримўтказгич тақиқланган зонадасидаги нурни ютилиш коэффициенти ҳолатлар зичлиги  $N_s(E, T)$  аниқлайди.

$$\alpha = B \cdot N_s(E, T) \quad (18)$$

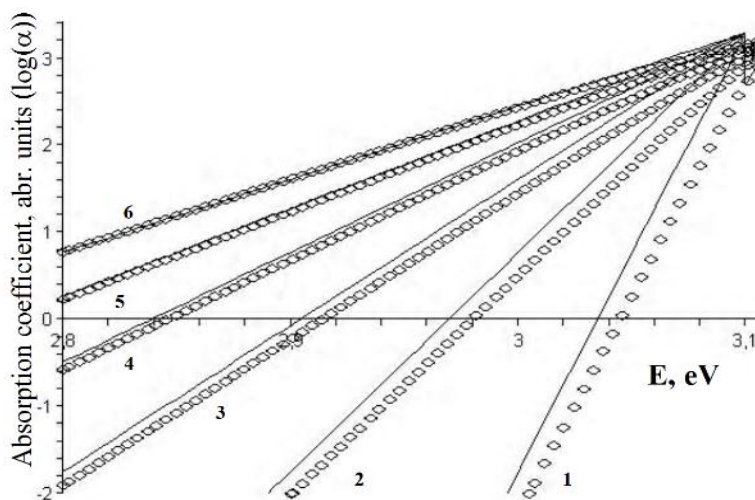
бунда  $B$ -қиёсий холда секин ўзгарадиган, частота ва ҳароратга боғлиқ функция. Яриўтказгичларда нурни экспотенциал ютилиши чегарасини тушинтирадиган ҳар қандай модель, уни ҳароратга боғлиқлигини ҳам тушунтириши шарт. Термодинамик ҳолатлар зичлигини  $N_s(E, T)$  моделидан фойдаланамиз. Термодинамик ҳолатлар зичлигини ўзгаришини ҳарорат ортиб боришида кўриб чиқамиз. Бунинг учун биз термодинамик ҳолатлар зичлигини (16) формула бўйича қаторга ёйамиз. Расм 5 да термодинамик ҳолатлар зичлиги  $N_s(E, T)$  ни турли ҳароратлар учун графиклари кўрсатилган. Расмдан кўриниб турибдики, паст ҳароратларда ўтказувчанлик зона чегараси ва дискрет сатҳлар ўзоро энергетик тирқиш билан ажралади (расм 5 1 ва 2 чизиқлар). Бу ҳолатда ҳароратдан кенгайиш сезиларсиз, ва  $E_1, E_2$  дискрет ҳолатларга ҳамда ўтказувчанлик зонаси равоон сатҳларига тасир этмайди.



Харорат ортиши билан ўтказувчанлик зонаси термодинамик ҳолатлар зичлигини ҳароратдан кенгайиши ҳисобига тақиқланган зона ичкарасига кириб боради. Тақиқланган зонадаги алоҳида дискрет ҳолатлар орасидаги энергетик соҳа ўтказувчанлик зонасидан ва  $E_1$ ,  $E_2$  дискрет сатҳлардан қўшилган янги сатҳлар билан тўлиб боради. Сонли экспериментлар ёрдамида  $N_s(E, T)$  ни ҳароратга боғлиқлигини таҳлил қиламиз. Турли ҳароратлар учун ҳисоб ишларини қиламиз. Натижаларни график тасвирлаймиз. Ҳарорат кўтарилиши билан ўтказувчанлик зонасидан қўшиладиган сатҳлар ҳиссаси дискрет ҳолатларнинг кенгайиши билан боғлиқ бўлган сатҳлар ҳиссасига қараганда анчагина кучлироқ ўсиб боради. Бунда  $E_1$  ва  $E_2$  сатҳлар бутун тақиқланган зона бўйича ёйилади ва ўтказувчанлик зонасидан қўшиладиган сатҳлар билан аралашиб кетади.



**Расм 5. Турли ҳароратлар учун термодинамик ҳолатлар зичлигини ҳароратга боғланиш модели.**



(-) модель, (◇)-правило Урбаха (17). 1-100К., 2-200К., 3-300К., 4-400К., 5-500К., 6-600К.

**Расм 6 Турли ҳароратлар учун термодинамик ҳолатлар зичлигини ҳароратга боғланиш формуласи графиги.**

Бу ҳолат ўтказувчанлик зонасидаги ўта кўп ( $10^{23} \text{эВ}^{-1} \text{см}^{-3}$ ) миқдордаги сатҳларнинг ҳароратли кенгайиши ҳисобидан юзага келади. Ўтказувчанлик зонасидаги. Расм 6 да (экспоненциал масштаб) тақиқланган зонада локаллашган ҳолатлар бўлмаган ҳолда термодинамик ҳолатлар зичлиги графиги келтирилган. Расм 6а ва расм 6б даги график таққослаш дискрет ва раво ҳолатларни термодинамик ҳолатлар зичлиги шаклланишидаги роли нисбий эканлигини кўрсатиб турибди. Ушбу натижалар нур ютилиши коэффициентини узун тўлқинли чегарасини таҳлил қилишда қўл келиши мумкин. Шундай қилиб, термодинамик ҳолатлар зичлигини ҳароратга боғлиқлиги ягона позициядан туриб яримўтказгичларда фундаментал ютилиши коэффициентининг узун тўлқинли чегарасини тушунтириб бериши мумкин. Урбах қоидаси яримўтказгичларнинг ўтказувчанлик ва валент зоналарнинг термик кенгайиши ҳисоби билан белгиланади.

Диссертациянинг **“Яримўтказгич тақиқланган зонасини кенглигини ҳароратга боғлиқлиги спектрини аниқлаш”** деб номланган тўртинчи бобда таклиф этилган модель ёрдамида *Si* ва *Ge* яримўтказгичларни тақиқланган зонасини ҳароратга боғлиқлиги спектрлари аниқланди ва тадқиқ қилинди. Нокристал материялар учун электронлар ҳолатлари зичлиги концепцияси ўша даражада кристал материялар учун ҳам мос келади. Тақиқланган зонадаги ҳолатлар масаласи муҳим аҳамиятга эга масала ҳисобланади. Ушбу модельда зоналар думи соҳасига тўғри келувчи энергияда “ҳаракатчанлик чегараси” тушунчаси киритилди. Ҳаракатчанлик чегараси илгарроқда Мотт томонидан киритилган локаллашган ва локаллашмаган ҳолатларни ажратувчи критик энергияларга мос келади. Ўтказувчанлик ва валент зонадаги ҳаракатчанлик чегаралари энергиялари фарқи “ҳаракатчанлик бўйича тақиқланган зона” деб аталади. Тақиқланган зона чегаралари  $E_c$  ва  $E_v$  энергияга мос келувчи ҳолатлар зичлиги қийматини  $N_k$  орқили белгилаймиз. У ҳолда тақиқланган зона чегаралари энергиялари қуйидаги транцендент тенглама ечимидан аниқланади:

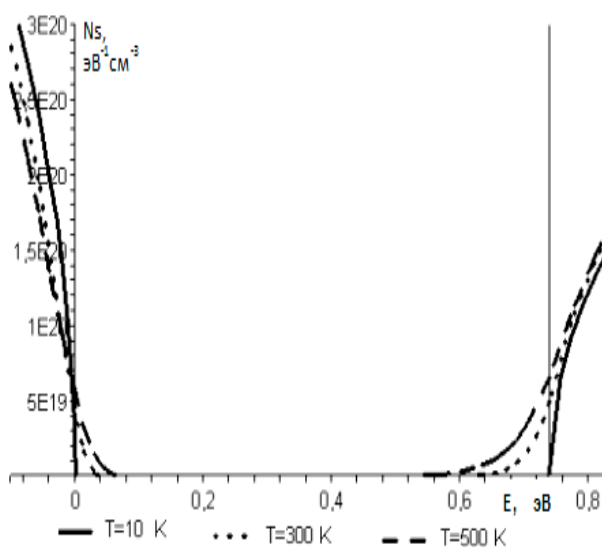
$$N_s(E_0, T) = 2 \cdot N_v(T) \cdot \int_{\infty}^{E_v} (E_v - E)^{\frac{1}{2}} GN(E, E_0, T) dE + \sum_{i=1}^n N_{s_i}(E_i) GN(E, E_0, T) + 2 \cdot N_c(T) \cdot \int_{E_c}^{\infty} (E - E_c)^{\frac{1}{2}} GN(E, E_0, T) dE = N_k \quad (19)$$

Берилган учун тенглама (19) ни сонли ечимини топишда тақиқланган зона чегаралари атрофида ҳароратга боғлиқ бўлган иккита ечим аниқланади,  $E_c(T)$  ўтказувчанлик ва  $E_v(T)$  валент зона чегарасида. У ҳолда танланган ҳароратда тақиқланган зона кенглиги  $E_g(T)$ ,  $E_c(T)$  ва  $E_v(T)$  лар айирмаси билан аниқланади.

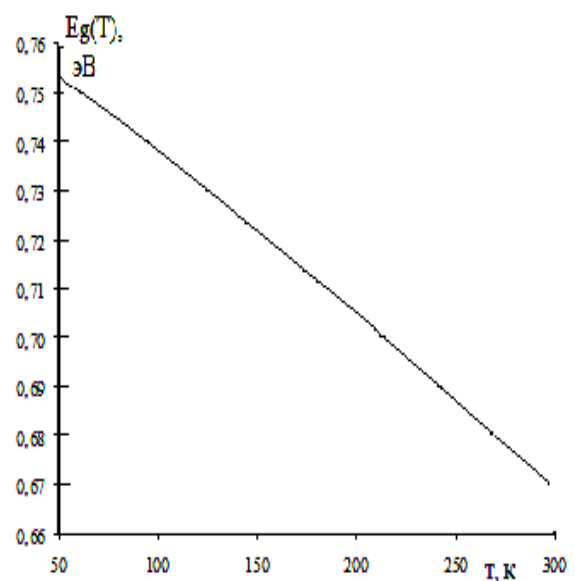
$$E_g(T) = E_c(T) - E_v(T) \quad (20)$$

$N_k$  нинг қиймати эксперимент натижаларидан аниқланади. Икки хил ҳарорат  $T=0 \text{ К}$  ва  $T=300 \text{ К}$  учун  $E_g(T)$  нинг қиймати мос равишда,  $E_g(0) = 0.74 \text{эВ}$  ва  $E_g(300) = 0.66 \text{эВ}$  эВ. Энаргетик ҳолатларнинг жойлашиши қуйидагича бўлсин,

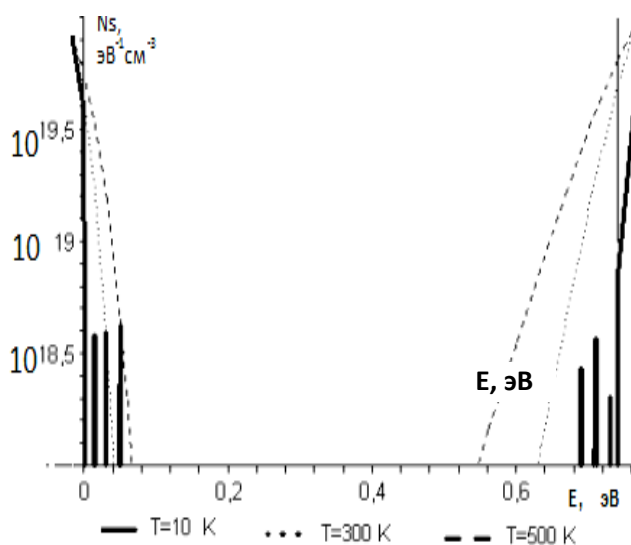
$E < 0$  ҳолатига валентн зона ва  $E > E_g(0)$  ҳолатига ўтказувчанлик зоналарда энергетик ҳолатлар зич жойлашган, энергетик ҳолатлар мавжуд бўлмаган  $0 < E < E_g(0)$  тақиқланган зона. Энди муносабат (19)дан  $E_g(300) = 0.66$  эВ ҳолатига  $N_k$  ни аниқлаймиз. Бошланишига тақиқланган зонада дискрет ҳолатлар мавжуд эмас деб қараймиз (расм 7). Тақиқланган зона кенглигини ўзгариш модели билан сонли таҳлил ўтказамиз. Расм 8 да  $10\text{ K} - 300\text{ K}$  ҳарорат оралиғи учун тақиқланган зона кенглигини ҳароратга боғлиқ ўзгариши кўрсатилган. Расмдан кўриниб турибдики, юқори ҳароратларда назарий олинган тақиқланган зона кенглигини ҳароратга боғлиқ ўзгаришини оптик ўлчашлар ёрдамида олинган тақиқланган зона кенглигини ҳароратга боғлиқ ўзгариши эксперименти натижалари билан мос келади. Назарий ва экспериментал натижаларнинг тўла мос эмаслиги турли сабаблар билан тушунтирилади. Бу ҳолат тақиқланган зона кенглигини ҳароратга боғлиқ ўзгаришига сабаб бўладиган бир нечта механизмларнинг биргаликдаги таъсири натижаси бўлиши мумкин. Биз масалани соддалаштиришда энергетик ҳолатларнинг термик кенгайиши таъсирини қолдириб бошқа таъсир механизмларни инобатга олмай тураемиз. Тақиқланган зонадаги дискрет ҳолатларни тақиқланган зона кенглигини ҳароратга боғлиқ ўзгаришига таъсирини кўриб чиқамиз. Масалани соддароқ ҳолатда, тақиқланган зонада ўтказувчанлик зонаси туби яқинида учта  $E_1, E_2, E_3$  ва валент зонаси шипи яқинида  $E_4, E_5, E_6$  учта энергетик ҳолатлар мавжуд деб қараймиз(расм 9). Бу ҳолатда ҳам тақиқланган зона кенглигини ҳароратга боғлиқ ўзгариши юқорида кўрилган каби аниқланади. Расм 10 да назарий ҳисобланган  $E_g(T)$  тақиқланган зона кенглигини ҳароратга боғлиқ ўзгариши (яхлит чизик) ва экспериментал натижа (пунктир чизик) лар келтирилган. Паст ҳароратда тақиқланган зона кенглигини ҳароратга боғлиқ ўзгариши графиги чизикли ҳолатидан четлашади.



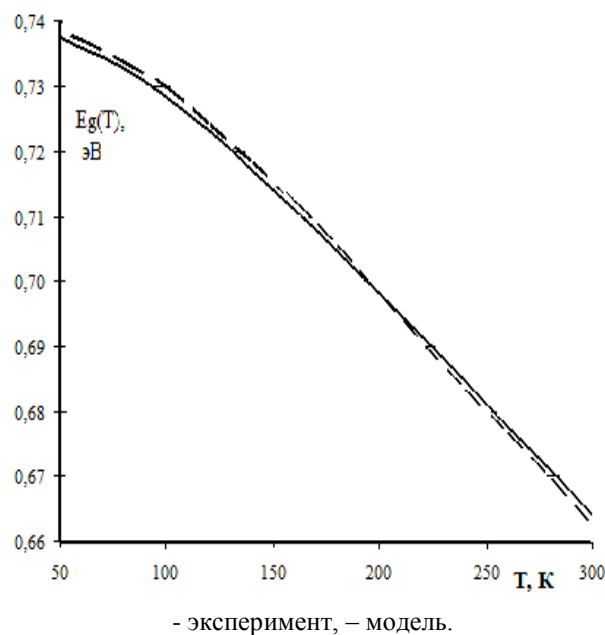
Расм 7. турли ҳароратлар учун ҳолатлар зичлиги спектри, дискрет ҳолатлар йўқ.



Расм 8.  $E_g(T)$  – тақиқ зонасини ҳароратга боғланиш графиги



**Расм 9. Турли ҳароратлар учун ҳолатлар зичлиги спектри, дискрет ҳолатлар мавжуд.**

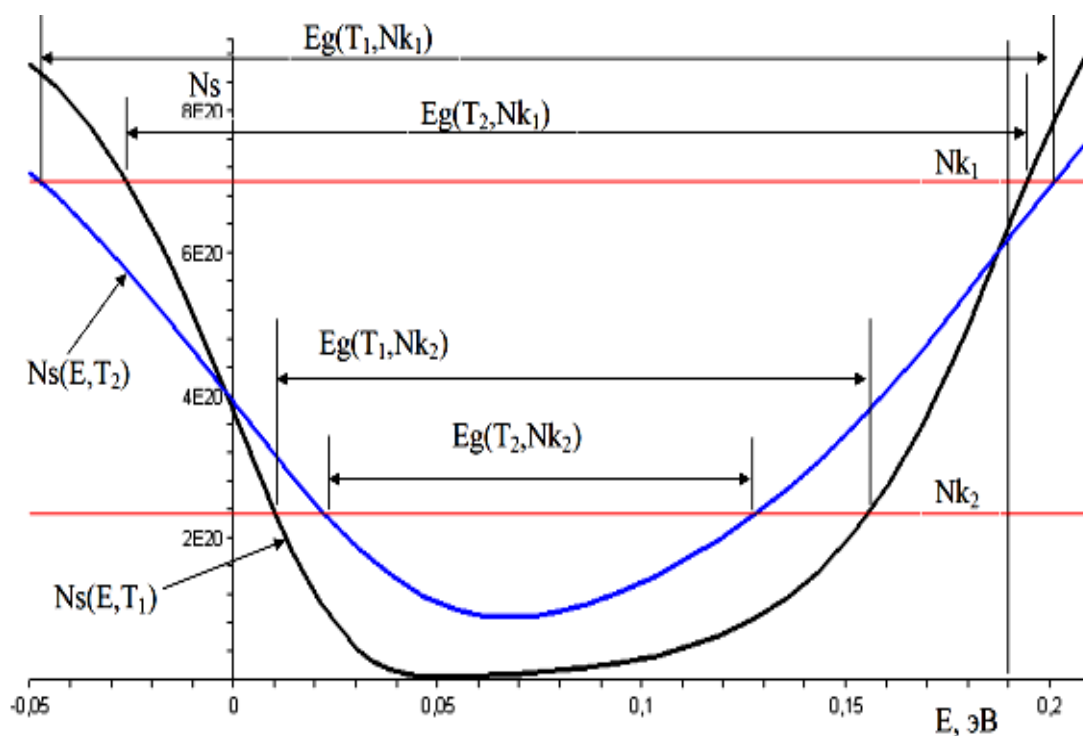


**Расм 10. Тақиқланган зонасини ҳароратга боғланиш графиги, дискрет ҳолатлар мавжуд.**

Назарий ҳисобларда бу четлашиш биз тақиқланган зонага қўшимча дискрет ҳолатларни киритганимиздан сўнг содир бўлди. Охирги кўрилган расм га кўра,  $E_g(T)$  нинг назарий натижалари эксперимент натижалари билан яхши ҳолатда келишади. Бундан хулоса қилиб,  $E_g(T)$  тўғри чизиқни паст ҳароратда паст энергия томон эгриланиши ярмўтказгич тақиқланган зона чегаралари яқинида қўшимча дискрет ҳолатлар мавжудлиги натижасида содир бўлади. Тақиқланган зона кенглигини ҳароратга нисбатан ўзгариши жараёни модели билан сонли тахлили тақиқланган зона кенглигини ҳароратга боғлиқлиги намунанинг зоналаридаги энергетик ҳолатларнинг тақсимотига боғлиқ бўлишини кўрсатди. Тақиқланмаган зоналар яқинидаги тақиқланган зонага қўшимча дискрет ҳолатларни мавжудлиги тақиқланган зона кенглигини ҳароратга нисбатан ўзгариши чизиғи чизиқли ҳолатдан четлашишига олиб келади. Паст ҳароратларда  $Ge$  тақиқланган зона кенглигини кичик энергия томонга эгриланиши содир бўлади (расм 10).

