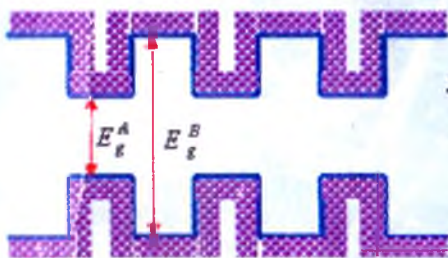
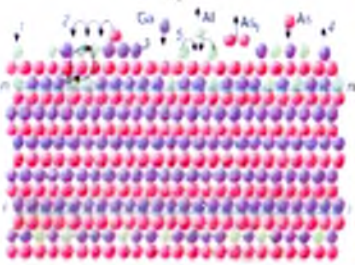
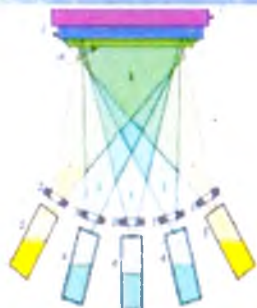


Р.Расулов, Н.Рахимов,  
П.Байматов, А.Пўлатов

# НАНОФИЗИКА ВА НАНОЭЛЕКТРОНИКА АСОСЛАРИ



$$g_{ij}(\vec{k}) = e \frac{\partial f_{ij}}{\partial \epsilon} \sum_i \tau_i(\vec{k}) E_i v_i(\vec{k})$$

$GaAs / Al_x Ga_{1-x} As,$



$$H = -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta + V(r) + \sum_q [v_q b_q c^{iqr} + v_q^* b_q^* c^{-iqr}] + \sum_q \hbar \omega_0 b_q^{\dagger} b_q$$

ЎЗБЕКИСТОН РЕСПУБЛИКАСИ  
ОЛИЙ ВА ЎРТА МАХСУС ТАЪЛИМ ВАЗИРЛИГИ

НАМАНГАН ДАВЛАТ УНИВЕРСИТЕТИ

Р.Расулов, Н.Рахимов, П.Байматов, А.Пўлатов

# НАНОФИЗИКА ВА НАНОЭЛЕКТРОНИКА АСОСЛАРИ

(Ўқув қўлланма-)

## АННОТАЦИЯ

Ўқув қўлланмасида паст ўлчамли яримўтказгичли гетеротузилмалар: ўтапанжаралар, квант ўралар, квант иплар ва квант нуқталарнинг асосий физик хусусиятлари қараб чиқилган. Ўлчамли квантланиш принциплари ва квант ўлчамли ходисаларни кузатилиш шартлари баён қилинган.

Квант ўлчамли гетеротузилмалар олишнинг асосий технологик усуллари ва шу тузилмалардан наноэлектроникада амалий қўлланилишига мисоллар келтирилган.

Ўқув қўлланма – олий ўқув юрларининг юқори босқич талабалари, магистрантлар, ҳамда ўқитувчилар учун мўлжалланган.

## АННОТАЦИЯ

В учебном пособии рассмотрены основные физические свойства низкоразмерных полупроводниковых гетероструктур: сверхрешеток, квантовых ям, нитей, точек. Изложены принцип размерного квантования и условия наблюдения квантово - размерных явлений.

Описаны основные технологические методы получения квантово - размерных гетероструктур и даны примеры практического использования таких структур в наноэлектронике.

Учебное пособие предназначено для студентов старших курсов высших учебных заведений, магистрантов, а также преподавателей.

## ANNOTASSION

In this training manual the basic physical properties of low-dimensional semiconductor heterostructures : superlattices , quantum wells , wires and dots is considered. It sets out the principle of size quantization and conditions for observing quantum - dimensional effects.

The basic technological methods of producing quantum - well heterostructures are presented and gives examples of the practical use of such structures in nanoelectronics .

The manual is intended for students of senior courses of higher schools, magistrates and teachers.



УЎК: 821.512.133.9

КБК: 84(Ў36)7

Ушбу ўқув қўлланма нанофизика, наноэлектроника, нанотехнология асосларига бағишланган. Ўқув қўлланмада гетероўтишлар ва гетеротизимлар нанофизика ва наноэлектрониканинг пайдо бўлишига ва ривожланишига асос бўлган бўлса, ўз навбатида наноэлектроника нанотехнологияларнинг яратилишига асос бўлганлиги илмий – таҳлил этилади.

Қўлланманинг нанофизика бўлими физика-математика фанлари доктори, профессор Р.Расулов томонидан, наноэлектроника ҳамда нанотехнологияларни ривожланиш тарихи ва нанотушунчалар ҳақидаги бўлимлари физика-математика фанлари доктори, профессор Н. Рахимов ва физика-математика фанлари номзоди доцент А.Пўлатовлар томонидан, Наноўлчамли тузилмаларда квазизаррачалар ҳолатларини ҳисоблаш. Содда математик моделлар бўлими физика-математика фанлари номзоди доцент П.Байматов томонидан ёзилган.

Ушбу ўқув қўлланма университетлар ва педагогика институтлари физика ва кимё факультетлари талабалари учун квант механикасида амалий машғулотлар фанида, танлов фанларида, махсус курсларда фойдаланишга мўлжалланган.

Қўлланма ярим ўтказгичлар физикасининг долзарб масалалари бўйича илмий-тадқиқот ишлари олиб бораётган иқтидорли бакалаврлар, магистрантлар, аспирантлар, докторантлар ва илмий ходимларга услубий кўрсатма сифатида фойдаланишга ҳам тавсия этилади.

Шунингдек, физиканинг долзарб масалалари бўйича машғулотлар олиб бораётган профессор-ўқитувчилар учун ҳам фойдадан холи бўлмайди деган умиддамиз.

Ушбу китоб Ўзбекистон Республикаси фан ва технологиялари ҳамда Республика Фанлар Академиясининг фундаментал фанларни қўллаб-қуватлаш фонди грантлари томонидан қисман молиялаштирилган.

Ўқув қўлланма Наманган давлат университети ўқув – кенгашининг 2016 йил август ойидаги йигилишида чоп этишга тавсия этилган.

Тузувчилар:

**Р.Расулов** – ФарДУ профессори, ф.м.-ф.д.

**Н.Рахимов** - НамДу профессори, ф.м.ф.д.

**П.Байматов** – НамДу доценти, ф.м.ф.н.

**А.Пўлатов** - НамДу доценти, ф.м.ф.н.

Тақризчилар:

**Ғ. Ғуломов** – НамМПИ профессори, ф.м.ф.д.

**Ф.Усмонов** – НамИМИ профессори, ф.м.ф.д.

ISBN 978-9943-4672-6-2

© Наманган давлат университети

## Кириш

Охирги йилларда ярим ўтказгичлар физикаси ва технологияси шу даражада ривожлана бордики, ярим ўтказгичлар физикасининг янги – кенг қамровли соҳаси- ярим ўтказгичли паст ўлчамли ток ташувчилар физикаси дунёга келди. Ўлчамлари бир неча нанометр ёки нанометрнинг улушларига тенг бўлган тузилмалар **нанотузилмалар**, улар ҳақидаги физика эса **нанофизика** деб юритилади. Бу фан **нанофизика** деб аталади. Бу соҳа наноструктуралардаги ток ташувчилар тизимининг ҳамда улар иштирокидаги жараёнларнинг физикавий табиати билан шуғулланади. Бу ерда шуни қайд қилиш ўринлики, микроэлектроника соҳасида, асосан, ток ташувчиларнинг заряди ҳисобига кечадиган ҳодисалар қўлланилган бўлса, ҳозирги замон электроникаси(фан ва технологияси)да ток ташувчиларнинг нафақат заряди, балки унинг спинига асосланган электроника бўлими ҳам дунёга келди. Электрониканинг бу бўлими **спинтроника** деб юритилмоқда. Нанотузилмаларда ток ташувчиларнинг ҳаракати, ҳеч бўлмаса, бирор йўналиш бўйича чегараланган бўлиб, ўша йўналишда ўзининг Блох ток ташувчиси эканини унутади, яъни ўша (танланган) йўналиш бўйича ўлчамли квантлашиш содир бўлади. Бу йўналишда ток ташувчиларнинг нафақат импульси ва энергиявий спектри ўлчамли квантлашган бўлади. Балки, уларнинг самаравий (эффектив) массаси ўлчамли квантлашади. Бу эса ток ташувчилар энергиявий спектрининг кескин ўзгаришига ва ўз навбатида, ярим ўтказгичли паст ўлчамли тузилмаларда қатор физикавий ҳодисаларнинг кескин табиатли бўлиб қолишига олиб келади. Ана шундай физикавий жараёнлардан ақлли фойдаланиш туфайли, айни пайтда, нанонукталар ва наноўраларга асосланган янги табиатли  $\lambda > 5 \mu\text{m}$  тўлқин узунликли инфрақизил (ИК) соҳада ишловчи лазерлар ҳамда дискрет компьютерлар дунёга келди.

Паст ўлчамли ток ташувчилар тизими хусусиятларига кўра тавсифланадиган юпқа қатлам ёки симлар электр қаршиликларининг ҳажмий намуналарга нисбатан катта фарқ қилиши ўтган асрнинг бошларидаёқ маълум эди. Бу ҳодисани назарий жиҳатдан Ж.Ж.Томсон ўзига хос ҳисоблашлардан фойдаланган ҳолда тушунтирган. Бунда электронлар тизими идеал газ сифатида моделлаштирилган эди. Бу моделга асосан ҳажмий намуналарда электр қаршилиқ электронларнинг намуна ичидаги (яъни ҳажмий) сочилиш жараёнлари билан тавсифланса, ингичка симларнинг электр қаршилиги икки ёки бир ўлчамли электронларнинг кристалл сиртидан сочилиши билан боғлангандир. Ҳажмий электр қаршилиқнинг сирт ҳисобига ортган қисми ток ташувчилар импульсининг сиртда сочилиш эвазига ўзгариши билан тушунтирилади. Шу сабабдан электр қаршилиқнинг ўзгариш миқдори намуна қалинлиги ( $d$ )нинг ток ташувчиларнинг эркин югуриш йўли ( $l$ )га қиймат жиҳатидан яқинлаша борган сари сезиларли бўла бошлайди. Бу ҳодиса, айрим ҳолларда, *ўлчамли ҳодисалар* деб номланади. Бундай жараёнларни ўрганиш каттиқ жисмлар физикаси фанида янги

йўналиш «Сирт физикаси» ва “Паст ўлчамли ток ташувчи(электрон)лар физикаси” каби алоҳида йўналишларга асос солинишига сабаб бўлган.

Китобнинг биринчи қисми қуйидагича тузилган:

1-бобда ҳар хил кўринишдаги гетеротузилмалар ва ўта панжараларнинг қисқача физикавий таҳлили келтирилган. “Ўта панжара” лар дейилганда даврий тарзда сунъий ҳосил қилинган қатламлар тизими, шунингдек ҳар қўшни қатлам ўзининг физико-кимёвий хусусиятлари билан фарқланувчи, бироқ қатламлар кристалл панжаралар доимийликлари миқдоран жуда яқин қийматли бўлган тизим (намуна)лар ҳам тушунилади. Бунда қаралатётган нанотизимлар ва уларда кечадиган физикавий жараёнларни соддароқ ҳолда тушунтириш имконини берувчи оддий моделлар келтирилган ва уларнинг таҳлиллари содда тилда баён этилган.

2-бобда нанотузилмаларда кечадиган аномал жараёнларнинг ҳамда мураккаб зонали ярим ўтказгичлардан олинган нанотузилмалардаги ковакларнинг табиати (энергияси, тўлқин функция в.х) назарий физикада қўлланиладиган мураккаб математикавий аппаратни билишнинг талаб қилиниши эътиборга олинган. Шу сабабли, бундай мураккаб табиатли ҳисоблашларни ва уларнинг таҳлилларини соддароқ тушуниш ва тушунтириш мақсадида 2-, 1-ўлчамли квантлашган тизимлар физикавий табиатини содда ҳолда камраб олган моделлар ва уларнинг қисқача таҳлиллари келтирилган.

3-бобда ўлчамли квантлашган тузилмалар сифатида якка тартибдаги *квантлашган ўра* (КЎ) ёки маълум потенциал тўсиқлар орқали даврий такрорланувчи КЎлар тўплами *ўта панжарали ярим ўтказгичлар* тушунилади. Шу сабабдан, дастлаб *ўта панжарали ярим ўтказгичлар* (ЎПЯЎ)даги электронли ҳолатлар назарий қаралган. Сўнгра айрим олинган ўлчамли квантлашган чексиз чуқурликли потенциал ўрадаги ток ташувчиларнинг статистикаси таҳлил этилган.

4-бобда нанотузилмалар ҳосил қилинган асос (таглик) ярим ўтказгичларнинг зонавий тузилишига мос ҳолда танланадиган икки хил ҳисоблаш усуллари: оддий ва мураккаб зонали яқинлашишлар баён этилган. Бунда, ҳажмий ярим ўтказгичлардан фарқли ўлароқ, намунанинг ўлчамига боғлиқ квантлашган энергиявий сатҳларнинг юзага келиши, бундай ҳолларда, ҳатто ток ташувчилар эффектив массаларининг ҳам қаралаётган ўлчамли квантлашган энергиявий сатҳларнинг тартиб рақамига боғлиқлиги кўрсатилган. Бу ўринда шуни таъкидлаш жоизки, масалан ҳажмий ярим ўтказгичларда оптик ўтишлар фақатгина зоналарни ташкил этувчи энергиявий тармоқлар орасидагина кечса, ўлчамли квантлашган потенциал ўрали ярим ўтказгичларда қўшимча - ўлчамли квантлашган энергиявий сатҳлараро ҳам оптик ўтишлар содир бўлади. Охириги ҳол алоҳида табиатли тур-қўшимча оптик ўтишлар бўлиб, улар қатор оптик ва фотогалваник ҳодисаларга ўзларининг сезиларли, айрим ҳолларда аномал(кескин табиатли) улушларини қўшиши мумкин.

Китобнинг иккинчи қисми қуйидагича тузилган:

1-бобда яримўтказгичли электроника соҳасининг вужудга келиши ва ривожланиши таҳлил қилинган. Электроникадан микроэлектроникага, сўнгра наноэлектроникага ўтиш хронологик тарзда баён этилган. Электроника, яримўтказгичли электроника, гетероўтишли яримўтказгичли электроника, оптоэлектроника ва яримўтказгичли оптоэлектроника тушунчаларига батафсил таъриф берилган.

2-бобда гетероўтишлар ва уларнинг зона энергетик диаграммалари таҳлил қилинган. Гетероўтишларнинг 5 та ўзига хос асосий хусусиятларига алоҳида тўхталиб ўтилган, яъни, бир томонлама инжекция, суперинжекция (сверхинжекция), оптик ойна эффекти, зоналараро ва зона ичидаги туннелланиш, варизон кристаллардаги ток ташувчилар ҳаракати каби масалаларнинг физикавий моҳиятлари ёритиб берилган. Гетероўтишларни ўрганишда модел жуфтликка айланган  $GaAs-Al_xGa_{1-x}As$  тизимидаги гетероўтишлар батафсил қараб чиқилган. Шунингдек, гетеротузилмаларни тайёрлашнинг замонавий технологияларига ҳам тўхталиб ўтилган.

3-бобда гетероўтишлар барча турдаги классик яримўтказгич асбобларнинг параметр ва характеристикаларини тубдан яхшилашга ва шунингдек, принципаал янги турдаги яримўтказгич асбоблар яратишга имкон бериши кўрсатилган. Жумладан, кенг эмиттерли биполяр транзисторлар, икки гетероўтишли биполяр транзисторлар, варизон базали биполяр транзисторлар, фотон-инжекцион транзисторлар, гетероўтишли вертикал майдон транзисторлари ва уларнинг тайёрлаш технологиялари баён қилинган.

4-бобда босқичма-босқич микроэлектроникадан наноэлектроникага ўтиш ва бунда гетероўтишларнинг роли ва ўрни таҳлил қилинган. Квант ўра, квант ип, квант нуқталарга таъриф берилган. Амалда уларни ҳосил қилиш усуллари кўрсатилган. Наноўлчамли металл базали транзисторлар ва вертикал фотоқаршилиқларнинг тайёрлаш технологиялари ва ўзига хос фотоэлектрик хусусиятлари келтирилган.

5-бобда бугунги кунда реал ҳаётда ишлаб турган квант ўра ва квант нуқта асосидаги яримўтказгич асбоблардан бири – икки гетероўтишли инжекцион гетеролазерларнинг ишлаш принципи, тайёрлаш технологияси баён қилинган. Ўз-ўзидан ташкилланиш жараёни ҳақида сўз юритилган. Гетеролазерларда квант нуқталаридан фойдаланиш хона температурасида узлуксиз режимда ишлайдиган лазерлардаги чегаравий ток зичлиги қийматини  $900 \text{ A/cm}^2$  дан  $40 \text{ A/cm}^2$  гача пасайтириш имконини берганлиги кўрсатилган.

6-бобда Si ва Ge даги  $D^{(-)}$  марказларда электронлар энергиясини вариацион Монте-Карло ҳамда Сферик шаклдаги Si ва Ge нанокристалларда электронлар энергияси ва фазовий тақсимотини Монте-Карло методларида баҳолаш ва ўрганиш шунингдек Параболик потенциалли квант нуқтадаги полярон квазизаррачаси, Параболик потенциал учун Грин функциясини ҳисоблаш, Параболик потенциал ўрада поляронинг энергия сатҳларини ҳисоблаш ҳамда Нопараболик дисперсияли, квази икки ўлчовли электрон

газини энергетик ҳолатлар зичлигининг температурага боғлиқлигини ҳисоблаш усуллари кўрсатилган.

7-бобда Нанотехнологиянинг ривожланиш тарихи ва нанотушунчалар, наноматериаллар ва уларни олиш технологиялари, Наноматериалларни гуруҳлаш, Нанозаррачалар, Фуллеренлар, Нанокувурлар ва нанотолалар, Наноговак моддалар, Нанодисперслар, Наноструктураланган сиртлар ва пардалар, Наноматериалларни олишнинг технологиялари (“юқоридан – пастга” ва “пастдан – юқорига” технологиялар), литография ва эпитаксиялар ҳақида қисқача маълумотлар берилган.

Шуни ҳам қайд қилиш ўринлики, адабиётлар рўйхати ёрдамчи адабиётлар тарзида берилган бўлиб, улардан аниқ бир танланган мавзунини янада чуқурроқ ўрганиш талаб этилган ҳолларда фойдаланишни тавсия этамиз.



# 1 - БОБ. ГЕТЕРОТУЗИЛМАЛАР. ЎТА ПАНЖАРАЛИ ЯРИМ ЎТКАЗГИЧЛАР

## 1.1. Гетеротузилмалар ва уларнинг табақаланиши (асосий тушунчалар)

Айни пайтда паст ўлчамли ярим ўтказгичлар физикасида терминлар ва тушунчаларнинг қатор системаси шаклланди. Биринчидан ўлчамли квантлашган тизимларнинг қуйидаги систематикаси (қавсларнинг ичида сўзларнинг англизча ёзилмаси) келтирилган:

- квантлашган ўралар (*quantum wells* );
- квантлашган симлар (*quantum wires* ва *quantum well wires* ёки *QWWs*);
- квантлашган нуқталар (*quantum dots* ёки *QDs*);
- ўта панжаралар (*superlattices* ёки *SLs*);
- икки ёки уч тўсиқли резонансли-туннел структуралар (*double – and triple – barrier resonance – tunneling structures* );
- иккиланган квантлашган ўралар (*double quantum well*);
- антинуқталар (*antidots* );
- делта легирланган тузилмалар ( $\delta$ -*doped structures* );
- квантлашган микрорезонаторлар (*quantum microcavities* );
- фотонли кристаллар (*photonic crystals* );
- I ва II тур гетеротузилмалар (*type – I and type – II heterostructures* );
- пўкакли ярим ўтказгичлар;
- фуллеренлар, нанокластерлар, нанотрубалар, наноконтактлар ва бошқалар.

Иккинчидан қуйида келтирилган тузилмаларда квантлашган ҳолатларнинг систематикаси (тизими) ишлаб чиқилган:

- эркин ток ташувчилар ва экситонларнинг ўлчамли квантлашиш ҳолатлари, зоначалар (алоҳида олинган зона тармоқлари) ва минизоналар;
- ўлчамли квантлашган оптик фононлар, интерфейс фононлари;
- “синик” спектрли акустик фононлар (*folded acoustic phonons*);
- икки ўлчамли магнит полярон;
- композит фермионлари ва квантлашган Холл эффектидаги четки ҳолатлар.

Қуйида ҳар хил табиатан фарқ қилувчи гетеротузилмаларни аниқ бир тартибда санаб ўтамыз ва уларга қисқача тавсиф берамыз. Бу ҳол қуйида қайд қилинадиган тушунчалар ўртасидаги фарқни ҳамда ўзаро боғлиқликни тушунишни осонлаштиради.

Қўп қатламли гетеротузилмалар энергиявий спектрининг типик қўриниши 1-7 расмларда келтирилган. Улардаги пастки ва юқориги чизиқлар, мос ҳолда, валент зона шипининг ва ўтказувчанлик зонаси

тубининг тузилма бош ўқи йўналишидаги фазовий боғланишини тасвирлайди.

Паст ўлчамли ток ташувчилар системасини юзага келтирувчи гетеротузилмалар ва ўта панжараларни табақаланишини яқкаланган гетероўтиш (*sin gle heterojunction*, 1-расм)дан бошлаган маъқул. Тўғри бурчакли ва чексиз энергияли чуқурликли гетероўтишни «квант ме» фанида потенциал ўра. «Қаттиқ жисмлар физикаси» фанида эса ўлчамли квантлашган потенциал ўра деб номланади. Бундай гетероўтиш физикавий ва кимёвий икки хил табиатли А ва В ярим ўтказгичларнинг композицияси туфайли, масалан  $ABA$  ёки  $BAB$  (2-расм) кўринишда ҳосил бўлиши мумкин. Уларга мисол келтирайлик:

$GaAs / Al_xGa_{1-x}As$ ,  $CdTe / Cd_{1-x}Mn_xTe$ ,  $InAs / AlSb$ ,  $Zn_{1-x}Cd_xSe / ZnS_ySe_{1-y}$ ,  $ZnSe / BeTe$ ,  $ZnSe / GaAs$ ,  $Ga_{1-x}In_xAs / InP$ ,  $Si_{1-x}Ge_x / Si_{1-x}C_x$ ,  $In_{1-x}Al_xAs / Ga_{1-y}Al_yAs$ ... Бу тизимда битта ёки иккала композиция материали ҳам қаттиқ аралашма бўлиши мумкин. Бундай ҳолда  $x, y$  ёки  $1-x, 1-y$  уник бир нав атомларнинг кристалл панжара тугунларидаги улушини англатади.

Умуман олганда, бирор бир композиция материал таъқиқланган зонаси ( $E_x$  - таъқиқланган зона кенглиги) бошқасининг таъқиқланган зонаси ичида жойлашган (масалан,  $GaAs / Al_{0.35}Ga_{0.65}As$  (1а-расм тузилмадаги сингари) ва бир материал ўтказувчанлик зонаси тубидан иккинчи материал валент зонаси шипи  $InAs / AlSb$  ёки  $ZnSe / BeTe$  (1б-расм) структурадаги каби. юқорида бўлиши мумкин.

Таъқиқланган зоналари бири иккинчисини ёпадиган II тур гетеро-структуралардан ташқари таъқиқланган зоналари бири иккинчисини ёпа олмайдиган гетеро-структуралар ҳам бўлиши мумкин. Бу ҳолда биринчи ярим ўтказгич ўтказувчанлик зонаси туби иккинчи ярим ўтказгич валент зонасининг шипидан пастда жойлашган бўлади. Бундай ҳол, масалан,  $InAs / GaSb$  структурада учрайди. Структурадаги бирор бир ярим ўтказгич тирқишсиз бўлса (масалан  $HgTe / CdTe$  тузилмадаги каби), у ҳолда улар учинчи тур гетеротузилмалар туркумига киради.

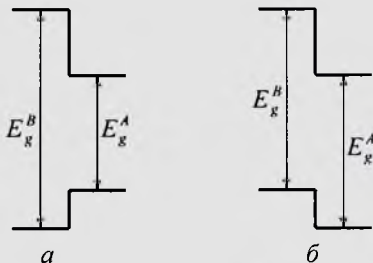
Энди биринчи тур иккиланган гетероўтишлар (*double heterojunction*) ни кўрайлик. Бундай тузилмаларни  $BAB$  каби тасвирласак, композиция материалларида биттасининг  $E_x$  таъқиқланган зонаси кенглиги иккинчисининг таъқиқланган зонаси ичида жойлашган бўлади. Булардаги ток ташувчилар учун потенциал ўра биттагина материал (ярим ўтказгич) соҳасида жойлашган бўлади. Масалан  $Al_{1-x}Ga_xAs - GaAs - Al_{1-x}Ga_xAs$  тузилмадаги потенциал ўра  $GaAs$  материалда жойлашган бўлади ( $x < 0,4$ ). Лайтайлик А ва В ярим ўтказгичларнинг таъқиқланган зоналари кенглаги  $E_x^A < E_x^B$  шартни қаноатлантирсин (2а-расм).  $BAB$  тизимда  $E_x^B < E_x^A$  шарт бажарилса, у ҳолда А ярим ўтказгич соҳаси ток ташувчилар учун потенциал тўсиқ ролини ўйнайди ва  $V_c, V_n$  катталиклар эса манфий қийматли бўлиб қолади (2б-расм). У ҳолда  $BAB$  тузилмада А ярим ўтказгич соҳасида

потенциал ўра ҳосил бўлиб,  $A/B$  туташган сирт ( *interface* )да электронлар учун  $V_c$ , каваклар учун  $V_h$  баландлиқли потенциал тўсиқни ҳосил қилиб, улар

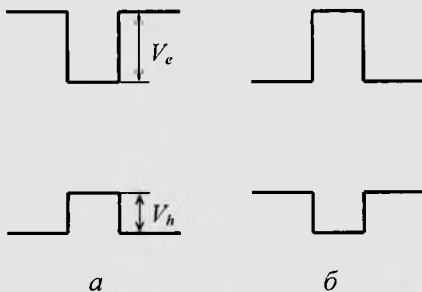
$$V_c = E_c^B - E_c^A,$$

$$V_h = E_v^A - E_v^B.$$

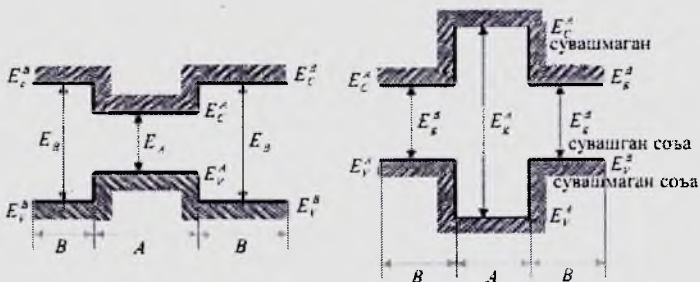
муносабатлар ёрдамида аниқланади.  $E_c^{A(B)}$  ва  $E_v^{A(B)}$  мос ҳолда  $A(B)$  ярим ўтказгич ўтказувчанлик зонасининг туби ва валент зонасининг шипидир:  $V_c + V_h = E_g^B - E_g^A$ .