Назарий олинган тақиқланган зона кенглигини ҳароратларга боғлиқлиги натижалари экспериментал натижалар билан катталиклар даражасига кўра устма-уст тушади. Бундан келиб чиқадики, ўтказувчанлик ва валент зонадаги энергетик ҳолатларнинг термик кенгайиши тақиқланган зонани сезиларли даражада ўзгартириши мумкин ва ҳолатга таъсир этувчи бошқа мавжуд механизмлар билан биргаликда яримўтказгичларда тақиқланган зона кенглигини ҳароратларга боғлиқлигини тушунтириб беради.

Таклиф этилган модел ёрдамида тақиқланган зона кенглигини ҳароратларга боғлиқлиги тушунтиришга уриниб кўрамиз. Агар ҳар бир яримўтказгич материал учун ўзининг тақиқланмаган зоналарда индивидуал энергетик ҳолатлар концентрациясини белгиловчи  $n_m$  маълум бўлсин.



$N_{k1}, N_{k2}$ -критическая концентрация.  $T_1 < T_2$ -температура.

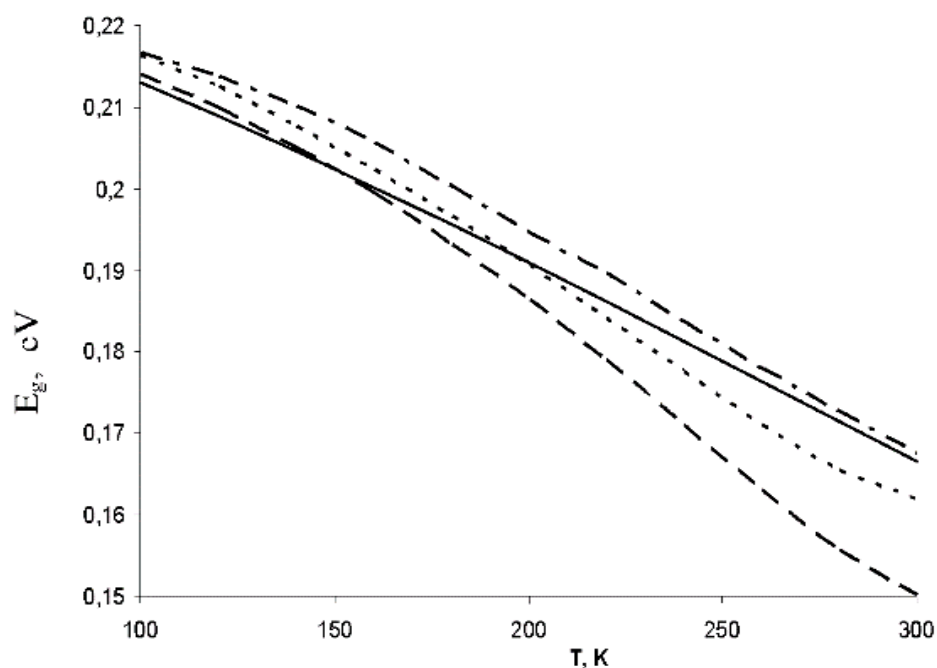
**Расм 11. Тор зонали яримўтказгичлардаги ҳолатлар зичлиги спектрини математик модели.**

$n_m > n_0$  тақиқланган зона энергетик ҳолатлар концентрацияси. Турли хил  $n_m$  учун (турли материаллар) ҳолатида таҳлил ўтказамиз. Олдинги таҳлилларга таянган ҳолда 11 расмда даги график  $E = E_0$  ёки  $E = E_c$  ҳолда ҳароратга таъсирчанлиги кам бўлган концентрацияни  $n_k$  деб оламиз ва бу  $n_k = n_m / 2$  га тўғри келади (ҳар бир материалда алоҳида).  $n_m > 2n_0$  ва  $2n_0 > n_m > n_0$  ҳолатида  $n_k$  нинг  $n_0$  на нисбатан жойлашишини кўриб чиқайлик. Қуйида расм 11 бу икки ҳолат келтирилган.

Биринчи  $n_m > 2n_0$  ҳолат  $n_k$  нуқта  $n_0$  дан юқорида жойлашган. Расмдан кўриниб турибдики, ҳарорат ошиши билан графикнинг  $n_k$  дан юқори қисми тақиқланмаган зона томонга қараб кенгайиб бормоқда графикнинг  $n_k$  дан қуйи қисми эса кенгайиб бормоқда. Хосил бўлган  $\Delta E$  га тақиқланган зона томонга қараб кўчиш кўриниб турибдики, бошқача қилиб айтганда ҳарорат кўтарилиши билан тақиқланган зона кенглиги камаймоқда.

Иккинчи ҳолат  $2n_0 > n_m > n_0$   $n_k$  нуқта  $n_0$  да пастда жойлашган. Расм 12 даги графикларни кўринишига қараб, ҳарорат ортиши билан  $n_k$  дан юқори қисми тақиқланмаган зона томонга қараб кенгайиб бормоқда графикнинг  $n_k$  дан қуйи қисми эса кенгайиб бормоқда. Кўриниб турибдики хосил бўлган  $\Delta E$  кўчиш тақиқланмаган зона томонга қараб бормоқда. Бошқача қилиб айтганда тақиқланмаган зона томонда  $[E_1, E_0]$  ( $E_1 < E_0$ ) оралиқда концентрацияси  $n_0$  дан кичик бўлган  $\Delta E = E_0 - E_1$  намоён бўлади.

Бу ҳарорат кўтарилиши билан тақиқланган зона кенгайишини билдиради. Бундан муҳим бўлган хулосага келиш мумкин. Ҳарорат кўтарилиши натижасида яримўтказгичларда тақиқланган зона кенгайади ёки торайади. Ва бу экспериментлар билан тасдиқланган.



—  $m_p^* = const$ , —  $p\text{-Bi}_{0.7}\text{Sb}_{1.3}\text{Te}_{2.93}\text{Se}_{0.07}$ ,  $\cdots$   $p\text{-Bi}_{0.6}\text{Sb}_{1.2}\text{Te}_{2.91}\text{Se}_{0.09}$ , - - -  $p\text{-Bi}_{0.5}\text{Sb}_{1.5}\text{Te}_{2.91}\text{Se}_{0.09}$

**Расм 12. яримўтказгич аралашма  $p\text{-Bi}_{2-x}\text{Sb}_x\text{Te}_{3-y}\text{Se}_y$   $E_g(T)$ – тақиқ зонасини ҳароратга боғланиш графиги.**

Агар қурилган модель ўтказилган экспериментларни тушинтирса, у ҳолда ҳарорат кўтарилиши билан яримўтказгичларда тақиқланган зона кенгайиши ёки торайиши тақиқланмаган зонадаги энергетик ҳолатлар концентрациясинига боғлиқ. Яримўтказгичлардаги тақиқланмаган зонадаги энергетик ҳолатлар зичлиги концентрацияси  $n_m > 2n_0$  бўган ҳолатда термик кенгайиш тақиқланган зона кенглигини торайишига олиб келади, энеретик ҳолатлар концентрацияси  $2n_0 > n_m > n_0$  бўган ҳолатда тақиқланган зона кенглигини кенгайишига олиб келади. Бунда  $n_0$  – Яримўтказгичдаги тақиқланган ва тақиқланмаган зоналар чегарасини белгиловчи энеретик ҳолатлар концентрацияси.

Таклиф этилган моделдан фойдаланиб эффектив массани ўзгаришини ҳисобга олган ҳолда  $p\text{-Bi}_{2-x}\text{Sb}_x\text{Te}_{3-y}\text{Se}_y$  қаттиқ эритма тақиқланган зона кенглигини ҳароратга боғлиқлиги спектри олинди ва эксперимент натижалари билан солиштирилди 12 расм. Солиштиришга нисбатан фойдаланилган модель тажрибани тушунтира олади дейиш мумкин.

Диссертациянинг “**Кучли лигерланган яримўтказгичлар ва яримўтказ-гичли қоришмалар энергетик спектрлари**” деб номланган бешинчи бобида яриўтказгичларла тақиқланган зона кенглигини легирлаш даражасига боғлиқ ўзгариши тадқиқ қилинган. Яримўтказгичлар кристалл панжарасига кичик миқдорда қоришмалар киритиш тақиқланган зона кенглигини ўзгартирмайди ва электронларнинг энергетик спектрига тасир кўрсатмайди. Фақатгина тақиқланган зонада дискрет ҳолатлар пайдо бўлади. Агар қоришмалар киритиш миқдори етарлича катта бўлганда энергетик спектрлар ва кристалл тақиқланган зонаси ўзгаради. Кучли лигерланган яримўтказгичларда заряд ташувчиларни қоришма атомлари

билан ўзаро муносабати мухим ахамиятга эга. Частотаси  $\omega = Eg / h$  чегаравийдан кичик бўлган нурнинг ютилиши шубҳасиз тақиқланган зонада ҳолатлар зичлиги думи мавжудлигига боғлиқ. Ҳолатлар зичлиги думидаги тўла ҳолатлар концентрацияси материал ва намунага қараб ўзгариб боради ва кўпинча уларнинг сони етарлича катта бўлади,  $10^{19}$ - $10^{20}$  см<sup>-3</sup> гача. Кучсиз лигерланишда электрон киришманинг битта атоми билан таъсирлашади. Таъсирлашиш энергияси хамма электронлар учун бир хил бўлади. Кучли лигерланишда электроннинг потенциал энергияси бирданига бир нечта киришмалар жойлашишига боғлиқ бўлади. Заряд ташувчилар энергияси тасодифий катталиқ бўлиб қолади. Киришмалар концентрациясини янада ошириш ҳолати турли киришма атомларида локаллашган электронлар тўлқин функцияларини устма-уст келиши сезиларли бўлади ва киришмали ҳолат зонага ёйилади. Бу эффект ҳақида ҳолатнинг квант кенгайиши ҳақидагидек гапирилади. Шу дискрет ҳолатларнинг кенгайиши тақиқланган зонанинг кичрайишига олиб келади. Энергетик тирқишларни аниқловчи асосий факторлардан бири энергетик ҳолатларни концентрациясини критик қиймати бўлади. Агар критик концентрация  $N_k$  энергетик ҳолатлар зичлигига тенг бўлса  $N_s = N_k$ , у ҳолда  $N_k$  дан кичик  $N_s(E) < N_k$  концентрациядаги энергия соҳаси тақиқланган ҳолатлар соҳасини аниқлайди. Ва аксинча, агар энергияси  $N_k$  дан катта  $N_s(E) > N_k$  концентрациядаги энергия соҳаси тақиқланмаган ҳолатлар соҳасини аниқлайди.  $N_s(E) = N_k$  шarti тақиқланган зона чегарасини аниқлайди, ўтказувчанлик зонаси туби  $E_c$  ва валент зонаси шипи  $E_c$ . Бу ҳолатда тақиқланган зонани ҳароратга боғлиқлиги ҳолатлар зичлигининг ҳароратга боғлиқлиги билан аниқланади. Ҳолатлар зичлиги спектрини математик модели ёрдамида кремний тақиқланган зонасидаги дискрет энергетик ҳолатларни ҳароратга боғлиқлигини таҳлил қилинган. Шу моделни келтирилган масалага тадбиқ қиламиз. Агар ютилиш коэффициенти ҳолатлар зичлигига пропорционал деб олсак, унда олдинги тақиқланган зонадаги ҳолатлар зичлиги ўтказувчанлик ва валент зонадаги ҳолатлар зичлиги ( $10^{22}$ - $10^{20}$ ) дан  $10^4$  марта паст бўлади.  $N_s = 10^{18}$ - $10^{19}$  соҳадаги янги зона  $Eg < 0.9$  ( $0.4 < Eg < 0.9$  эВ). Бу ҳолатлар зичлиги қиймати  $\alpha \sim 1$ - $10$  см<sup>-2</sup> ютилиш коэффициентини беради. Шундай қилиб, лигерлаш ёрдамида тақиқланган зона кенглигини ва ютилиш коэффициентини бошқариш мумкин. Юқорида кўрсатилган модел ёрдамида  $T = 300$  К,  $Eg = 1.21$  эВ. эксперимент шарларини ҳисобга олиб лигерланган кремний учун ҳолатлар зичлиги спектрини қурамыз (расм 13). Расмдан кўриниб турибдики, катта концентрациядаги киришмалар киришмали ҳолатлар яратган кластерлар билан аниқланган етарлича катта миқдорда ҳолатларни беради. тақиқланган зонадаги ҳолатлар киришмаларни тасодифий тақсимооти билан яратилади. Ютилиш коэффициенти  $\alpha$  ҳолатларнинг тўла сонига пропорционал. Кластерларнинг яралиши чуқур сатҳли кучли лигерланган яримўтказгичлар ютилиш коэффициентини яхшироқ тушунтириши мумкин. Расм 14 да модель ёрдамида ҳисобланган интеграл ҳолатлар зичлиги (тўла ҳолатлар сони) келтирилган. Шунини таъкидлаш лозимки, модель ёрдамида

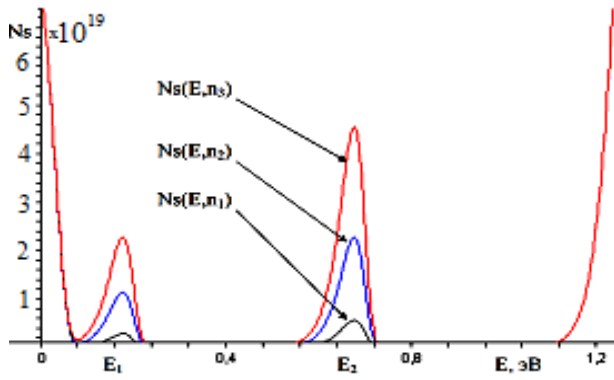


Рисунок 13. ҳолатлар зичлиги модели, легиланиш даражаси.  $n_1 < n_2 < n_3$

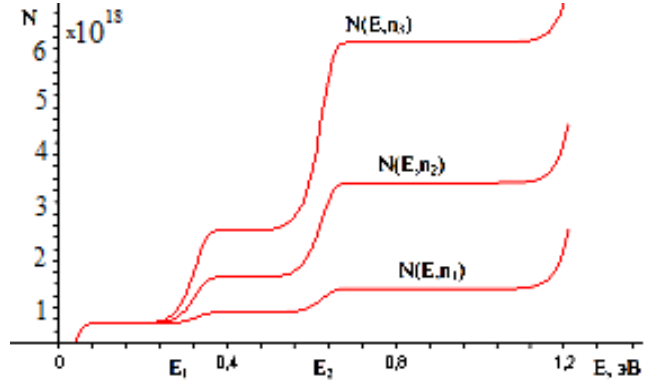


Рисунок 14. модел ёрдамида ҳисобланган ҳолатларнинг тўлиқ сони, легиланиш даражаси  $n_1 < n_2 < n_3$

олинган ҳолатларнинг тўла сони графиги расм 14 ва экспериментал ҳолатларнинг тўла сони графиги етарлича яқинлашган ҳолатда.. Шу ҳолатларни ҳисобга олиб хулоса қилиш мумкин, кремний учун 0.5-0.9 эВ интервалдаги ютилиш тақиқланган зонадаги киришмалар ҳолати билан белгиланади. Киришмалар ҳолатлари яримўтказгич тақиқланган зона кенглигини сезиларли кичрайтириши мумкин.