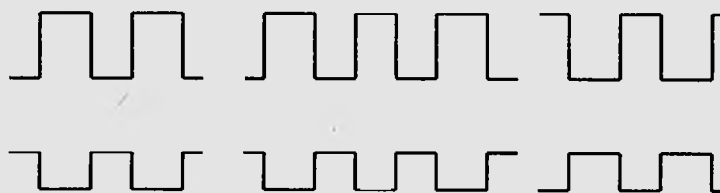
1-расм. Турли ҳил яккаланган гетероўтишларнинг энергетик зона диаграммалари



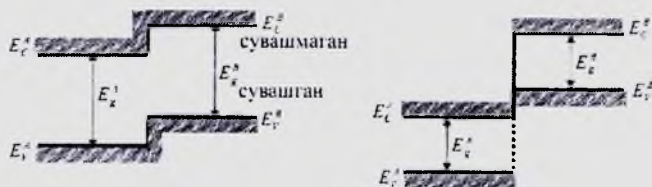
2-расм. Иккиланган гетероўтишларнинг потенциал ўрали (а), потенциал тўсиқли (б) кўриниши



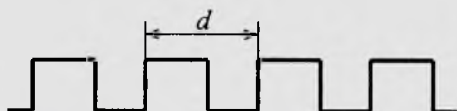
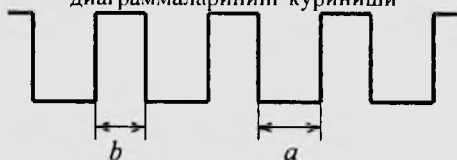
3-расм. Иккиланган гетероўтишларнинг энергетик зона диаграммалари



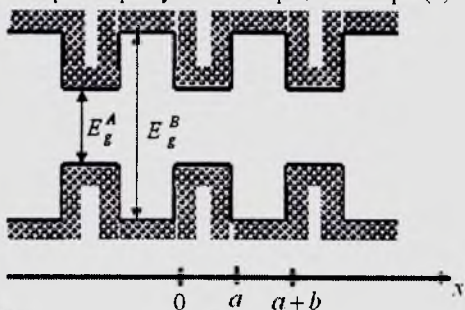
4-расм. Кўп қатламли гетероўтишлар энергетик зона диаграммаларининг кўринишлари



5-расм. Иккинчи тур гетероўтишларнинг энергетик зона диаграммаларининг кўриниши



6-расм. Ўта панжарали яримўтказгичлар қатламлари (a, b) ва даври (d).



7-расм. Ўта панжарали яримўтказгичларнинг энергетик зона диаграммалари

Хусусан  $GaAs/Al_{0.6}Ga_{0.4}As$  тузилма учун  $V_x/V_n \approx 1,5$ . II тур гетероўтишларда А ярим ўтказгич ўтказувчанлик зонасининг шипи В ярим ўтказгичниқидан пастда турса (энергия фазосида), валент зоналарнинг бўсағалари аксинча жойлашган бўлади. Бундай тузилмалар сирасига  $GaAs - Al_{1-x}Ga_xAs (x > 0,4)$ ,  $Inb - AlSb$   $ZnSe - BeTe$  тизимлар киради; уларнинг таъқиқлаган зоналари «сувашган», яъни бирининг таъқиқланган зонаси иккинчисиникини беркитган (устини қоплаган) бўлади (5-расм). Масалан  $InAs/AlSb$  тизимда бир ярим ўтказгич ўтказувчанлик зонасининг шипи иккинчисининг валент зонаси бўсағасидан ҳам пастда бўлганлиги сабабли, таъқиқланган зоналар умуман сувашмаган бўлади.

III тур гетероўтишларнинг битта қатлами тирқишсиз ( $E_g = 0$ ) ярим ўтказгич бўлади, масалан  $HgTe - CdTe$ .

Шундай қилиб, I тур иккиланган гетероўтишли (double heterojunction)  $BAВ$  тизимда:  $E_g^A < E_g^B$  шарт ўринли бўлса, у ҳолда тузилма яккаланган квант ўрали.  $E_g^A > E_g^B$  шартни қаноатлантирадиган тузилма эса иккиланган потенциал тўсиқли бўлади. Умуман олганда, ток ташувчиларларнинг бир, икки, уч ўлчамли ҳаракати чекланган тизим квант (ёки квантлашган) ўра (ип, нуқта) деб юритилади. Ток ташувчилар тизимини эса, мос ҳолда, икки (бир, нол) ўлчамли ток ташувчилар тизими деб номланади. II тур иккиланган гетероўтишли тузилмаларда бир тур ток ташувчилар (масалан, электронлар) учун квантлашган ўра мавжуд бўлса, у ҳолда иккинчи тур ток ташувчилар (масалан, коваклар) учун потенциал тўсиқ мавжуд бўлади.

Шуни қайд қилиш мумкинки, икки (double) ва уч тўсиқли (triple barrier) тузилмалар (4-расм) яратилиши бир (яккаланган) тўсиқли тузилмалар яратилишининг мантиқий давомидир. Бу ҳолат икки (double) ва учта (triple) ёки бутун сондаги квант ўра (multiple quantum wells (QW))ли (6-расм) тузилмалар учун ҳам ўринлидир. Айрим ҳолларда кўп сонли квант ўрали тузилмаларда потенциал тўсиқлар ток ташувчиларнинг бир квант ўрадан иккинчисига туннелли ўтиш имконини бермайди. Бундай ҳолларда икки заррачали (масалан, экситонлар), уч заррали (масалан, трионлар) уйғонишлар бир бири билан қўшимча бир зарра (масалан, фотон ёки фонон) орқали боғланиш имконини яратади. Бу эса (ҳажмий кристалларда кечадиган жараёнлардан тубдан фарқ қилувчи янги табиатли ҳеч бўлмаса, кескин, табиатли ҳодисаларнинг намоён бўлишига олиб келади. Табиийки, яккаланган (масалан,  $BAВ$ ) тизимнинг хусусиятидан кўп қатламли (масалан,  $BAВABA.....$ ) тизимнинг хусусияти тубдан фарқланади.

Шуни ҳам қайд қилиш ўринлики, потенциал тўсиқларни кўп қатламлаштириш улардан ток ташувчилар учун тунел ўтиш имконини беради. Бундай кўп қатламли тузилмаларга зарурат туғилгандагина алоҳида тўхталамиз.

## 1.2. Ўта панжарали ярим ўтказгичларнинг табақаланиши

Айни пайтда ярим ўтказгичли паст ўлчамли ток ташувчилар физикасида-нанофизикада, нанотехнологияда, нанооптикада ва ҳатто нанобиологияда ҳамда нанотиббидеда аниқ терминлар мажмуаси вужудга келди ва мутахассислар томонидан эркин фойдаланиб келмоқда.

Бу ерда шуни қайд қилиш ўринлики, нанотузилмаларнинг геометрик ўлчамларини ва нанобъектларнинг конструкцияларини аввалдан танлаб ўзгартириш имконининг мавжудлиги, унинг физикавий параметрларини аввалдан керакли тарзда ўзгартириш имконини беради.

Ўта панжарали ярим ўтказгичлар дейилганда ўз кристалл (даврий) потенциалдан ташқари бир (ёки икки, ёхуд уч) ўлчамли, даври кристалл панжарасидан сезиларли катта бўлган, «бегона» потенциалли кристалл тушунилади. Биринчи бўлиб бундай ҳолни назарий жиҳатдан Л.В.Келдиш (1962 й.) асослаб берганди.

Л.В.Келдиш томонидан «бегона» потенциални кристаллни даврий деформацияловчи катта қувватли, тургун ультратовуш ёрдамида олиш тақлиф этилган.

А.А. Кастальский томонидан эса тургун ёруғлик тўлкини ёрдамида ҳам «бегона» потенциал олиш мумкинлиги кўрсатиб ўтилган эди.

Кристалл ичидаги бегона потенциални яна бир неча усуллар билан ҳосил қилиш мумкин:

а) агар бу потенциал кимёвий жиҳатдан икки ҳил ярим ўтказгичларнинг даврий такрорланиб келувчи юпқа қатламларни ўстириш йўли билан ҳосил қилинса, у ҳолда ўта панжарали ярим ўтказгичлар (ЎПЯЎ) **композицион ЎПЯЎ** деб юритилади;

б) агар бу потенциални легирланиш турини даврий ўзгартириш, масалан, кетма-кет даврий такрорланувчи  $n$ -ва  $p$ -турли гомогенли ҳажмий ярим ўтказгичлар ҳисобига юзага келса, у ҳолда бундай ЎПЯЎларни **легирилган ЎПЯЎ** деб номланади.

Шуни қайд этиш жоизки, композицион ЎПЯЎлардан қатламлар кимёвий таркибининг даврий ўзгариши билан таъқиқланган зоналарининг кенглиги ҳам даврий ўзгариб боради. Шунинг ҳисобига «бегона», қўшимча потенциал ҳосил бўлади.

Легирилган ЎПЯЎларда таъқиқланган энергиявий соҳа кенглиги кристалл бўйлаб ўзгармас қолса-да, ионлашган аралашмалар ёйинки ҳажмий (юзавий, чизикли) даврий такрорланувчи зарядланган соҳалардаги электростатик потенциалнинг мавжудлиги «бегона», қўшимча потенциалнинг юзага келишига сабаб бўлади.

Технология нуқтан назаридан композицион ва легирилган ЎПЯЎларни ҳосил қилиш методини 1970 й. Ёсаки ва Цу беришди. Улар асосан композицион ЎПЯЎлар қатламларини электроннинг эркин югуриш йўлидан кичик қилиб тайёрлашни ва бундай ҳолларда, сунъий ҳосил қилинган «бегона» потенциалнинг таъсирида ҳажмий кристаллнинг

табиатига мос келмайдиган кинетик ҳодисаларнинг кечишини кўрсатиб ўтдилар.

1971 й. Ю.А. Романов томонидан лсгирланган ЎПЯЎларнинг қатор хусусиятлари батафсил ўрганилган. жумладан, *nipi* – даврий кристалларнинг ўзларига ҳос қатор хусусиятлари биринчи бўлиб таҳлил этилган.

Айни пайтда атомар тоза сиртли кристалларни олиш технологиявий жараёнлар ўтказиш имкони мавжуд. Бу эса физик табиати олдиндан келишилган ЎПЯЎлар олиш имкони беради (7-расм). Масалан молекуляр-нурли эпитаксия усули ёрдамида *GaAs-ALGaAs*, *InSb-GaSb* системаларда ЎПЯЎ ўстирилган.

Одатда, ўстирилган кўпгина композицион ЎПЯЎларда қатламлар қалинлиги (бир неча юз ангстрем) электронларнинг эркин югуриш масофасига нисбатан кичик танланганлиги сабабидан, қатлам с.итрига тик йўналишда ўлчамли квантлашган ҳодисаси содир бўлади. Бу йўналишга тик қолган икки йўналишда кристалл ўз хусусиятини сақлаб қолади.

Айни вақтда спинли ЎПЯЎлар – магнитли ва магнитсиз аралашмали ярим ўтказгич қатламларининг кетма-кет даврий жойлашган тўплами ҳам, шунингдек қутбланган ЎПЯЎлар, яъни юқори кристалл индексларга эга бўлган сиртлар ҳам ЎПЯЎ табиатли бўлиши мумкин.

Яқинда *CdTe* – *Cd<sub>1-x</sub>Mn<sub>x</sub>Te* асосида ўстирилган тизимда ҳам ярим - «бегона» потенциални юзага келтириб ЎПЯЎ олинди.

*Al* ва *Ga* элементларининг валентлиги ва ионли радиуслари бир-бирига жуда яқин. Шу сабабдан *GaAs* кристаллига киритилган *Al* миқдорига қараб потенциал тўсиқ баландлигини ҳам танлаш мумкин.

*GaAs* бирикмасининг кўпгина физикавий, кимёвий ва технологиявий хусусиятлари кенг қамровли тарзда ўрганилганлиги боис келгусида, асосан, унга асосланган ЎПЯЎларга нисбатан текшириш олиб борамиз.

## 2-БОБ. НАНОТУЗИЛМАЛАРДА КВАЗИЗАРРАЛАР

Квантлашган ўраларда электронли ҳолатларнинг ўлчамли квантлашишини эътиборга олган ток ташувчиларнинг энергиявий спектрини ҳисоблаш оддий ҳисоблашлардан эмас. Шу сабабли бундай ҳисоблашларни, айниқса, микдорий ҳисоблашларда электрон ҳисоблаш машиналарига мурожаат этишга тўғри келади, чунки уларда ҳисоблашларни катта аниқлик билан олиб бориш имконини берувчи махсус ҳисоблаш дастурлари мавжуд. Хусусан, наноструктуралардаги квантлашган ҳолатларини псевдопотенциалли микроскопик модел ёки кучли боғланиш методларидан фойдаланиб ҳисоблаш ва уларни микдоран таҳлил қилишнинг усуллари анчайин кўп. Бироқ, барибир, бундай ҳисоблаш усуллари талаб даражасидаги аниқлик билан ҳисоблашларни олиб бориш имконини бермайди. Шунингдек, бу ҳисоблаш методлари қандайдир симметрияли ҳолатлар учун катта аниқлик билан ҳисоблаш имконини берса-да, бошқа бир симметрияли ҳолатлар учун эса ожизлик қилиб қолади. Бундай ҳолларда ҳажмий ярим ўтказгичларнинг зонавий тузилишини ҳисоблашда ишлатиладиган методлардан: оддий зонали яқинлашишда эффектив масса ёки мураккаб зонали яқинлашишда эффектив гамилтониан методи, кўп сонли зонали яқинлашишда эса Кейн моделидан (айниқса, масалан, Бриллюэн зонаси маркази яқинидаги соҳалар учун) фойдаланиш анчайин қулай ва аниқлик даражаси етарли даражада юқори бўлади.

Тақрибий ҳисоблашларда кўп қатламли тузилмаларнинг ҳар бир қатламидаги электронли ҳолатлар ҳажмий ярим ўтказгичдаги электронли ҳолатларнинг чизикли комбинацияси сифатида қаралиши мумкин. Бундай ҳолларда гетероўтиш теккислигининг икки тарафида олинган тўлқин функцияларнинг шу текисликда ўзаро “силлиқ уланиши (тикилиши)” тўлқин функцияларнинг учрашиш нуқтасидаги микдоран тенглиги ҳамда уларнинг нормал координатага нисбатан олинган ҳосилаларининг шу нуқтада ўзаро тенглиги билан ифодаланадиган чегаравий шартлар ёрдамида аниқланади.

### 2.1. Квантлашган ўраларда электронли ҳолатларнинг ўлчамли квантлашиши

Эффектив масса методи ёрдамида ҳисобланадиган ярим ўтказгичли наноструктуралардаги электронли ҳолатлар, маълум бир маънода квант механикаси фанида зарранинг бир ўлчамли ҳаракати мавзусида таҳлил этилган. Келгусида энг содда ҳолни, чексиз баландликка эга бўлган квантлашган потенциал ўрадаги зарранинг ҳаракатини қарайлик. Бунда зарранинг эгилувчан тўлқин функцияси

$$\Psi(r) = \frac{1}{\sqrt{S}} e^{i(q_x x + q_y y)} \varphi(z), \quad (2.1.1)$$



кўринишда бўлади. Бунда  $q = (q_x, q_y)$  – интерфейс текислиги бўйича зарранинг ҳаракатини ифодаловчи икки ўлчамли тўлқин вектори.  $B/A/B$  тур тузилмада  $\varphi(z)$

$$-\frac{\hbar^2}{2m_A} \frac{d^2}{dz^2} \varphi(z) = E_z \varphi(z)$$

кўринишдаги бир ўлчамли Шредингер тенгламасининг ечими бўлади;  $m_1$  – тузилма  $A$  қатламидаги зарранинг эффектив массаси. Шунинг таъкидлаш жоизки,  $A$  қатлам ташқарисида  $\varphi(z)$  функцияси нолга айланади. Зарранинг

тўлиқ энергияси  $E$  эса ўлчамли квантлашган  $E_z$  ҳамда  $E_n = \frac{\hbar^2 q^2}{2m_A}$

кўринишдаги кинетик энергияларнинг йиғиндисидан ташкил топган бўлади. Бунда  $E$  тўлиқ энергия миқдоран ўтказувчанлик зонасининг тубидан ҳисобланади,  $0 = \epsilon$  ўқи эса ўранинг марказига жойлаштирилган. У ҳолда чегаравий шартларнинг кўриниши куйидагича танланади:

$$\varphi\left(\pm \frac{a}{2}\right) = 0, \quad (2.1.2)$$

$a$  –  $A$  қатлам кенлиги. У ҳолда интерфейс текислиги координатаси:  $\pm a/2$ .

Бундай ҳолда система  $z \rightarrow -z$  кўринишдаги кўзгули симметриявий акслантириш операторига эга бўлади. Шу сабабдан электронларнинг ҳолат функциялари икки табиатли: жуфт ва тоқ тўлқин функциялари кўринишида бўлиб, мос ҳолда  $C \cos(kz)$  ва  $C \sin(kz)$  кўринишда танланиши мумкин. Бунда  $k = (2m_A E_z / \hbar^2)^{1/2}$ ,  $C$  – нормировкалаш коэффициенти. Агар юқорида қайд қилинган чегаравий шартлар эътиборга олинса, у ҳолда келгуси ҳисоблашларда фойдали бўлган тўлқин вектори ва энергиявий спектр учун куйидаги муносабатларга эга бўламиз

$$k = \frac{v\pi}{a}, \quad E_z = \frac{\hbar^2}{2m_A} \left(\frac{v\pi}{a}\right)^2, \quad (2.1.3)$$

Бунда  $v$  жуфт ҳолатлар учун тоқ сонларни, тоқ ҳолатлар учун эса жуфт сонларни қабул қилади. Ушбунини эътиборга олиб келгусида электронли ва кавакли ўлчамли квантлашган ҳолатлар, мос ҳолда,  $cv$  ва  $hv$  каби белгиланади. Шундай қилиб энергиявий спектр

$$E_{cv} = \frac{\hbar^2}{2m_A} \left[ \left(\frac{v\pi}{a}\right)^2 + q^2 \right], \quad (2.1.4)$$

кўринишда бўлиб, у ўлчамли квантлашган зоначалар(зоналар тармоқлари)дан иборат бўлади.

Энди чекли баландликли потенциал тўсиқ мавжуд бўлган ҳолни қарайлик. Дастлаб  $q=0$  деб ҳисоблаймиз.  $A$  қатлам чекли баландликли потенциал тўсиқ бўлганида, электронларнинг тўлқин функциялари  $B$  қатламда ҳам нол бўлмаган қийматлар қабул қилади ва у

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m_B} \frac{d^2}{dz^2} + V\right)\varphi(z) = E_z \varphi(z),$$

Шредингер тенгламасининг ечими ҳисобланади. Бунда  $V$  потенциал тўсиқнинг интерфейсдаги - ўтказувчанлик зонаси қирқимлари орасидаги энергиявий ораликдир. Оддий зонали яқинлашишда  $A$  ва  $B$  қатламлар орасидаги интерфейсга нисбатан олинган чегаравий шартларни куйидаги кўринишда қайд қилиш мумкин

$$\varphi_A = t_{11} \varphi_B + t_{12} \varphi_B^*, \quad \varphi_A^* = t_{21} \varphi_B + t_{22} \varphi_B^*, \quad (2.1.5)$$

$\varphi_A$  ва  $\varphi_B$  -  $A$  ва  $B$  тарафидан қаралганда электрон тўлқин функциясининг қийматлари,  $\tilde{\varphi}_A = l \left( \frac{\partial \varphi}{\partial z} \right)_A$ ,  $\tilde{\varphi}_B = l \frac{m_A}{m_B} \left( \frac{\partial \varphi}{\partial z} \right)_B$ ,  $m_{A,B}$  - электронларнинг  $A$  ва  $B$  қатламлардаги эффектив массалари,  $l$ -узунлик бирлигидаги ихтиёрый катталиқ бўлиб,  $t_{ij}$  матрицавий элементларни бирликсиз танлашда киритилгандир;  $\hat{t}$  матрица унимодуляр матрицадир, яъни унинг матрицавий элементлари  $t_{11}t_{22} - t_{12}t_{21} = 1$  шартни қаноатлантиради.  $A/B$  структурада  $A$  қатламдан  $B$  қатламга аниқ кескин ўтиш масаласи  $\hat{t}$  матрицанинг кўринишини аниқлаш силлиқ эгилувчан функция методи қамровига кирмайди. Шунинг учун  $t_{ij}$  матрицавий элементларнинг қийматларини танлаш постулатлаштирилади ва экспериментлардан олинган натижалар ёки бошқа бир микроскопик ҳисоблаш методи билан миқдоран ҳисобланган қийматлар билан солиштирилади. Бирок, кўпгина ҳолларда, Бастард(Bastard)нинг

$$\varphi|_A = \varphi|_B, \quad \frac{1}{m_A} \frac{d\varphi}{dz} \Big|_A = \frac{1}{m_B} \frac{d\varphi}{dz} \Big|_B \quad (2.1.6)$$

чегаравий шартларидан фойдаланилади. Бу муносабат  $t_{11} = t_{22} = 1$ ,  $t_{12} = t_{21} = 0$  шарт қаноатлантирилганда (2.1.5) чегаравий шартнинг хусусий ҳоли бўлиб қолади.

У ҳолда Шредингер тенгламасининг хусусий ечими

$$\varphi(z) = \begin{cases} C \cos kz & \text{агар } |z| \leq \frac{a}{2}, \\ D \exp \left[ -\kappa \left( |z| - \frac{a}{2} \right) \right] & \text{агар } |z| \geq \frac{a}{2}. \end{cases} \quad (2.1.7)$$

Бу ерда  $\kappa = [2m_B(V - E_z)/\hbar^2]^{1/2}$  бўлиб, ўлчамли квантлашиш ҳолат энергиялари потенциал ўра баландлигидан кичик қийматли ҳамда  $B$  қатламдаги тўлқин вектори маъхум:  $k_B = \kappa$  деб ҳисобланган.

(2.1.7) муносабатни эътиборга олган ҳолда (2.1.6) кўринишдаги тенгламалар системасидан

$$C \cos k \frac{a}{2} = D, \quad -\frac{k}{m_A} C \sin k \frac{a}{2} = -\frac{\kappa}{m_B} D, \quad (2.1.8)$$

жуфт ҳолатларнинг энергиявий спектри

$$\operatorname{tg} k \frac{a}{2} = \eta = \frac{m_A \kappa}{m_B k}, \quad (2.1.9)$$



тоқ ҳолатларнинг энергиявий спектри эса

$$\operatorname{ctg} k \frac{a}{2} = -\eta \quad (2.1.10)$$

кўринишдаги трансцендент тенглама ёрдамида аниқланади. Юқорида келтирилган ифодалар нолдан фарқли қийматли  $\bar{q}$  тўлқин векторли ҳолатлар учун ҳам ўринлидир. Бунда  $k$  ва  $\aleph$  катталиклар сифатида қуйидагилар тушунилади:

$$k = \left( \frac{2m_A E}{\hbar^2} - q^2 \right)^{1/2}, \quad \aleph = \left[ \frac{2m_B (V - E)}{\hbar^2} + q^2 \right]^{1/2}. \quad (2.1.11)$$

Маълумки, бир ўлчамли симметрийвий потенциал ўрада, ҳеч бўлмаса, бир ўлчамли квантлашган ҳолат мавжуд бўлади. Шу сабабдан чекли баландликли потенциал ўрада электронларнинг энергиявий спектри  $cV$  чекли сонли ўлчамли квантлашган зонача(тармоқ)лари ҳамда  $(E - (\hbar^2 q^2 / 2m_B) > V$  шартни қаноатлантирувчи континуумдан иборат бўлади.  $A$  ва  $B$  қатламлардаги электронлар эффектив массалари ўзаро тенг бўлганида  $E_{\alpha, \bar{q}}(\bar{q})$  муносабат парабола кўринишида бўлади. Бундай ҳол бир жинсли композицион материаллардан ташкил топган наноструктураларда ҳам кузатилади.  $A$  ва  $B$  қатламлардаги электронлар эффектив массалари миқдоран унчайин фарқ қилмайдиган ҳолларда ҳам  $E_{\alpha, \bar{q}}(\bar{q})$  муносабатни парабола кўринишида танлаш мумкин.

Энди чекли потенциал ўра моделидан чексиз баландликли потенциал ўрага ўтишнинг чегараси ҳақида мулоҳаза қилайлик. Бунинг учун потенциал ўра баландлиги  $V$  ни

$$V \gg \frac{\hbar^2}{2m_A} \left( \frac{\pi}{a} \right)^2 \quad (2.1.12)$$

шартни қаноатлантирадиган даражада катта қийматли деб ҳисоблайлик. У ҳолда  $c1$  асосий ҳолат учун  $\aleph$  катталикни тақрибан  $\aleph_0 = (2m_A V / \hbar^2)^{1/2}$  билан алмаштириш мумкин ҳамда  $k / \aleph_0$  нисбатни кичик қийматли параметр сифатида қараш мумкин. (2.1.9) ифодани  $\operatorname{ctg}(ka/2) = (m_B k / m_A \aleph)$  кўринишда ёзиб,  $k / \aleph_0$  параметрга нисбатан нолинчи яқинлашишда  $c1$  асосий ҳолат учун  $ka/2 = \pi/2$  ёки  $k = \pi/a$  муносабат келиб чиқади ва у  $V \rightarrow \infty$  чегаравий ҳолатга ҳамда (2.1.3) муносабатдаги  $\nu = 1$  ҳолга мос келади. Агар  $k$  ни  $\pi/a - \delta k$  каби ифодаласак, у ҳолда биринчи яқинлашишда

$$\delta k \frac{a}{2} \approx \frac{m_B}{m_A} \frac{\pi}{\aleph_0 a} \quad \text{ёки} \quad k \approx \frac{\pi}{a} \left( 1 - \frac{m_B}{m_A} \frac{2}{\aleph_0 a} \right)$$

ва

$$E_{c1} \approx \frac{\hbar^2}{2m_A} \left( \frac{\pi}{a} \right)^2 \left( 1 - \frac{m_B}{m_A} \frac{4}{\aleph_0 a} \right) \quad (2.1.13)$$

муносабатга эга бўламиз.

## 2.2. Квантлашган иплар ва нуқталар

Квантлашган ўрадада зарра икки йўналиш бўйича ҳаракатлана олади. Шу сабабдан квантлашган ўрани икки ўлчамли ток ташувчилар тизими деб қаралади. Бунда ўлчамли квантлашиш ҳолатларнинг давомийлиги чегараланган бўлади. Энди эса электронли ҳолатларнинг квантлашган ип ва квантлашган нуқталардаги квантлашишини кўрайлик. Бундай ток ташувчилар тизими мос ҳолда бир (системанинг ўлчами  $d=1$ ) ва нол (системанинг ўлчами  $d=0$ ) ўлчамли деб тушунилади ва уларда ток ташувчилар бир ўлчамли ҳаракатда бўлади ёки умуман ҳаракатланмайди.

Чексиз баланд тўсиқли тўғри бурчакли кесимли квантлашган ип. Бундай ҳолда электронларнинг ҳолат функцияси

$$\psi(x) = (1/\sqrt{L}) e^{iqx} \varphi(x, y), \quad \varphi(x, y) = \varphi_x(x, a_x) \varphi_y(y, a_y),$$

кўринишда бўлади,  $L$  - ипнинг узунлиги,  $1/\sqrt{L}$  - нормировкаланиш коэффициенти,  $q$  - ток ташувчиларнинг ипнинг асосий ўқи бўйлаб йўналган тўлқин вектори,

$$\varphi_i(x, a) = \sqrt{\frac{2}{a}} \begin{cases} \cos \frac{v_i x}{a} & \text{и нинг жуфт ʻийматлари учун,} \\ \sin \frac{v_i x}{a} & \text{и нинг тоʻ ʻийматлари учун} \end{cases} \quad (2.2.1)$$

$v_x$  ва  $v_y$  тартиб рақамли зоначаларнинг  $q$  тўлқин векторли ҳолатидаги электроннинг энергияси

$$E = \frac{\hbar^2}{2m_A} \left[ q^2 + \left( \frac{v_x \pi}{a_x} \right)^2 + \left( \frac{v_y \pi}{a_y} \right)^2 \right] \quad (2.2)$$

ифода ёрдамида аниқланади.

Чексиз баланд тўсиқли  $a_x, a_y, a_z$  ўлчамли тўғри бурчакли

параллелипед шаклидаги квантлашган нуқта табиатини таҳлил қилайлик.

Бу ҳолда электронларнинг ҳолат функцияси ва энергиявий спектри

$$\psi(x) = \varphi_{v_x}(x, a_x) \varphi_{v_y}(y, a_y) \varphi_{v_z}(z, a_z), \quad E = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2m_A} \sum_{j=x,y,z} \left( \frac{v_j}{a_j} \right)^2 \quad (2.2.3)$$

муносабатлар ёрдамида аниқланади.

Энди чекли баландликли  $R$  радиусли сферавий квантлашган нуқтада электроннинг асосий ҳолати ( $q=0$ ) тўғрисида фикр юритайлик. Бундай тизимда асосий ҳолат функцияси симметриявий бўлиб, унинг кўриниши куйидагича бўлади:

$$\psi(x) = Cr^{-1} \begin{cases} \sin kr & r \leq R, \\ \sin kR e^{-\kappa(r-R)} & r \geq R, \end{cases} \quad (2.2.4)$$

$C$ -нормировкаланганлик коэффициенти,

$$k = (2m_A E / \hbar^2)^{1/2}, \quad \kappa = [2m_B (V - E) / \hbar^2]^{1/2}. \quad (2.2.5)$$

Бундай квантлашган нуқтадаги электроннинг энергиявий спектри

$$1 - kR \text{ctg} kR = \frac{m_A}{m_B} (1 + \kappa R).$$

муносабатни қаноатлантиради.

Энди эса чекли баландликли цилиндрик квантлашган ипда электроннинг асосий ҳолати ( $q = 0$ ) тўғрисидаги мулоҳазаларни келтирайлик.

Бундай тизимларда ҳолат функциялар  $J_0(x)$  ва  $K_0(x)$  Бессел функциялари ёрдамида ифодаланади:

$$\psi(x) = \begin{cases} CJ_0(k\rho) & r \leq R, \\ DK_0(\kappa\rho) & r \geq R, \end{cases} \quad (2.2.6)$$

бу ерда  $D = CJ_0(kR)/K_0(\kappa R)$ .

Ҳолатларнинг энергиявий зичлиги.  $d = 3, 2, 1, 0$  ўлчамли фазода квазизарраларнинг  $E_{m\bar{k}}$  энергиявий спектрини таҳлил этайлик,  $n$ -дискрет қийматли-квант сони,  $\bar{k} - d$  компонентали (ташқил этувчили) тўлқин вектори. Нол ўлчамли тизимларда тўлқин вектори физикавий моъиятини йўқотиб, квантсонига айланиб қолади. Бироқ бу квант сони квант механикаси фанидаги квант сонларидан фарқли ўлароқ, ўлчамли квантлашиш ҳолатларига тааллуқлидир.

Келгусида квантлашган ҳолатларнинг энергиявий зичлиги дейилганда  $d$  ўлчамли фазонинг бир бирлик ҳажмига ва бир бирлик энергия оралигига тўғри келувчи ҳолатлар сони тушунилади. Диракнинг  $\delta$ -функцияси яқинлашишида ҳолатлар зичлигини

$$g_d(E) = \frac{2}{V_d} \sum_{m\bar{k}} \delta(E - E_{m\bar{k}}). \quad (2.2.7)$$

кўринишда қайд қилиш мумкин. Бу муносабатдаги 2 рақами электронли ҳолатларнинг спинига нисбатан икки қаррали айниганини эътиборга олганлиги учун юзага келади,  $V_d$  - қаралаётган  $d$  ўлчамли фазодаги ҳажм. Масалан, у уч ўлчамли фазода геометрик ҳажм, икки ўлчамли ток ташувчилар тизими учун эса юза, бир ўлчамли ток ташувчилар тизимида қаралаётган соҳанинг узунлиги бўлади. Масалани соддароқ ҳал қилиш мақсадида  $E_{m\bar{k}}$  энергияни  $\bar{k}$  тўлқин векторига нисбатан қаторга ёйиб ва квадратик ҳадлар билангина чегаралансак, у ҳолда  $E_{m\bar{k}} = E_n^0 + \frac{\hbar^2 k^2}{2M_n}$  ифодани оламиз ва унда  $M_n$ -масса

бирлигидаги катталиқ бўлиб, у  $m_A$  ва  $m_B$  қийматларни қабул қилиши мумкин. Бу қаторни (2.2.7) ифодада эътиборга олсак, у ҳолда ҳолатлар зичлигига  $n$  тартиб рақамли тармогининг улуши учун муносабатни оламиз

$$g_3(E) = \frac{1}{2\pi^2} \left( \frac{2M_n}{\hbar^2} \right)^{3/2} \sqrt{E} \theta(E - E_n^0), \quad (2.2.8)$$

$$g_2(E) = \frac{M_n}{\pi\hbar^2} \theta(E - E_n^0), \quad (2.2.9)$$

$$g_1(E) = \frac{1}{\pi} \left( \frac{2M_n}{\hbar^2 E} \right)^{1/2} \theta(E - E_n^0), \quad (2.2.10)$$

$$g_0(E) = 2\delta(E - E_n^0), \quad (2.2.11)$$

$\theta(x)$  -  $x$  нинг мусбат қийматларида бир, манфий қийматлар соҳасида эса нол қиймат қабул қилувчи зинапояли функция.



энергиявий спектри ва  $\chi_n(z)$  тўлқин функцияси эгилувчан функциялар ҳисоблаш усули ёрдамида аниқланади, яъни чексиз чуқур потенциал ўра учун

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m_e} \frac{\partial^2}{\partial z^2} + E_c(z)\right) \chi_n(z) = E_n \chi_n(z),$$

Шредингер тенгласини ечиш талаб этилади;  $E_c(z)$ -потенциал тўсиқнинг геометриявий фазодаги тақсимотини англатади.

Бунда ўра  $(x, y)$  текислиги бўйлаб ток ташувчилар де-Бройл тўлқин; энергияси эса квазиузликсиз табиатини сақлаб қолади:

$$E = \frac{\hbar^2}{2m_e} (k_x^2 + k_y^2) + E_n, \quad E_{e1} = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2m_e L_z^2} \cdot k_z = \frac{\pi}{L_z} n,$$

$E_n = E_{e1} n^2$ ,  $L_z$ -ўранинг кенглиги,  $n=1, 2, 3, \dots$  (1.2) муносабатдан электрон ҳажмий кристаллардаги каби ток ташувчилар ўтказувчанлик (валент) зонасининг туби (шипи)да жойлашмайди; электронларнинг минимал энергияси:  $E_{min} = E_c + E_{e1}$ , енгил ва оғир каваклар учун эса мос ҳолда

$E_{min} = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2m_n L_z^2}$ ,  $E_{min} = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2m_{lh} L_z^2}$  бўлади. Умуман олганда ток ташувчилар эффектив

массаларининг бўйлама ташкил этувчилари ўлчамли квантлашишни ҳис қилмаса-да, кўндаланг ташкил этувчиларнинг умумий кўриниши анча мураккаб бўлади. Одатда, сифатли таҳлилларда, бу ҳолга эътибор қаратилмайди. Ўлчамли квантлашган қатламда таъқиқланган зонанинг кенглиги эса

$$\Delta E_g^{2D}(x, L_z) = \Delta E_g^{3D}(x) + E_{e1}(x, L_z) + E_{h1}(x, L_z) \quad (3.1.3)$$

муносабатдан аниқланади;  $\Delta E_g^{3D}(x)$ -уч ўлчамли (ҳажмий) намунадаги таъқиқланган зонанинг кенглиги ва  $y$ , умуман олганда, намунадаги  $ln$ нинг  $Ga$ га нисбатини улуши  $x$  катталikka боғлиқдир.

Умуман олганда,  $GaAs-In_xGa_{1-x}As-GaAs$  тузилмада потенциал ўранинг чуқурлиги чекли-бўлади:  $(0,2 \div 0,3) eV$

$$k_z L_z = (n+1)\pi - 2 \arcsin \frac{k_x \hbar}{\sqrt{2m_e \Delta E_c}}, \quad (3.1.4)$$

трансцендент тенглама ток ташувчиларнинг энергиявий спектрини ифодалаб, унча чуқур бўлмаган ўрада битта ўлчамли-квантлашган зоначанинг бўлиши ҳам кузатилиши мумкин.

Агар ўлчамли квантлашган тизим спин-орбитал зонаси етарлича кичик қийматли ва ток ташувчилар самаравий массалари кичик қийматли бўлган анизатропиявий ярим ўтказгичдан олинган, шунингдек ток ташувчилар энергиявий спектри нопаарабола табиатли бўлса, у ҳолда ток ташувчиларнинг Кейн модели билан электронларнинг энергиявий спектри

$$c\sigma k\hbar = 2\left(q - \frac{1}{q}\right), \quad (3.1.5)$$

тенглама ёрдамида аниқланади; бу ерда

$$q = \left[ \frac{E(E_{g/h} + E - \Delta E_c)(E_{g/h} + E - \Delta E_c + \Delta)(E_{g/h} + E + \frac{2}{3}\Delta_1)}{(E_g + E - \Delta E_c + \frac{2}{3}\Delta)(E_{g/h} + E)(E_{g/h} + E + \Delta_1)(\Delta E_c - E)} \right]^{1/2}$$

$$k = \left[ \frac{E(E_{g/h} + E)(E_{g/h} + E + \Delta_1)}{(E_{g/h} + E + \frac{2}{3}\Delta_1)P^2} \right]^{1/2}$$

$$\Delta_1 = \sqrt{9\delta^2 - 2\Delta\delta + \Delta^2}$$

самарвий масса методи ёрдамида аниқланган оғир кавакларнинг энергиявий спектри тоқ ҳолатлар учун:

$$\frac{k}{m_{hh}} \operatorname{tg}\left(\frac{kh}{2}\right) = \frac{k_0}{m_{hh0}} \quad (3.1.6)$$

жуфт ҳолатлар учун

$$\frac{k}{m_{hh}} \operatorname{ctg}\left(\frac{kh}{2}\right) = \frac{k_0}{m_{hh0}} \quad (3.1.7)$$

тенгламани қаноатлантиради ва улар, зарурат туғилганда ЭХМда ҳал этилади. Бу ерда

$$E = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_{hh}}, \quad E = \Delta E_{vhh} - \frac{\hbar^2 k_0^2}{2m_{hh0}} \quad (3.1.8)$$

-спин-орбитал ўзаро таъсир энергияси, қолган катталиклар маълум катталиклар [10.11].

**Бир ўлчамли ток ташувчилар гази.** Умуман олганда квантлашган ишлар мезоскопик, яъни литография усулидан бошқа усулда олинмайди. Шу сабабли бир ўлчамли ток ташувчилар гази кам текширилган. Бу маънода  $x$  йўналишда олинган квантлашган ишдаги ток ташувчиларнинг энергиявий спектри

$$E = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2m_e} \left( \frac{n_x^2}{L_x^2} + \frac{n_y^2}{L_y^2} \right) + \frac{\hbar^2 k_x^2}{2m_e} \quad (3.1.9)$$

ифода ёрдамида аниқланади:  $L_x, L_y$  - иш кўндаланг қирқимнинг геометрик ўлчамлари,  $n_x$  ва  $n_y$  - бир-бирига боғлиқ бўлмаган ҳолда қиймат қабул қилувчи натурал сонлар.

**Нол ўлчамли ток ташувчилар гази.** Ўлчамлари  $L_x, L_y, L_z$  бўлган призма шаклидаги потенциал ўра ичида ток ташувчилар энергиявий спектри тўласича квантлашгандир

$$E_n = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2m_e} \left( \frac{n_1^2}{L_x^2} + \frac{n_2^2}{L_y^2} + \frac{n_3^2}{L_z^2} \right) \quad (3.1.10)$$

$n_1, n_2, n_3$  - ўзаро боғлиқ бўлмаган натурал сонлар. (3.1.10) кўринишдаги спектр тизимини квазиатом сифатида ҳам қараш мумкин.  $a$  радиусли ва  $U_0$



энергиявий баландликли сферавий ўлчамли квантлашган нуқта ичида  $r < a$  масофада ётувчи  $m_e$  самаравий массали ток ташувчиларнинг энергиявий спекри  $\text{ctg } ka < 0$  шартни каноатлантирувчи ҳол учун

$$\sin ka = \pm ka \sqrt{\frac{\hbar^2}{2m_e a^2 \Delta E_c}}. \quad (3.1.11)$$

### 3.2-§. Паст ўлчамли тизимларда электронларнинг статистикаси

Ҳажмий ярим ўтказгичларда электронлар тизими. Энергиявий спектрнинг квадратик яқинлашишида ўтказувчанлик зонаси электронлари учун ҳолатлар зичлиги

$$g_c(E) = \frac{4\pi}{\hbar^3} (2m_e)^{3/2} (E - E_c)^{1/2}, \quad (3.2.1)$$

муносабат ёрдамида аниқланади (9-расм). Шунингдек Ферми-Дирак тақсимоти яқинлашишида электронлар концентрацияси қуйидаги каби ифодаланади

$$n = N_c F_{1/2}\left(\frac{F - E_c}{kT}\right), \quad (3.2.2)$$

$F$  – электронлар учун кимёвий потенциал,  $k$  – Болцман доимийси,  $F_{1/2}$  – Ферми интеграл,  $N_c = 2(2\pi m_e kT)^{3/2} / h^3$ . Хусусан айнамаган (тусланмаган) электронлар гази учун

$$n = N_c \exp\left(\frac{F - E_c}{kT}\right). \quad (3.2.3)$$

айниган электронли газ учун

$$n = \frac{4}{3\sqrt{\pi}} N_c \left(\frac{F - E_c}{kT}\right)^{3/2} = \frac{8\pi}{3\hbar^3} [2m_e (F - E_c)]^{3/2}. \quad (3.2.4)$$

муносабатлар ўринлидир.

Ўлчамли квантлашган ўраларда электронлар тизими. Икки ўлчамли ток ташувчилар тизими учун юқорида қайд қилинган катталиклар учун муносабатларни олиш учун уч каррали интеграл икки карали ва битта сумма билан алмаштирилади. У ҳолда ҳолатлар зичлиги учун (9-расм)

$$g_c^{2D}(E) = \frac{m_e}{\hbar^2 \pi} \sum_n \Theta(E - E_n). \quad (3.2.5)$$

-тэта (погонали ёки Хевисайд) функцияси. Охириги икки ифодадан, ҳажмий кристаллдан фаркли ўлароқ,  $E > E_1$  энергия ҳолатларининг зичлиги битта, фақат биттагина  $m^2 / (\pi \hbar^2)$  қийматга сакраб ўзгарса,  $E < E_1$  шартни каноатлантирувчи, ҳолатлар бўлмади.

Шуни ҳам қайд қилиш зарурки ўлчамли квантлашган тизимларда электронли ҳодисаларнинг физикавий табиати ҳароратлар соҳасига боғлиқ. Хусусан ўта паст ҳароратларда эркин электронлар (каваклар ҳам), асосан биринчи энергиявий сатҳда тўпланади. Агар  $E_2 - E_1 \gg kT$  шарт

каноатлантирадиган ҳароратлар соҳаси учун икки ўлчамли электронлар концентрацияси

$$n_s = \int_{E_1}^{\infty} g_c^{2D}(E) f_n(E) dE = N_c^{2D} \ln \left( 1 + e^{\frac{F-E_1}{kT}} \right), \quad (3.2.6)$$

$F < E_1$  ва  $n_{s1} < N_c^{2D}$  ( $N_c^{2D} = (m^*/\pi\hbar^2)k_B T$  - икки ўлчамли ўтказувчанлик зонаси ҳолатларининг самаравий зичлиги) шарт бажарилса, айнамаган электронлар концентрацияси учун

$$n_s = N_c^{2D} \exp\left(\frac{F-E_1}{kT}\right). \quad (3.2.7)$$

кучли айниган икки ўлчамли электронлар учун ( $F < E_1$  ва  $n_s \ll N_c^{2D}$ ) куйидаги муносабат ўринлидир

$$n_s = N_c^{2D} \left( \frac{F-E_1}{kT} \right) = \frac{m_e}{\hbar^2 \pi} (F-E_1). \quad (3.2.8)$$

**Ўлчамли квантлашган ипларда электронлар тизими.** Юқорида келтирилган мулоҳазаларга асосланиб ипнинг узунлик бирлигидаги ҳолатлар зичлиги учун қуйидаги ифодани аниқлаш мумкин

$$g_c^{1D}(E) = \sum_i \frac{1}{\hbar \pi} \sqrt{\frac{2m_e}{E-E_i}} \Theta(E-E_i), \quad (3.2.9)$$

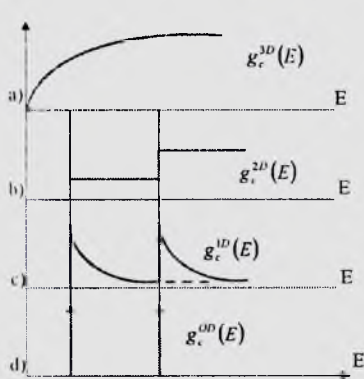
Бу ерда  $i$  катталиқ  $E(n_1, n_2)$  энергиявий спектрдаги  $n_1$  ва  $n_2$  катталиқларнинг аниқ бир комбинацияси ёрдамида аниқланади.

Масалан, ўта паст ҳароратлар соҳасида, асосан, электронлар энг пастки энергиявий каватда жойлашган бўлади. У ҳолда  $E_2 - E_1 \gg k_B T$  шарт бажарилганда электронларнинг чизиқли концентрацияси

$$n_i = \frac{\sqrt{2m_e kT}}{\hbar \sqrt{\pi}} \exp\left(\frac{F-E_1}{kT}\right), \quad (3.2.10)$$

кучли айниган ҳол учун эса

$$n_i = \frac{2\sqrt{2m_e}(F-E_1)}{\hbar \pi}. \quad (3.2.11)$$



(3.2.7, 3.2.10) муносабатлардан икки ва бир ўлчамли электронлар ток ташувчилар концентрациясининг температуравий боғланиши кучли айниган ҳолда тўласича Ферми энергиясининг ҳароратли боғланиши билан аниқланади.

9-расм. 3(a)-, 2(b)- ва 1(c) ва нолр ўлчамли электронли тизимларда ўлоатлар зичлигининг энергиявий боғланиши

**Ўлчамли квантлашган нуқталарда электронлар тизими.** Табиийки нол ўлчамли электронлар ҳолатлари зичлигининг энергиявий боғланишлари (9-расм) делта (Дирак) функциялари билан аниқланади:  $m$  – қаралаётган энергиявий сатҳнинг тартиб рақами, спинли айниш эътиборга олинганда «2» юзага келади. Электронлар концентрацияси ҳажмий ёки икки ўлчамли электронлар тизимидаги каби аниқланади. Одатда, электронларнинг ўзаро Кулон таъсири эътиборга олинса, ҳар бир энергиявий сатҳда битта электроннинг бўлишини эътиборга олсак, Ферми-Дирак тақсимотининг олд коэффиценти- 2 эмас, 1 олинади, яъни сатҳнинг спинли айниш коэффицентиغا албатта эътибор қаратиш зарур.

### 3.3-§. $GaAs/Al_xGa_{1-x}As$ турдаги ўта панжаралардаги икки ўлчамли электронларнинг фононларда сочилиши

$GaAs/Al_{0,35}Ga_{0,65}As$  ўта панжаранинг минизонасидаги электронларнинг кўндаланг ва бўйлама ҳаракатланувчанлиги назарий ҳисобланган. Бунда сочилиш механизми сифатида ток ташувчиларнинг кутбий оптик фононларда сочилиши танланган ва  $T=300K$  ҳол қаралган. Бундай фононларнинг узокдан таъсирлашиши потенциалининг ҳар хил тебраниш мода(тармоқ)ларининг самаравий релаксация вақти ва парциал ҳаракатланувчанликларига берадиган улушларининг назарий таҳлили келтирилган. Акустик ва оптик фононларда ток ташувчилар импульси- релаксацияси вақтининг ўта панжарадаги квантлашган ўра кенглигига боғланиши тадқиқ этилган. Ҳисоблашлар Болцман кинетик тенгламасини линеаризация (чизиклаштириш) ёрдамида олиб борилган. Кутбий оптик фононларнинг скаляр потенциали диэлектрик континуум моделида ҳисобланган.

Маълумки-  $GaAs/Al_xGa_{1-x}As$  тур ўта- панжаралар атомларининг ўзаро боғланиши-ионли табиатли-ярим ўтказгичлардан ташкил топган. Шу сабабли хона ҳароратида асосий сочилиш механизми ток ташувчиларнинг узокдан таъсирлашувчи потенциали кутбий оптик фонолар (ҚОФ)да сочилиши деб қаралади.

Келгусида ўлчамли квантлашган ўра ва потенциал тўсиқларнинг кенглиги  $a$  ва  $b$  5 нм этиб танланган ҳолда  $GaAs/Al_xGa_{1-x}As$  ўта панжарадаги энг пастки минизонадаги электронларнинг бўйлама ва кўндаланг ҳаракатланувчанлиги ҳисобланган.

**Ҳисоблаш усули.** Электронларнинг ўта панжара симметрия ўқиға нисбатан олинган кўндаланг ва бўйлама ҳаракатланувчанликларини чизиклаштирилган Болцман тенгламаси ёрдамида ҳисоблаймиз. Ток ташувчиларнинг фононларда ноэластик сочилиши эътиборга олинса, у ҳолда умумий тақсимот функциясига номувозанатдаги улуш  $g(\vec{k})$  қуйидаги кўринишда танланади

$$g_{ii}(\vec{k}) = e \frac{\partial f_0}{\partial \epsilon} \sum_j \tau_j(\vec{k}) E_j v_j(\vec{k}) \quad (3.3.1)$$

бу ерда  $f_0(\varepsilon)$  – мувозанатдаги ток ташувчиларнинг Ферми - Дирак тақсимот функцияси,  $\vec{E} = (E_x, E_y, E_z)$  - электр майдон кучланганлиги вектори,  $\vec{v} = \nabla_{\vec{k}} \frac{\varepsilon}{\hbar}$  - электронларнинг гуруҳ тезлиги

$$\varepsilon(\vec{k}) = \frac{\hbar^2 k_{\perp}^2}{2m_{\perp}} + \frac{\Delta}{2}(1 - \cos k_z d) \quad (3.3.2)$$

пастки минизонадаги электронларнинг энергиявий спектри;  $k_{\perp} = \{k_x, k_y\}$  - ўта пинжара симметрия ўқига нисбатан тик йўналган тўлқин вектори,  $m_{\perp}$  - электронларнинг кўндаланг самаравий массаси бўлиб, у кегусида микдоран ток ташувчиларнинг ўлчамли квантлашган ўрани ҳосил қилган ярим ўтказгичдаги ҳажмий самаравий массасига тенг деб олинган.  $d$  ва  $\Delta$  - ўта пинжаранинг даври ва минизонасининг энергиявий кенглиги.  $\tau_{\perp}(\vec{k})$  - аналитик кўриниши изланаётган функция бўлиб, умуман олганда,  $\vec{k}$  - тўлқин векторига боғлиқдир.