Яримўтказгичли қоришмаларни тадқиқ қилиш учун қоришмадаги концентрация миқдорини инобатга олувчи энергетик ҳолатларнинг ҳароратга боғлиқлиги спектрини модели қурилди. Бу модель олдинги ишлатилган моделда қўшимча шартлар қўшиш билан амалга оширилди. Формула (16) тегишли ўзгаришлардан сўнг қуйидаги кўринишга келди.

$$N_s(E) = N_s^{Si}(E) + N_s^{Ge}(E) + N_s^{Si}(E) + N_s^{Ge}(E) + N_s^{Si}(E) + N_s^{Ge}(E) \quad (21)$$

бунда:  $E_v^{Ge}$  ва  $E_v^{Si}$  учун нисбий энергетик ўқда 0,  $E_g^{Si}$  – Si тақиқланган зона кенглиги,  $E_g^{Ge}$  – Ge тақиқланган зона кенглиги.

$N_s^{Si}(E)$ - Si,  $N_s^{Ge}(E)$ - Ge валент зонаси учун ҳолатлар зичлиги:

$$N_s^{Si}(E) = x \cdot \sum_{i=1}^n N_v^{Si} \cdot \sqrt{0 - E_i} \cdot GN(E_i, E, T) \quad E_i = -\frac{1}{n}, E \leq 0 \quad (22)$$

$$N_s^{Ge}(E) = (1-x) \cdot \sum_{i=1}^n N_v^{Ge} \cdot \sqrt{0 - E_i} \cdot GN(E_i, E, T) \quad E_i = -\frac{1}{n}, E \leq 0 \quad (23)$$

$N_s^{Si}(E)$ - Si,  $N_s^{Ge}(E)$ - Ge ўтказувчанлик зонаси учун ҳолатлар зичлиги:

$$N_s^{Si}(E) = x \cdot \sum_{i=1}^n N_c^{Si} \cdot \sqrt{E_i - E_g^{Si}} \cdot GN(E_i, E, T) \quad E_i = \frac{1}{n}, E \geq E_g^{Si} \quad (24)$$

$$N_s^{Ge}(E) = (1-x) \cdot \sum_{i=1}^n N_c^{Ge} \cdot \sqrt{E_i - E_g^{Ge}} \cdot GN(E_i, E, T) \quad E_i = \frac{1}{n}, E \geq E_g^{Ge} \quad (25)$$



$N_{S_s^{Si}}(E)$ -  $Si$ ,  $N_{S_s^{Ge}}(E)$ -  $Ge$  тақиқланган зонаси учун ҳолатлар зичлиги:

$$N_{S_s^{Si}}(E) = \sum_{i=1}^n N_{S_i^{Si}} \cdot GN(E_i, E, T) \quad E_i = \frac{1}{n}, 0 \leq E \leq E_g^{Si} \quad (26)$$

$$N_{S_s^{Ge}}(E) = \sum_{i=1}^n N_{S_i^{Ge}} \cdot GN(E_i, E, T) \quad E_i = \frac{1}{n}, 0 \leq E \leq E_g^{Ge} \quad (27)$$

бунда  $GN(E_i, E, T) = \frac{1}{kT} \exp\left[\frac{E - E_i}{kT} - \exp\left(\frac{E - E_i}{kT}\right)\right]$  (28)

$E_i$  – валент, тақиқланган ва ўтказувчанлик зонаси бўйича қиймат қабул қилиши мумкин.  $N_{S_i} - E_i$  энергиялар учун мос равишда энергетик ҳолатлар концентрацияси,  $E$ - ҳолат энергияси,  $T$ -ҳарорат.  $k$  - Больцман доимийси. Ушбу модел ёрдамида, назарий ва экспериментал натижалар таққосланган ҳолда  $Si_xGe_{1-x}$  учун ҳолатлар зичлиги спектри ва тақиқланган зона кенглигини концентрацияга боғлиқлиги (15 расм). ва  $Si_{0.15}Ge_{0.85}$  тақиқланган зона кенглигини ҳароратга боғлиқлиги тадқиқ қилинади (16 расм). Назарий ва экспериментал натижалар таққосланган графиклар 15 ва 16 расмларда келтирилган. Хулоса қилиб яратилган модел  $Si_xGe_{1-x}$  қоришмани энегетик спектрларини тадқиқ қилишда кенг имкониятлар эшигини очиб беради.

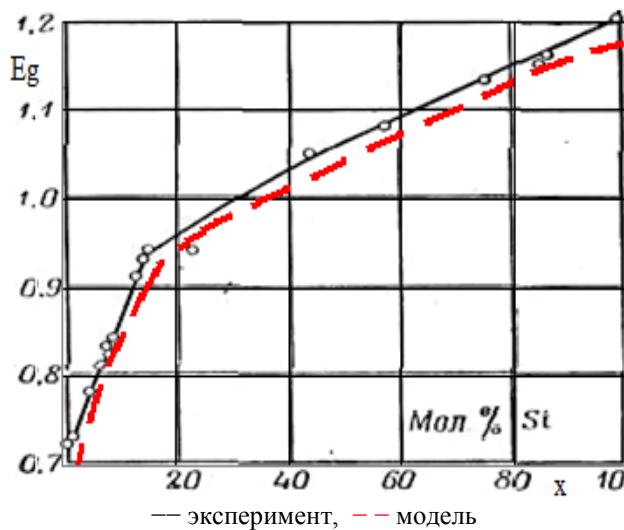


Рисунок 15.  $Si_xGe_{1-x}$  тақиқ зонасини концентрацияга боғланиш графиги

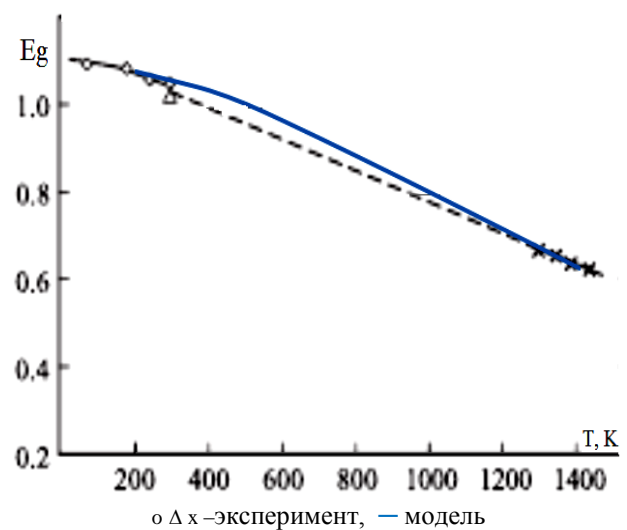


Рисунок 16.  $Si_{0.15}Ge_{0.85}$  тақиқ зонасини ҳароратга боғланиш графиги

## ХУЛОСА

Яримўтказгичли материалларда термодинамик энергетик ҳолатлар зичлигини ҳароратга боғлиқлиги асосида:

1. Келтирилган  $GN(E, E_0, T)$ -яримўтказгичдаги энергетик ҳолатни белгиловчи, энергетик ҳолатларда ўтиш эхтимоллигидан энергия бўйича олинган ҳосила, дельта-функциялар йиғиндиси кўринишидаги математик модель яримўтказгич энергетик ҳолатлари спектрини кенг энергетик ва кенг ҳарорат интервалида аниқлаб берувчи қулай формула топилган.

2. Экспериментал олинган яримўтказгич энергетик ҳолатлари спектрини ишлаб чиқилган математик модель ёрдамида қайта ишлаш янги методикаси билан яримўтказгич энергетик характеристикаларини тадқиқ қилиш ҳозирда мавжудлардан аниқроқ натижалар олинган.

3. Лигерланган яримўтказгичларни математик модель ёрдамида тадқиқ қилишда яримўтказгичлар тақиқланган зонасини ўзгаришига лигерланиш даражасини энергетик спектрларга таъсири кўсатиб берилган.

4. Келтирилган математик модел ёрдамида кучли лигерланган яримўтказгичларни тадқиқ қилиш методи ёрдамида энергетик спектрлари ўзгарган янги типдаги яримўтказгич материаллар олинишини башорат қилинаган.

5.  $Si_xGe_{1-x}$  яримўтказгичли қоришмада энергетик ҳолатлар зичлигини ҳароратга ва концентрацияга боғлайдиган математик модель ёрдамида тадқиқланган зона кенглигини аниқланган.

6. Яратилган математик модель ёрдамида барча ( $0 \leq x \leq 1$ )  $x$  лар учун  $Si_xGe_{1-x}$  яримўтказгичли қоришма тақиқланган зонаси кенглигини ҳароратга боғлиқлиги спектрларини олинган.

**НАУЧНЫЙ СОВЕТ DSc.27.06.2017.FM./Г.34.01 ПО ПРИСУЖДЕНИЮ  
УЧЕНЫХ СТЕПЕНЕЙ ПРИ ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКОМ ИНСТИТУТЕ,  
ИНСТИТУТЕ ИОННО-ПЛАЗМЕННЫХ И ЛАЗЕРНЫХ ТЕХНОЛОГ-  
ИЙ, САМАРКАНДСКОМ ГОСУДАРСТВЕННОМ УНИВЕРСИТЕТЕ**

---

**НАМАНГАНСКИЙ ИНЖЕНЕРНО-ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЙ  
ИНСТИТУТ**

**ШАРИБАЕВ НОСИР ЮСУПЖАНОВИЧ**

**МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ  
СПЕКТРОВ ПЛОТНОСТИ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ СОСТОЯНИЙ В  
ПОЛУПРОВОДНИКАХ**

**01.04.10 – Физика полупроводников**

**АВТОРЕФЕРАТ ДИССЕРТАЦИИ ДОКТОРА НАУК (DSc)  
ПО ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКИМ НАУКАМ**

**Ташкент-2017**

**Тема диссертации доктора наук (Doctor of science) по физико-математическим наукам зарегистрирована в Высшей аттестационной комиссии при Кабинете Министров Республики Узбекистан за № В2017.2. DSc/FM54**

Диссертация выполнена в Наманганском инженерно-технологическом институте

Автореферат диссертации на трех языках (узбекский, русский, английский (резюме)) размещен на веб-странице Научного совета (fti-kengash.uz) и на Информационно-образовательном портале «ZiyoNet» (www.ziynet.uz).

**Научный руководитель:** **Гулямов Гафур**  
доктор физико-математических наук, профессор

**Официальные оппоненты:** **Мамадалимов Абдугафур Тешабаевич**  
доктор физико-математических наук, академик

**Расулов Рустам Явкачович**  
доктор физико-математических наук, профессор

**Аюханов Рашид Ахметович**  
доктор физико-математических наук

**Ведущая организация:** Ташкентский университет информационных технологий

Защита диссертации состоится «\_\_\_\_\_» \_\_\_\_\_ 2017 года в \_\_\_\_\_ часов на заседании Научного совета DSc.27.06.2017. FM./T.34.01 при Физико-техническом институте, Институте Ионно-плазменных и лазерных технологий, Самаркандском государственном университете. (Адрес: 100084, г. Ташкент, ул. Бодомзор йули, дом 2б. Административное здание Физико-технического института, зал конференций. Тел. (+99871) 235-30-41, факс (+99871) 235-42-91, e-mail: lutp@uzsci.net.

С диссертацией можно ознакомиться в Информационно-ресурсном центре Физико-технического института (зарегистрирована за № \_\_\_\_\_). Адрес: 100084, г. Ташкент, ул. Бодомзор йули, дом 2б. Административное здание Физико-технического института, зал конференций. Тел./Факс: (99871) 235-30-41.

Автореферат диссертации разослан «\_\_\_\_\_» \_\_\_\_\_ 2017 г.  
(протокол рассылки № \_\_\_\_\_ от «\_\_\_\_\_» \_\_\_\_\_ 2017 г.)

**С.Л. Лутпуллаев**

Председатель научного совета по присуждению  
ученых степеней, д.ф.-м.н., профессор

**А.В. Каримов**

Ученый секретарь научного совета по присуждению  
ученых степеней, д.ф.-м.н., профессор

**С.А. Бахрамов**

Председатель научного семинара при научном  
совете по присуждению ученых степеней,  
д.ф.-м.н., профессор

## **ВВЕДЕНИЕ (аннотация диссертации доктора наук (DSc))**

**Актуальность и востребованность темы диссертации.** В настоящее время в мире в области стремительно развивающейся физической электроники одним из важных физических проблем является определение возможных механизмов, наблюдаемых в процессах изменения характеристик полупроводников в зависимости от внешних воздействий, а также разработка материалов обладающих определенными физическими свойствами для устройств наноэлектроники, микроэлектроники. С этой точки зрения изучение температурной зависимости спектров плотности энергетических состояний в полупроводниках считается одним из важнейших задач

На сегодня в мире изучение влияния температуры полупроводниковых структур, выявление природы спектров энергетических состояний имеет важное значение. Создания математических моделей, позволяющих от величин, измеренных экспериментально, переходить к другим, которые затруднительно находить экспериментальными методами, помогают исследователям в процессе проведения опытов экономить время и средства. С другой стороны, результаты, полученные с помощью таких методов, помогают глубже понять происходящие процессы и способствуют развитию теоретических и практических знаний о величинах, измерение которых затруднено. В связи с этим, работы по созданию таких математических моделей такого типа являются **актуальными** с научной и практической точки зрения.

В годы независимости учеными нашей страны уделяется большое внимание развитию технологии получения качественных полупроводниковых структур, в частности, способам получения сильнолегированных полупроводниковых материалов, изучены эффекты фотопроводимости, в области получения фото- и тензочувствительных структур, солнечных элементов на основе узкозонных и слоистых структур, достигнуты значительные успехи. В соответствии со Стратегией действий по дальнейшему развитию Республики Узбекистан является наиболее важным повышение эффективности отрасли микроэлектроники на основе теоретических и практических исследований полупроводниковых структур.

Данное диссертационное исследование в определенной степени служит выполнению задач, предусмотренных в Постановлении Президента Республики Узбекистан ПП–1442 «О приоритетных направлениях развития индустрии Республики Узбекистан на 2011-2015 гг.» от 15 декабря 2015 года и № -ПП2789 «О мерах по дальнейшему совершенствованию деятельности Академии наук, организации, управления и финансирования научно-исследовательской деятельности» от 17 февраля 2017 года, а также других нормативно-правовых документов, принятых в данной сфере.

**Соответствие исследования приоритетным направлениям развития науки и технологий Республики.** Исследовательская работа выполнена в соответствии с приоритетными направлениями развития науки и технологий

Республики Узбекистан: Ф2 «Физика, астрономия, энергетика и машиностроение»

**Обзор зарубежных научных исследований по теме диссертации<sup>1</sup>.** Исследования плотности энергетических состояний, температурная зависимость ширины запрещенной зоны проводятся в научных центрах ведущих стран, в институтах и университетах. В частности, Max-Planck-Institut für Festkörperforschung, Federal Republic of Germany. В Физико-техническом институте им. А.Ф. Иоффе (Санкт-Петербург, Россия), Белорусском государственном университете информатики и радиоэлектроники (Республика Беларусь), Ташкентский Государственный технический университет, Андижанский Государственный университет (Республика Узбекистан).

Проведены исследования энергетического спектра плотности поверхностных состояний ( $InN$ ) на основе МДП структуры предложен метод определения спектра, в котором использован аппроксимированное распределение Гаусса. С помощью обратного преобразования Лапласа повышена точность определения дискретных уровней в запрещенной зоне полупроводника. (Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники. Белоруссия). Исследована ширина запрещенной зоны  $Si$  и  $Ge$ , проведен ряд экспериментов и решён ряд актуальных проблем, определен состав и структура полученных монокристаллов  $FeIn_2S_4$  и исследованы спектры температурной зависимости ширины запрещенной зоны в интервале температур  $T=20-300K$ . В Физико-техническом институте им. А.Ф.Иоффе (Санкт-Петербург, Россия). Исследованы твердые растворы  $Si_xGe_{1-x}$ , проведены ряд экспериментов, получены твердые растворы с разными концентрациями ( $0 < x < 1$ ), определен спектр концентрационной зависимости ширины запрещенной зоны (Max-Planck-Institut, Germany).

В настоящее время в мире исследование влияния внешних воздействий на энергетические спектры полупроводниковых структур, в частности температуры, ведутся в рамках проектов приоритетных направлений, как исследование плотности состояний квазиодномерного электронного газа, колебание кристаллической решетки и термический зависимость энергетических состояний. Работы, проводимые по изучению плотности состояний и температурной зависимости энергетических спектров полупроводника, являются одним из перспективных направлений научно-практических исследований.

**Степень изученности проблемы.** В работе К. Зиглер, Е.Кляусман определена плотность поверхностных состояний на границе раздела  $SiO_2-Si$ . Получена наиболее подробная картина спектра плотности поверхностных состояний по всей ширине запрещенной зоны. Опыт проводился при комнатной температуре и многие дискретные уровни сливаются в непрерывную энергетическую полосу. М.Б.Шалимовой и Е.Г.Бесчастной

---

<sup>1</sup> Обзор зарубежных научных исследований по теме диссертации приведён на основе: The National Labs: Science in an American System, 1954-1978, 2008-2012, ISBN0-646-00948-7: Scientific Research Publishing Inc; <http://www.semiconductors.com>; и др. источников.

определен спектр энергетической плотности поверхностных состояний по энергиям в запрещенной зоне для МДП – структуры на основе  $LaF_3-n-Ge$  (метод ВФХ) при  $T=300K$ . М.Н.Левиным разработан метод повышения точности определения плотности поверхностных состояний методом ДЛТС-Лапласа. Им была использована методика применения обратного преобразования Лапласа для определения плотности состояний исходя из экспериментальных данных, что существенно повысило точность определения плотности поверхностных состояний на границе полупроводник-диэлектрик в МДП структурах. Много экспериментов сделано по определению температурной зависимости ширины запрещенной зоны полупроводника. А.М.Емельяновым определены изменения ширины запрещенной зоны кремния по спектрам краевой люминесценции. Таким же методом в работе Г. Мак Фарлане и Т.Мак Леан определены температурная зависимость ширины запрещенной зоны Ge.