Импульс релаксациясининг самаравий вақти функцияси – чиқиқлаштирилган Болцман тенгламасини микдорий ечиш билан ёрдамида ҳисобланган. Бу вақт икки ўлчамли тизимлар учун

$$\tau_{\perp}(\varepsilon) = \tau_0(\varepsilon) \left\{ \sum_{\vec{k}} \left[ W_{\vec{k}\vec{k}'} + f_0(\varepsilon)(W_{\vec{k}\vec{k}'} - W_{\vec{k}'\vec{k}}) \right] \cdot \frac{f_0'(\varepsilon') \vec{k}_{\perp} \vec{k}'_{\perp}}{f_0'(\varepsilon) k_{\perp}^2} k_{\perp}(\varepsilon') + 1 \right\}, \quad (3.3.3)$$

$$\tau_{\parallel}(\varepsilon) = \tau_0(\varepsilon) \left\{ \sum_{\vec{k}} \left[ W_{\vec{k}\vec{k}} + f_0(\varepsilon)(W_{\vec{k}\vec{k}} - W_{\vec{k}\vec{k}}) \right] \cdot \frac{f_0'(\varepsilon') \sin(k_z' d)}{f_0'(\varepsilon) \sin k_z d} \tau_0(\varepsilon') + 1 \right\}, \quad (3.3.4)$$

$\tau_0'(\varepsilon) = \left\{ \sum_{\vec{k}} \left[ W_{\vec{k}\vec{k}} + f_0(\varepsilon')(W_{\vec{k}\vec{k}} - W_{\vec{k}\vec{k}}) \right] \right\}$  - электроннинг  $\vec{k}$  тўлқин векторли ҳолатда

ўла яшаш вақти,

$$W_{\vec{k}\vec{k}} = W_{\vec{k}\vec{k}}^+ + W_{\vec{k}\vec{k}}^-, \quad (3.3.5)$$

$$W_{\vec{k}\vec{k}}^{\pm} = \omega(q)(N_{\omega} + \frac{1}{2} \pm \frac{1}{2}) \delta_{\vec{k}, \vec{k} \pm \vec{q}} \delta(\varepsilon' - \varepsilon \pm \hbar\omega) \quad (3.3.6)$$

- электронларнинг  $\hbar\omega$  энергияли фононларда сочилиш эҳтимоллиги,  $N_{\omega}$  - фононларнинг Бозе - Эйнштейн тақсимот функцияси  $\tau_{\perp}(\varepsilon) = \tau_x(\varepsilon) = \tau_y(\varepsilon)$ ,

$\tau_{\parallel}(\varepsilon) = \tau_z(\varepsilon)$   $\varepsilon = \varepsilon(\vec{k}_{\perp}) = \frac{\hbar^2 k_{\perp}^2}{2m_{\perp}}$ . Бу ерда шуни қайд қилиш керакки, квази икки

ўлчамли яқинлашишда релаксациянинг  $\tau$  самаравий вақти ва  $\tau_0$  функциялар электроннинг кўндаланг ҳаракат энергияларигагина боғлиқ бўлиб қолади.

Электронларнинг кутбий оптик фононларда сочилиши ноэластик табиатли деб қарасак, у ҳолда  $\vec{k}'$  тўлқин вектори бўиича олиб борилган интегралдан сўнг (3.3.3, 3.3.4) тенглама

$$\tau_{\perp}(\varepsilon) = \tau_0 \{ G_{\perp}^+(\varepsilon) \tau_{\perp}(\varepsilon + \hbar\omega) + G_{\perp}^-(\varepsilon) \tau_{\perp}(\varepsilon - \hbar\omega) + 1 \} \quad (3.3.7)$$

кўринишини олади,

$$\tau_{\alpha}^{-1}(\varepsilon) = \tau_{\alpha}^{-1}(\varepsilon) + \sum_j \tau_{\beta}^{-1}(\varepsilon). \quad (3.3.8)$$

Маълумки, агар  $A^{III}B^V$  кимёвий бирикмали ярим ўтказгичлар диэлектрик муҳит (континуум) сифатида қаралса, у ҳолда кутбий оптик фононларнинг узокдан таъсир потенциал ҳисобига содир бўладиган тебранишлар икки: Q (quided) ва I (interfice) табиатли бўлади. Q табиатли тебранишлар модаси частота бўйича тусланган (айниган) бўлиб икки хил қиймат қабул қилади. Уларнинг бири квантлашган ўра ҳосил қилинган ярим ўтказгичдаги бўйлама кутбий оптик фононларнинг  $(\omega_{L\alpha})$  частотасига тенг бўлса, иккинчиси потенциал ўра намунасидаги бўйлама кутбий оптик частотаси  $(\omega_{L\beta})$  га тенг бўлади.  $(\omega_{L\alpha})$  частотали G тебранишларнинг амплитудаси квантлашган ўра соҳасида,  $\omega_{L\alpha}$  - частотали G тебранишлар амплитудаси эса потенциал тўсиқ соҳасидан нолдан фарқли қиймат қабул қилади. Шунинг учун квантлашган ўра ва потенциал тўсиқларда G тебранишлар тармоқларини алоҳида ҳолда таҳлил этиш зарур.

I тур тебранишлар эса тўрт тармоқли бўлиб, уларнинг частоталари миқдоран ўра ва тўсиқлар ҳосил қилинган намуналарнинг кўндаланг ва бўйлама частоталарига тенгдир ва фононнинг тўлқин векторига нисбатан дисперсия (боғланиш)га эга.

Тоқ ташувчилар узокдан таъсир потенциалига эга бўлган G ва I тебраниш (фонон) ларда сочилиш эҳтимоллиги электроннинг

$$\Psi_k(F) = \sqrt{\frac{d}{V}} e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}_0} \sum_n e^{i\vec{k}\cdot\vec{d}_n} \varphi(z - dn) \quad (3.3.9)$$

кўринишдаги тўлқин функцияларига нисбатан ҳисобланган.

$$\varphi(z) = \begin{cases} \sqrt{\frac{2}{a}} \cos\left(\frac{\pi}{a}z\right), & \text{агар } |z| \leq \frac{a}{2} \\ 0 & \text{агар } |z| > \frac{a}{2} \end{cases} \quad (3.3.10)$$

Бундай яқинлашишда  $\omega_G = \omega_{L\alpha}$  частотали барча квантлашган ўрадаги кристалл панжараларининг симметриявий G – тебранишларида электрон сочилиш эҳтимоллигининг аниқ кўринишини топиш мумкин:

$$\omega_G(\vec{q}) = \omega_G(\vec{q}_\perp) = \frac{1}{8} C_{PO} \frac{\pi\alpha(4 + \alpha^2)(\gamma + 3\alpha^2) - 64Na(q_\perp \frac{a}{2})}{\alpha^3(4 + \alpha^2)^2} \quad (3.3.11)$$

$C_{PO} = \frac{e^2 ad\omega_{L\alpha}}{\pi^2 \varepsilon_0 \varepsilon_a V}$ ,  $\alpha = \frac{aq_\perp}{\pi}$ ,  $a$  – квантлашган ўра кенглиги,  $(\varepsilon^*)^{-1} = \varepsilon_z^{-1} - \varepsilon_s^{-1}$ ,  $V$  – ўта панжаранинг ҳажми. “а” (в) индекс квантлашган ўра потенциал тўсиқ ясалган ярим ўтказгичга тегишли эканини англатади.

I тур тебранишларда сочилиш эҳтимоллиги қуйидаги ифода ёрдамида аниқланади:

$$\omega(\vec{q}) = 16C_{PO} \left| \frac{1 + v(\vec{q})}{\alpha^3(4 + \alpha^2)^2} \frac{\text{sh}(aq_\perp)}{2} \frac{\omega_{L\alpha} C_{\alpha}^2}{\alpha C_a^2} \left\{ \text{sh}(aq_\perp) + \frac{1}{4} e^{iq_\perp} \right\} \frac{\rho_{\beta} C_b^2}{\rho_{\alpha} C_a^2} \right| e^{-\omega} \left( 1 - \frac{\varepsilon_a}{\varepsilon_B} + v(\vec{q}) \left( 1 + \frac{\varepsilon_a}{\varepsilon_b} \right) \right)^{-1}; \quad (3.3.12)$$

$$C_i^z = C_i^2(\omega) = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_\infty (\omega_{L_i}^2 - \omega_{T_i}^2)}{\rho_{i\mu} (\omega^2 - \omega_{T_i}^2)^2},$$

$$\varepsilon_i = \varepsilon_i(\omega) = \varepsilon_{\infty i} \frac{\omega_{L_i}^2 - \omega^2}{\omega_{T_i}^2 - \omega^2},$$

$$C_{oi}^2 = C_a^2(\omega_{L_i}),$$

$$\rho_{i\mu} = \Omega(m_{A_i}^{-1} + m_{B_i}^{-1})$$
(3.3.13)

$\Omega - A^{III} B^V$  ярим ўтказгич элементар уячасининг ҳажми бўлиб, ҳисоблашларда у квантлашган ўра ва потенциал тўсиқ учун бир хил деб олинган,  $m_A$  ва  $m_B$  - элементар уячани ташкил қилган кимёвий икки хил атомларнинг массалари;  $\omega_{L_i}$  ва  $\omega_{T_i}$  - ҳажмий намуналардаги атомларнинг бўйлама ва кўндаланг кутбий оптик тебранишлари частоталаридир;  $v = v(\vec{q})$  - ўлчамсиз комплекс катталиқ.

Ҳажмий фононларнинг спектри электронларнинг сакраб ўтишлари ҳисобга олинса  $\omega(\vec{q})$  функция

$$\omega(\vec{q}) = \frac{a}{\pi d} C_{\nu 0} \sum_n \frac{\sin^2(\pi x_n)}{x_n^2 (1 - x_n^2)^2} \frac{1}{\alpha^2 + 4x_n^2} \quad (3.3.14)$$

кўринишида қайд қилиш мумкин:  $x_n = \frac{a}{2\pi} (q_z + \frac{2\pi}{d} n)$ ,  $-\frac{N_z}{2} \leq n \leq \frac{N_z}{2}$ ,  $N_z$  - ўта панжара даврининг сони.

Электронларнинг акустик фононларда эластик сочилиши изотроп релаксация вақти

$$\tau_{II}(\varepsilon) = \tau_{II}(\varepsilon) = \tau = \frac{2}{3} \frac{ac_L \hbar^3}{m_0 D_0^2 k_0 T} \quad (3.3.15)$$

ёрдамида ифодаланади.  $C_L = C_{11} + \frac{2}{5}(C_{12} + 2C_{44} - C_{11})$  - ҳажмий ярим ўтказгичлар бўйлама акустик тебранишлари эластиклик модулининг ўртача қийматидир;  $D_0$  - ўтказувчанлик зонасининг чети (чегараси) деформация потенциалининг доимийлиги.

Релаксациянинг самаравий вақти ва ўта панжарадаги икки ўлчамли электронлар гази моделида бўйлама ва кўндаланг ҳаракатланувчанлик

$$\mu_{\perp} = e \frac{\langle \tau_{\perp} \rangle}{m_{\perp}}, \quad \mu_{\parallel} = \frac{e \langle \tau_{\parallel} \rangle}{\langle m_{\parallel} \rangle} \quad (3.3.16)$$

ифодалар ёрдамида аниқланади:  $\langle \tau_{\perp} \rangle, \langle \tau_{\parallel} \rangle, \langle m_{\parallel} \rangle$  - мос ҳолда кўндаланг ва бўйлама релаксация самаравий вақти, шунингдек бўйлама самаравий массанинг энергиявий функция орқали ўртачалаштирилган қийматларидир:

$$\langle \tau_{\perp} \rangle = \frac{P_c}{n} \int_0^{\infty} \left( -\frac{\partial f_n}{\partial \varepsilon} \right) \tau_{\perp}(\varepsilon) \varepsilon d\varepsilon,$$

$$\langle \tau_{\parallel} \rangle = [1 - \exp(-\frac{n}{N_c})]^{-1} \int_0^{\infty} \left( -\frac{\partial f_n}{\partial \varepsilon} \right) \tau_{\parallel}(\varepsilon) \varepsilon d\varepsilon, \quad (3.3.17)$$

$$\left\langle \frac{1}{m_{\parallel}} \right\rangle = \frac{\Delta P_c}{4m_{\parallel} n} [1 - \exp(-\frac{n}{N_c})]; \quad (3.3.18)$$

$\rho_c = \frac{m_1}{\pi d \hbar^2}$  - пастки ўтказувчанлик мини зонасининг икки ўлчамли ҳолатлар зичлиги;  $N_c = k_0 T P_c$  - ҳолатларнинг самаравий зичлиги,  $m_{||} = \frac{2\hbar^2}{\Delta^2 d^2}$  - минizona тубидаги кўндаланг самаравий масса.

Айнимаган (тусланмаган) электронли газ учун ( $n \ll N_c$ ) энергия бўйича ўртачалаштирилган бўйлама самаравий массанинг ўртача қиймати учун

$$\frac{1}{\langle m_{||} \rangle} = \frac{\Delta}{k_0 T m_{||}}$$

муносабат ўринлидир.

## 4- БОБ. ЯРИМ ҲТКАЗГИЧЛИ НАНОТУЗИЛМАЛАРДА ТОК ТАШУВЧИЛАРНИНГ ЭНЕРГЕТИК СПЕКТРЛАРИНИ ҲИСОБЛАШ УСУЛЛАРИ

Агар ярим Ҳтказгичли қатламларнинг қалинлиги электронлар ёки квакларнинг де-Бройл тўлқин узунлигидан кичик бўлса, у ҳолда электрон ва кваклар квазиимпульсининг сиртларга тик бўлган ташкил этувчиси ўлчамли квантлашиб қолади. Бундай ўлчамли квантлашиш ток ташувчилар спектридаги ҳар бир зонанинг икки ўлчамли зоначаларга ажралишига олиб келади. Бундай ҳол кузатилаётган ярим Ҳтказгичли қатламни «ўлчамли квантлашган потенциал ўра» шаклида қараш мумкин ва уни оддийгина *квантлашган ўра* деб номлаймиз.

Келгусида дастлаб оддий Ҳтказувчанлик зонасининг электронлари (фақат спинга нисбатангина икки каррали айниган ҳол) учун ўлчамли квантлашиш ходисасини қарайлик: уларнинг энергиявий спектри ва ўлчамли квантлашган зоначалардаги самаравий массалари, шунингдек тўлқин функцияларининг табиати билан қизиқамиз.

### 4. 1-§. Оддий зонали яқинлашиш

Квантлашган ўра ва ўта панжаралардаги ток ташувчиларнинг энергиявий спектрини ҳар хил (асосан икки хил) ҳисоблаш усуллари мавжуд. Уларнинг бирида квантлашган ўралар ёки ўта панжарали оддий (ярим чексиз) кристалларда қўлланиладиган ҳисоблаш усуллари, масалан, кучли ёки кучсиз боғланиш усули, псевдопотенциал, ортогоналлашган ясси тўлқин ва бошқа усулларда махсус кристалл тузилмаси (структура) сифатида қаралади. Бу ҳисоблаш усуллари, аслида ингичка даврли ўта панжаралар ёки ингичка, квантлашган ўралар энергиявий спектрини ҳисоблашда аслида, расман, зарурий ҳисоблаш методи бўлиб, ўрта(тўсиқлар)даги атомли қатламлар сонининг ортиши билан ҳисоблашнинг мураккаблик даражаси орта боради.

Иккинчи усул *эгиловчи функциялар методидир*. Бу ҳисоблаш услубида ҳар бир ўра (ёки тўсиқ) даги электронларнинг самаравий массалари, ёйинки бошқа катталиклари ҳажмий кристаллдаги каби деб тасаввур этилади. Бу эса эгиловчи функциялар учун ёзилган тенгламаларни самаравий масса усулидаги оддий тенгламалар деб қараш имконини беради. Бу ҳолда танланган параметрларнинг қийматлари ёки тажриба натижаларидан олинади, ёхуд ҳисобланади, масалан. ЭХМ ёрдамида, ўра ёки тўсиқлар ўлчамларининг ортиши билан эгиловчи функциялар усулининг аниқлик даражаси ортиб боради. Хусусан чизиқли ўлчамлари 8-10 панжара доимийликларидан катта бўлган ўралар ва тўсиқлар учун қўлланиладиган бу усул, амалда, жуда катта аниқлик билан натижа беради. Қуйида ушбу усулнинг нозик томонлари билан танишамиз.



*Айнимаган зоналар.* Агар ток ташувчиларнинг спектри изотроп. ёки, агар спектр анизотроп бўлса-ю, аммо бўлим сиртининг  $\vec{n}$  нормал вектори самаравий масса тензори бош ўқларининг бирортаси бўйлаб йўналган бўлса. у ҳолда

$$\sum_i \left[ \frac{\hbar^2 k_i^2}{2m_{\alpha}} + V(z) - E \right] F(\vec{\varepsilon}) = 0 \quad (4.1.1)$$

тенгламанинг ечими

$$F(\vec{\varepsilon}) = e^{i\vec{k}\vec{r}} \hat{\alpha}(z), \quad (4.1.2)$$

$V(z)$ - квантлашган ўра (ёки ўта панжара), потенциалнинг тақсимоти,  $z \parallel \vec{n}$ ,  $\vec{r}_i = \{x, y\} \perp \vec{n}$ .

(II.1) потенциал электроннинг зона тубидаги, яъни  $\vec{k}_{\perp} = 0$  нуктадаги, энергиясини аниқлайди. У аралашмалар, ҳаракатланувчан зарядлар ёки ташқи майдоннинг, шунингдек кристалл таркиби ёки тузилишнинг ўзгариши ҳисобига юзага келадиган потенциалларни ўз ичига олади.  $a$  ўлчамли, тўғри бурчакли ўра учун ёзилган тўлқин функцияси ўранинг ўртасидан ўтувчи текисликдаги акслантиришга. нисбатан маълум жуфтликка эга бўлади ва  $|z| < a/2$  соҳада унинг кўринишини қуйидаги кўринишда қайд этиш мумкин:

$$\begin{aligned} \psi &= C_1 \cos kz & (\text{жуфт ҳолат}), \\ \psi &= C_1 \sin kz & (\text{ток ҳолат}), \end{aligned} \quad (4.1.3)$$

бу ерда  $z=0$  ўранинг марказига мос келади,

$$\begin{aligned} k^2 &= \frac{2m_{\perp}^{\alpha}}{\hbar^2} (E - E_{\perp}^{\alpha}), \\ E_{\perp} &= \frac{\hbar^2 k_x^2}{2m_{\alpha x}} + \frac{\hbar^2 k_y^2}{2m_{\alpha y}}. \end{aligned} \quad (4.1.4)$$

$E$  энергия ўранинг туби ( $V(z)=0$ ) дан ҳисобланади.  $a$  ўлчамли, чексиз чуқур ўра. яъни

$$V(z) = \begin{cases} 0 & -a/2 < z < a/2, \\ \infty & |z| > a/2 \end{cases} \quad (4.1.5)$$

учун жуфт ҳолатлар учун

$$k = \frac{\pi}{a} (2n+1), \quad (4.1.6a)$$

тоқ ҳолатлар учун эса  $k = \frac{\pi}{a} 2n$ ,  $C_1$  коэффициент эса  $\sqrt{2/\pi}$  га тенг.

Чекли баландликли ( $V_0$ ) деворлар билан чегараланган ўрача учун, яъни

$$V(z) = V_0 \quad (|z| > a/2) \quad (4.1.6b)$$

$Z < -a/2$  соҳада:  $\psi = C_2 \exp[\lambda(z + a/2)]$ ,  $Z > a/2$  соҳада:  $\psi = C_1 \exp[-\lambda(z - a/2)]$

Бунда

$$\lambda^2 = \frac{2m_{\alpha}^{\beta}}{\hbar^2} (V_0 - E - E_{\perp}^{\beta}), \quad E_{\perp}^{\beta} = \frac{\hbar^2 k_x^2}{2m_{\alpha x}^{\beta}} + \frac{\hbar^2 k_y^2}{2m_{\alpha y}^{\beta}} \quad (4.1.7)$$

(24) чегаравий шартларда

$$\psi_A^{\alpha} \psi_A = m_B^{\alpha} \psi_B \quad (4.1.8)$$

$$m^{-1+\alpha} \frac{d\psi_A}{dz} = m^{-1+\alpha} \frac{d\psi_B}{dz}$$

бу ерда  $m_A = m_A^A, m_B = m_B^B$ . Энергиявий сатхларнинг ҳолатларини аниқлаш имконини берувчи трансцендент тенглама

$$iq \frac{kd}{2} = \frac{\lambda}{k} \left( \frac{m_A}{m_B} \right)^{1+2\alpha} \quad - \text{жуфт ҳолатлар учун;} \\ ciq \frac{kd}{2} = \frac{\lambda}{k} \left( \frac{m_A}{m_B} \right)^{1+2\alpha} \quad - \text{тоқ ҳолатлар учун.} \quad (4.1.9)$$

$d = a + b$  - ўта панжаранинг (ёки квантлашган ўранинг) даври,  $b$  - тўсикнинг кенглиги.

Маълумки, тўғри бурчакли ўра ва тўсиклар тизимидаги электронларнинг энергиявий спектри Кронинг – Пенни модели ёрдамида аниқлаш фанга дастлабки ҳисоблаш усули сифатида кириб келди. Бундай даврий тузилмадаги қўшни ўралардаги ҳолат тўлқин функцияси  $\vartheta(z)$

$$\vartheta(z) = C_1 \cos kz + C_2 \sin kz \quad , \quad 0 < z < a \quad (4.1.10)$$

$$\vartheta(z) = C_3 \cos k(z-d) + C_4 \sin k(z-d) \quad d < z < d+a$$

кўринишга эга бўлади; қаралаётган ўралар ўртасидаги тўсикда эса-

$$\vartheta(z) = C_5 \operatorname{ch} \lambda(z-a) + C_6 \operatorname{sh} \lambda(z-a) \quad d < z < d+b. \quad (4.1.11)$$

Бу ерда  $k$  ва  $\lambda$  коэффициентлар (4.1.4) ва (4.1.7) тенгламалар билан аниқланади. (4.1.10) тўлқин функциялари (4.1.8) кўринишдаги чегаравий шартлардан ташқари Блох теоремасидан келиб чиқадиган  $\vartheta(z+d) = \vartheta(z) e^{iqd}$  - даврийлик шартини ҳам қаноатлантиради; бундан  $C_3 = C_1 \exp(iqd)$  ва  $C_4 = C_2 \exp(iqd)$  муносабатларга эга бўламиз. Натижада  $C_1, C_2, C_3, C_6$  номаълум коэффициентлар иштирокидаги тўртта тенгламаларнинг тизимини ҳосил қиламиз. Бу тенгламалар тизимининг аниқланувчиси (дeterminанти)ни нолга тенглаштириб  $\cos qd = F(E, k_x, k_y)$  муносабатга эга бўламиз; бунда

$$F = \cos ka \cdot \operatorname{ch} \lambda b + \frac{1}{2} (R - R^{-1}) \sin kash \lambda b, \quad R = \frac{\lambda}{k} \left( \frac{m_A}{m_B} \right)^{1+2\alpha} \quad (4.1.12)$$

Ушбу ҳолдан Кронинг-Пенни моделига  $\lambda \rightarrow kR$  алмаштириш билан ўтиш мумкин.

Энергиянинг (4.1.11) тенгликни қаноатлантирувчи руҳсат этилган қийматлар ( $q$ -ҳақиқий қийматларига мос келувчи) соҳаси *минизоналар* деб юритилади: энергиянинг таъқиқланган (4.1.11) тенгликни қаноатлантирмовчи қийматлар соҳаси қнинг мавжуд қийматлар соҳасига мос келади. Жуфт мини зона тубининг ҳолати  $k_x k_y = 0$  да  $F(E_n^0) = 1$  шарт билан, чўққиларининг ҳолати эса  $q = \pm \pi/d$   $F(E_n^0) = -1$  шарт билан топилади. Бунда минизоналарининг туби  $q = \pm \pi/d$ , чўққиси эса  $q=0$  нуктада мос келади. Бунда минизонанинг импульслар фазосидаги эгрилик даражасини ифодаловчи катталик-ток ташувчиларнинг самаравий массалари

$$m_{zz} = -\frac{\hbar^2}{d^2} \left[ \frac{\partial F(E)}{\partial E_0} \right]_r \quad (i = x, y) \quad (4.1.13)$$

$$m_{zz} = -\frac{\hbar^2}{2} \frac{(\partial F / \partial E)_0}{\partial^2 F / \partial k_i^2}$$

Бу ерда ҳосилалар  $k_x = k_y = 0$  ва  $E = E_0$  шартлар эътиборга олинади.

(4.1.12) умумий кўриниш ихтиёрий даврий тузилма (панжараларга) учун ўринли эканини исботлаш қийин эмас.  $|z| > d/2$  соҳани эгалланган якка тўсик  $V(z) (V_{|z| < d/2} = 0)$  нинг тиниқлиги  $t = |r| e^{i\theta}$  ифода билан аниқланса, у ҳолда бундай тўсиқлардан ташкил этилган тузилма учун (4.1.11) ифодадаги F:

$$F = \frac{1}{|t|} [\cos kd \cdot \cos \delta + \sin kd \sin \delta] \quad (4.1.14)$$

Бу ҳолда яккаланган тўсиқнинг тиниқлик коэффициенти  $r = \mp i(1 - |t|^2)^{1/2} e^{i\theta}$  бўлиб, Крониг-Пенни модели бўйича

$$t = e^{-ik_0 a} \left[ ch \lambda a + \frac{1}{2} (R - R^{-1}) sh \lambda a \right]^{-1}. \text{ Энди кўп энергиявий воҳали ярим ўтказгичлар}$$

учун юқорида қайд этилган ҳолни кўрайлик. Агар ток ташувчиларнинг энергиявий спектри экстремумлари яқини соҳасида анизотроп (физикавий табиати қаралаётган йўналишга боғлиқ бўлган) экстремумлари сиртнинг нормалига нисбатан ноэквивалент жойлашган бўлса, у ҳолда квантлашган ўра (ўта панжаралар)даги ҳар хил энергиявий воҳалар учун сатҳларнинг ҳолатлари ҳам ҳар хил бўлади: воҳанинг нормал йўналишида энг кичик қийматли  $m_{zz}$  самаравий массали сатҳлар энг пасткиси ҳисобланади. Масалан, кремний ярим ўтказгичида изоэнергиявий сатҳнинг бош ўқи (001) йўналишида ёки  $\Delta(0,0,k_0)$  ва  $(0,0,-k_0)$  нуқталар йўналишида; германий панжарасида эса  $-(111)$  йўналишида жойлашган бўлади.  $k_0$  тўлқин векторининг экстремумни аниқловчи кўндаланг ташкил этувчилари квантлашган ўра (ёки ўта панжара)ларда ўз қийматларини сақлаб қолади. Масалан,  $\vec{n} \parallel z$  ўта панжарада  $t_z$  давр  $a_0$  дан  $d$  гача ўзгаради. Бриллюэн минизонасининг ўлчамлари эса, мос ҳолда бу йўналишида  $\pm \pi/a_0$  дан  $\pm \pi/d$  гача ўзгаради. Бунда  $k_{oz}$  нуқта минизонинг  $k'_{oz}$  нуқтасига ўтади  $k'_{oz} = k_{oz} - v2\pi/d, v = k_{oz}/(\pi/d)$  нисбатнинг энг катта қиймати. Агар  $k_{oz}$  нуқта Бриллюэн зонасининг чегарасида ётса, яъни  $k_{oz} = \pi/a_0$ , у ҳолда  $d/a = 2n$  бўлса  $k'_{oz} = 0$ ,  $d/a = (2n+1)$  бўлса  $k'_{oz} = d$  қийматлар қабул қилади. Бу эса агар ўта панжара жуфт сонли элементар (оддий) катаклардан ташкил топса,  $k_{oz}$  нуқта минизонанинг марказига, агар — тоқ сонли элементар катаклардан ташкил топса  $k_{oz}$  нуқта минизонанинг чегарасида ётади.