В Узбекистане учеными проводились эксперименты по определению спектра плотности энергетических состояний. В этих работах исследованы спектры плотности энергетических состояний на границе полупроводник-диэлектрик в МДП структурах. Проведение исследования по определению ширины запрещенной зоны различных полупроводниковых материалов. Проведены эксперименты по изучению изменений ширины запрещенной зоны кремния сильным легированием с различными элементами. Получены твердые растворы  $Si_xGe_{1-x}$  с различными концентрациями. В Наманганском инженерно-строительном и Наманганском инженерно-технологическом институтах в кафедрах физики проводится теоретические исследования по изучению природы спектров плотности энергетических состояний в полупроводниках. На основе полученных результатов выполняются государственные проекты фундаментальных исследований.

В основном, опыты по определении спектра плотности энергетических состояний на границе полупроводник-диэлектрик в МДП структурах проводились при комнатной температуре методами ВМХ и ДЛТС. Вышеуказанные методы не позволяли выявить природу поведения спектра плотности энергетических состояний при низких температурах. Здесь целесообразно повышать точность определения теоретическим подходом с использованием экспериментальных данных, полученных при высоких температурах. При исследовании спектров плотности состояний не учтены температурное влияние. Этим вклад термического уширения энергетических состояний на спектры не выявлены. Возможность получения решений проблем таких как, повышается точность определения дискретных уровней в запрещенной зоне полупроводника, изменения ширины запрещенной зоны полупроводника на внешние воздействия осталось не решённой.

**Связь темы диссертации с научными исследованиями научно-исследовательской организации, где выполнена диссертационная работа.** Работа выполнена в Наманганском Инженерно-технологическом институте и Наманганском Инженерно-Педагогическом институте в рамках Государственной программы научно исследовательских работ: Проект Ф2-21

«Математическое моделирование определение плотности поверхностных состояний на границе раздела полупроводник-диэлектрик» (2012-2016 гг.), Проект Ф2-74 «Исследования энергетических спектров полупроводниковых сплавов и сильнолегированных полупроводников» (2017-2021 гг.).

**Целью исследования** построение энергетических спектров полупроводников в зависимости от температуры путем математического моделирование температурной зависимости спектров плотности энергетических состояний.

**Задачи исследования:**

Использование равновесной статистики на процесс энергетических переходов электронов в полупроводниках

математическое моделирование спектров плотности энергетических состояний в запрещенной и разрешенной зоне полупроводника.

Разработка модели для полупроводниковых материалов нового типа и учитывающий изменения энергетического спектра.

Разработка метода показа температурной зависимости характеристик полупроводниковых материалов с помощью построенной модели

Сравнения теоретических результатов по изменению плотности энергетических спектров экспериментальными данными.

Показать возможность прогнозирования получения новых типов полупроводниковых материалов с учетом изменения спектров энергетических состояний.

**Объектом исследования** являются переходные процессы и статические изменения энергетических спектров в полупроводниках  $Si$ ,  $Ge$  и  $Si_xGe_{1-x}$ .

**Предметом исследования** являются спектр плотности состояний, спектр температурной зависимости ширины запрещенной зоны полупроводника и моделирование процесса их определения.

**Методы исследований.** Для решения поставленных задач применены методы теоретических расчетов и компьютерного моделирования электронных процессов температурной зависимости плотности состояний

**Научная новизна исследования** диссертационной работы заключается в следующем:

Найдены решения  $GN(E, E_0, T)$ -дельта-функция, связывающие спектр плотности энергетических состояний с температурой и энергией;

разработана методика обработки экспериментальных данных с помощью построенной математической модели для определения спектров плотности энергетических состояний в полупроводниках;

найдена математическая модель, обобщающая влияние сильного легирования на спектры энергетических состояний, которое приводит к изменению ширины запрещенной зоны полупроводника;

показана возможность прогнозирования получения нового типа полупроводникового материала по изменению спектра плотности энергетических состояний на основе сильного легирования;



создана математическая модель, описывающая спектр температурной и концентрационной зависимости ширины запрещенной зоны энергетических состояний для полупроводникового твердого раствора  $Si_xGe_{1-x}$ ;

создана методика построения спектра температурной зависимости ширины запрещенной зоны полупроводникового твердого раствора  $Si_xGe_{1-x}$  с помощью полученной модели.

**Практические результаты исследования** заключаются в том, что теоретические выводы исследования температурной зависимости плотности энергетических состояний в полупроводниках с помощью построенной модели позволяют получить полупроводники нового поколения с управляемой шириной запрещенной зоны.

**Достоверность результатов исследований** обосновывается совпадением результатов расчета с экспериментальными данными, полученными ведущими специалистами, правильным выбором объектов исследования, строгостью математических выкладок, и оценки точности решений, сопоставлением с экспериментальными результатами и проведением численных экспериментов.

#### **Научная и практическая значимость результатов исследования.**

Научная значимость результатов исследования заключается в том, что с помощью модели спектров температурной зависимости плотности энергетических состояний, появляется возможность прогнозирования получения новых полупроводниковых материалов, более чувствительных к внешним воздействиям; предложенная модель исследования способствует получению теоретических выводов об изменении характеристик полупроводниковых материалов;

практическая значимость работы заключается в том, что такие исследования сильнолегированных полупроводников и твердых растворов будут способствовать получению высокочувствительных к внешним воздействиям полупроводников.

**Внедрение результатов исследования.** На основе температурной зависимости термодинамической плотности энергетических состояний полупроводниковых материалов:

Математическая модель определения ширины запрещенной зоны полупроводникового раствора использована в проекте Национального политехнического института Мексики на тему: «Transporte Mono- y Bipolar en Estructuras Semiconductoras» (Справка №615 Национального политехнического института Мексики от 15 февраля 2017 года). Использование научных результатов позволило определить ширину запрещенной зоны  $Si_{0.15}Ge_{0.85}$  в  $Si_{0.2}Ge_{0.8}$ ;

математическая модель расчета влияния температуры на спектр плотности энергетических состояний использована в проекте Российского фонда фундаментальных исследований на тему: «Светоиндуцированные эффекты в асимметричных наноструктурах» (Справка №15307-46-2433 Института физики полупроводников им. А. В. Ржанова Сибирского отделения РАН от 25 сентября 2017 года). Применение научного результата

улучшило точность определение уровня в запрещенной зоне полупроводникового соединения до 0,001 эВ;

математическая модель расчета влияния концентрации и температуры на спектр плотности энергетических состояний сильнолегированных полупроводников использована в Институте физики им. Х.И.Амирханова Дагестанского НЦ РАН (Справка №17241/226 Института физики им. Х.И.Амирханова Дагестанского НЦ РАН от 25 сентября 2017 года) Применение научного результата позволило определить спектр температурной зависимости сильнолегированных полупроводников  $Si<B,S>$  и  $Si<B,Mn>$  в интервале 77-300 К;

**Апробация результатов исследования.** Результаты исследований докладывались и обсуждались на 6 международных и 8 республиканских конференциях.

**Опубликованность результатов исследований.** По теме диссертации опубликованы 27 научных трудов, из них 12 статей в научных журналах, из списка ВАК Республики Узбекистан, рекомендованных для публикации основных результатов докторской диссертации.

**Структура и объём диссертации.** Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения, списка литературы, приложений и содержит 180 страниц текста, включает 46 рисунков и 6 таблиц.

## ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ ДИССЕРТАЦИИ

**Во введении** обоснованы актуальность и востребованность темы диссертации, определена связь исследований с основными приоритетными направлениями развития науки и технологий в республике, приведен обзор международных научных исследований по теме диссертации, степень изученности проблемы, сформулированы цели и задачи, выявлены объекты, предметы и методы исследования, изложена научная новизна исследования, обоснована достоверность полученных результатов, раскрыта их теоретическая и практическая значимость, приведены краткие сведения о внедрении результатов и апробации работы, а также об объеме и структуре диссертации.

В первой главе **«Плотность энергетических состояний и температурная зависимость энергетических спектров полупроводника»** анализируется состояние проблемы и тенденции развития исследований температурной зависимости спектров плотности состояний в полупроводниках в результате проделанного литературного обзора. На основе анализа имеющихся теоретических и экспериментальных данных сформулирована постановка задачи.

Во второй главе **«Математическая модель температурной зависимости плотности энергетических состояний и определение дискретных уровней»** исследованы электронные генерационно-рекомбинационные процессы в полупроводниках с точки зрения статистической подходов, в частности, при использовании статистики Шокли-Рида-Холла.

Как известно, вероятность перехода в зону проводимости электронов энергиями выше энергетического уровня  $E$  за время  $t$  при условии, что электроны, находящиеся ниже  $E$  не возбуждаются, описывается следующим образом:

$$\rho(t) = 1 - \exp\left[-\frac{t}{\tau(E)}\right] \quad (1)$$

Эта формула (1) представляет собой ступенчатую функцию. Величина  $\tau(E)$  определяет время жизни электрона и имеет следующий вид

$$\tau(t) = \tau_0 \exp\left(\frac{E}{kT}\right) \quad (2)$$

здесь  $\tau_0 = 1/(\gamma_n N_c)$ ,  $k$  - постоянная Больцмана,  $T$  - абсолютная температура,  $\gamma_n$ ,  $N_c$  - , Из (1) и (2) было получено следующее выражение:

$$\rho(E_0, E, T) = 1 - \exp\left[-\exp\left(\frac{E - E_0}{kT}\right)\right] \quad (3)$$

В этой формуле выражение

$$E_0(t, T) = kT \ln\left(\frac{t}{\tau_0}\right) \quad (4)$$

энергия электрона, электроны которой с энергиями больше чем  $E_0$  ионизировались. Из (4) видно, что  $E_0$  зависит от температуры и от времени генерации. Очевидно, что для каждой температуры можно подобрать некоторое  $t$ , при котором величина  $E_0(t, T)$  будет принимать значения, например, от  $E_v$  до  $E_c$ . Но при этом (3) зависит от температуры.

Известно, что производная от функции (3) по энергии является дельта функцией. Общепринятая  $\delta$ -функция Дирака, вообще говоря, может определять наличие энергетического уровня. Поэтому, и производная от функции (3) по энергии  $E_0$

$$GN(E_0, E, T) = \frac{\partial \rho(E_0, E, T)}{\partial E_0} = \frac{1}{kT} \exp\left[\frac{E - E_0}{kT} - \exp\left(\frac{E - E_0}{kT}\right)\right] \quad (5)$$

которая также является дельта функцией при  $T \rightarrow 0$  и также может определять наличие уровня, с которого может совершить переход электрон с энергией  $E_0$  или наличие уровня с энергией  $E$ , на который может перейти электрон.

Для определения концентрации электронов на краях зон обычно используются следующие выражения:

$$n(E_f, T) = 2 \int_{E_c}^{\infty} N_c (E - E_c)^{\frac{1}{2}} f(E, E_f, T) dE \quad (6)$$

$$p(E_f, T) = 2 \int_{-\infty}^{E_v} N_p (E_v - E)^{\frac{1}{2}} f(E, E_f, T) dE \quad (7)$$

где функция Ферми – Дирака  $f(E, T)$  определяющая вероятность того, что электрон будет находиться в квантовом состоянии с энергией  $E$ , выражается следующим образом:

$$f(E, E_f, T) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E - E_f}{kT}\right)} \quad (8)$$

Как известно, при вычислении интеграла (7), в результате замены переменных подынтегральное выражение трансформируется в дельта функцию, эффективная плотность состояний преобразуется в

$$N_c = 2 \left( \frac{2\pi m_p kT}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}}, \quad N_v = 2 \left( \frac{2\pi m_v kT}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}}$$

и в этом случае интеграл равен единице. Но

функция (3) при дифференцировании по  $E_0$  также становится  $\delta$ -функцией и поэтому в (6) и (7) можно (8) заменить на функцию (3). Тогда выражения для концентраций примут следующий вид:

$$n(E_0, T) = 2 \int_{E_c}^{\infty} N_c (E - E_c)^{\frac{1}{2}} \rho(E_0, E, T) dE \quad (9)$$

$$p(E_0, T) = 2 \int_{-\infty}^{E_v} N_v (E_v - E)^{\frac{1}{2}} \rho(E_0, E, T) dE \quad (10)$$

Здесь параметр  $E_0$ , определяемый из (4), можно назвать энергетическим параметром (ЭП) по типу энергии Ферми, который теперь зависит от времени и температуры. Формула (3) также как и (8) определяет вероятность заполнения уровня с энергией  $E$ , но эта вероятность зависит в данном случае и от величины  $E_0$ . Параметр  $E_0$  зависит от переменных  $T$ -температуры и  $t$ -времени. И при подборе для данной  $T$ , соответствующего  $t$  величине  $E_0$  становится как бы независимой от температуры и становится по этой независимой переменной по можно весьма просто продифференцировать (9) и (10):

$$\frac{\partial n(E_0, T)}{\partial E_0} = 2 \cdot N_c \cdot \int_{E_c}^{\infty} (E - E_c)^{\frac{1}{2}} \frac{\partial \rho(E_0, E, T)}{\partial E_0} dE \quad (11)$$

$$\frac{\partial p(E_0, T)}{\partial E_0} = 2 \cdot N_v \cdot \int_{-\infty}^{E_v} (E_v - E)^{\frac{1}{2}} \frac{\partial \rho(E_0, E, T)}{\partial E_0} dE \quad (12)$$

В этих выражениях подынтегральная часть, зависящая от  $E_0$  определенная в (5) называется  $GN(E_0, E, T)$  - функцией, и при  $T \rightarrow 0$  становится  $\delta$ -функцией.

Тогда формула для определения плотности состояний в зоне проводимости и валентной зоне будет иметь следующий вид:

$$N_{s_c}(E_0, T) = 2 \cdot N_c \cdot \int_{E_c}^{\infty} (E - E_c)^{\frac{1}{2}} GN(E_0, E, T) dE \quad (13)$$

$$N_{s_v}(E_0, T) = 2 \cdot N_v \cdot \int_{-\infty}^{E_v} (E_v - E)^{\frac{1}{2}} GN(E_0, E, T) dE, \quad (14)$$

а для плотности состояний в запрещенной зоне полупроводника

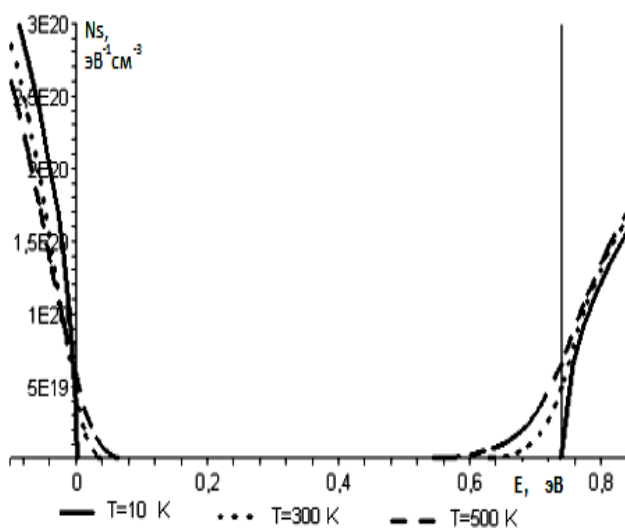
$$N_s = \sum_{i=1}^n N_{s_i} GN(E, E_0, T) \quad (15)$$

где  $E_0$  принимает значения в интервале  $[E_v, E_c]$ .

Обобщая формулы (13), (14) и (15), можно написать обобщенное выражение для комбинированной плотности состояний для валентной зоны, запрещенной зоны и зоны проводимости.

$$N_s(E_0, T) = 2 \cdot N_v \cdot \int_{-\infty}^{E_v} (E_v - E)^{\frac{1}{2}} GN(E_0, E, T) dE + \sum_{i=1}^n N_{s_i} GN(E, E_0, T) + 2 \cdot N_c \cdot \int_{E_c}^{\infty} (E - E_c)^{\frac{1}{2}} GN(E_0, E, T) dE \quad (16)$$

Здесь надо отметить, что в среднем слагаемом, величина  $N_{s_i}(E_i)$  независима от температуры, а общее количество дискретных уровней  $E_i$  постоянно и равно  $n$ . Дискретные уровни располагаются по всей ширине запрещенной зоны полупроводника, т.е.  $E_v < E_i < E_c$ . По этой формуле (16) можно вычислить плотность энергетических состояний в широком энергетическом диапазоне, включающим в себе валентную зону, запрещенную зону и зону проводимости. Особенностью модели является сохранение температурной зависимости статистических функций, которые помогают определить вклад термического уширения в спектре плотности энергетических состояний. Предложенный метод позволяет определить дискретные энергетические уровни, создаваемые примесями с большей точностью в широком энергетическом диапазоне (рис.1). Получено из ВЧ и НЧ  $C$ - $V$ -характеристик для МДП-структур  $Al-SiO_2-Si$  плотность поверхностных состояний (рис.2). Как видно из рисунка, при комнатной температуре спектр плотности поверхностных состояний гладкий и сплошной. Эту экспериментальную функцию плотности поверхностных состояний необходимо разложить в ряд, согласно формуле (16). Следующим этапом построения теоретической подгонки плотности поверхностных состояний является разбиение исследуемого интервала энергии на конечное число мелких ячеек и подбор



**Рисунок 1. Температурная зависимость плотности энергетических состояний для различных температур в широком энергетическом диапазоне**

подходящих значений  $N_{ss}(E_i)$ . На рис.2 приведен подгоночный теоретический спектр плотности поверхностных состояний, построенный с указанным способом. Как видно из рисунка, при комнатной температуре из конечного числа функций (15) можно построить сплошной спектр плотности поверхностных состояний, который совпадает с экспериментальной кривой. Далее можно легко вычислить  $N_{ss}$  для любой температуры и построить теоретический спектр плотности поверхностных состояний при низких температурах.