Агар ток ташувчиларнинг спектри анизотроп ва сиртга нормал ва қаралаётган экстремум учун самаравий масса тензорларининг бош ўқларига нисбатан ихтиёрий ҳолда йўналган бўлса, у ҳолда  $z$  ўқи нормал ( $\vec{n}$ ) бўйлаб йўналган  $x, y, z$  координаталар тизимида.

$$H = \sum_{i,j} \frac{\hbar^2}{2m_{ij}} + V(z) \quad (4.1.15)$$

бўлиб,  $m_{ij}^{-1}$  тензор нолдан фаркли нодиагонал ташкил этувчиларига ҳам эга бўлади.

Бундай ҳол учун қурилган Шредингер тенгламасининг ечимини (2.1.12) кўринишда ёзиш мумкин, бироқ бунда

$$\vartheta(z) = \exp\left\{-i\left(\frac{m_{xz}}{m_x} k_x + \frac{m_{yz}}{m_y} k_y\right)z\right\} (C_1 e^{ikz} + C_2 e^{-ikz}), \quad (4.1.16)$$

энергия эса

$$E = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_x} + E_{\perp} \quad E_{\perp} = \frac{\hbar^2 k_x^2}{2m_x} + \frac{\hbar^2 k_y^2}{2m_y} + \hbar^2 (m_y^{-1} + 2m_{yz} m_x^{-1} m_y) k_x k_y, \quad (4.1.17)$$

кўринишда бўлади.

(4.1.15) ифодага асосан тезлик  $\vec{V}_i \vartheta = \frac{i}{\hbar} [zH] \vartheta = \frac{\hbar k}{m_x} (C_1 e^{ikz} - C_2 e^{-ikz})$ . Агар  $\vartheta(z)$  ва

$\vec{V}_s \vartheta(z)$  катталиклар сақлангандагина чегарада ток ташувчилар окимининг сақланиш шarti бажарилади. Бу эса  $\alpha=0$  ва  $m_s = m_x^{-1}, m_b = m_x^B$  муносабатли (4.1.8) чегаравий шартга энергетик спектр ифодасидаги ( $t_{11}'' = t_{22}'' = 1$  ҳолга) мос келади. Шунингдек  $m_{xz}$  ва  $m_{yz}$  самаравий массалар чекли чуқурликли ўра ва тўсиқлардаги (ёки  $\alpha=0$  бўлган ўта панжаралардаги) ток ташувчилар учун бир хил бўлса, (4.1.1) ёки (4.1.11), (4.1.12) (4.1.17) лардаги  $E_{\perp}$  ифодасидаги кўшимча ҳадлар ҳисобга олинган ҳолда) секуляр тенглама сақланиб қолади. Агар тўлқин векторининг биттагина  $k_{\perp 0}$  қийматига мос келувчи икки экстремумлардаги энергиялар қийматан яқин бўлса, у ҳолда квантли ўра (ёки ўта панжара)да бу воҳалар ҳолатларининг аралашуви содир бўлади. Шунга ўхшаш аралашув ўра ва тўсиқлардаги экстремумларнинг пасткилари хар хил  $k_0$  нуқталарга мос келган ҳолларда ҳам содир бўлиши мумкин. Шунга ўхшаш ҳол, масалан  $GaAs - Al_x Ga_{1-x} As$  ўта панжараларда ( $x > 0,3$ ) содир бўлиши мумкин,  $AlGaAs$ да пастки экстремум X нуқталардан биттасида,  $GaAs$ да эса-  $\Gamma$  нуқтада жойлашган. Бунда  $X_1$  ва  $X_3$  экстремумларнинг ажралиб энергиявий кенгайиши етарлича катта эмас ва бу экстремумларга мос келувчи эгувчи  $\xi_u$  ва  $\xi_v$  функцияларнинг аралашиб кетиши энергия минимал бўлган нуқта - X нуқтанинг (маълум масофага) силжишига олиб келади. X нуқта атрофидаги спектр қуйидаги тенгламалар ёрдамида топилади:

$$\begin{aligned} \left( E_x - \frac{\hbar^2}{2m_x^*} \frac{d^2}{dz^2} + V(z) - E \right) \xi_u - i \frac{\hbar}{m_0} P \frac{d}{dz} \xi_v &= 0, \\ -i \frac{\hbar}{m_0} P \frac{d \xi_u}{dz} + \left( E_v - \frac{\hbar^2}{2m_x^*} \frac{d^2}{dz^2} + V(z) - E \right) \xi_v &= 0, \end{aligned} \quad (4.1.18)$$

бу ерда  $P = \langle u | \hat{p}_z | v \rangle$ , u ва v- мос ҳолда  $X_1$  ва  $X_3$  нуқталардаги блох функцияларидир. Ҳажмий кристалларда  $id \xi_{u,v} / dz = k \xi_{u,v}$  ва

$$E = \frac{E_u + E_v}{2} \pm \left[ \frac{(E_v - E_u)^2}{4} + \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} p^2 \right]^{1/2} + \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*}, \quad (4.1.19)$$

$X_1$  ва  $X_2$  зоналардаги функциялар ва уларнинг биринчи тартибли ҳосилалари (A ва B қатламлар чегарасида) қуйидаги муносабатлар ёрдамида боғланган

$$\xi_j^B = \sum_i t_{11}^{ij} \xi_j^A + t_{12}^{ij} \nabla \xi_j^A, \quad \nabla \xi_j^B = \sum_i t_{21}^{ij} \xi_j^A + t_{22}^{ij} \nabla \xi_j^A \quad (4.1.20)$$

( $i, j = X_1, X_2$ ). Қаралаётган масаланинг кўламини кенгайтириш мақсадида қуйида дастлаб спинли кенгайиш, сўнгра энергиявий спектрнинг нопараболиклигини ҳисобга олишни қараб чиқамиз.

Ҳажмий кристаллда, масалан  $T_d$  симметрияли кристалларнинг  $\Gamma$  нуқтаси атрофида. Ўтказувчанлик (шунингдек валент) зонасининг спинли кенгайиши ток ташувчилар  $H(\vec{k})$  самаравий гамилтонианида  $\vec{k}^3$  га мутаносиб ҳаднинг эътиборга олиниши билан боғланган; квантли ўра (ёки ўта панжалар)да эса  $-g$  га мутаносиб. Самаравий масса усулида  $\langle 001 \rangle$  тизимли квантли ўра учун спинли кенгайиш «ҳади».  $H_{k_1} = -\beta(\delta_{x_1} k_x - \delta_{y_1} k_y)$ , бунда  $\beta = \gamma_c \langle k_x^2, \langle k_y^2 \rangle = \langle g(z) | \hat{k}_z^2 | g(z) \rangle$ .  $\langle 111 \rangle$  тизимли квантли ўра учун эса

$$H_{k_1} = \beta [\vec{\sigma} \cdot \vec{k}] \bar{n} \quad (4.1.21)$$

$\beta = \frac{2}{\sqrt{3}} \gamma_c \langle k_x^2 \rangle$ ,  $\bar{n}$  - бўлим сирти деворига тик бўлган бирлик вектори.

Умумий симметриявий мулоҳазалардан  $\langle 001 \rangle$  тузилмаларда  $V(z)$  потенциал инверсия марказига эга бўлмаса, у ҳолда самаравий гамилтониан  $[\vec{\sigma} \cdot \vec{k}] \bar{n}$  каби ҳадга ҳам эга бўлиши мумкин. Кейн моделида бундай ҳад асимметрик, масалан, ўранинг ўнг ва чап томонидаги қатламларнинг таъқиқланган зона ва спин-орбитал кенгайган зоналар кенгликлари ҳар хил бўлган, потенциал ўрали тузилмаларда юзага келиши мумкин. Бирок, ҳисоблашлар кўрсатадики, бундай улушлар (4.1.20) ёки (4.1.21) каби улушларга нисбатан ( $GaAs - AlGaAs$ ) тузилмали ўралар учун, ҳеч бўлмаса, бир неча ўн марта кичик бўлади. Ўтказувчанлик ёки бошқа зоналар сатҳларининг аралашувиға олиб келувчи кескин чегараларда самаравий масса яқинлашишининг аниқлик даражаси сезиларли пасаяди.  $\langle 111 \rangle$  тузилмаларда юқорида қайд этилган ҳолдек симметрик  $V(z)$  потенциалли ўраларда ҳам  $\beta$  коэффициентга ўз улушини беради, чунки  $C_{3v}$  симметриявий гуруҳда зни  $-g$  га алмаштирувчи элемент йўқдир. Бундай улуш ҳосил бўлишининг физикавий сабаби  $\langle 111 \rangle$  тузилмаларида ўра-тўсиқ тизимидаги қарама-қарши чегаралари физикавий табиатининг ҳар хиллиги бўлади.

Юқорида қайд этилган ифодаларни келтириб чиқаришда ўра ва тўсиқлардаги зонанинг четидан ҳисобланган энергияси мос келган таъқиқланган зона кенлигидан кичик деб қабул қилинган.

Агар бундай шарт бажарилмаса, у ҳолда энергиявий спектрнинг нопараболиявийлигини ҳисобга олиш керак бўлади. Бу ҳол Кейн моделида содда ечилади. Ўтказувчанлик зонасидаги электронлар учун тўлқин

функцияларини (4.1.3), (4.1.6а,б) ёки (4.1.10) кўринишда танланиши мумкин; бунда  $C, \tilde{\alpha}$  ва  $C, \tilde{\beta}$  ташкил этувчили спинорлардир. Чексиз чуқурликли ўра учун  $k$  аввалгидек (4.1.15) тенглама ёрдамида аниқланади, бироқ  $k$  ва  $E$  ўртасида :

$$P^2(k^2 + k_1^2) = E(E + E + E_q)(E + E_q + \Delta)(E + E_q + \frac{2}{3}\Delta)^{-1} \quad (4.1.22)$$

кўринишдаги боғланиш мавжуд бўлади. Бу ерда ҳам, худди юқоридагидек,  $E$  ўра ўтказувчанлик зонасининг тубидан бошлаб ҳисобланади. Расман (4.1.22) тенглама (огир кавакларнинг массаси чексиз ҳисобланганда) ҳам энгил кавакларнинг, ҳам  $\Gamma_7^+$  ёки  $\Gamma_6$  валент зонасининг спинли ажралган сатҳларнинг спектрини беради. Бундай ҳолда  $E - E_q > E > -(E_q + \frac{2}{3}\Delta)$  энергиявий ораликда олиниши керак. Бироқ огир кавакларнинг самаравий массаси чекли олинганда энгил ва огир каваклар ҳолатларининг аралашувини эътиборга олмаслик мумкин эмас.

Чекли чуқурликли ўралар (ёки тўғри бурчакли ўта панжаралар) учун спектрнинг нопараболиклигини ҳисобга олишда чегарадаги ҳар хил спинли ҳолатларнинг аралашувини ҳам эътиборга олиш даркор. Ўранинг икки тарафдаги тўсиқлар бир хил энергиявий баландликка эга бўлса, у ҳолда сатҳларнинг ҳолати ушбу тенглама ёрдамида аниқланади

$$2A_1 A_2 k \lambda \cos ka + (A_2 \lambda^2 - A_1 k^2) \sin ka - (B_1 - B_2) k_1^2 \sin kd = 0. \quad (4.1.23)$$

Бу ерда

$$\begin{aligned} A_i &= P_i^2 \left[ 2(E + E_{q_i} - V_i)^{-1} + (E + E_{q_i} + \Delta, -V_i)^{-1} \right] \\ B_i &= P_i^2 \Delta_i (E + E_{q_i} - V_i)^{-1} (E + E_{q_i} + \Delta, -V_i)^{-1} \end{aligned} \quad (4.1.24)$$

$i=1$ -ўрага,  $i=2$ - тўсиқ учун таалуқлидир ( $V_i=0$  ўра учун),  $k$  ва  $E$  лар (4.1.22) ифода орқали боғланган.  $\lambda$  ва  $E$  лар – эса (4.1.22) ифода  $k^2$  ни  $-\lambda^2$  билан,  $E$  ни  $E - V_2$  билан алмаштириб ҳосил қилинган ифода билан боғланган,  $V_2$ - тўсиқнинг баландлиги.

Бу ерда шуни таъкидлаш жоизки, ўта панжаранинг энергиявий спектрида нопараболик муносабатни ҳисобга олиш ҳисоблашда аналитик счимга олиб келмайди; шу сабабли бу каби масалаларни ечишда электрон-ҳисоблаш машиналари (ЭХМ)га муражаат этишни тақозо этади.

## 4.2-§. Мураккаб зонали яқинлашиш

Ушбу бандда қисқартирилган (лекин кўпгина оптик, ташиш ходисаларни тушунтиришда етарлича аниқлик билан қўл келувчи) ҳолда мураккаб зонали ярим ўтказгичлардан ҳосил қилинган квантлашган ўрадаги кавакларнинг энергиявий спектри ва тўлқин функциялар ҳақидаги асосий тушунчалари бобида мулоҳаза юритамиз.

Агар  $A_3 V_3$  (ёки Ge, Si) ярим ўтказгичлар  $\Gamma_8$  ( $\Gamma_8^+$ ) зонасидаги кавакларнинг валент зонасидан ўтказувчанлик ва спин-ажралган зонасигача бўлган энергиядан кичик бўлган энергиялар билан чегаралансак, у ҳолда

кавакларнинг спектрини аниқлаш имконини берувчи  $\|H(\vec{k}) - E\| = 0$  секуляр тенглама аналитик ечилиши мумкин.  $\langle 001 \rangle$  тузилмали чексиз чуқурликли, тўғри бурчакли ўлчамли; квантлашган ўралар учун бундай тенглама дастлаб Недорезов, сўнг Матулис ва Пирагас, Дяконов ва Хаецкий, Меркулов, Перел ва Портной, Sondjakjimar, Andziani ва б., Broide ва Chamлар томонидан олинган.

**Оғир ва енгил кавакларнинг ўлчамли квантлашиши.** Айниган зоналар учун галаёнлар назариясининг  $kr$ -методи. Дастлаб галаёнлар назариясининг  $kr$ -методи билан танишайлик. Одатда оддий зонали яқинлашишни айнамаган зоналаи, мураккаб зонали яқинлашишни айниган зонали яқинлашиш деб ҳам юритилади. Айнимаган  $2^l$  тартиб рақамли зонадаги электронлар учун  $\vec{k}_0$  экстремум нуқтаси атрофида қайд қилинган  $H^{(l)}(\vec{K})$ -эффектив-памилтонианни  $\vec{K}$  тўлқин векторига нисбатан қаторга ёйиб ҳамда унга нисбатан иккинчи тартибли ҳадлар билан чегаралансак, у ҳолда

$$H^{(l)}(\vec{K}) = E(\vec{K}) = E_{l\vec{k}_0} + \frac{\hbar^2 K^2}{2m_0} + \frac{\hbar}{m_0} \vec{K} \vec{p}_l + \left( \frac{\hbar}{m_0} \right) \sum_{n_1=l_1 j_1} \frac{(\vec{K} \vec{p}_{l n_1})(\vec{K} \vec{p}_{n_1 l})}{E_{l\vec{k}_0} - E_{l_1 \vec{k}_0}} \quad (4.2.1)$$

ифодага эга бўламиз. Бу ерда  $\vec{K} = \vec{k} - \vec{k}_0$ ,  $\vec{k}$  электроннинг тўлқин вектори,  $n_1$ -индекс зонанинг индекси  $l_1 \neq l$  ва  $l_1$  тартиб рақамли зонанинг айниганлик даражаси  $j_1$  ни ўз ичига олади,  $\vec{p}_{n_1 l}$  - зоналараро матрицавий элемент:

$\langle n_1, \vec{k}_0 | \hat{p} | l, \vec{k}_0 \rangle$ ,  $m_0$ -эркин электроннинг массаси. (4.2.1) муносабат ёрдамида,

жумладан, тескари эффектив масса тензори учун ифодани ҳам олиш мумкин ва у

$$\frac{1}{m_{\alpha\beta}} = \delta_{\alpha\beta} \frac{1}{m_0} + \frac{1}{m_0^2} \sum_{n_1} \frac{p_{l n_1}^\alpha p_{n_1 l}^\beta + p_{l n_1}^\beta p_{n_1 l}^\alpha}{E_{l\vec{k}_0} - E_{l_1 \vec{k}_0}} \quad (4.2.2)$$

Агар  $\vec{k}_0$  нуқтада  $N$  каррали айниш мавжуд бўлса, у ҳолда  $H_{jj}^{(l)}$  матрица  $N \times N$  ( $j, j' = 1, \dots, N$ ) ўлчамли матрица кўринишини олади ва унинг ташкил этувчилари айниган спектрли ҳол учун қайд қилинган галаёнлар назарияси ёрдамида ҳисобланади

$$H_{jj'}^{(l)}(\vec{K}) = \left( E_{l\vec{k}_0} + \frac{\hbar^2 K^2}{2m_0} \right) \delta_{jj'} + \frac{\hbar}{m_0} \vec{K} \vec{p}_{j,j'} + \left( \frac{\hbar}{m_0} \right)^2 \sum_{n_1=l_1 j_1} \frac{(\vec{K} \vec{p}_{j, n_1})(\vec{K} \vec{p}_{n_1, j'})}{E_{l\vec{k}_0} - E_{l_1 \vec{k}_0}}. \quad (4.2.3)$$

Электронларнинг тўлқин функцияси  $C_j(\vec{r})$  эгувчи функциянинг  $\vec{k}_0$  нуқтадаги блох функцияси кўпайтмасининг чизикли комбинациясидан иборат бўлади:

$$\psi(\vec{r}) = \sum_{j=1}^N C_j(\vec{r}) |j, j, \vec{k}_0\rangle. \quad (4.2.4)$$

$C_j(\vec{r})$  эгувчи функциянинг ташкил этувчиларини  $N$  компонентали устун матрица кўринишида қайд қилиш келгуси ҳисоблашларни соддалаштиради. Олдиндан берилган тўлқин векторли электрон учун

$$\hat{C}(\vec{r}) = \exp(i\vec{k}\vec{r}) \hat{C}_{\vec{r}} \quad (4.2.25)$$

$$\hat{C}_{\vec{r}} = \begin{pmatrix} C_{\vec{r},1} \\ C_{\vec{r},2} \\ \dots \\ C_{\vec{r},N} \end{pmatrix}$$

**Валент зонасининг спин-орбитал тизгинлашиши.** Энди массалани ойдинлаштириш мақсадида бевосита руҳли темиртошга ўхшаш кристалл панжарали ярим ўтказгичларнинг зонавий тузилишини текширишга ўтайлик. Шунинг ҳам қайд қилиш ўринлики, олинган натижалар олмооссимон панжарали ва айрим вюрцит структурали ярим ўтказгичлар учун ҳам ўринли бўлаверади. Спинли ва норелятивистик яқинлашишдаги спин-орбитал ўзаро таъсир эътиборга олинмаган ҳолда  $GaAs$  тур ярим ўтказгичлар ўтказувчанлик зонасининг бўсағаси ва валент зонасининг шипида жойлашган  $\Gamma$  ҳолатлар учун  $s$  ва  $p$  симметрияли ҳолатлар мос келади. Уларга мос келувчи орбитал ёйинки координатали функциялар  $S(\vec{r}) \equiv S(T_a \text{ нуктавий гуруҳининг } \Gamma_1 \text{ тасавури})$  ва  $X, Y, Z(T_a \text{ нуктавий гуруҳининг } \Gamma_{15} \text{ тасавури})$  кўринишда қайд қилинади. Бу функцияларнинг даври руҳли темиртош кристаллининг доимийсига тенгдир. Масалан,  $X(\vec{r} + \vec{a}_i) = X(\vec{r})$ ,  $Y(\vec{r} + \vec{a}_i) = Y(\vec{r})$ ,  $Z(\vec{r} + \vec{a}_i) = Z(\vec{r})$   $\vec{a}_i (i=1,2,3)$  Браве панжарасининг асос векторлари. Спин эътиборга олинса, табиийки, ҳолат функциялар сони иккига ортади: ўтказувчанлик зонасида  $S \uparrow, S \downarrow$ ; валент зонасида  $X \uparrow, Y \uparrow, Z \uparrow$ ;  $X \downarrow, Y \downarrow, Z \downarrow$ .

Агар спин-орбитал ўзаро таъсир эътиборга олинса, у ҳолда валент зонасидаги 6 нафар  $\Gamma$  ҳолатлар Бриллюэн зонасининг марказида ( $\Gamma$  нуктада) гўрт қаррали ва икки қаррали айниган иккита алоҳида алоҳида ҳолатларга ажралади. Уларнинг тўлқин функциялари, мос ҳолда, келтирилмайдиган спинли  $\Gamma_8$  ва  $\Gamma_7$  тасавурлар билан шакл алмаштирилади. Келгусида бундай тўлқин функцияларни, оддийгина,  $\Gamma_8$  ва  $\Gamma_7$  базислар деб юритилади ва улар куйидаги кўринишда тасвирланади

$$\begin{aligned} |\Gamma_8, +3/2\rangle &= -\uparrow \frac{X+iY}{\sqrt{2}}, \\ |\Gamma_8, +1/2\rangle &= \sqrt{\frac{2}{3}} \uparrow Z - \downarrow \frac{X+iY}{\sqrt{6}}, \\ |\Gamma_8, -1/2\rangle &= \sqrt{\frac{2}{3}} \downarrow Z - \uparrow \frac{X+iY}{\sqrt{6}}, \end{aligned} \quad (4.2.6)$$



$$|\Gamma_8, -3/2\rangle = \downarrow \frac{X + iY}{\sqrt{2}},$$

$$|\Gamma_7, +1/2\rangle = \frac{1}{\sqrt{3}} [\uparrow Z + \downarrow (X + iY)] \quad (4.2.7)$$

$$|\Gamma_7, -1/2\rangle = \frac{1}{\sqrt{3}} [-\downarrow Z + \uparrow (X - iY)]$$

$\Gamma_8$  ва  $\Gamma_7$  ҳолатларни бир-биридан осон фарқлаш мақсадида базислар ифодасига каваклар эффектив бурчакли моментнинг  $z$  ўқига проекциялари қийматлари ҳам кўрсатилди.

Юқорида бажарилган таҳлилларни атомлардаги  $p$  ҳолатларга нисбатан солиштирсак,  $u$  ҳолда  $\Gamma_8$  ҳолатларга  $J=3/2$  қийматли тўла бурчакли моментнинг  $\pm 3/2$ ,  $\pm 1/2$  қийматли проекциялари мос келса,  $\Gamma_7$  ҳолатларга эса  $\pm 1/2$  қийматли проекциялари мос келади.

**Латтинжер-Кон гамилтониани.**  $\Gamma_8$  зонадаги каваклар учун (4.2.6) базисга нисбатан олинган (4.2.24) эффектив гамилтонианнинг кўриниши қуйидагича бўлади

$$\mathfrak{H}^{(\Gamma_8)} = \begin{bmatrix} F & H & I & 0 \\ H^* & G & 0 & I \\ I^* & 0 & G & -H \\ 0 & I^* & -H^* & F \end{bmatrix}, \quad (4.2.8)$$

$$F = - \left[ (A - B)k_z^2 + \left( A + \frac{B}{2} \right) k_{\perp}^2 \right],$$

$$G = - \left[ (A + B)k_z^2 + \left( A - \frac{B}{2} \right) k_{\perp}^2 \right], \quad (4.2.9)$$

$$I = \frac{\sqrt{3}}{2} \left[ B(k_x^2 - k_y^2) - 2i \frac{D}{\sqrt{3}} k_x k_y \right],$$

$$H = Dk_z (k_x - ik_y)$$

ва урта  $A, B, D$  катталиклар ёрдамида тавсифланади. Аксарият ярим ўтказгичларда бу катталиклар электронлар учун манфий қийматли бўлиб, каваклар учун эса мусбат қийматлидир. (4.2.8) кўринишдаги матрица **Латтинжер-Кон гамилтониани** деб номланади. (4.2.8) гамилтонианида кавакларнинг тўлқин векторига нисбатан чизикли ҳадлар эътиборга олинмаган: симметрия марказига эга бўлган олмооссимон ярим ўтказгичларда бундай ҳадлар бўлмайди, чунки кристаллнинг симметрияси бунга рухсат бермайди. Рухли темиртош каби ярим ўтказгичларда эса бунинг акси: агар бундай ярим ўтказгичларда  $\Gamma_{15}$  валент зонаси билан ундан узоқда жойлашган зоналар билан спин-орбитал аралашув ҳисобига гамилтонианда

бундай ҳадлар бўлиши мумкин. Бироқ, одатда, бундай ҳадларнинг эффектив гамилтонианга берадиган улуши жуда кичикдир.

Шундай қилиб, кавакларнинг энергиявий спектрини аниқлаш имконини берувчи дисперсиявий муносабат

$$\text{Det} \left\| \tilde{H} - E\delta_{ij} \right\| = \left[ (E - F)(E - G) - |H|^2 - |I|^2 \right]^2 = 0$$

аниқловчини ечиш билан топилди ва у икки ечимдан иборат бўлади

$$E_{hh,th} = \frac{F+G}{2} \pm \sqrt{\left(\frac{F-G}{2}\right)^2 + |D|^2 + |I|^2} = \quad (4.2.10)$$

$$= Ak^2 \pm \sqrt{B^2k^4 + (D^2 - 3B^2)(k_x^2k_y^2 + k_y^2k_z^2 + k_z^2k_x^2)}$$

Бу ифодадаги плюс ва минус ишоралар, мос ҳолда, оғир ва энгил кавакларнинг энергиявий спектр(тармоқ)ларга тўғри келади. Агар кавакларнинг эффектив гамилтонианида тўлқин векториларга нисбатан чизикли ҳадлар эътиборга олинмаса, у ҳолда бу тармоқларнинг ҳар бири икки қаррали айнигандир.