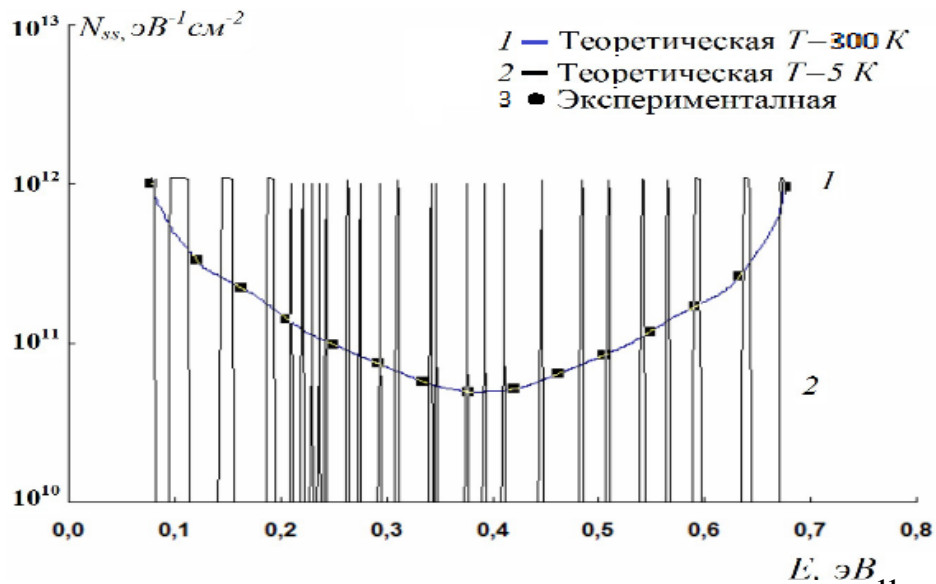


Рисунок 2. Плотность поверхностных состояний  $Al-SiO_2-Si$  дозой  $2 \cdot 10^{11}$  нейтрон/ $см^2$

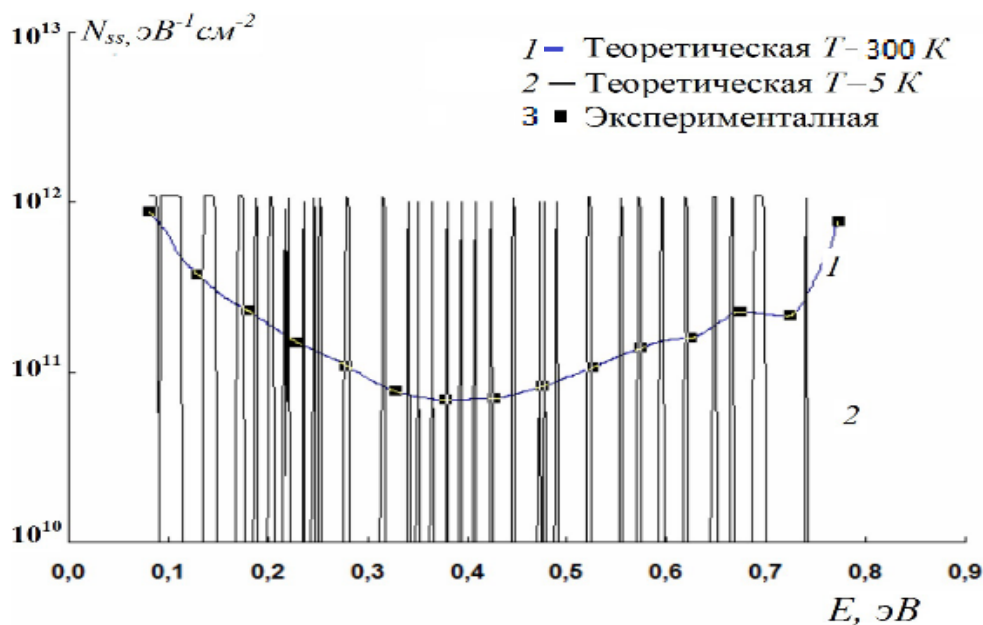


Рисунок 3. Плотность поверхностных состояний  $Al-SiO_2-Si$  облученный

Графики плотности поверхностных состояний, полученные таким путем, для различных температур приведены на рис.2. Образец облучали реакторными нейтронами с дозами  $2 \cdot 10^{11}$  и  $1,2 \cdot 10^{12}$  нейтрон/ $см^2$  при комнатной температуре. После каждого облучения заново по ВЧ и НЧ C-V-характеристикам экспериментально определялись значения  $N_{ss}(E, T)$ . Особенностью изменения плотности поверхностных состояний после облучения является то, что при разных дозах облучения  $N_{ss}(E, T)$  меняется по-разному. На рис.3 приведена зависимость  $N_{ss}(E, T)$  образца, облученного дозой  $2 \cdot 10^{11}$  нейтрон/ $см^2$ , полученная вышеуказанным способом. Как видно из графика, плотности поверхностных состояний в верхней части запрещенной зоны увеличивается, а в нижней уменьшаются. На рис. 3 приведены экспериментальные кривые при  $300 K$  и зависимость  $N_{ss}(E, T)$  при

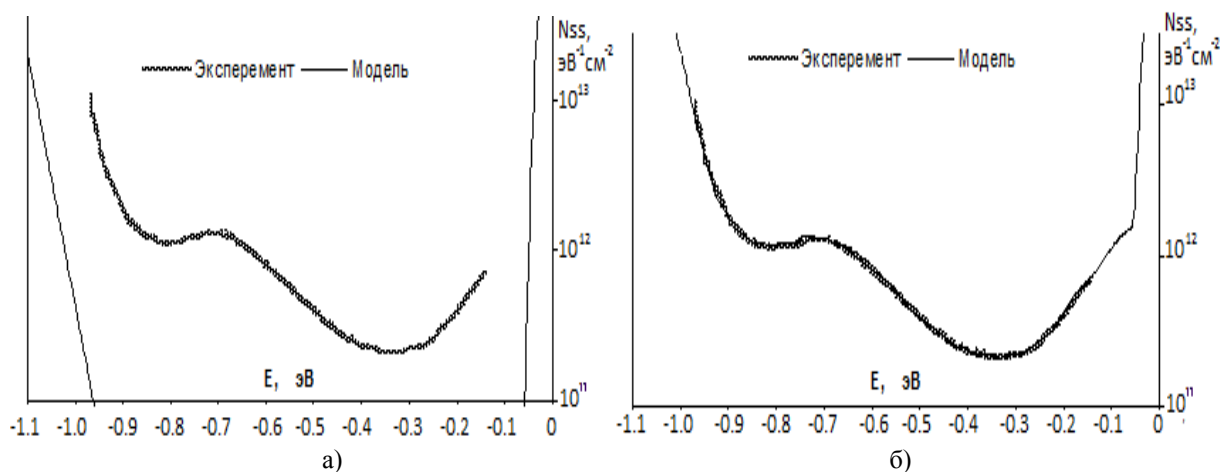


Рисунок 4. Модель плотности поверхностных состояний

температурах  $5\text{ K}$ , полученная экспериментально. Как видно из рисунков, неравномерное распределение плотности поверхностных состояний, возникающее в результате нейтронного облучения, удовлетворительно описывается моделью температурной зависимости спектров плотности энергетических состояний. Проведенные исследования позволяют предложить методику определения плотности.

Таким же методом определены дискретные уровни МДП – структуры  $Al-LaF_3-n-Ge$ . По дискретным спектрам, определенным численным методом, такие участки получаются на том же интервале, где глубокие уровни определены экспериментом. Количество их невелико. Но стоит отметить, что кроме энергетических уровней, обнаруженных в виде сплошного спектра, дискретный спектр позволяет определить мелкие энергетические уровни, которые трудно определяются экспериментально. Например, возникают ситуации, когда при экспериментальном определении плотности поверхностных состояний в запрещенной зоне, вблизи дна зоны проводимости и потолка валентной зоны, в результате температурного уширения плотность состояний экспериментально не определена, например рис.4а. При наложении на экспериментальную кривую теоретической кривой можно определить эти уширенные дискретные состояния неопределенные экспериментально (рис.4б). Таким образом, с помощью модели температурной зависимости спектров энергетических состояний с использованием экспериментальных значений сплошного спектра плотности поверхностных состояний можно определить дискретные энергетические состояния, расположенные в запрещенной зоне вблизи разрешенных зон.

В третьей главе «**Температурная зависимость термодинамической плотности состояний и правило Урбаха**» приведены результаты использования метода  $GN(E_0, E, T)$  - функций для объяснения правила Урбаха.

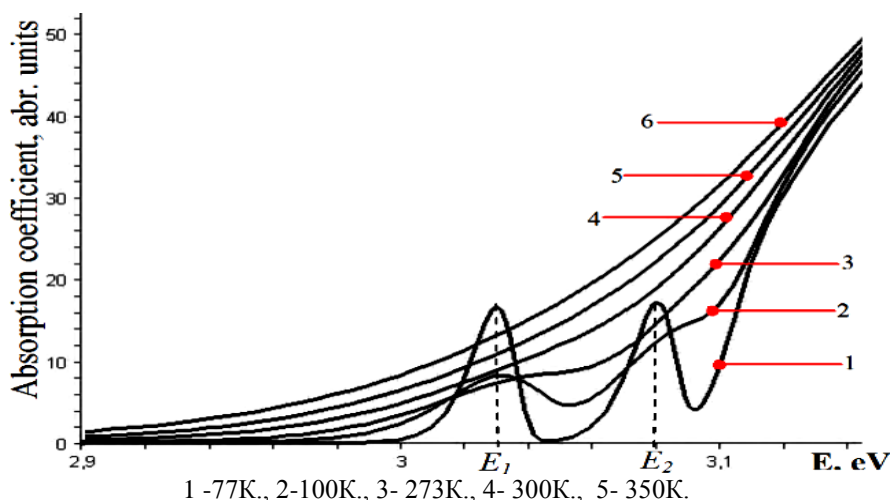
Коэффициент поглощения света на длинноволновом краю фундаментального поглощения часто описывается правилом Урбаха.

$$\alpha = \alpha_0 \exp\left(\gamma \frac{h\nu - E_g}{E}\right) \quad (17)$$

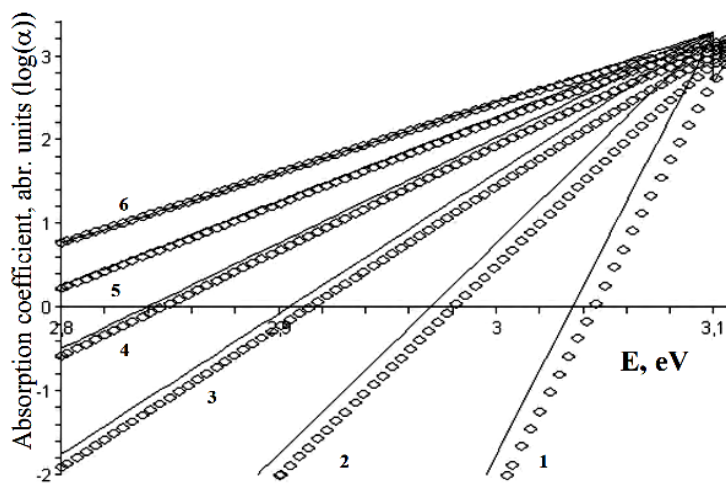
Здесь  $\alpha_0 \gamma$ -сравнительно медленно меняющаяся функция частоты  $E$ -величина размерности энергии, которая при низких температурах постоянна, а при высоких пропорциональна  $kT$ . Одним из основных предположений, используемых при анализе экспериментальных данных является то, что плотность состояний  $N_s(E, T)$  определяет коэффициент поглощения света в области запрещенной зоны полупроводника.

$$\alpha = B \cdot N_s(E, T) \quad (18)$$

Здесь  $B$ -сравнительно медленно меняющаяся функция частоты и температуры. Всякая модель, привлекаемая для объяснения экспоненциального края поглощения в полупроводниках, должна объяснить и его температурную зависимость. Используем модель термодинамическую плотность состояний  $N_s(E, T)$  плотности состояний. Рассмотрим изменения термодинамической плотности состояний при увеличении температуры. Для этого мы разложим термодинамическую плотность состояний в ряд по формуле (16). На рис. 5 приведены графики термодинамической плотности состояний  $N_s(E, T)$  при различных температурах.



**Рисунок 5. Модель, температурная зависимость термодинамической плотности состояний для различных температур**



(-) модель, (◇)-правило Урбаха (17). 1-100К., 2-200К., 3-300К., 4-400К., 5-500К., 6-600К

**Рисунок 6. Температурная зависимость термодинамической плотности состояний вычисленная по формуле для различных температурах**



Как видно из рисунка, при низких температурах край зоны проводимости и дискретные уровни между собою отделены энергетической щелью (рис.5 кривые 1 и 2). В этом случае тепловое уширение достаточно слабо, и не влияет на сплошные уровни зоны проводимости и дискретные уровни  $E_1$  и  $E_2$ . Поэтому эти уровни отделены от зоны проводимости.

С ростом температуры термодинамическая плотность состояний зоны проводимости за счет термического уширения начинает проникать в глубину запрещенной зоны. Энергетические участки между отдельными дискретными уровнями в запрещенной зоне и сплошными уровнями зоны проводимости пополняются новыми уровнями, поступившими из зоны проводимости и из дискретных уровней  $E_1$  и  $E_2$ . Проанализируем температурную зависимость  $N_s(E, T)$  с помощью численных экспериментов. Проведем численные расчеты при различных температурах. Результаты полученных численных экспериментов изобразим графически. С ростом температуры доля состояний, поступивших из зоны проводимости, возрастают гораздо сильнее по сравнению с долей состояний, обусловленной расширением дискретных уровней. При этом дискретные уровни  $E_1$  и  $E_2$  размываются по всей запрещенной зоне и перемешиваются с состояниями, поступившими из зоны проводимости. Это произойдет за счет уширения огромного числа (порядка  $10^{23} \text{эВ}^{-1} \text{см}^{-3}$ ) уровней разрешенной зоны. Для сравнения относительной роли состояний зона проводимости при увеличении состояний ниже края фундаментального поглощения на рис.6 (экспоненциальный масштаб) приведены графики термодинамической плотности состояний, когда локализованные состояния в запрещенной зоне отсутствуют. Сравнения графиков рис.6 показывают относительную роль дискретных и сплошных состояний на формирования полного термодинамической плотности состояний. Таким образом, температурная зависимость термодинамической плотности состояний может с единой позиции объяснить длинноволновый край коэффициента фундаментального поглощения в полупроводниках. Температурная зависимость правила Урбаха может быть обусловлена термическим уширением энергетических состояний зоны проводимости и валентной зоны полупроводников.

В четвертой главе **«Определения спектра температурной зависимости ширины запрещенной зоны полупроводника»** С помощью предложенной моделью определены и исследованы спектры температурной зависимости ширины запрещенной зоны полупроводников *Ge* и *Si*.

Концепция плотности электронных состояний для некристаллических материалов остается справедливой в той же мере, что и для кристаллических. Особенно важным является вопрос о состояниях в запрещенной зоне. В этой модели было введено понятие “краев подвижности” при энергиях в хвостах зон. Эти края подвижности совпадают с введенными ранее Моттом критическими энергиями, отделяющими локализованные состояния от нелокализованных состояний. Разность между энергиями краев подвижности в зоне проводимости и валентной зоне называют “запрещенной зоной по

подвижности”. Значения плотности состояний, соответствующие энергии краев запрещенной зоны  $E_1$  и  $E_2$ , обозначим через  $N_k$ . Тогда энергетическое положение краев запрещенной зоны определяются решением следующего трансцендентного уравнения:

$$N_s(E_0, T) = 2 \cdot N_v(T) \cdot \int_{\infty}^{E_v} (E_v - E)^{\frac{1}{2}} GN(E, E_0, T) dE + \sum_{i=1}^n N_{si}(E_i) GN(E, E_0, T) + 2 \cdot N_c(T) \cdot \int_{E_c}^{\infty} (E - E_c)^{\frac{1}{2}} GN(E, E_0, T) dE = N_k \quad (19)$$

При численном решении уравнения (19) при заданной  $N_k$  определяет два значения для окрестности границы запрещенной зоны  $E_c(T)$  и для окрестности границы зоны проводимости  $E_v(T)$ , как функции температуры  $T$ . Тогда ширина запрещенной зоны  $E_g(T)$  при заданной температуре определяется как разница значений  $E_c(T)$  и  $E_v(T)$

$$E_g(T) = E_c(T) - E_v(T) \quad (20)$$

Значение  $N_k$  определяется используя экспериментально. Значения  $E_g(T)$  для двух температур  $T=0$  К и  $T=300$  К равны  $E_g(0) = 0.74$  эВ и  $E_g(300) = 0.66$  эВ соответственно. Представим положения энергетических состояний так, что при  $E < 0$  валентная зона при  $E > E_g(0)$  зона проводимости, где наблюдаются плотное распределение энергетических состояний и при  $0 < E < E_g(0)$  запрещенная зона, в котором отсутствуют энергетические уровни. Далее определяется значение  $N_k$ , удовлетворяющее соотношению (19) при  $E_g(300) = 0.66$  эВ. Для начала будем исследовать случай, когда в запрещенной дискретных энергетических уровней отсутствуют (рис.7). Проведем численный анализ моделью процесса изменения ширины запрещенной зоны. На рис.8 показана зависимость изменения ширины

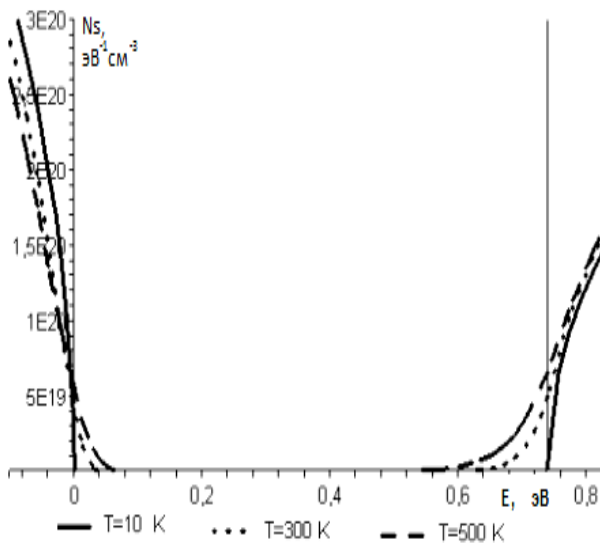


Рисунок 7. Спектр плотности состояний для разных температур без дискретных уровней.