Масаланинг тўлалигини таъминлаш мақсадида

$$\hat{C}_{kj1} = \frac{1}{\sqrt{(E_j - F)(E_j - E_j)}} \begin{bmatrix} H \\ E_j - F \\ 0 \\ I^* \end{bmatrix}, \quad (4.2.11)$$

$$\hat{C}_{kj2} = \frac{1}{\sqrt{(E_j - F)(E_j - E_j)}} \begin{bmatrix} -I \\ 0 \\ -(E_j - F) \\ H^* \end{bmatrix}.$$

Бу муносабатларда  $\bar{j} = lh$  агар  $j = hh$ ,  $\bar{j} = hh$  агар  $j = lh$ .

$k_x = k_y = 0$  ҳол учун  $[001]$  йўналишида ўстирилган  $GaAs/Al_xGa_{1-x}As$  тур гетероструктураларда оғир каваклар (*heavy-hole* ёки *hh*) ва энгил каваклар (*light-hole* ёки *lh*) энергиялари бир-бирига боғлиқ бўлмаган ҳолда квантлашади ва иккита:  $lh\nu$  ва  $hh\nu$  тартибли серияларни ҳосил қилишади ва улар, мос ҳолда, бурчак моменти проекцияларининг  $J_z = \pm 3/2$  ва  $J_z = \pm 1/2$  қийматларига мос келади.

Юқорида қайд этилгандек, (1.2.7) ёки (1.2.11) ифода билан берилган гамилтонли Шредингер тенгламаси ёрдамида (1.2.12) ифода билан берилган энергиявий спектрнинг иккита тармоғини беради; бу тармоқлар (сферик яқинлашишда) самаравий массаси  $m_1 = m_0/(\gamma_1 + 2\mathcal{F})$ , бўлган – оғир каваклар ва самаравий массаси  $m_2 = m_0/(\gamma_1 - 2\mathcal{F})$  муносабат билан аниқланувчи энгил кавакларнинг эркин ҳаракатланиш соҳаларига мос келади ( $\mathcal{F} = \frac{1}{5}(2\gamma_2 + 3\gamma_3)$ ).

$\langle 001 \rangle$  тузилмалари квантлашган ўра учун (1.2.7) ёки (1.2.11) гамилтонианли Шредингер тенгламасининг умумий ечимини (эгиловчи  $F_i(z)$  функцияни) қуйидаги кўринишда топиш мумкин:

$$F = \sum_{m=1,2} [C_1^{(m)} F_1(k_m) e^{ik_m z} + C_2^{(m)} F_1(-k_m) e^{-ik_m z} + C_3^{(m)} F_2(k_m) e^{ik_m z} + C_4^{(m)} F_2(-k_m) e^{-ik_m z}] \quad (4.2.12)$$

Бу ерда  $F_1$  ва  $F_2$  лар (1.2.10) ифодалар билан аниқланади, бироқ  $F, H$  ва  $J$  катталиклар (1.2.8) ифодалар билан берилган булиб,  $\langle 001 \rangle$  квантлашган ўра учун  $H(-k_z) = -H(k_z) = H^*(k_z)$  I эса  $k_z$  га боғлиқ бўлмаган катталиклар,  $k_m = k_{zm}$  ( $m=1,2$ ),  $k_{zm}$  - секуляр тенгламанинг ечимидир. Чексиз чуқур ўранинг тўсиқ деворлари ( $z = \pm a/2$ ) да (4.2.1) ифоданинг ҳар бир алоҳида-алоҳида олинган ҳади нолга тенг бўлади; бундан саккизта  $C_n^{(m)}$  номаълум коэффициентлар учун саккизта бир жинсли саккизта тенгламалар тизимини ҳосил қиламиз. Бундай тенгламалар тизимининг аниқланувчисини нолга тенглаштириб

$$\sin k_1 a \sin k_2 a (|R_1|^2 + |\tilde{\beta}|^2 |R_2|^2 - 2\tilde{\beta}|I|^2) = (1 - \cos k_1 a) 2\tilde{\beta} |H_1| |H_2|, \quad (4.2.13)$$

секуляр тенгламани ҳосил қиламиз ( $R = |I| + i|H|$ ,  $\lambda_m = \lambda(k_{zm})$ ),

$$\tilde{\beta} = (E - F_1)/(E - F_2).$$

Масаланинг тўдалигини таъминлаш мақсадида Broide, Cham таклиф этган ҳисоблаш усулини қисқача келтириб ўтиш фойдалидир. Улар (1.2.7) матрицани қисман диагоналлаштирувчи

$$T = \begin{bmatrix} \varepsilon^* & 0 & 0 & -\varepsilon \\ 0 & \xi^* & -\xi & 0 \\ 0 & \xi^* & \xi & 0 \\ \varepsilon^* & 0 & 0 & \varepsilon \end{bmatrix} \quad (4.2.14)$$

матрицадан фойдаланиб,  $H$  гамилтонианни  $(+3/2, +1/2, -1/2, -3/2)$  тартибида

$$\tilde{H} = THT^{-1} = \begin{bmatrix} F & R & 0 & 0 \\ R^* & G & 0 & 0 \\ 0 & 0 & G & R \\ 0 & 0 & R^* & F \end{bmatrix} \quad (4.2.15)$$

кўринишга келтириб, хусусий функцияларни содда

$$\tilde{T}_1 = \begin{bmatrix} R \\ E - F \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}, \quad \tilde{T}_2 = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ E - F \\ \tilde{R} \end{bmatrix} \quad (4.2.16)$$

шаклга келтиришди; бунда  $\varepsilon = e^{i\theta} / \sqrt{2}$ ,  $\xi = e^{i\eta} / \sqrt{2}$ ,  $\theta = 1/|I|$ ,  $\eta = H/|H|$ . Бу ўринда шуни таъкидлаш жоизки, (4.2.15) гамилтонианнинг хусусий функцияси

$$\tilde{g}_i = \sum_j T_{ij} = \sum_j T_{ij}^* g_j \quad (4.2.17)$$

ёки

$$g_{1,4} = \frac{1}{\sqrt{2}} [3/2 > e^{i\theta} \mp |3/2 > e^{-i\theta}], \quad \tilde{g}_{2,3} = \frac{1}{\sqrt{2}} [1/2 > e^{i\eta} \pm |1/2 > e^{-i\eta}] \quad (4.2.18)$$

кўринишда бўлади. У ҳолда (4.2.16) тасаввурда (4.2.15)ни

$$F = \sum_{m=1,2} C_1^{(m)} \bar{\Gamma}_v(k_m) e^{ik_m z} + C_2^{(m)} \bar{\Gamma}_v(-k_m) e^{-ik_m z} \quad (4.2.19a)$$

кўринишда қайта қайд қилиш мумкин; бунда  $\bar{\Gamma}_v(\ell=1,2)$  (4.2.16) функцияларнинг биридир. Шундай қилиб (4.2.13) тенглама билан

$$2E = F_1 + G_1 - \left\{ (F_1 - G_1)^2 + 4|R_1|^2 \right\}^{1/2} = F_2 + G_2 + \left\{ (F_2 - G_2)^2 + 4|R_2|^2 \right\}^{1/2} \quad (4.2.19b)$$

тенгламалар биргаликда  $\langle 001 \rangle$  тузилмали квантлашган ўрадаги енгил ва оғир кавакларнинг энергиявий сатҳларининг жойлашишини аниқлаш имконини беради.  $\bar{k}_1 = 0$  шартда (4.2.13) муносабатдан  $k_1 a = \pi$ , ёки  $k_2 a = \pi$  ва буларга мос ҳолда айниган валент зонаси учун иккита ўзаро боғланмаган сатҳлар тўпламини оламиз:

$$E_2^{(n)} = E_{hh}^{(n)} = -(A+B)\pi^2 n^2 a^{-2} \quad (4.2.20a)$$

- енгил каваклар учун ва

$$E_1^{(n)} = E_{hh}^{(n)} = -(A-B)\pi^2 n^2 a^{-2} \quad (4.2.20b)$$

- оғир каваклар учун энергия қийматларини топамиз.

Шундай қилиб бу ҳолда эркин кавакларнинг ҳолатлари икки ўлчамли  $\bar{k}_1 = \{k_x, k_y\}$  тўлқин вектор ва зоначалар тартиби  $n$  ёрдамида характерланади.  $\bar{k}_1 = 0$  ҳолда эса тузилмада моментининг бош ўқи ( $z$ )га ташкил этувчиси  $m = \pm 3/2$  бўлган оғир каваклар ва  $m = \pm 1/2$  бўлган енгил кавакларнинг ўлчамли квантлашган ҳолатлари асло аралашмайди ва уларга  $E_{hh}^{(n)}$  ва  $E_{hh}^{(m)}$  энергияли иккита ўзаро боғланмаган  $hhn$  ва  $thn$  дискрет энергиявий тизимлар мос келади.

$\bar{k}_1 = 0$  ҳолатда эса, (4.2.13) ва (4.2.19a) ифодалардан кўринаяптики,  $m = \pm 3/2$  ва  $m = \pm 1/2$  ҳолат тўлқин функциялари ўзаро аралашган (боғлиқ) бўлиб қолади. Бу ҳол қаралаётган масаланинг ечимини мураккаблаштиради. (4.2.13)га асосан енгил ва оғир кавакларнинг сатҳлари учун мос келувчи кўндаланг самаравий массаларнинг кўринишлари қуйидагича бўлади:

$$\frac{m_0}{m_1^{(n)}} = \frac{2}{\hbar^2} \left[ \frac{B(A - \frac{1}{2}B) + D^2}{B} + \text{sign}\left(\frac{1}{2}A - 3B\right)x \frac{D^2(A^2 - B^2)^{1/2}}{B^2} \frac{(-1)^{n+1} + \cos(\pi n \phi^{-1})}{\pi \sin(\pi n \phi^{-1})} \right] \quad (4.2.21a)$$

$$\frac{m_0}{m_h^{(n)}} = \frac{2}{\hbar^2} \left[ \frac{B(A - \frac{1}{2}B) + D^2}{(-B)} + \text{sign}\left(\frac{1}{2}A - 3B\right)x \frac{D^2(A^2 - B^2)^{1/2}}{B^2} \frac{(-1)^{n+1} + \cos \pi n \phi}{\pi \sin \pi n \phi} \right] \quad (4.2.21b)$$

бу ерда  $\phi = [(A-B)/(A+B)]^{1/2}$ .

(4.2.26) ифодани янада қулайроқ кўринишда

$$2\sqrt{\beta} \text{tg}(k_1 a/2) \text{ctg}(k_2 a/2) = \left[ -\lambda \pm \sqrt{\lambda^2 - 1} \right] |H_1| |H_2| \quad (4.2.22a)$$

ҳам қайд этиш мумкин,

$$\lambda = 2\sqrt{\beta} |\bar{1}|^2 - |R_1|^2 - \bar{\beta}^2 |R_2|. \quad (4.2.23)$$

Бу ифода сферик яқинлашишда қуйидаги кўринишни олади

$$\lambda_0 = B^2 [4k_{\perp}^4 + k_{\perp}^2(k_{\perp}^2 + k_z^2) + k_{\perp}^2 k_z^2]^{1/2} \quad (4.2.23a)$$

(4.2.13) ифодадаги икки ишора  $E(k_{\perp})$  боғланишнинг икки хар хил эгри чизикларга мос келади (4.2.13) ифодада пастки ишора танланса енгил кавакларнинг жуфт тартибли, оғир кавакларнинг эса тоқ тартибли тармоқларини беради, юқориги ишора танланса-аксинча.

Юқорида  $\langle 001 \rangle$  тузилмали ўра (ёки ўта панжара)лар хакида муҳокама қилинади. Энди эса мунозарани  $\langle 111 \rangle$  тузилмали ўраларга қараталайлик. Бунда  $\psi = \|\psi_{(111)}, \psi_{(110)}, \psi_{(112)}\|$  кўринишдаги координаталар тизимининг танланиши ҳисоблашларни анчайин соддалаштиради. У ҳолда Латтинжер-Кон-гамилтонианнинг кўриниши қуйидагича бўлади:

$$H = \frac{\hbar^2}{2m} \left\{ \begin{aligned} & \gamma_1 k^2 + \gamma_3 (J_z^2 - \frac{5}{4} \hbar^2) (k^2 - 3k_z^2) - \frac{1}{3} (\gamma_2 + 2\gamma_3) (J_z^2 k^2 + J_z^2 k_z^2) + \\ & + \frac{2}{3} (\gamma_2 - \gamma_3) [(J_z^2 k_+ + J_z^2 k_-) k_z + \\ & + \sqrt{2} (J_z J_+ k_x^2 + J_z J_- k_y^2)] - \frac{2\sqrt{2}}{3} (2\gamma_2 + \gamma_3) k_z [(J_z J_- k_x + J_z J_+ k_y) \end{aligned} \right\} \quad (4.2.24)$$

Бу ифодада  $J_{\pm} = J_x \pm iJ_y, k_{\pm} = (k_x \pm ik_y) / \sqrt{2}$ . Агар Н-гамилтонианни (4.2.10) матрица кўринишида тасвирласак, у ҳолда унинг матрица элементларининг кўринишини қуйидагича тавсифлаш мумкин:

$$F = \frac{\hbar^2}{2m} [\gamma_1 k^2 + \gamma_3 (k^2 - 3k_z^2)], \quad G = \frac{\hbar^2}{m} \gamma_1 k^2 - F, \quad H = -\frac{\hbar^2}{m \sqrt{3}} \sqrt{2} [(2\gamma_2 + \gamma_3) k_z k_- - (\gamma_2 - \gamma_3) k_z^2] \quad (4.2.25)$$

$$I = -\frac{\hbar^2}{m \sqrt{3}} [(\gamma_2 + 2\gamma_3) k_z^2 - 2(\gamma_2 - \gamma_3) k_x k_z]$$

Бу ҳолда ҳам кавакларнинг тўлқин функцияларини (4.2.13) кўринишида танлаш мумкин, бироқ ушбу ҳолда  $I$  параметр,  $\langle 001 \rangle$  тузилмадан фарқли ўлароқ;  $k_z$ га боғлиқдир. Айни шу ҳолат кавакларнинг энергиявий спектрини ушбу ҳол учун Broide ва Cham усулини - гамилтонианни қисман диагоналлаштириш усулини қўллаш мазмунсиздир, яъни секуляр тенгламанинг тартибини пасайтириш мумкин эмас. Агар охириги икки ифодада  $\gamma_2 = \gamma_3$  деб ҳисобласак юқорида таклиф этилган шакл алмаштиришни амалга ошириш мумкин; кавакларнинг спектри  $\langle 001 \rangle$  тузилмадаги каваклар спектри ифодалари ёрдамида аниқланади ( $F, H, I$  ларнинг фарқини унутмаган ҳолда). Ҳисоблашларда, бошқача, яъни координаталар тизимини  $x \parallel \vec{n}, y \perp \vec{k}_{\perp}$  каби танлаб ( $k_z=0$  танлаб)  $F$  устун матрицалардан ташкил топган тенгламани соддалаштириш мумкин: бунга мос келган ва  $C_{1,2,3,4}^{(m)}$  коэффицентлар учун ёзилган тенгламалар тизимидан

$$\lambda_0 \sin k_1 a \sin k_2 a = \frac{3}{2} B k_{\perp}^2 k_1 k_2 (\cos k_1 a \cos k_2 a - 1) \quad (4.2.26)$$

секуляр тенгламани оламиз;  $k_1^2 = \frac{2m}{\hbar^2} \ell h E - k_{\perp}^2, k_2^2 = \frac{2m}{\hbar^2} h h E - k_{\perp}^2, m_{hh}, m_{ch}$  - мос ҳолда оғир ва енгил кавакларнинг ҳажмий самаравий

массалари:  $m_{hh} = m / (\gamma_1 + 2\bar{\gamma})$ ,  $m_{th} = m / (\gamma_1 - 2\bar{\gamma})$ . Бундай яқинлашишда  $\bar{k}_1 = 0$  шартда энергиявий сатҳларнинг жойлашиши энгил каваклар учун

$$E_{th}^{(h)} = \frac{\hbar^2}{2m} (\gamma_1 + 2\bar{\gamma}) \frac{\pi^2 n^2}{a^2} \quad (4.2.27a)$$

огир каваклар учун

$$E_{hh}^{(n)} = \frac{\hbar^2}{2m} (\gamma_1 - 2\bar{\gamma}) \frac{\pi^2 n^2}{a^2} \quad (4.2.27b)$$

ифодалар ёрдамида топилади.

Кавакларнинг кўндаланг самаравий массалари

$$\frac{1}{m_{hh}^{(n)}} = \frac{1}{m_{hh}} + 3\sqrt{m_{th}^{-1} m_{hh}^{-1}} \frac{(-1)^{n+1} + \cos(\pi\sqrt{m_{th}/m_{hh}})}{\pi \sin(\pi\sqrt{m_{th}/m_{hh}})} \quad (4.2.28a)$$

$$\frac{1}{m_{th}^{(n)}} = \frac{1}{m_{th}} + \frac{3}{\sqrt{m_{th} m_{hh}}} \frac{(-1)^{n+1} + \cos(m_{hh}/m_{th})}{\pi \sin(\pi\sqrt{m_{hh}/m_{th}})} \quad (4.2.28b)$$

Хусусан  $m_{th} \ll m_{hh}$  шарт учун огир каваклар учун биринчи энергиявий сатҳда

$$\frac{1}{m_{hh}^{(1)}} = \frac{1}{2m_{hh}} + \frac{6}{\pi^2} \frac{1}{m_{th}} \quad (4.2.29)$$

Бу банднинг иловасида чекли баландликка эга бўлган потенциал тўсикли ўра учун шу хусус ҳисоблашлар жуда мураккаб. Бундай масалалар ЭХМ ёрдамида ҳал этилади, шу сабаб бу ерда тўхталиб ўтмаймиз.

Энди қисқача спинли ўзаро таъсирга эътибор нимага олиб келишини таҳлил қилайлик.  $\langle 001 \rangle$  ва  $\langle 111 \rangle$  квантлашган ўра (ўта панжара)ларда ( $T_d$  симметриявий гуруҳли ярим ўтказгичлар учун) валент зонасида кавакларнинг самаравий гамилтониани  $\bar{k}_1$  га нисбатан чизиқли ҳадларни ҳам ўз ичига олади. Юқорида қаралган геометрияда самаравий гамилтонианда  $k_2$  га нисбатан ҳад бўлмайди. Энгил ва огир кавакларга мос келувчи гамилтонианларнинг кўриниши (2.1.20) ёки (2.1.21) кўринишда бўлади (худди ўтказувчанлик зонасидаги электронларникига ўхшаш).

### 4.3. Кейн моделида ўлчамли квантлашиш

Экстремумдан четда минимумлари жойлашган электронли ҳолатларининг зонларо силжиши ва нопараболикни эътиборга олган ҳолда ўлчамли квантлашишини қарайлик. Шу маънода Кейн моделлини кўрайлик. Маълумки, Кейн моделида  $\Gamma_6$  ўтказувчанлик зонаси ва  $\Gamma_7$  ва  $\Gamma_8$  валентзонларидаги электронли ҳолатларнинг  $\bar{k}\bar{p}$  аралашуви аниқ эътиборга олинади. Бу ҳолда узокда жойлашган изоналарнинг ўзаро таъсири эътиборга олинмайди ва электронларнинг тўлқин функциясини  $c, R_j(\bar{r})$  Блох функциялари бўйича қаторга ёямиз. Бу ерда  $c, (s = \pm 1/2)$ -спин усутунларидир ( $\downarrow$  ва  $\uparrow$ ),  $R_j(\bar{r})$ -  $S(\bar{r}), X(\bar{r}), Y(\bar{r}), Z(\bar{r})$  кўринишдаги координаталар функцияларидир. Саккиз эгилувчи функцияларни  $S(\bar{r})\uparrow$  ва  $S(\bar{r})\downarrow$  блох функцияларининг  $u_{1/2}(\bar{r})$  ва  $u_{-1/2}(\bar{r})$  компоненталардан ташкил топган  $u(\bar{r})$

спинорлари ва  $X \uparrow, X \downarrow, Y \uparrow, Y \downarrow, z \uparrow, z \downarrow$  блок функцияларининг  $V_{x, \frac{1}{2}}, V_{x, -\frac{1}{2}}, V_{y, \frac{1}{2}}, V_{y, -\frac{1}{2}}, V_{z, \frac{1}{2}}, V_{z, -\frac{1}{2}}$  компонентлардан ташкил топган  $V(\vec{r}) = (V_x, V_y, V_z)$  вектор спинорлари кўринишида тасаввур этилади.

Шредингер тенгламасини  $\vec{k}\vec{p}$  ҳадли  $\hat{H}(\vec{k})$  гамильтонианни  $(8 \times 8)$  ли матрица кўринишида тасвирлаш мумкин

$$Eu = -iP\vec{k}V, \quad (4.3.1)$$

$$\left(E + E_g + \frac{\Delta}{3}\right)V = iP\hat{k}u + i\frac{\Delta}{3}(\sigma \times V).$$

Бу ифодада  $E$  - электроннинг  $\Gamma_6$  ўтказувчанлик зонасининг тубидан ҳисобланган энергияси,  $E_g$  - таъқиқланган энергия кенглиги,  $\Delta$  - валент зонасининг спин-орбитал ўзаро таъсир энергияси,  $\vec{k} = -i\nabla, P = \hbar(m_0)^{-1} \langle S | p_x | Z \rangle$ .  $u$  ва  $\vec{V}$  катталикларга нисбатан қайд этилган тенгламалар системасини  $u$  катталиққа нисбатан

$$\frac{\hbar^2 k^2}{2m_c(E)} u = Eu \quad (4.3.2)$$

$\vec{V}$  катталиққа нисбатан ва

$$V = \frac{1}{P} \frac{\hbar^2}{2m_c(E)} \nabla u - i \frac{1}{P} \frac{\hbar^2}{4m_0} [g(E) - g_0] (\sigma \times \nabla) u. \quad (4.3.33)$$

кўринишдаги дифференциал тенгламалар каби қайд қилиш мумкин. Бу ерда  $m_0$  ва  $g_0$  - эркин электронларнинг массаси ва Ланде фактори ( $g_0 \approx 2$ ),

$$\frac{1}{m_c(E)} = \frac{2}{3} \frac{P^2}{\hbar^2} \left( \frac{2}{E_g + E} + \frac{1}{E_g + E + \Delta} \right), \quad (4.3.4)$$

$$g(E) = g_0 - \frac{4}{3} \frac{m_0 P^2}{\hbar^2} \frac{\Delta}{(E_g + E)(E_g + E + \Delta)}.$$

Шуни қайд қилиш ўринлики,  $\frac{1}{m_c(0)}$  ва  $g(0) - g_0$  фарқ валент зонасининг ўтказувчанлик зонасидаги электронлар тескари эффе́ктив массаси ва  $g$  факторига  $\vec{k}\vec{p}$  ғалаёнлар назариясининг иккинчи тартибли яқинлашишда ҳисобланган улушини англатади.

Гетероструктураларнинг ҳар бир бир жинсли соҳаларида электронли ҳолатлар (4.3.2) тенгламанинг умумий ечимини топиш билан аниқланади, бу ечимлар аниқ бир чегравий шартларга кўра чегара сиртларида тикилади. Кейн моделида чегаравий шарт сифатида  $u$  спинор ва  $P\vec{V}(\vec{r})$  векторнинг ташкил этувчиларининг гетерочегарага нисбатан нормал йўналишдаги узлуксизлиги билан аниқланади.

Вақт инверсиясинининг симметриясига таъсир қиладиган ташқи таъсир мавжуд бўлмаганида  $u(\vec{r})$  спинорли функцияни

$$u(\vec{r}) = [f(\vec{r}) + i\sigma_\alpha h_\alpha(\vec{r})]c_s, \quad (4.3.5)$$

кўринишда қайд қилиш мумкин. Бу ерда  $c$ ,  $-$ спин устунлари ( $\downarrow$  ва  $\uparrow$ ),  $f(\vec{r}), h_\alpha(\vec{r})$  ҳақиқий функциялардир. Нуқта ва квантлашаган ипнинг симметрияси бу функцияларнинг кўринишларига ўз таъсирини кўрсатади. Хусусан  $D_{2d}$  (тўғри бурчакли параллелепед ёки эллипсоиднинг симметрияси) симметрияли квантлашган нуқтада электроннинг  $cl$  асосий ҳолати учун:  $f(r) = f(x^2, y^2, z^2)$ ,  $h_x(r) = yz M_x(x^2, y^2, z^2)$ ,  $h_y(r) = zx M_y(x^2, y^2, z^2)$ ,  $h_z(r) = xy M_z(x^2, y^2, z^2)$  мунсабатлар ўринлидир; бу ерда  $M_\alpha$  - ихтиёрий  $x^2, y^2, z^2$  функциялардир.

#### 4.4. Кўчириш матрицаси методи. Ўта панжараларда электронлар, фононлар ва фотонлар

Электронлар учун эффектив масса методи, фононлар учун узулуксиз муҳит яқинлашиши ва бутун муҳит электродинамикаси ярим ўтказгичли ўта панжараларда квазизарраларнинг тарқалишини тушунтира олади. Кенглиги  $a$  ва  $b$  бўлган  $A$  ва  $B$  қатламларнинг мунтазам такрорланишидан юзага келган чекланмаган ўта панжарани қарайлик. Ундаги квазизарраларнинг ҳолатлари  $\varphi(z) \exp(-i\omega t)$  кўринишда танланган умумлашган эгилувчи функция орқали ифодаланади. Бунда  $\varphi(z)$   $A$  қатламда

$$\varphi(z) = F_+ e^{ik_+ z} + F_- e^{-ik_+ z},$$

$B$  қатламда эса

$$\varphi(z) = G_+ e^{ik_+ z} + G_- e^{-ik_+ z},$$

кўринишга эга бўлади.  $F_\pm$  ва  $G_\pm$  коэффициентлар қаралаётган қатламнинг тартиб рақамига боғлиқдир. Гетерочегараларда  $\varphi(z)$  функция учун чегаравий шартлар

$$\varphi|_A = \varphi|_B, C_A \frac{d\varphi}{dz} \Big|_A = C_B \frac{d\varphi}{dz} \Big|_B. \quad (4.4.1)$$

Электронлар, фотонлар ва фононлар учун  $\varphi(z)$  функциялар ҳамда  $C_{A,B}$  коэффициентларнинг маънолари ва  $k_A, k_B$  тўлқин векторлар ва  $\omega$  частотанинг ўзаро боғлиқлиги ўта панжарада умумлашган квазизарра учун дисперсиявий тенгламаларни келтириб чиқаргандан сўнг аниқ бўлади.  $\varphi(z)$  функция ва унинг ҳосиласини икки компоненти устун матрица кўринишида қуйидагича тасвирлайлик

$$\hat{\varphi}(z) = \begin{pmatrix} \varphi \\ \dot{\varphi} \end{pmatrix}, \quad \dot{\varphi} = \frac{C_B}{C_A} \frac{1}{k_A} \frac{d\varphi}{dz}. \quad (4.4.2)$$

$(z_0, z)$  қатлам орқали кўчириш матрицаси деб  $z$  ва  $z_0$  нуқталарда (4.4.2) устунларни боғлаб турувчи  $(2 \times 2)$  матрица тушунилади:

$$\hat{\varphi}(z) = \hat{t}(z, z_0) \hat{\varphi}(z_0).$$

$z$  ва  $z_0$  нуқталар бир намунада ётган ҳолда бир жинсли қатлам орқали кўчириш матрицаси қуйидаги кўринишга келади



$$\hat{t}(z, z_0) = \begin{bmatrix} \cos kl & \frac{1}{N} \sin kl \\ -N \sin kl & \cos kl \end{bmatrix}, \quad (4.4.3)$$

Бу ерда  $l = z - z_0$ ,  $A$  қатлам учун  $\bar{N} = 1$ ,  $B$  қатлам учун

эса  $\bar{N} = (C_B k_B) / (C_A k_A) = N$ . Бу матрицани келтириб чиқаришда  $\frac{\partial \varphi}{\partial z}$  ҳосила учун

$$ik_A (F_+ e^{ik_A z} - F_- e^{-ik_A z}) \text{ ёки } ik_B (G_+ e^{ik_B z} - G_- e^{-ik_B z})$$

муносабат эътиборга олинган. Шунинг қайд қилиш ўринлики, кўчириш матрицаси унимодулярдир:  $\text{Det } \hat{t} = 1$ .  $k_B = i\alpha$  шартда ва  $B$  қатлам соҳасида кўчириш учун

$$\hat{t}(z, z_0) = \begin{bmatrix} ch\alpha l & \frac{1}{\eta} sh\alpha l \\ \eta sh\alpha l & ch\alpha l \end{bmatrix} \quad (4.4.4)$$

муносабат ўринлидир, бунда  $\eta = (C_B \alpha) / (C_A k_A)$ . Блок теоремасига кўра хусусий ечимларни

$$\hat{\varphi}(d) = \hat{t}_A \hat{t}_B \hat{\varphi}(0) \equiv \hat{T} \hat{\varphi}(0) = e^{iKd} \hat{\varphi}(0),$$

кўринишда излаш мумкин, бу ҳолда  $d = a + b$  - ўта панжаранинг даври,  $K$  - ўта панжаранинг ўқи,  $z$  бўйлаб тарқалган тўлқиннинг тўлқин векторидир. Келгуси мақсад  $K$  ва  $\omega$  катталиклар ўртасидаги муносабатни - дисперсияни аниқлашдир. Бундай тенгламани дастлаб  $\hat{T}$  матрица яқинлашишида қайд қиламиз:

$$\text{Det} \begin{bmatrix} T_{11} - e^{iKd} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} - e^{iKd} \end{bmatrix} = 0.$$

$\hat{T}$  матрицанинг унимодуляр эканини эътиборга олсак,

$$\cos Kd = \frac{T_{11} + T_{22}}{2}, \quad (4.4.5)$$

тенгламага эга бўламиз. Тўғридан тўғри кўпайтириб, қуйидаги матрицага эга бўламиз

$$\begin{aligned} \hat{T} = \hat{t}_A \hat{t}_B &= \begin{bmatrix} \cos k_A a & \sin k_A a \\ -\sin k_A a & \cos k_A a \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \cos k_B b & \frac{1}{N} \sin k_B b \\ -N \sin k_B b & \cos k_B b \end{bmatrix} = \\ &= \begin{bmatrix} \cos k_A a \cos k_B b - N \sin k_A a \sin k_B b & \dots\dots\dots \\ \dots\dots\dots & \cos k_A a \cos k_B b - \frac{1}{N} \sin k_A a \sin k_B b \end{bmatrix} \end{aligned}$$

Бу матрицалардан  $T_{11}$ ,  $T_{22}$  матрицавий элементлар зарурлигидан нодиagonal элементлар ҳисобланмасдан нуқталар орқали ифодаланган. У ҳолда

$$\cos Kd = \cos k_A a \cos k_B b - \frac{1}{2} \left( N + \frac{1}{N} \right) \sin k_A a \sin k_B b. \quad (4.4.6)$$

кўринишда ифодаланган дисперсия тенгласини оламиз. Энди аниқ масалаларни ҳал қилайлик.

## 4.5. Электронлар

Бундай ҳолда электрон (ёки кавак)нинг  $\varphi(z)$  - эгувчи тўлқин функция,  $\omega = E/\hbar$  ва (4.5.6) чегаравий шартларни қўллашда (4.5.38)даги коэффициент сифатида тескари эффектив масса келади

$$C_A = \frac{1}{m_A}, \quad C_B = \frac{1}{m_B}, \quad N = \frac{m_A k_B}{m_B k_A}.$$

Тўсиқнинг  $V$  энергиявий баландлигидан кичик  $E$  энергияли ҳолатлар учун  $k_A, k_B$  тўлқин векторларининг ўрнига  $\bar{k}$  ва  $i\bar{\alpha}$  тўлқин векторлари билан алмаштириш ва дисперсия тенгламасини

$$\cos Kd = \cos(ka) \operatorname{ch}(\alpha b) + \frac{1}{2} \left( \eta - \frac{1}{\eta} \right) \sin(ka) \operatorname{sh}(\alpha b), \quad (4.5.1)$$

шаклда қайд қилиш зарур.  $\eta$  катталиқ (4.5.9) муносабатда киритилган эди.

Келтирилган зона схемасида  $K$ нинг қиймати  $\left[ -\frac{\pi}{d}, +\frac{\pi}{d} \right]$  оралигида ўзгаради.  $\bar{q}$ нинг аниқ танланган қийматларига, масалан,  $\bar{q} = 0$  қийматига, мос келган  $E(\bar{q}, K)$  энергиявий спектр орқама – орқа (кетма-кет) навбатлашиб келадиган рухсат этилган ва таъқиқланган минизоналардан иборат бўлиб қолади. Кенг потенциал тўсиқли ўраларда  $E \ll V$  шартни қаноатлантирувчи рухсат этилган минизоналар тор тирқишли бўлиб, улар электронларнинг ўлчамли квантлашган сатҳлари яқинида жойлашган бўлади.  $b$  потенциал тўсиқнинг кенглиги торайган (кичрайган) сари рухсат этилган минизоналар энергиявий кенглиги орта, таъқиқланган минизоналар эса торая боради.  $b \rightarrow 0$  шартда энергиявий спектрининг минизонали табиати йўқола бориб,  $A$  ҳажмий ярим ўтказгич ўтказувчанлик зонасининг параболик энергиявий спектрига айланади.

$K$ нинг кичик қийматлар соҳасини таҳлил қилиш мақсадида қуйидаги муносабатлардан фойдланамиз

$$1 - \cos Kd = \frac{1}{2} \sin(ka) \operatorname{sh}(\alpha b) f_1 f_2 \equiv F \quad (4.5.2)$$

$$f_1 = \operatorname{tg}\left(k \frac{a}{2}\right) - \eta \operatorname{th}\left(\alpha \frac{b}{2}\right), \quad f_2 = \frac{1}{\eta} \operatorname{ctg}\left(k \frac{a}{2}\right) + \operatorname{cth}\left(\alpha \frac{b}{2}\right).$$

$f_1 = 0, f_2 = 0$  ҳамда  $b \rightarrow \infty$  шартларда бу тенглама аввал олинган натижаларга айланади.  $Kd \ll \pi$  шарт ўринли бўлса, у ҳолда

$$E \approx E_{ev} + \frac{d^2}{2F} K^2,$$

Бу ерда  $v$  рухсат этилган минизонанинг тартиб рақами,  $E_{ev} - K = 0$  ҳол учун

қайд этилган энергия,  $F = \left. \frac{\partial F(E)}{\partial E} \right|_{E=E_{ev}}$ .

Ўта панжаранинг  $z$  ўқи бўлаб ҳаракатланаётган электроннинг эффектив массаси ва  $F(E)$  ўртасида  $M_{ev} = F \hbar^2 / d^2$  муносабат мавжуддир.  $\exp(\alpha b) \gg 1$  шартни қаноатлантирадиган кенг потенциал тўсиқларда рухсат этилган минизоналар тор энергиявий тирқишли ва  $E(K)$  боғлиниш  $E(K) \approx E_{ev} + (1/F) (1 - \cos Kd)$  кўринишни олади.

# I. ЯРИМЎТКАЗГИЧЛИ ЭЛЕКТРОНИКА

## §1. Электр – инсониятнинг буюк кашфиёти.

Жамият тараққиётида шундай буюк кашфиётлар бўлганки, улар инсоният тарихи ва тақдирини бутунлай ўзгартириб юборган, цивилизацияни янги, юксак чўққиларга олиб чиққан. Шундай кашфиётлардан бири, шубҳасиз, электрнинг кашф қилинишидир.

Электр ва магнит тўғрисидаги биринчи маълумотлар Фалес Малетский ва бошқа антик давр мутафаккирлари томонидан келтирилган. Улар матога ишқаланган янтарнинг енгил буюмларни, заррачаларни тортишини яхши билишган ва таҳлил қилишган. Фақатгина 1750 – йилга келиб амалий ишлар бошланди. Бенджамин Франклин чақмоқ қайтаргични ихтиро қилди. Кейинчалик чақмоқ қайтаргични И.Винклер, П.Дивиш, М.Ломоносов, Ғ.Рихманлар ҳам қуришган. Бенджамин Франклин электрнинг содда назариясини яратди. Биринчи бўлиб мусбат ва манфий заряд тушунчаларини киритди. Уларни (+), (-) ишоралари билан белгилашни таклиф этди. Кейинроқ унинг ўзи электр зарядининг сақланиш қонунини очди. Шундай қилиб, Американинг буюк тарихий шахсларидан бири Бенджамин Франклин публицист, биринчи газетачи, таниқли сиёсатчи бўлиши билан бир қаторда физика билан ҳам жиддий шуғулланишга вақт топа олган. Хозирги пайтда Америкада Бенджамин Франклин номидаги медал таъсис этилган бўлиб, у дунё физик олимларининг оламшумул кашфиёт ва ихтиролари учун берилади.

Шундан сўнг француз физиги Ш.О.Кулон 1785 – йили электрстатиканинг асосий қонуни – Кулон қонунини кашф этган бўлса, 1799 йили итальян физиги А. Вольта электр батареясини яратди.

Дунё тарихида XIX аср электр асри бўлди, десак муболаға бўлмайди. 1842. – йилга келиб Х.Эрстед электр кучларининг магнитга таъсири гоёсини олға сурди ва электромагнетизмнинг вужудга келишига асос солди. Ушбу тадқиқотлардан сўнг, электромагнетизм соҳасидаги оламшумул ихтиро ва кашфиётлар ёмғирдан кейин чиқадиган қўзиқориндай қўпайиб кетди. Хуллас, XIX аср мобайнида ҳеч муболағасиз минглаб ихтиро ва кашфиётлар қилинди.

Мана уларнинг айримлари:

- 1820 йили А.Ампер электр тоқларининг ўзаро таъсирини топди (Ампер қонуни);
- Худди шу йили А.Ампер магнетизмнинг манбаи электр токи деган гоёни олға сурди (Ампер теоремаси);
- Худди шу йили Ж.Био ва Ф.Савар томонидан тоқли ўтказгичнинг магнит майдони ҳисобланди (Био – Савар қонуни);
- Худди шу йили П.Барлоу электромотор моделини яратди ва у “Барлоу ғилдираги” деган номни олди.
- 1830 йили М.Фарадей электр майдони тушунчасини киритди.
- 1831 йили М.Фарадей электромагнит индукция қонунини очди.

- 1833 йили М.Фарадей моддаларнинг электр қаршилиги температура ортиши билан камайиши мумкинлигини, яъни яримўтказгич хоссаларини кузатди.

- 1843 йили М.Фарадей электр зарядининг сакланиш қонунини тажрибада тасдиқлади.

- 1865 йили Ж.К.Максвелл Фарадейнинг тажрибаларини чуқур назарий таҳлил қилиб, ўзининг машхур тенгламалари асосида классик электродинамикани яратди.

Лекин, физикадаги энг буюк оламшумул кашфиётлар XIX асрнинг охирида амалга оширилди. Буларнинг ичида энг асосийларидан бири – 1897 йили инглиз физиги Лорд Дж.Дж.Томсон томонидан электроннинг кашф этилиши бўлди. Албатта, буни антик давр олимлари Эпикур, Демокритлар тасаввур қила олмас ҳам эдилар. Уларнинг тасаввурида модданинг хоссаларини сақлаб қолган энг кичик бўлаги – атом эди. Лекин, энди атом ҳам парчаланиб кетди. У ҳам кўпгина майда заррачалардан иборат эканлиги маълум бўлди. Мана шундай энг кичик – элементар заррачалардан бири электрондир.

Электрон манфий зарядли заррача. У оламдаги энг кичик манфий зарядли зарра. Унинг заряди –  $1,6 \cdot 10^{-19}$  Кл, тинчликдаги массаси эса  $9,1 \cdot 10^{-31}$  кг.га тенг. Унинг ўлчами, яъни радиуси тақрибан  $3 \cdot 10^{-15}$  м.га тенг. Бу электроннинг классик радиуси деб аталади.

Электронни бугунги кунда хар бир ўқувчи жуда яхши билади ва ўз навбатида хар бир атомда нечта электрон мавжуд ва улар қайси орбиталарда харакат қилиб юришини, шунингдек қандай ҳолатларда ўз орбиталарини тарк этиб кета олишини ҳам бемалол айтиб бера олади. Электр токи зарядли зарраларнинг электр майдонидаги тартибли харакатидан иборат эканлиги ҳам барчамизга яхши маълум. Бу хулосалар А.Ампер, М.Фарадей, Г.Ом, К.Кирхгорф, Дж.Дж.Томсон, Г.Герц, Э. Резерфорд, Н.Бор каби буюк олимларнинг деярли бир асрлик тинимсиз меҳнати ва ижодий изланишлари эвазига рўёбга чиққанлигини ҳам яхши биламиз.

Шунингдек, бугунги кунда кўп ишлатиладиган электроника, микроэлектроника, наноэлектроника сўзларининг асосида ҳам айнан электрон сўзи ётади ва айнан жажжи электрон заррачаси ушбу қурилмаларда содир бўладиган барча жараёнларда асосий омил сифатида хизмат қилади. Дархақиқат, бунга 1904 йили Дж.Флеминг томонидан икки электродли электрон лампа – диоднинг, 1906 йили Л.Ди Форест томонидан уч электродли электрон лампа - триоднинг кашф қилиниши сабаб бўлди. Ҳа, энди электрон атомни тарк этиб, ҳаттоки, моддадан чиқиб, фазода эркин харакат қилиб юриши мумкинлиги маълум бўлди. Агарда электронларнинг фазодаги, аниқроғи вакуумдаги бундай харакатини, оқимини сим тўр ёрдамида бошқарилса, энди электр сигналларини кучайтириш ва генерациялаш ҳам реалликка айланди. Бундан инженер - физиклар самарали фойдаландилар ва тез орада биринчи электрон – ҳисоблаш машиналарини яратдилар. Бу эса ўз навбатида ҳозирги микрокалькуляторлар ва компьютерларнинг биринчи авлоди эди. Лекин, шуни такидлаш жонзки

фақатгина оддий арифметик амалларни, аниқроғи тўрт амални бажарадиган биргина мана шундай электрон - ҳисоблаш машинаси тўрт қаватли бинони тўлиқ эгаллар эди.

Ўз навбатида ушбу тадқиқотлар, фанга электроника сўзининг кириб келишига, дунёда электроника саноатининг гуркираб ривожланишига асос солди. Шундай қилиб, электрон кашф қилингандан сўнг, чамаси 10 йиллар ичида электроника вужудга келиб ривож топа бошлаган бўлса, ярим асрдан сўнг микроэлектроника гуркираб ривожлана бошлади, қарийиб бир асрдан кейинроқ наноэлектроника дунёга келди. Ўз навбатида, наноэлектроника нанотехнологияларнинг яратилишига асосий туртки бўлди.

## §2. Электроника ва микроэлектроника асослари

Электроника сўзи- даставвал электронларнинг электромагнит майдони билан ўзаро таъсирини ўрганувчи фан сифатида вужудга келди. Кейинчалик лампали диод ва триодлар яратилгач, электрон қурилмалар технологиясини тадқиқ этувчи соҳалар ҳам электроника деб атала бошлади. Вақтлар ўтиши билан электроника саноати вужудга келди ва электроника вазирликлари ҳам ташкил этилди. “Ҳар бир давлатнинг қудрати ундаги электроника саноатининг нечоғли ривожланганлигига боғлиқ” деган қанотли иборалар ҳам пайдо бўлди. Дарҳақиқат, 20-асрнинг иккинчи ярмида Япониянинг шиддатқарона ривожланиб кетиши бунинг ёрқин тасдиғи, деб айтсак, муболаға бўлмайди. Лампали диод ва триодларнинг ишлаш принципларига келсак, маълумки вакуумда, айниқса, юқори вакуумда ҳеч қандай зарралар жумладан зарядли зарралар бўлмайди. Демак, вакуумда электр токи ўтмайди, лекин вакуумга электронлар киритилса, энди зарядли зарралар пайдо бўлади. Агарда бу зарядли зарралар ҳаракатини тартибга солинса, электронлар оқимини бошқара олинса, вакуумда ҳам электр токи ўта бошлайди. Лампали диодда худди шундай қилинади. Унда ҳавоси сўриб олинган шиша баллон ичида катод ва анод электродлари жойлаштирилган бўлади. Катод шундай материалдан тайёрланадики, уни озгина қиздирилганда электронлар вакуумга учиб чиқа олади. Бу ҳодисани термоэлектрон эмиссия деб аталади. Термоэлектрон эмиссия ҳодисасига биноан катод қанча қаттиқроқ қиздирилса, шунча кўпроқ электронлар учиб чиқаверади. Агарда қиздириш жараёни тўхтатилса, маълум вақтдан сўнг барча электронлар қайтадан ўз жойларига қайтиб тушади. Бу ердаги жараён худди ёпиқ идишдаги сув малекулаларининг буғланишига ўхшаб кетади. Шундай ҳолатда лампага ташқи кучланиш берилса, яъни анодга (+), катодга (-) кучланиш берилса, катоддан учиб чиқаётган электронлар катоддан анод томон ҳаракатлана бошлайди, яъни занжирдан ток ўта бошлайди. Шундай қилиб, инженер - физиклар вакуумдан электр токи ўтказишни ўрганиб олдилар. Албатта, бу электр тоқининг қиймати катоддан учиб чиқаётган электронлар сонига, яъни катоднинг қай даражада қиздирилганлигига, шунингдек анод кучланиш қийматига, яъни учиб чиққан термоэлектронларнинг қанча қисми анод электронига етиб бораётганлигига боғлиқ бўлади. Бу жараёнлар 1904-йили

инглиз физиги Дж Флеминг томонидан ихтиро қилинган икки электродли электрон лампа – лампали диод моделида тўлиқ кўрсатиб берилган.

Вакуумли лампа ичидаги электронлар харакатини янада самаралироқ бошқариш мақсадида 1906-йили француз физиги Луи Ди Форест лампа ўртасига тўр киритди ва уни триод деб номлади. Агар электроннинг кашф қилиниши физика фанидаги инқилобий ўзгаришларнинг асоси бўлган бўлса, триоднинг ихтиро қилиниши техника соҳасидаги инқилобий ўзгаришларга асос солди, десак муболага бўлмайди.

Дархақиқат, лампали триод тўрига кичгинагина кучланиш бериш йўли билан катоддан анод томон харакатланаётган электронлар оқимини бошқариш мумкин. Агарда тўрга манфий кучланиш берилса, оқим пасаяди, ток камаяди, агарда мусбат кучланиш берилса, оқим кучаяди, ток ҳам ортади. Шу йўл билан триод ёрдамида паст сигналларни кучайтириш ва турли частотадаги ўзгарувчан электр сигналларини генерациялаш мумкин бўлиб қолди. Бу эса ўз навбатида электрониканинг гуркираб ривожланишига асос бўлди. Мана шундан кейингина радиоалоқа тез ривожланди, телевидение вужудга келди, электрон ҳисоблаш машиналари ва уларнинг янги-янги авлодлари яратилди.

Энди навбатда инженер-физиклар олдида мана шундай электрон қурилмаларнинг хажмини кичрайтириш, улардаги электр энергия сарфини камайтириш, таннархини арзонлаштириш муаммоси турар эди.

Бу муаммони эса қаттиқ жисм электроникаси соҳаси яратилгандан сўнг амалга ошириш мумкин бўлди. Қаттиқ жисм электроникаси яримўтказгич материалларига асосланади. Яримўтказгич материаллар даставвал ўтган асрнинг 30-йилларидан бошлаб мунтазам ўрганила бошланди. 1948 йили америкалик олимлар Дж Бардин ва У. Браттейн транзисторни ихтиро қилдилар. У биполяр транзистор номини олди. 1949-йили яна бир америкалик физик олим У. Шокли майдон транзистори моделини таклиф этди. Бу триоднинг қаттиқ жисмли аналоги эди, яъни бу ҳолда лампали триодда вакуумда рўй берадиган жараёнлар қаттиқ жисм ичида рўй беради, Уни униполяр транзистор деб номланади. Шундан сўнг янги-янги турдаги яримўтказгичли асбоблар яратилди. Улар барча соҳаларда аста-секинлик билан лампали электрон асбобларни сиқиб чиқариб бораверди. Яримўтказгичли асбобларнинг асосий афзалликлари – уларнинг мустаҳкамлиги, ўлчамларининг кичиклиги, енгиллиги, кам энергия сарфлаши, таннархининг арзонлиги эди.

Вақтлар ўтиши билан яримўтказгич асбоблар технологиясининг такомиллашиб бориши, янги турдаги яримўтказгич материаллардан фойдаланиш ҳисобига яримўтказгич асбобларининг турлари кўпайди, ўлчамлари эса янада кичрайиб бораверди. Лекин олимлар бу билан чекланиб қолишмади. Энди алоҳида яримўтказгич асбобнинг ўрнига муайян функционал вазифани бажара оладиган схемани яхлит монокристалда яратиш усулини ишлаб чиқдилар. Булар интеграл схема (ИС), интеграл микросхема (ИМС) деб атала бошланди.

Микроэлектрониканинг ривожланиши билан компютер технологияси кескин ривожланди, уларнинг бугунги - энг сўнги авлодлари яратилди,

рақамли телевидение вужудга келди, мобил қўл телефонлари пайдо бўлди, овоз, тасвир, информациялар ёзиш, ўқиш ва сақлашнинг янги усуллари ишлаб чиқилди.

Шундай қилиб, ўтган асрнинг иккинчи ярмидан бошлаб микроэлектроника даври бошланди. Ўз навбатида ўтган асрнинг охирларидан бошлаб микроэлектроника негизида наноэлектроника шакллана бошлади.

### §3. Яримўтказгичли электроника асослари

20-асрнинг иккинчи ярмида кўплаб янги турдаги яримўтказгич асбоблар ишлаб чиқилди: Кўп компонентали янги турдаги яримўтказгич материаллардан фойдаланиб яратилган, бутунлай янги функционал хоссаларга эга бўлган яримўтказгич асбоблар вакуумли асбобларни тўлик сиқиб чиқарди. Шундай қилиб, бутунлай янги соҳа - яримўтказгичли электроника соҳаси вужудга келди.

Маълумки, кўпчилик яримўтказгич асбобларнинг ишлаш принципи р-п ўтиш хоссаларига асосланган. Одатда р-п ўтиш р ва п туридаги иккита яримўтказгич қатламнинг туташтирилишидан хосил бўлади.

1960 йиллардан бошлаб гетероўтишлар ўрганила бошланди. Гетероўтиш р ва п ўтказувчанликка эга бўлган, турли тақикланган зонали иккита яримўтказгич қатламнинг туташтирилишидан хосил қилинади.

1970 йилга келиб Россия фанлар академияси академиги Ж.И. Алферов томонидан қаттиқ қотишмалар асосида тайёрланган турлича таъқиқланган зоналарга эга бўлган яримўтказгичлар ўртасида идеал гетероўтишлар хосил қилинди. Кейинчалик ушбу гетероўтишлар асосида хилма-хил яримўтказгич асбоблар ясашга ҳам эришилди. Ушбу туркум ишлари учун 2000 йили Ж.И. Алферов Нобель мукофотига сазовор бўлди. Худди шунингдек, ушбу туркум ишлар яримўтказгичли электроника соҳаси ичида янги “Гетероўтишли яримўтказгичли электроника” йўналишига асос солди. Гетероўтишли яримўтказгичли электроника, умуман яримўтказгичли электрониканинг алоҳида муҳим бир соҳаси бўлиб ҳисобланади. Ўз навбатида гетероўтишли яримўтказгичли электроника, унинг ичида ташкил топиб, ривожланиб мустақил соҳа сифатида ажралиб чиққан “яримўтказгичли оптоэлектроника”нинг гуркираб ривожланишига ҳам асос бўлди.

Оптоэлектроника электр ва оптик услублар асосида маълумотларни яратиш, қайта ишлаш, сақлаш масалаларини тадқиқ этувчи соҳадир. Оптоэлектроника моддалардаги электр ва оптик ходисаларни, уларнинг ўзаро боғлиқлигини, бир-бирига айланишини ўрганиш асосида янги турдаги яримўтказгич асбоблар ва схемалар яратади. Яримўтказгичли оптоэлектрониканинг ривожланиши юқори самарадорликка эга бўлган куёш элементларининг, ўта тезкор фотосезгир асбобларнинг хона температурасида узок муддат ишлай оладиган гетеролазерларнинг яратилишига ва кенг кўламда қўлланилишига олиб келди. Энг асосийси, шуни таъкидлаш жоизки, наноэлектроникага дастлабки қадамлар ҳам ушбу ишларда қўйилган эди.

## II. ГЕТЕРОЎТИШЛАРНИНГ ЗОНА ЭНЕРГЕТИК ДИАГРАММАЛАРИ ВА ЎЗИГА ҲОС ХУСУСИЯТЛАРИ

### Кириш

Яримўтказгичли асбоблар физикаси кейинги йилларда гетероўтишларни ва улар асосидаги асбобларни ўрганиш йўлидан ривожланиб бормоқда. Гетероўтишларнинг яримўтказгичли қурилмаларда қўлланиши уларнинг деярли ҳамма параметрларини яхшилашга олиб келади. Гетероўтишлар классик яримўтказгич асбобларнинг параметр ва характеристикаларини яхшилашдан ташқари, принципиал янги турдаги яримўтказгич асбобларни яратишга имкон беради.