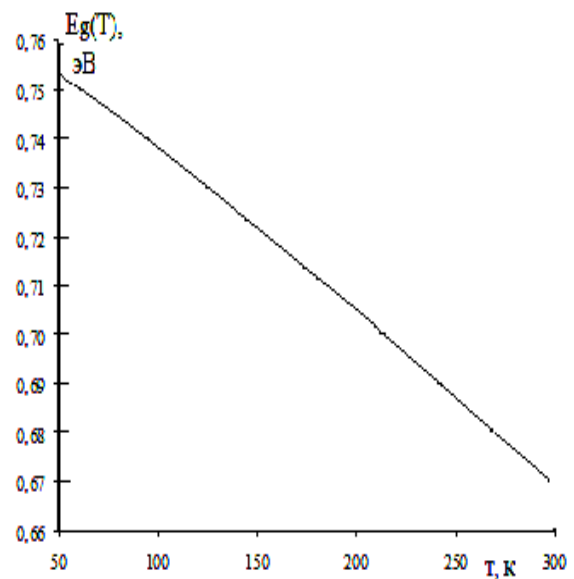
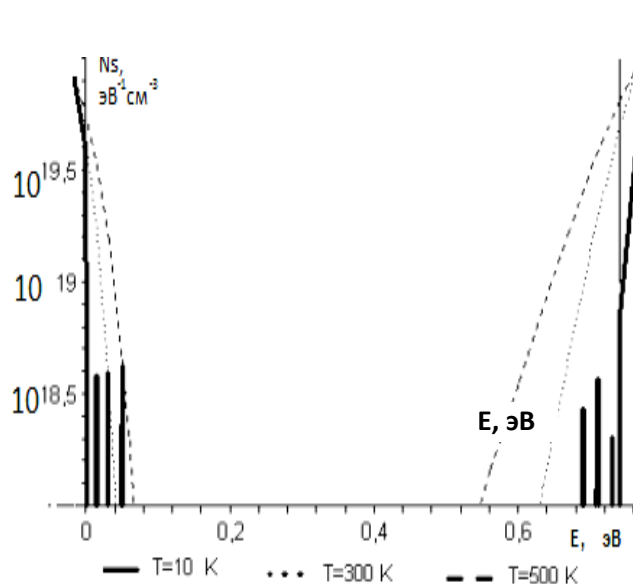
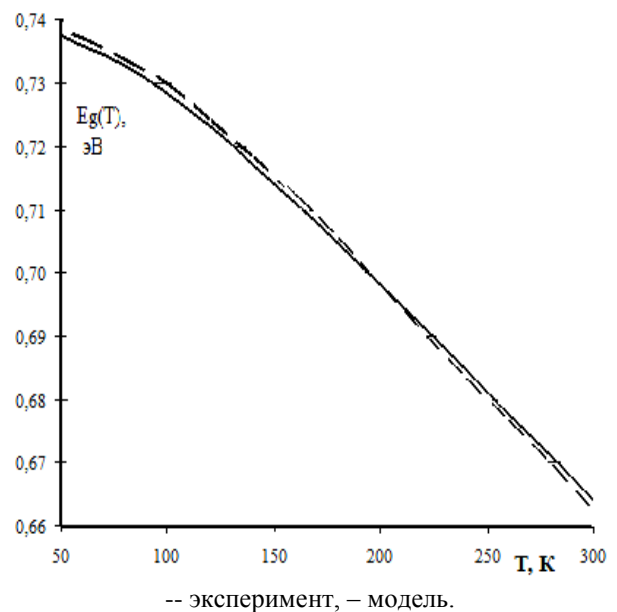


Рисунок 8. График  $E_g(T)$  – температурной зависимости ширины запрещенной зоны

запрещенной зоны от температуры в интервале температур  $10\text{ K} - 300\text{ K}$ . Из этого рисунка следует, что теоретические расчеты температурного изменения ширины запрещенной зоны при высоких температурах удовлетворительно описывают экспериментальные результаты изменения ширины запрещенной зоны, полученные оптическими измерениями. Отклонение результатов эксперимента от теории может быть обусловлено разными причинами. Также существует возможность одновременного действия еще других нескольких механизмов температурного изменения ширины запрещенной зоны. Мы для упрощения задачи, другие механизмы будем пренебрегать и рассмотрим только температурное уширение энергетических уровней. Рассмотрим вопрос о том, как будет влиять присутствие дискретных уровней в запрещенной зоне на температурную зависимость ширины запрещенной зоны. Будем исследовать простой случай, когда в запрещенной зоне три дискретных энергетических уровней с энергиями  $E_1, E_2, E_3$  расположенные вблизи дна зоны проводимости и три дискретных энергетических уровней с энергиями  $E_4, E_5, E_6$  вблизи потолка валентной зоны (рис.9). Зависимость изменения ширины запрещенной зоны от температуры в этом случае определяется так же, как в предыдущем случае. Также ширина запрещенной зоны при заданной температуре определяется выражением (19). На рис.10 приведен график зависимости ширины запрещенной зоны от температуры  $E_g(T)$  для теоретических расчетов (сплошная линия) и экспериментальных данных (пунктирная линия). При низких температурах график температурной зависимости отклоняется от линейности. В теоретических расчетах это отклонение появляется после того, как мы вводили в запрещенную зону дополнительные дискретные энергетические уровни.



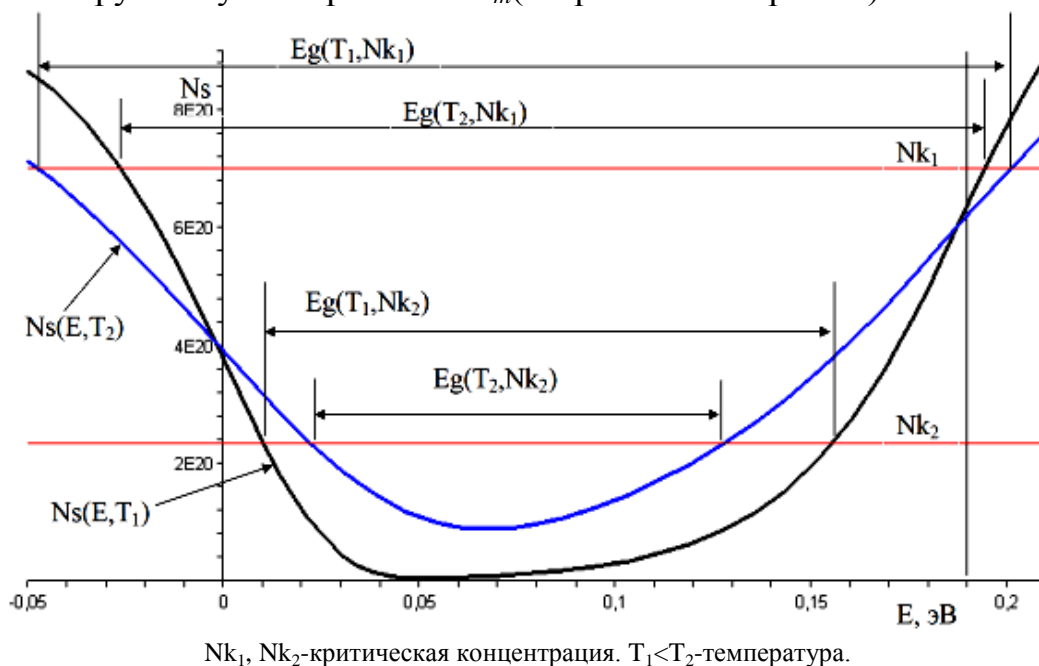
**Рисунок 9.** Спектр плотности состояний для разных температур. При низкой температуре видно по 3 дискретных уровней по краям запрещенной зоны



**Рисунок 10.** Температурная зависимость ширины запрещенной зоны при наличии энергетических уровней в запрещенной зоне вблизи краев разрешенных зон.  
-- эксперимент, — модель.

Как видно из последнего рисунка, теоретические результаты  $Eg(T)$  дают хорошие согласия с экспериментом. Отсюда следует вывод, что изгиб прямой  $Eg(T)$  при низких температурах в сторону малых значений, обусловлен присутствием дополнительных уровней вблизи краев запрещенной зоны полупроводника. Численное моделирование процесса уменьшения ширины запрещенной зоны с ростом температуры показало, что температурная зависимость ширины запрещенной зоны зависит от распределения энергетических уровней в зонах образца. Присутствие дополнительных дискретных уровней в запрещенной зоне вблизи краев разрешенных зон приводит к отклонению температурной зависимости ширины запрещенной зоны от линейности. При низких температурах происходит изгиб линии изменения ширины запрещенной зоны  $Ge$  в сторону малых отклонений(рис.10).

Результаты расчетов изменение ширины запрещенной зоны полупроводника по порядку величины совпадают с экспериментальными данными. Следовательно, можно сделать вывод о том, что температурное уширение энергетических состояний запрещенной зоны и валентной зоны может существенно изменить ширину запрещенной зоны, и вместе с другими известными механизмами объяснить температурную зависимость ширины запрещенной зоны полупроводника. Попробуем объяснить изменение запрещенной зоны с изменением температуры с помощью этого модели. Если у каждого полупроводникового материала своя концентрация  $n_m$  энергетических состояний в разрешенных зонах определяющая индивидуальную концентрацию энергетических состояний в разрешенных зонах полупроводникового материала.  $n_m > n_0$  (концентрация энергетических состояний в запрещенной зоне). Проанализируем случай с разными  $n_m$ (т.е разные материалы).



**Рисунок 11. Спектр плотности энергетических состояний узкозонных полупроводников построенный по математической модели (19).**

Из анализа (3) известно, что в графике (рис. 11)  $n_k$  при  $E=E_0$  или  $E=E_c$  которая менее чувствительна к изменению температуры. И эта точка  $n_k=n_m/2$  (для каждого материала свой). Рассмотрим случай расположения  $n_k$  относительно  $n_0$  когда  $n_m>2n_0$  и случай когда  $2n_0>n_m>n_0$ . Ниже приведён рис. 11, где отчетливо видны оба случая.

Первый случай когда  $n_m>2n_0$  точка  $n_k$  находится выше  $n_0$ . Из рисунка видна, что при повышении температуры верхняя часть графика от точки  $n_k$  расширяется в сторону разрешенной зоны, а нижняя часть графика от точки  $n_k$  расширяется в сторону запрещенной зоны. И видно, что появляется некоторая  $\Delta E$  сдвиг в сторону запрещенной зоны. Иными словами можно сказать, что при повышении температуры запрещенная зона полупроводника уменьшилась.

Второй случай когда  $2n_0>n_m>n_0$  точка  $n_k$  находится ниже  $n_0$ . По поведении графика из рис.11 хорошо видно, что с повышением температуры верхняя часть графика от точки  $n_k$  расширяется в сторону разрешенной зоны, а нижняя часть графика от точки  $n_k$  расширяется в сторону запрещенной зоны. И видно, что появляется некоторый  $\Delta E$  сдвиг в сторону разрешенной зоны. Иными словами появилось в стороне разрешенной зоны  $\Delta E=E_0-E_1$  где концентрация энергетических состояний  $n$  в промежутке  $[E_1, E_0]$  ( $E_1<E_0$ ) меньше чем  $n_0$ . Это говорит, а том, что при повышении температуры запрещенная зона полупроводника увеличилась. Отсюда можно сделать немаловажный вывод. При повышении температуры запрещенная зона полупроводника уменьшается или увеличивается. И это подтверждается экспериментами.

Изменения запрещенной зоны полупроводника от изменения температуры связаны с термическим уширением. Термическое уширение при концентрации энергетических состояний в разрешенной зоне полупроводника  $n_m>2n_0$  показывает уменьшения запрещенной зоны

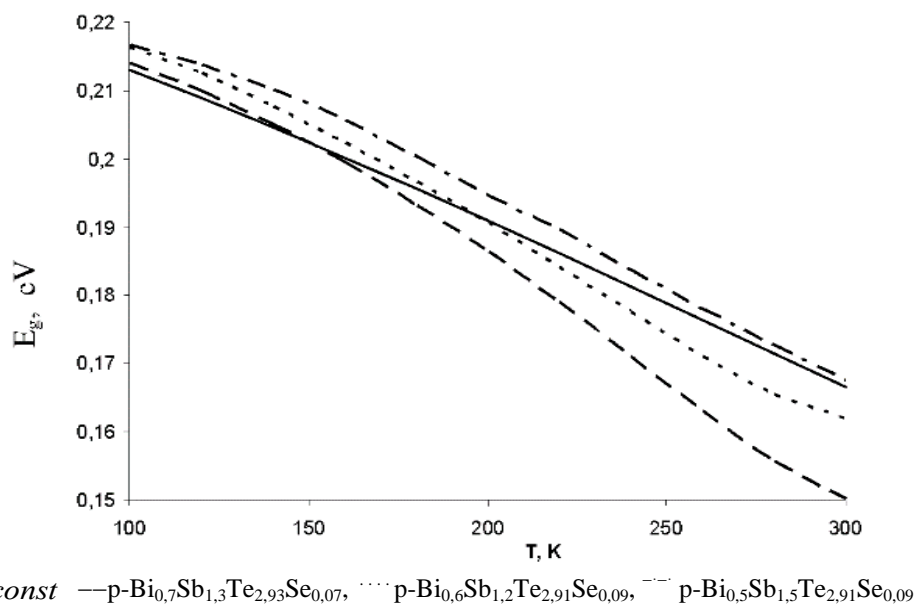


Рисунок 12. График  $E_g(T)$  – температурной зависимости ширины запрещенной зоны твердых растворов  $p\text{-Bi}_{2-x}\text{Sb}_x\text{Te}_{3-y}\text{Se}_y$ .

полупроводника при концентрации энергетических состояний  $2n_0 > n_m > n_0$  в разрешенной зоне полупроводникового материала меньше, чем числа  $n_0$  показывает увеличения запрещенной зоны полупроводника. Где  $n_0$  – число определяющее границу между запрещенными и разрешенными зонами полупроводника.

Исследованная с помощью модели температурная зависимость ширины запрещенной зоны для Si. Получены спектры с учетом влияние эффективной массы плотности состояний на температурную зависимость ширины запрещенной зоны в твердых растворах  $p\text{-Bi}_{2-x}\text{Sb}_x\text{Te}_{3-y}\text{Se}_y$  рис.12.

В пятой главе «**Энергетические спектры сильнолегированных полупроводников и полупроводниковых сплавов**» исследованы изменения ширины запрещенной зоны от степени легирования. Введение примесей в кристаллическую решетку при низкой концентрации не меняет ширину запрещенной зоны полупроводника и не влияет на энергетический спектр электронов. Только появляются дискретные уровни в запрещенной зоне. Когда концентрация примесей становится достаточно большой, меняется энергетический спектр и ширина запрещенной зоны кристалла. В сильнолегированных полупроводниках особую роль играет взаимодействие носителей заряда с примесными атомами. Поглощение света с частотой меньшей пороговой  $\omega = Eg / h$  естественно связано с наличием хвоста плотности состояний в запрещенной зоне. Полная концентрация уровней на хвостах меняется от вещества к веществу и от образца к образцу и часто оказывается довольно большой до  $10^{19}$ - $10^{20}$  см<sup>-3</sup>.

При слабом легировании электрон взаимодействует с одним атомом примеси. Энергия взаимодействия одна и та же для всех электронов. При сильном легировании потенциальная энергия электрона зависит от положений сразу нескольких примесей. Энергия носителей становится случайными величинами. При дальнейшем увеличении концентрации примесей становится заметным перекрытие волновых функций электронов локализованных на различных атомах примесей и примесный уровень размывается в зону. Об этом эффекте говорят как о квантовом уширении уровня. Эти уширения дискретных уровней приводят к уменьшению ширины запрещенной зоны.

Одним из главных факторов, определяющих ширину энергетических щелей, является критическое значение концентрации энергетических состояний. Когда критическая концентрация  $N_k$  равна плотности энергетических состояний  $N_s = N_k$ , область энергией с меньшей концентрацией, чем  $N_k$ ,  $N_s(E) < N_k$  определяет область запрещенных состояний. И наоборот, когда область энергией с большей концентрацией, чем  $N_k$ ,  $N_s(E) > N_k$  энергия разрешенных состояний. Условия  $N_s(E) = N_k$  определяет край запрещенной зоны, дно зоны проводимости  $E_c$ , и потолок валентной зоны  $E_v$ . При таком подходе температурная зависимость запрещенной зоны определяется температурной зависимостью плотности состояний. С помощью математической модели спектра плотности состояний была

анализирована температурная зависимость дискретных энергетических уровней в запрещенной зоне кремния.

Рассмотрим эту модель для данной задачи. Если предположить, что коэффициенты поглощения пропорциональны плотности состояний (комбинированная плотность состояний) то плотность состояний в бывшей запрещенной зоне на  $10^4$  порядков ниже плотности состояний зоны проводимости и валентной зоны ( $10^{22}$ - $10^{20}$ ). В новой зоне в области значений  $E_g < 0.9$   $N_s = 10^{18}$ - $10^{19}$  ( $0.4 < E_g < 0.9$  эВ). Это значения плотности состояний дает коэффициенты поглощения  $\alpha \sim 1$ - $10$  см<sup>-2</sup>. Таким образом, с помощью легирования можно управлять шириной запрещенной зоны и коэффициентом поглощения. Используя вышеуказанную модель построим спектр плотности состояний для легированного кремния, учитывая экспериментальные условия,  $T=300$  К,  $E_g=1.21$  эВ. Из рисунка видно, что большая концентрация примесей дает достаточно большое количество уровней определяемых кластерами, образованных примесными уровнями. Уровни в запрещенной зоне создаются случайным распределением примесей. Коэффициент поглощения  $\alpha$  пропорционален полному числу состояний. Возможно образование кластеров более подходит для объяснения коэффициента поглощения сильнолегированных полупроводников с глубокими уровнями. На рис.13. показан интегральная плотность состояний (полное число состояний) вычисленное по модели. Стоит отметить, что полученный график полного числа состояний с помощью модели рис.13. и экспериментальный график полного числа состояний сопоставимы. При достаточно большом количестве концентрации примесей дискретные уровни образуют примесную зону. Учитывая это обстоятельство можно сделать вывод что, поглощения в интервале 0.5-0.9 эВ для кремния обусловлены примесными состояниями в запрещенной зоне (рис.14). Примесные состояния могут сильно уменьшать ширину запрещенной зоны полупроводника. Для исследования полупроводниковых сплавов построена модель температурной зависимости спектров плотности энергетических состояний учитывающий концентрационную долю содержащего сплава. Эту модель получили об используемой модели с прибавлением дополнительных условий. Формула (16) с учетом изменений получили следующий вид:

$$N_s(E) = N_{s_c}^{Si}(E) + N_{s_c}^{Ge}(E) + N_{s_s}^{Si}(E) + N_{s_s}^{Ge}(E) + N_{s_v}^{Si}(E) + N_{s_v}^{Ge}(E) \quad (21)$$

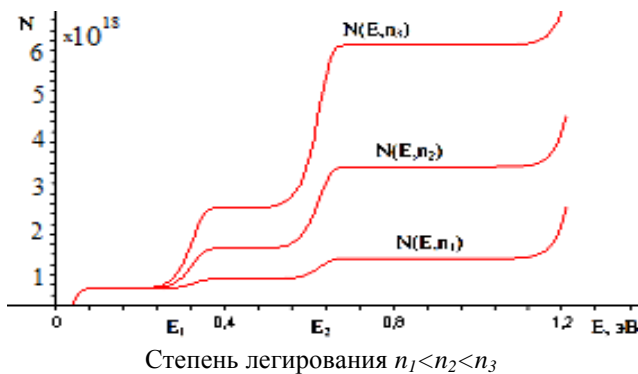


Рисунок 13. Плотность состояний полученный по модели.

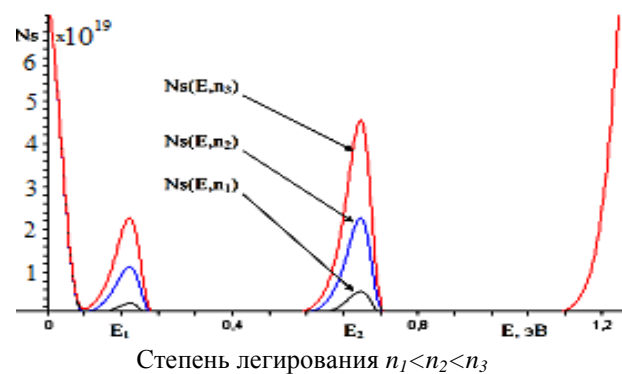


Рисунок 14. Полное число состояний, вычисленное по модели.

где: учитывая, что для  $E_v^{Si}$ -энергия потолка валентной зоны для  $Si$  и  $E_v^{Ge}$  - энергия потолка валентной зоны для  $Ge$ , в относительном энергетическом оси присваивается 0,  $E_g^{Si}$ -ширина запрещенной зоны  $Si$ ,  $E_g^{Ge}$ -ширина запрещенной зоны  $Ge$ .

$N_{s_v}^{Si}(E)$ - плотность состояний для валентной зоны  $Si$ :

$$N_{s_v}^{Si}(E) = x \cdot \sum_{i=1}^n N_v^{Si} \cdot \sqrt{0 - E_i} \cdot GN(E_i, E, T) \quad E_i = -\frac{1}{n}, E \leq 0 \quad (22)$$

$N_{s_v}^{Ge}(E)$ - плотность состояний для валентной зоны  $Ge$ :

$$N_{s_v}^{Ge}(E) = (1-x) \cdot \sum_{i=1}^n N_v^{Ge} \cdot \sqrt{0 - E_i} \cdot GN(E_i, E, T) \quad E_i = -\frac{1}{n}, E \leq 0 \quad (23)$$

$N_{s_c}^{Si}(E)$ - плотность состояний для зоны проводимости  $Si$ :

$$N_{s_c}^{Si}(E) = x \cdot \sum_{i=1}^n N_c^{Si} \cdot \sqrt{E_i - E_g^{Si}} \cdot GN(E_i, E, T) \quad E_i = \frac{1}{n}, E \geq E_g^{Si} \quad (24)$$

$N_{s_c}^{Ge}(E)$ - плотность состояний для зоны проводимости  $Ge$ :

$$N_{s_c}^{Ge}(E) = (1-x) \cdot \sum_{i=1}^n N_c^{Ge} \cdot \sqrt{E_i - E_g^{Ge}} \cdot GN(E_i, E, T) \quad E_i = \frac{1}{n}, E \geq E_g^{Ge} \quad (25)$$

$N_{s_s}^{Si}(E)$ -  $Si$ ,  $N_{s_s}^{Ge}(E)$ -  $Ge$  плотность состояний для запрещённой зоны:

$$N_{s_s}^{Si}(E) = \sum_{i=1}^n N_{s_i}^{Si} \cdot GN(E_i, E, T) \quad E_i = \frac{1}{n}, 0 \leq E \leq E_g^{Si} \quad (26)$$

$$N_{s_s}^{Ge}(E) = \sum_{i=1}^n N_{s_i}^{Ge} \cdot GN(E_i, E, T) \quad E_i = \frac{1}{n}, 0 \leq E \leq E_g^{Ge} \quad (27)$$

где  $GN(E_i, E, T) = \frac{1}{kT} \exp\left[\frac{E - E_i}{kT} - \exp\left(\frac{E - E_i}{kT}\right)\right]$  (28)

$E_i$ -может пробегать по всей валентной, запрещенной зоны и зоны проводимости.  $N_{s_i}$ -концентрация энергетических состояний соответствующая для энергии  $E_i$ ,  $E$ - энергия состояний,  $T$ -температура.  $k$  - постоянная Больцмана. С помощью модели исследуется спектр плотности состояний и концентрационная зависимость ширины запрещенной зоны для  $Si_xGe_{1-x}$  (Рис.15) и температурная зависимость ширины запрещенной зоны для

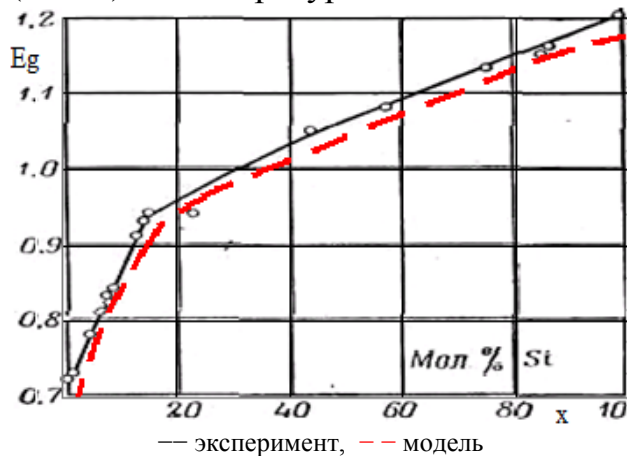


Рисунок 15 Ширина запрещенной зоны от концентрации сплава для  $Si_xGe_{1-x}$

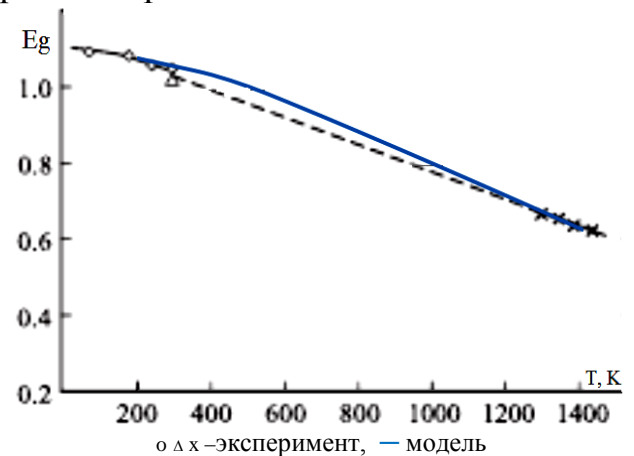


Рисунок 16 Температурная зависимость ширины запрещенной зоны для  $Si_{0.15}Ge_{0.85}$



$Si_{0.15}Ge_{0.85}$  (Рис.16) со сравнением теоретических результатов с экспериментальными результатами. Сравнения теоретических и экспериментальных результатов приведены в рис. 15 и 16.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе температурной зависимости термодинамической плотности энергетических состояний полупроводниковых материалов:

1. Найдена математическая модель, которая является суммой дельтаобразных функций  $GN(E, E_0, T)$ -производная от вероятности перехода энергетических состояний по энергии, определяющая наличие энергетического уровня в полупроводниках хорошо подходит для описания спектра энергетических состояний в полупроводниках в широком температурном и энергетическом интервале.

2. Обработаны экспериментальные спектры плотности поверхностных состояний на границе полупроводник-диэлектрик в МДП структурах по новой методике с помощью разработанной математической моделью в позволяет получить результаты более точные, чем существующие.

3. Показано с помощью построенной моделью влияния степени легирования на ширину запрещенной зону сильнолегированного полупроводника.

4. Показано возможность прогнозирования получения нового типа материала с помощью построенной математической модели влияния концентрации на спектр энергетических состояний.

5. Получена математическая модель, описывающая спектр температурной и концентрационной зависимости ширины запрещенной зоны энергетических состояний для полупроводникового сплава  $Si_xGe_{1-x}$ , позволяет определить спектр в широком температурном и энергетическом диапазоне;

6. Получены по предложенной методике с помощью построенной математической модели спектры температурной зависимости ширины, запрещенной зоны полупроводникового сплава  $Si_xGe_{1-x}$  по всем  $0 \leq x \leq 1$ .



**SCIENTIFIC COUNCIL AWARDING SCIENTIFIC DEGREES  
DSC.27.06.2017.FM/T.34.01 PHYSICAL-TECHNICAL INSTITUTE,  
INSTITUTE OF ION-PLASMA AND LASER TECHNOLOGIES,  
SAMARKAND STATE UNIVERSITY**

---

**NAMANGAN ENGINEERING -TECNOLOGICAL INSTITUTE**

**SHARIBAYEV NOSIR YUSUPJANOVICH**

**MODELING OF THE TEMPERATURE DEPENDENCE OF THE  
SPECTRA OF THE DENSITY OF ENERGY STATES IN  
SEMICONDUCTORS**

**01.04.10- Physics of semiconductors**

**ABSTRACT OF DISSERTATION OF THE DOCTOR OF SCIENCE (DSc) ON  
PHYSICAL AND MATHEMATICAL SCIENCES**

**Tashkent-2017**

**The theme of dissertation of doctor of philosophy (PhD) on physical and mathematical sciences was registered at the Supreme Attestation Commission at the Cabinet of Ministers of the Republic of Uzbekistan under number B2017.2. DSc/FM54**

Dissertation has been prepared at physical-technical institute.

The abstract of the dissertation is posted in three languages (uzbek, russian, english (resume)) on the website (fti-kengash.uz ) and the “Ziyonet” Information and educational portal (www.ziyonet.uz).

**Scientific supervisor:** **Gulyamov Gafur**  
Doctor of Physical and Mathematical Sciences, Professor

**Official opponents:** **Mamadalimov Abdugafur Teshabaevich**  
Doctor of Physical and Mathematical Sciences, Academician

**Ayuhanov Rashid Ahmetovich**  
Doctor of Physical and Mathematical Sciences

**Rasulov Rustam Yavkochevich**  
Doctor of Physical and Mathematical Sciences, Professor

**Leading organization:** **Tashkent University of information technology**

Defense will take place « \_\_\_\_ » \_\_\_\_\_ 2017 at \_\_\_\_ at the meeting of Scientific Council number DSc.27.06.2017.FM/T.34.01 Physical-technical institute, institute of ion-plasma and laser technologies, Samarkand state university. (Address: 100084, Uzbekistan, Tashkent, 2B Bodomzor yuli street. Phone/fax: (+99871) 235-42-91, e-mail: lulp@uzsci.net.).

Dissertation is possible to review in Information-resource centre at Physical-technical institute (is registered № \_\_\_\_ ) (Address: 100084, Uzbekistan, Tashkent, 2B Bodomzor yuli street. Phone/fax: (+99871) 235-42-91, e-mail: lulp@uzsci.net).

Abstract of dissertation sent out on « \_\_\_\_ » \_\_\_\_\_ 2017 year  
(Mailing report № \_\_\_\_\_ on « \_\_\_\_ » \_\_\_\_\_ 2017 year)

**S.L. Lutpullayev**  
Chairman of scientific council  
on award of scientific degrees,  
D.F.-M.S., professor

**A.V. Karimov**  
Scientific secretary of scientific council  
on award of scientific degrees,  
D.F.-M.S., professor

**S.A. Bakhramov**  
Chairman of scientific Seminar under Scientific  
Council on award of scientific degrees,  
D.F.-M.S., professor

## INTRODUCTION (abstract of DSc thesis)

**The urgency and relevance of the topic of the dissertation.** At present, in the world in the field of rapidly developing physical electronics, one of the important physical problems is the determination of the possible mechanisms observed in the processes of changing the characteristics of semiconductors depending on external influences, as well as the development of materials possessing certain physical properties for the devices of nanoelectronics and microelectronics. From this point of view, the study of the temperature dependence of the energy density spectra of energy states in semiconductors is considered one of the most important problems

Today in the world, the study of the effect of temperature of semiconductor structures, the identification of the nature of the spectra of energy states is of great importance. The creation of mathematical models that allow one to move from the quantities measured experimentally to others that are difficult to find by experimental methods help researchers in the process of experiment to save time and money. On the other hand, the results obtained with the help of such methods help to better understand the ongoing processes and contribute to the development of theoretical and practical knowledge about quantities whose measurement is difficult. In this regard, the work on the creation of such mathematical models of this type are relevant from the scientific and practical point of view.

In the years of independence, scientists of our country pay great attention to the development of technology for obtaining high-quality semiconductor structures, in particular, methods for obtaining heavily doped semiconductor materials, photoconductivity effects in the field of photo- and strain-sensitive structures, solar cells based on narrow-gap and layered structures, achieved significant progress. In accordance with the Strategy of Actions for the Further Development of the Republic of Uzbekistan, the most important is to increase the efficiency of the microelectronics industry on the basis of theoretical and practical studies of semiconductor structures.

This dissertational research serves, to a certain extent, the fulfillment of the tasks stipulated in the Resolution of the President of the Republic of Uzbekistan PP-1442 "On Priority Directions for the Development of the Industry of the Republic of Uzbekistan for 2011-2015" dated December 15, 2015 and No. - PP2789 "On Measures for Further Improvement of Activities Academy of Sciences, organization, management and funding of research activities "of February 17, 2017, as well as other regulatory and legal documents adopted in this field.

**Relevant research priority areas of science and developing technologies of the Republic.** The research work was carried out in accordance with the priority directions of the development of science and technology of the Republic of Uzbekistan: F2. "Physics, Astronomy, Power Engineering and Mechanical Engineering".

**A review of international research on the topic of dissertation.**<sup>1</sup> Studies of the density of energy states, the temperature dependence of the width of the bandgap are carried out in scientific centers of leading countries, in institutes and universities. In particular, the Max-Planck-Institut für Festkörperforschung, Federal Republic of Germany. In the Physico-Technical Institute. A.F. Ioffe (St. Petersburg, Russia), Belarusian State University of Informatics and Radioelectronics (Republic of Belarus), Tashkent State Technical University, Andijan State University (Republic of Uzbekistan).

The energy spectrum of the density of surface states (InN) based on a MIS structure is studied. A method for determining the spectrum in which the Gaussian distribution is approximated is proposed. With the help of the inverse Laplace transform, the accuracy of determining discrete levels in the forbidden band of a semiconductor is increased. (Belarusian State University of Informatics and Radioelectronics, Belorussia). The width of the forbidden band of Si and Ge has been studied, a number of experiments have been carried out, and a number of actual problems have been solved, the composition and structure of the obtained FeIn<sub>2</sub>S<sub>4</sub> single crystals have been determined, and the spectra of the temperature dependence of the band gap in the temperature range  $T = 20-300$  K have been studied. In the Physico-Technical Institute. AF Ioffe (St. Petersburg, Russia). Solid solutions of Si<sub>x</sub>Ge<sub>1-x</sub> were studied, a number of experiments were performed, solid solutions with different concentrations ( $0 < x < 1$ ) were obtained, and the concentration-dependence spectrum of the band gap was determined (Max-Planck-Institut, Germany).

At present, the study of the effects of external influences on the energy spectra of semiconductor structures, in particular temperatures, is being carried out within the framework of projects of priority directions, such as the investigation of the density of states of a quasi-one-dimensional electron gas, the vibration of a crystal lattice, and the thermal dependence of energy states. The work carried out to study the density of states and the temperature dependence of the energy spectra of a semiconductor is one of the promising directions of scientific and practical research.

**Problem development status.** The density of surface states at the SiO<sub>2</sub>-Si interface was determined by K. Ziegler and E. Klaussman. The most detailed picture of the density spectrum of surface states over the entire width of the forbidden band is obtained. The experiment was carried out at room temperature and many discrete levels merge into a continuous energy band. MB Shalimova and EG Beschastny determined the energy density spectrum of surface states with respect to energies in the forbidden band for a MFD structure based on LaF<sub>3</sub>-n-Ge (VFX method) at  $T = 300$ K. Levin developed a method for increasing the accuracy of determining the density of surface states by the DLTC-Laplace method. He used the technique of applying the inverse Laplace transform to determine the density of states from experimental data, which significantly increased the accuracy of

---

<sup>1</sup> The review of foreign scientific research on the topic of the dissertation is based on: The National Labs: Science in the American System, 1954-1978, 2008-2012, ISBN0-646-00948-7: Scientific Research Publishing Inc; <http://www.semiconductors.com>; and other sources

determining the density of surface states at the semiconductor-insulator boundary in MIS structures. Many experiments have been done to determine the temperature dependence of the width of the forbidden band of a semiconductor. AM Emelyanov determined changes in the width of the forbidden band of silicon from the spectra of edge luminescence. The same method was used to determine the temperature dependence of the width of the forbidden band Ge in the work of G. Mac Farlane and T. Mac Lean.

In Uzbekistan, scientists conducted experiments to determine the spectrum of the density of energy states. In these papers, the energy density spectra of the energy states at the semiconductor-dielectric interface in MIS structures are investigated. Carry out a study to determine the width of the band gap of various semiconductor materials. Experiments have been carried out to study changes in the band gap of silicon by strong doping with various elements. SixGe<sub>1-x</sub> solid solutions with different concentrations were obtained. In Namangan engineering and construction and Namangan engineering and technology institutes in the departments of physics, theoretical studies are conducted to study the nature of the spectra of the density of energy states in semiconductors. Based on the results obtained, state projects of fundamental research are being carried out.

In general, experiments on determining the spectrum of the density of energy states at the semiconductor-dielectric interface in MIS structures were carried out at room temperature using the BMX and DLTC methods. The above methods did not make it possible to reveal the nature of the behavior of the spectrum of the density of energy states at low temperatures. This increases the error in the accuracy of determining discrete levels in the band gap of a semiconductor. It is advisable to increase the accuracy of the determination by a theoretical approach using experimental data obtained at high temperatures. Optical methods determine the temperature dependence of the absorption coefficient, which, in turn, is proportional to the density of states. When studying the spectra of the density of states, the temperature effect is not taken into account. This is the contribution of the thermal broadening of the energy states to the spectra. By studying the temperature dependence of the spectra of the density of energy states, it becomes possible to obtain solutions to problems such as, the accuracy of determining discrete levels in the forbidden band of a semiconductor increases, the width of the forbidden band of a semiconductor changes by external influences. Taking into account this scientific work in this direction can be considered an actual scientific and practical study.

**Relevant of the dissertation to the plans of scientific-research works.** The work was carried out at the Namangan Engineering and Technology Institute and the Namangan Engineering and Pedagogical Institute in the framework of the State Program of Research. Project F2-21 "Mathematical modeling of the determination of the density of surface states at the semiconductor-dielectric interface" (2012-2016). Project F2-74 "Investigations of the energy spectra of semiconductor alloys and heavily doped semiconductors" (2017-2021).

**The aim of research work** the construction of energy spectra of semiconductors as a function of temperature by mathematical modeling of the temperature dependence of the energy density spectra of energy states.

**Tasks of research work:**

The use of equilibrium statistics on the process of energy transitions of electrons in semiconductors

mathematical modeling of the spectra of the density of energy states in the forbidden and allowed band of a semiconductor.

Development of a model for semiconductor materials of a new type taking into account changes in the energy spectrum.

Development of a method for showing the temperature dependence of the characteristics of semiconductor materials using the constructed model

Comparison of theoretical results from changes in the density of energy spectra by experimental data.

Show the possibility of predicting the production of new types of semiconductor materials, taking into account the change in the spectra of energy states.

**The object** transient processes and static changes in the energy spectra in semiconductors Si, Ge, and  $Si_xGe_{1-x}$ .

**The subject** of the study are the spectrum of the density of states, the spectrum of the temperature dependence of the width of the requested semiconductor zone and the modeling of the process of their determination

**Methods of research.** To solve the problems posed, the methods of theoretical calculations and computer simulation of the electronic processes of the temperature dependence of the density of states

**Scientific novelty of the research work:**

The solutions  $GN(E, E_0, T)$  -delta function that connect the spectrum of the density of energy states with temperature and energy are found;

A technique for processing experimental data has been developed with the help of the constructed mathematical model for determining the spectra of the density of energy states in semiconductors;

A mathematical model is found that smells the influence of strong doping on the spectra of energy states, which leads to a change in the width of the forbidden band of the semiconductor;

it is shown that it is possible to predict the production of a new type of semiconductor material by changing the spectrum of the density of energy states on the basis of strong doping;

A mathematical model has been developed that describes the spectrum of the temperature and concentration dependence of the band gap of the energy states for the  $Si_xGe_{1-x}$  semiconductor solid solution;

a method for constructing the spectrum of the temperature dependence of the width of the forbidden band of a  $Si_xGe_{1-x}$  semiconductor solid solution using the model obtained..

**Practical results of research work:** of the study are that the theoretical conclusions of the investigation of the temperature dependence of the density of



energy states in semiconductors with the aid of the constructed model make it possible to obtain semiconductors of a new generation with a band gap controlled by a width.

**Authenticity of the obtained results** is justified by the coincidence of the calculation results with the experimental data obtained by the leading specialists, by the correct choice of the objects of investigation, by the rigor of mathematical calculations, and by the estimation of the accuracy of the solutions, by comparison with the experimental results and by numerical experiments.

**Scientific and practical significance of the research results.** The results of the study of the spectra of the temperature dependence of the density of energy states make it possible to predict the production of new semiconductor materials that are more sensitive to external influences.

The proposed model of research contributes to obtaining theoretical conclusions about the change in the characteristics of semiconductor materials;

The practical significance of the work is that such studies of heavily doped semiconductors and solid solutions will facilitate the production of highly sensitive semiconductors.

**Introduction of research results.** The scientific significance of the research results lies in the fact that using the model of the spectra of the temperature dependence of the density of energy states, it becomes possible to predict the production of new semiconductor materials that are more sensitive to external influences; The proposed model of research contributes to obtaining theoretical conclusions about the change in the characteristics of semiconductor materials;

the practical significance of the work is that such studies of heavily doped semiconductors and solid solutions will facilitate the production of highly sensitive semiconductors.

Introduction of research results. On the basis of the temperature dependence of the thermodynamic density of the energy states of semiconductor materials:

A mathematical model for determining the width of the bandgap of a semiconductor solution was used in the project of the National Polytechnic Institute of Mexico on the theme: "Transporte Mono y Bipolar en Estructuras Semiconductoras" (Reference No. 615 of the National Polytechnic Institute of Mexico, February 15, 2017). The use of scientific results made it possible to determine the width of the forbidden band  $\text{Si}_{0.15}\text{Ge}_{0.85}$  wa  $\text{Si}_{0.2}\text{Ge}_{0.8}$ ;

mathematical model for calculating the effect of temperature on the energy density spectrum was used in the project of the Russian Foundation for Basic Research on the topic: "Light-induced effects in asymmetric nanostructures" (Reference No. 15307-46-2433 AV Rzhannov Institute of Semiconductor Physics, Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences, 25 September 2017). The application of the scientific result has improved the accuracy of determining the level in the band gap of a semiconductor compound to 0.001 eV;

a mathematical model for calculating the effect of concentration and temperature on the energy density spectrum of strongly doped semiconductors was used at the Institute of Physics. Kh. I. Amirkhanova of the Dagestan Scientific Center of the Russian Academy of Sciences (Reference No. 17241/226 of the

Institute of Physics named after Kh.I. Amirkhanov of the Dagestan Scientific Center of the Russian Academy of Sciences, September 25, 2017). The application of the scientific result allowed to determine the spectrum of the temperature dependence of strongly doped semiconductors Si <B, S> <B, Mn> in the range of 77-300 K;

**Approbation of research results.** The results of the research were reported and discussed at 6 international and 8 republican conferences: an international scientific and practical conference

**Published results of research.** 27 research papers were published on the topic of the thesis, including 12 articles in scientific journals, from the list of VAK of the Republic of Uzbekistan recommended for publication of the main results of the doctoral dissertation

**Structure and volume of dissertation.** The thesis consists of an introduction, five chapters, conclusion, a list of literature, applications and contains 180 pages of text, includes 46 figures and 6 tables

**ЭЪЛОН ҚИЛИНГАН ИШЛАР РЎЙҲАТИ**  
**СПИСОК ОПУБЛИКОВАННЫХ РАБОТ**  
**LIST OF PUBLISHED WORKS**

**I бўлим (1 часть; part 1)**

1. Гулямов Г., Шарибаев Н.Ю., Эркабоев Температурная зависимость плотности состояний в полупроводниках. «Наманган», Наманган.2015 г. С.-195
2. Гулямов Г., Шарибаев Н. Ю. Определение дискретного спектра ППС МОП Al-SiO<sub>2</sub>-Si, облученное нейтронами // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования 2012 г, № 9 с. 13–17. (01.00.00, №39)
3. Gulyamov G., Sharibaev N.Yu. The Temperature Dependence of the Density of States in Semiconductors //World Journal of Condensed Matter Physics 2013, №3, p.216-220(№24, Scientific Research Publishing Inc, Google based IF=0.80, №3, ResearchGate IF=0.57)
4. Gulyamov G., Sharibaev N.Yu. Researches long-wave fundamental absorption edge and the thermodynamic density of states // International Journal of Engineering Science and Innovative Technology 2014, V 3, Issue 6, November p. 461-464 (№24, Scientific Research Publishing Inc, Google based IF=0.80, (№24, ResearchGate IF=0.42)
5. Gulyamov G., Erkaboev U.I., Sharibaev N.Yu. Simulation of the temperature dependence of the density of states in a strong magnetic field // Journal of Modern Physics. - USA. 2014. –Vol. 5, No.8. –P.680-685. (№24, Scientific Research Publishing Inc, Google based IF=0.82. №24, ResearchGate IF=0.43 )
6. G. Gulyamov, U. I. Erkaboev, N. Yu. Sharibaev. Investigation of the Temperature Dependence of the Oscillation of the Magnetic Susceptibility in Semiconductors // Journal of Modern Physics, 2014, 5, 1974-1979 (№24, Scientific Research Publishing Inc, Google based IF=0.82. №24, ResearchGate IF=0.43 )
7. G. Gulyamov, U. I. Erkaboev, Sharibaev N. Yu. The temperature dependence of thermodynamic density of states and Urbach rule // World Journal of Condensed Matter Physics 2015, №5, p.43-47(№24, Scientific Research Publishing Inc, Google based IF=0.80, №24, ResearchGate IF=0.57)
8. G. Gulyamov , M. G. Dadamirzaev , N. Yu. Sharibaev EMF of Hot Charge Carriers Arising at the p-n-Junction under the Influence of the Microwave Field and Light // Journal of Electromagnetic Analysis and Applications, 2015, №7, p.302-307(№24, Scientific Research Publishing Inc, Google based IF=0.80, №24, ResearchGate IF=0.39)
9. Гулямов Г., Шарибаев Н. Ю., Дадамирзаев М. Г., Влияние отражения фотоэлектронов от поверхности на фотоЭДС в тонких полупроводниковых пленках и сравнение её с объемной фотоЭДС // Международный научный журнал «Альтернативная энергетика и экология» № 21 (185) 2015 с.20-23 (01.00.00, №9)

10. Sharibaev N.Yu. The temperature dependence of the band gap Si // Physical surface engineering. 2013 т. 11, № 3 с.289-292 (01.00.00, №91)

11. Gulyamov G., Sharibaev N.Yu. Definitions of localized energy states on the quasi-Fermi level With changing times // Physical surface engineering. 2013, № 3 т. 11 с. 275-278(01.00.00, №91)

12. Гулямов Г., Шарibaев Н. Ю. Температурная зависимость ширины запрещенной зоны Si и связь с тепловым уширением плотности состояний // Физическая инженерия поверхности 2012, т.10, №2с.4-8. (01.00.00, №91)

13. Гулямов Г., Шарibaев Н. Ю. Тепловое уширение плотности состояний и температурная зависимость ширины запрещенной зоны Ge // Физическая инженерия поверхности 2012, т.10, № 4 с. 308-312. (01.00.00, №91)

14. Гулямов Г., Шарibaев Н. Ю. Исследования температурной зависимости ширины запрещенной зоны Si и Ge с помощью модели. // Физическая инженерия поверхности 2013, т.11, № 2 с.231-237(01.00.00, №91)

15. Гулямов Г., Шарibaев Н. Ю. Влияние эффективной массы плотности состояний на температурную зависимость ширины запрещенной зоны в твердых растворах р - $\text{Bi}_{2-x}\text{Sb}_x \text{Te}_{3-y}\text{Se}_y$  // Физическая инженерия поверхности 2013, т.11, № 2 с.195-199 (01.00.00, №91)

## **II бўлим (2 часть; part 2)**

16. Гулямов Г., Шарibaев Н.Ю Спектр плотности поверхностных состояний МДП – структур вблизи разрешенных зон полупроводника Қарши. Республика илмий-амалий анжумани материаллари, КарДУ

17. Гулямов Г., Шарibaев Н.Ю Исследование температурной зависимости ширины запрещенной зоны Si с помощью математической модели. Қарши Республика илмий-амалий анжумани материаллари, КарДУ.

18. Гулямов Г., Шарibaев Н.Ю, Энергетик холатлар зичлиги спектрининг хароратга боғлиқ ўзгаришида эффектив массанинг ўзгаришини таъсири Наманган. Республика илмий-амалий анжумани материаллари, НамМТИ

19. Гулямов Г., Шарibaев Н.Ю, Квант нуктадаги энергетик холатлар зичлиги спектрини хароратга боғликлиги Наманган. Республика илмий-амалий анжумани материаллари, НамМТИ

20. Шарibaев Н.Ю Объяснение противоположное изменение запрещенной зоны полупроводника с изменением температуры “Актуальные проблемы и достижения в естественных и математических науках”, Сборник научных трудов международной научно-практической конференции. Россия, Самара

21. Explanation of long-wavelength fundamental absorption edge through temperature dependence of thermodynamic density of states., Technology and higher education materials of the vii international research and practice conference Канада Science

22. Г.Гулямов, Н.Ю.Шарибаев. Изменение энергетического спектра плотности состояний в сильно легированных полупроводниках. «Конденсатланган мухитлар физикаси ва физика ўқитишнинг долзарб муаммолари» халқаро иштирокчилар билан Республика илмий-амалий анжумани материаллари Наманган 2016 июль

23. Г.Гулямов, Н.Ю.Шарибаев. Температурная зависимость ширины запрещенной зоны слэва SixGe1-x, «Конденсатланган мухитлар физикаси ва физика ўқитишнинг долзарб муаммолари» халқаро иштирокчилар билан Республика илмий-амалий анжумани материаллари Наманган 2016 июль

24. Гулямов Г., Эркабоев У.И., Шарибаев Н.Ю. Температурная зависимость ширины запрещенной зоны в InAs // Фундаментальные и прикладные вопросы физики: Материалы межд. науч. конф., 14-15 ноября 2013. -Ташкент, 2013. -С. 126-129.

25. Гулямов Г., Шарибаев Н.Ю., Эркабоев У.И., Косимова М.О. Влияние температуры на непараболичность энергетических зон в сильном магнитном поле // Оптическим и фотоэлектрическим явлениям в полупроводниковых микро и наноструктурах: материалы III международ-ной конф. 14-15 ноября 2014. – Фергана, 2014. -С.294-297.

26. Гулямов Г., Шарибаев Н.Ю., Эркабоев У.И. Температурная зависимость осцилляции эффект де Гааза-ван Альфена в полупроводниках // Фундаментальные и прикладные вопросы физики: Респуб. конф., 6-7 ноября 2014. - Ташкент, 2014. -С. 85-86.

27. Гулямов Г., Эркабоев У.И., Шарибаев Н.Ю. Исследование влияния температуры на ширину запрещенной зоны в квантующем магнитном поле // Фундаментальные и прикладные вопросы физики: Материалы межд. науч. конф., 5-6 ноября 2015. - Ташкент, 2015. -С. 195-198.

Авторефератнинг ўзбек, рус ва инглиз тилларидаги нусхалари  
«Тил ва адабиёт таълими» таҳририясида таҳрирдан ўтказилди.  
(\_\_\_\_.\_\_\_\_.2017 йил)

Босишга рухсат этилди: 09.11.2017 йил  
Бичими 60x45 <sup>1</sup>/<sub>8</sub>, «Times New Roman»  
гарнитурда рақамли босма усулида босилди.  
Шартли босма табағи 3,9. Адади: 100. Буюртма: № 326.

Ўзбекистон Республикаси ИИВ Академияси,  
100197, Тошкент, Интизор кўчаси, 68

«АКАДЕМИЯ НОШИРЛИК МАРКАЗИ»  
Давлат унитар корхонасида чоп этилди.