Гетероўтиш - кимёвий жихатдан ҳар хил бўлган иккита яримўтказгични туташувидан иборат.

Гетероўтиш туташувчи материалларнинг тақиқланган зона кенглигига ва уларнинг табиатига қараб икки хил бўлади:

1 - кескин гетероўтиш ва 2-силлиқ гетероўтиш.

10, 11-расмларда  $n - p$  ва  $p - p$  гетероўтишларни туташтирилганга қадар ва туташтирилгандан сўнг энергетик зона диаграммалари берилган.

### §1. Гетероўтишларнинг зона энергетик диаграммалари.

Гетероўтишларнинг энергетик зона диаграммасини тузиш учун яримўтказгич материалларнинг электрон мойиллигидан фойдаланилади. Гетероўтиш ҳосил қиладиган яримўтказгич материалларнинг тақиқланган зона кенглиги ва электрон мойиллиги фарқлари ҳисобига гетероўтиш чегарасида ўтказувчанлик зонаси  $E_c$  ва валент зонаси  $E_v$  нинг узилишлари ҳосил бўлади.

$$\Delta E_c = \chi_1 - \chi_2 = \Delta\chi \quad (1)$$

$$\Delta E_v = (E_{g1} - E_{g2}) - (\chi_1 - \chi_2) = \Delta E_g - \Delta E_c \quad (2)$$

$\chi$  - электрон мойиллиги

$E_{g1}$  ва  $E_{g2}$  — яримўтказгич материаллар тақиқланган зоналари кенглиги.

Гетероўтишларни энергетик зоналар диаграммасини ҳисоблаш учун, Пуассон тенгламасининг ечимидан фойдаланилади, бунда Шоттки тўсиғи ҳисобга олинади.

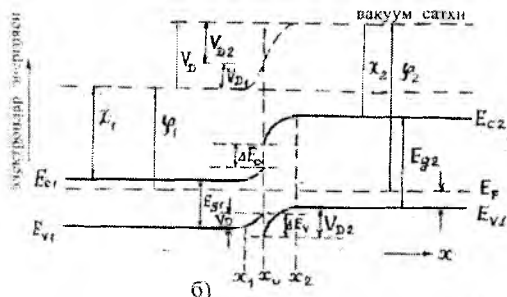
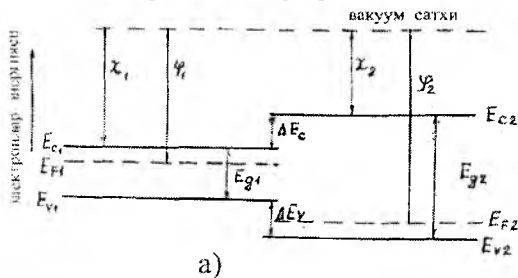
Гетероўтиш чегарасидаги ҳажмий заряд қатлами кенглиги  $W = W_1 + W_2$ .

$$W_1 = \left[ \frac{2 N_{A1} \epsilon_1 \epsilon_2 V_D}{q N_{D1} (\epsilon_1 N_{D1} + \epsilon_2 N_{A2})} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (3)$$

$$W_2 = \left[ \frac{2 N_D \epsilon_1 \epsilon_2 V_D}{q N_{A2} (\epsilon_1 N_{D1} + \epsilon_2 N_{A2})} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (4)$$



Бу ерда  $V_D$  - контакт потенциаллар фарқи,  $q$  - электрон заряди,  $\epsilon_1\epsilon_2$  - p- тип ва n - тип яримўтказгичларни диэлектрик киритувчанлиги.  $N_{D1}$  ва  $N_{D2}$  n - тип ва p - тип ўтказгичдаги донор ва акцепторлар концентрацияси.



10 - расм. Кескин n - p - гетероўтишларнинг зона энергетик диаграммаси.

$\phi_1$  - тақиқланган зонаси тор бўлган яримўтказгич учун электроннинг чиқиш иши

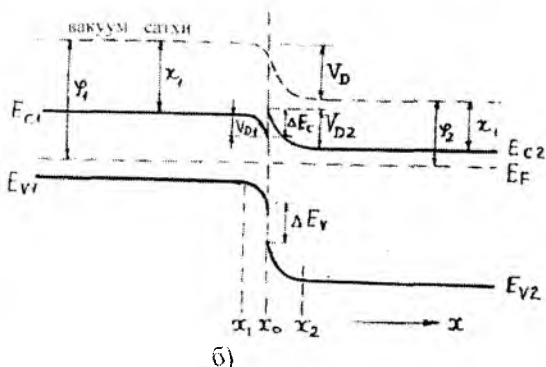
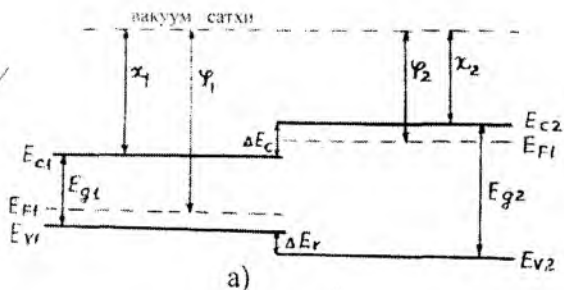
$\phi_2$  - тақиқланган зонаси кенг бўлган яримўтказгич учун электроннинг чиқиш иши

$x_0$  - яримўтказгичларнинг туташуш чегараси

$E_F$  - Ферми энергетик сатҳи

$\Delta E_c$  - тақиқланган зонаси тор ва кенг бўлган яримўтказгичларнинг ўтказувчанлик зона чегарасида энергия узилиши

$\Delta E_v$  - тақиқланган зонаси тор ва кенг бўлган яримўтказгичларнинг валент зона чегарасида энергия узилиши



11 - расм. Кескин p-n- гетероўтишнинг зона энергетик диаграммаси.

n - p гетероўтишнинг барьер сизими эса

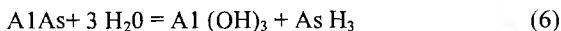
$$C = \left[ \frac{2 N_{D1} N_{A2} \epsilon_1 \epsilon_2}{q (\epsilon_1 N_{D1} + \epsilon_2 N_{A2}) V_D} \right]^2 \quad (5)$$

формула орқали хисобланади.

Гетероўтишларда ўтказувчанлик зонаси  $\Delta E_c$  ва валент зона  $\Delta E_v$  орасида энергия узилиши хисобига бир томонлама инжекция ва суперинжекция ходисаси кузатилади. Мисол учун, n-p гетероўтишда (10-расм) ўтказувчанлик зонасидаги энергия узилиши  $\Delta E_c$  кенг зонали яримўтказгичга электронларнинг инжекциясига қаршилик кўрсатади. 11-расмдаги p-n гетероўтишда эса валент зонадаги узилиш  $\Delta E_v$  ковакларнинг кенг зонали яримўтказгич томон ковакларнинг инжекциясига қаршилик кўрсатади. Натижада 10-расмдаги n-p гетероўтишда ковакларнинг кенг зонали яримўтказгичдан тор зонали яримўтказгичга бир томонлама инжекцияси содир бўлади. Аксинча 2-расмдаги p-n гетероўтишда эса электронларнинг кенг зонали яримўтказгичдан тор зонали яримўтказгичга бир томонлама инжекцияси содир бўлади.

Идеал гетероўтишлар олиш учун материаллар жуфтлигини танлаш, уларнинг механик, кристаллохимик, термик хусусиятларни билиш, яримўтказгич материалларнинг энергетик тузилишларини билиш ва кристалл панжара доимийси, чизикли кенгайиш коэффициенти, тақиқланган зона кенлиги электрон мойиллик, диэлектрик синдирувчанлик, синдириш коэффициенти ва бошқа катталикларни билиш лозим бўлади.

Одатда, алюминий арсенид нам мухитда коррозияланиб, гидролизга учрайди.



$Al_x Ga_{1-x}As$  қаттиқ қотишмалари бундан мустасно. Биринчи бўлиб, ҳавода парчаланмайдиган  $Al_x Ga_{1-x}As$  қаттиқ қотишмалари газотранспорт эпитаксия усули билан олинган.  $x = 0.9$  қийматигача қаттиқ қотишмалар ҳавода парчаланмайди.  $GaAs$  нинг зона тузилмаси “тўғри”,  $AlAs$  эса зона тузилмаси “тўғри” бўлмаган яримўтказгич. Тақиқланган зона кенлигига боғлиқ ҳолда қаттиқ қотишмаларда таркиб миқдорига қараб “тўғри” зонали материалдан “тўғри” бўлмаган зонали материалга ўтилади (15-расм).

## §2. Гетероўтишларнинг электрик ва фотоэлектрик хоссалари.

Гетероўтишларда потенциал тўсиқнинг шакли гомо р-п ўтишдаги тўсиқдан катта фарқ қилади, шунинг учун гетероўтишларда ток ўтиш механизми ўзига ҳос хусусиятларга эга. Бу ҳолда икки томон чегара қисмида турли хил тақиқланган зона кенлигига, эффектив массага, диэлектрик синдирувчанликка эга бўлган икки турли яримўтказгичлар жойлашган. Бу эса кескин гетероўтишларда оптик ойна эффекти, бир томонлама инжекция, суперинжекция, ички зонали туннель эффектларини юзага келтиради.

Силлиқ гетероўтишларда ташқи электр майдонсиз тақиқланган зона кенлиги градиенти ҳисобига фақат бир турдаги ток ташувчига таъсир қилувчи куч ҳосил бўлади ва бунинг ҳисобига асосий бўлмаган заряд ташувчиларнинг диффузия узунлигини бошқариш мумкин бўлади.

### 1. Оптик ойна эффекти.

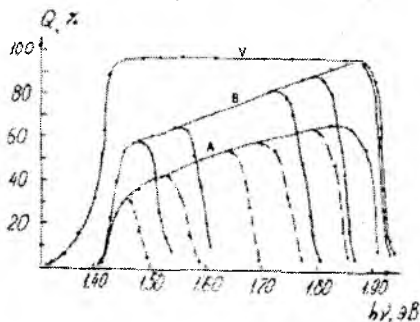
Маълумки, оддий р-п ўтиш асосида тайёрланган фотодиод, фотоэлемент, фототранзисторларнинг спектрал сезgirлик соҳаси-жуда тор бўлади. Бунга сабаб яримўтказгич материалнинг тақиқланган зонаси  $E_g$  дан кичик энергияга эга бўлган квантлар яримўтказгичда деярли ютилмай ўтиб кетади. Катта энергияли квантлар эса, асосан, сиртда ютилади. Натижада, яримўтказгичли фотодиод сиртида ютилган квантлар ҳам сиртда электрон-ковак жуфтини ҳосил қилади. Ҳосил бўлган электрон-ковак жуфти р-п ўтиш томон диффузияланади. Йўлда, яримўтказгич ҳажмида уларнинг кўпчилиги қайтадан рекомбинациялашади. Шундай қилиб электрон-ковак жуфтнинг маълум бир қисмигина р-п ўтишгача етиб боради, у ерда улар икки томонга ажратилади ва улар фототок ҳосил қилади.

Шундай қилиб, генерацияланган электрон-ковак жуфтларининг катта қисми фототок ҳосил қилмаслиги туфайли фотодиод, фотоэлемент, фототранзисторларнинг сезгирлиги пасайиб кетади, спектрал сезгирлик соҳаси тор бўлади. Иккинчи томондан, сиртда генерацияланган электрон-ковак жуфтларининг р-п ўтишгача диффузияси учун кетадиган вақт ҳисобига фотодиод ва фототранзисторларнинг тезкорлиги ҳам пасайиб кетади.

Гетероўтишлар бу ҳолда принципиал устунликка эгадирлар. Гетероўтишлар таъқиқланган зонаси катта бўлган материал томонидан ёритилганда, нур бемалол яримўтказгич ҳажмига киради ва бевосита гетероўтиш чегарасида ютилади. Бунинг гетероўтишлардаги оптик ойна эффекти деб аталади. Бу ҳолда  $E_{g2} > hV > E_{g1}$  ораликдаги квантлар кристал тузилма ичига кириб боради ва бевосита гетероўтиш ҳажмий заряд қатламида ютилади [32].

Гетероўтишлар асосида фотодиод, фотоэлемент, фототранзисторлар тайёрлашда оптик ойна эффекти қатор афзалликларга олиб келади: 1) нурланиш бевосита кристал ичига кириб боради ва гетероўтиш чегарасида ютилади. 2) электрон-коваклар генерацияси ва ажралиши бир нуктада содир бўлади.

Айтиб ўтилган афзалликлар гетероўтишлар асосида тайёрланган фотодиод, фотоэлемент, фототранзисторлар спектрал сезгирлик соҳасининг кенгайишига, самарадорлиги ва тезкорлигининг ортишига олиб келади (12-расм). Шунингдек, [29],  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}-\text{GaAs}$  тизимидаги р-п гетероўтишларда тушаётган ёруғликнинг 1,4-2,0 эВ оралиғида қисқа тўлқин соҳасида спектрал чегарани осонлик билан бошқариш мумкин.



12-расм.  $\text{nGaAs-pAl}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  гетероўтишларда ички квант самарадорлигининг тор зонали яримўтказгичдаги ток ташувчилар концентрацияси ва кенг зонали яримўтказгич таркибига, яъни таъқиқланган зона кенглигига боғлиқлигини тажрибада [29] ўрганиш натижалари.

## 2. Бир томонлама инжекция.

Бир томонлама инжекция (пуркалиш) ва суперинжекция ўтказувчанлик зонаси  $E_c$  ва валент зонаси  $E_v$  орасида энергия узилиши ҳисобига таъқиқланган

зона кенглиги тор бўлган материалга ўтишдаги ва аксинча бўлгандаги ток ташувчилар учун тўсик потенциал бир хил бўлмайди. Мисол учун,  $n$ - $p$  гетероўтишда ўтказувчанлик зонадаги энергия узулиши  $\Delta E_c$  кенг зонали яримўтказгичга электронларнинг инжекциясига қўшимча қаршилик кўрсатади, потенциал тўсик баландлиги ортади (13-расм).

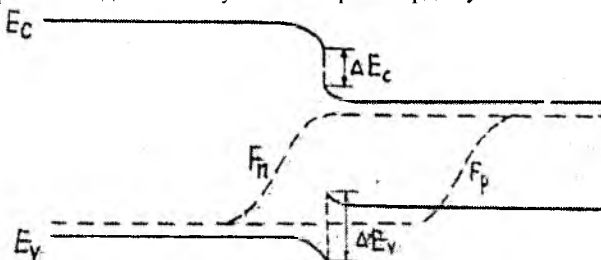
$p$ - $n$  гетероўтишда эса валент зонадаги энергия узулиши  $\Delta E_v$  эса ковакларнинг инжекциясига қаршилик кўрсатади. Бунинг натижасида ковакларнинг тор зонали яримўтказгичга бир томонлама инжекцияси содир бўлади. Инжекцияланган электрон ва коваклар ҳосил қилган ток

$$\exp\left(\frac{\Delta E_c + \Delta E_v}{kT}\right) \quad (7)$$

қўнайтмага пропорционал равишда фарк қилади.

Бу эффект яримўтказгичли қурилмаларни ишлаб чиқаришда янги имкониятларни очади ва айниқса, кенг зонали эмиттерли транзисторларда муҳим аҳамият касб этади.

Ж.И.Алферов лабораториясида биринчи марта  $GaAs - AlGaAs$  гетероўтишларда тор зонали яримўтказгичга инжекцияланаётган заряд ташувчилар зичлиги, кенг зонали материалга инжекцияланаётган заряд ташувчилар зичлигидан катта бўлиши тажрибаларда кузатишган.



13-расм. Идеал  $p$ - $n$  гетероўтишнинг мусбат кучланишдаги зона диаграммаси

### 3. Суперинжекция эффекти

Гетероўтишлар чегарасида зоналар узулиши ( $\Delta E_c$  ва  $\Delta E_v$ ) мавжуд бўлишлиги ажойиб бир ҳодисани – суперинжекция ҳодисасини келтириб чиқаради: тўғри йўналишда берилган кучланишнинг муайян қийматида тор зонали яримўтказгичга инжекцияланган ноасосий заряд ташувчилар зичлиги кенг зонали эмиттердаги асосий заряд ташувчиларнинг мувозанатий зичлигидан ортиқ бўлиб олади. Бу ҳодисани Ж.И.Алферов ва ҳамкасблари 1966 йилда башорат қилган, 1968 йилда эса  $pGaAs - nAl_xGa_{1-x}As$  гетероўтишларда тажрибада кузатишган.

Эпитаксиал  $nAl_xGa_{1-x}As$  яримўтказгичда  $N_d = 5 \cdot 10^{14} \dots 10^{16} \text{ см}^{-3}$ , таглик вазифасини ўтаган  $p - GaAs$  да эса  $N_a = 1.5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$  қилиб олинган. Ўтиш

кескин бўлган. Аллюминийнинг  $x$  ҳиссаси 0.1 дан 0.3 гача бўлган, бунда  $nAl_xGa_{1-x}As$  нинг зоналари тузилиши  $GaAs$  никига ўхшаш бўлган. Бу гетероўтишларда тор зонали яримўтказгич  $p-GaAs$ , электронлар эмиттери эса кенг зонали  $nAl_xGa_{1-x}As$  бўлиб, тажрибаларда ўлчанган  $p-GaAs$  даги электронларнинг зичлиги  $\sim 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ , яъни  $nAl_xGa_{1-x}As$  даги мувозанатий зичликдан ( $N_d = 5 \cdot 10^{14} \dots 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ) анча катта бўлиб чиққан.

Буни тушунтириш қийин эмас. Мувозанат шароитида  $p$ -яримўтказгичнинг ўтказувчанлик зонаси туби  $p$ -яримўтказгичникидан пастда,  $p$ -яримўтказгичдаги электронлар зичлиги  $p$ -яримўтказгичдагидан анча юқори, аммо тўғри кучланиш берилганда  $p$ -яримўтказгичда электронлар учун потенциал тўсиқ пасайиб,  $p$ -соҳадан  $p$ -соҳага электронлар инжекцияланади. Кучланишнинг муайян қийматида  $p$ -яримўтказгичнинг ўтказувчанлик зонаси туби  $p$ -соҳаникидан юқори бўлиб қолиши ҳам мумкин, чунки, агар  $N_d \ll N_a$  бўлса, ташқи кучланишнинг кўп қисми гетероўтишнинг  $p$ -қатламига тушади, бу ҳолда  $p$ -яримўтказгичдаги электронлар зичлиги уларнинг  $p$ -яримўтказгичдаги (эмиттердаги) мувозанатий зичлигидан ортиқ бўлади  $n_p(V) > n_n(0)$ , суперинжекция ходисаси юз беради, бу ходиса ўтказувчанлик зоналари  $\Delta E_c$  узилиши катталигига жуда боғлиқ; ҳисоблашларнинг кўрсатишича, инжекцияланган заряд ташувчиларнинг энг катта зичлиги

$$n_p(V) = n_n(0) \exp \frac{\Delta E_c}{kT} = N_d \exp \frac{\Delta E_c}{kT} \quad (8)$$

бўлиши керак.  $n_p(V) \gg N_d$  бўлиши учун  $\Delta E_c > 0$  бўлиши зарур, бу гетероўтиш ажралиш чегарасида ( $x = 0$ )  $p$ -яримўтказгичнинг ўтказувчанлик зонаси туби  $p$ -яримўтказгичникидан юқори демакдир.

Суперинжекция эффекти гетероўтиш асосидаги яримўтказгичлар параметрларини муҳим даражада яхшилаш имконини беради.

#### 4. Зона ичидаги туннелланиш.

Гетероўтишларда зона ичида ҳам ток ташувчиларнинг туннелланиш ходисаси содир бўлиши мумкин. Мисол учун, 10-расмда  $\Delta E_v$  потенциал тўсиқ орқали ковакларнинг туннелланиши, 11-расмда  $\Delta E_c$  потенциал тўсиқ орқали электронларнинг туннелланиши кузатилиши мумкин.  $nAl_xGa_{1-x}As$ - $pGaAs$  гетероўтишларда эса тақиқланган зонаси катта бўлган  $nAl_xGa_{1-x}As$  яримўтказгич ўтказувчанлик зонасида электронларнинг  $\Delta E_c$  потенциал тўсиқ орқали мана шундай туннелланиши кузатилади. Бу ҳолда чизикли шаклдаги потенциал тўсиқ учун электронларнинг туннелли ўтиш эҳтимолиги

$$T(\Delta) = \exp \left( -\frac{4}{3} \sqrt{\frac{2m^*}{\hbar^2} \cdot q} \cdot \frac{\Delta^{3/2}}{E} \right) \quad (9)$$

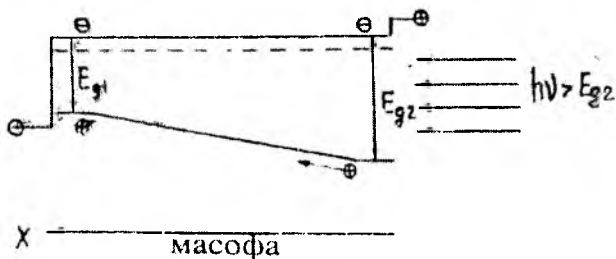
катталikka тенг. бу ерда  $m^*$  - эффектив масса,  $T(\Delta)$ -электроннинг туннель ўтиш эҳтимоллиги,  $E$  - ташқи электр майдон кучланганлиги. Туннелланиш ҳисобига токнинг ортишини  $\Delta\phi$  катталikka потенциал тўсиқнинг пасайиши кўринишида тасаввур қилиш мумкин. Зона ичидаги туннелланиш эффектини ҳисобга олганда кескин гетероўтишларда кучланишнинг токка боғлиқлиги қуйидаги кўринишида ифодаланади.

$$J \sim \exp\left(\frac{qV}{E_0}\right) \quad (10)$$

бу ерда  $E_0$  температурага боғлиқ эмас.

### 5. Тақиқланган зонаси кенглиги ўзгарувчан бўлган кристаллда асосий бўлмаган заряд ташувчилар характери.

Бундай кристаллда асосий бўлмаган заряд ташувчилар характери хусусиятларини тақиқланган зона кенглигига - координатасига боғлиқлиги кузатилади. Кристаллдаги электрон ёки ковакка таъсир этувчи куч тақиқланган зонанинг қиялигига боғлиқ бўлади (14-расм).



14-расм. Ўзгарувчан тақиқланган зонали кристалл

Бир жинсли легирланган n - тип кристаллида кенг зонали томонининг бир қисмига инжекция қилинганда (ёки ёруғлик туширилганда) ва унга қуйилган электр майдони таъқиқланган зона кенглиги градиентига параллел бўлган (5-расм) электрон ва ковак ҳаракатининг тенгламаси қуйидагича ёзилади.

$$j_n = qn\mu_n E + qD_n \frac{dn}{dx} \quad (11)$$

$$j_n = q\mu_p E - qD_p \frac{dp}{dx} + q\mu_p \frac{dE_v}{dx} \quad (12)$$

бу ерда,  $D_n$  ва  $D_p$  - электрон ва ковак учун диффузия коэффициентлари. Ток ташувчиларнинг эффектив массасини координатага боғлиқ эмас деб ҳисобга оладиган бўлсак ва тақиқланган зона кенглиги эса масофага чизикли боғлиқ ҳолда ўзгарса, у ҳолда, координата бўйлаб коваклар концентрациясининг тақсимотини тенгламасини қуйидагича ёзиш мумкин:

$$p = p_0 \exp\left(-\frac{X}{L_{\text{эф}}}\right) \quad (13)$$

бу ерда

$$\frac{1}{L_{\text{эф}}} = \frac{1}{2kT} \left( \frac{dE_v}{dX} \pm qE \right) + \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\left( \frac{dE_v}{dX} \pm qE \right)^2}{k^2 T^2}} + \frac{4}{L_p} \quad (14)$$

(14) - ифодадан кўринадики ўзгарувчан тақиқланган зонали кристалларда тақиқланган зона градиенти ҳисобига асосий бўлмаган заряд ташувчиларнинг эффектив диффузия узунлиги ортар экан.

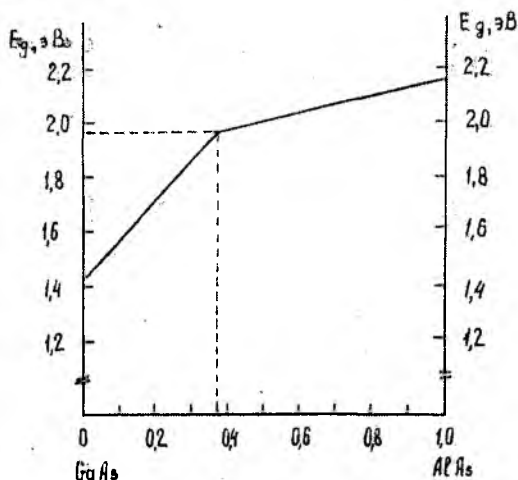
### §3. Галлий арсенид - алюминий арсенид тизимидаги гетероўтишлар.

Ҳоссалари идеал гетероўтиш хоссаларига яқин бўлган п-р ўтишлар олишда жуфт материаллар кўп шартларни қаноатлантириши керак. Гетероўтиш ҳосил қилаётган ҳар иккала материалларнинг механик хоссалари, кристаллохимик, термик хусусиятлари ва энергетик структуралари бир - бирига яқин бўлиши керак. Гетероўтиш олиш учун материалларни танлашда, асосан, уларнинг қуйидаги параметрларига эътибор бериледи: кристал панжара доимийси ва чизикли кенгайиш коэффициентлари; тақиқланган зона кенглиги ва электрон мойиллиги: диэлектрик киритувчанлик ва синдириш коэффициентлари. Кристал панжара параметрларининг мос келмаслиги гетероўтиш чегарасида дефектлар ҳосил бўлишининг асосий сабаби ҳисобланади.



Яримўтказгичли		<i>GaAs</i>	<i>AlAs</i>
Материал параметрлари			
Тақиқланган зона кенглиги, 300 <sup>0</sup> К да, эВ		1,427	2,16
Эффектив массаси	электронлар	0,066	0,11
	коваклар	0,04	0,4
Электрон ва ковакларни харакатчанлиги, 300 <sup>0</sup> К да, см <sup>2</sup> /В сек	$\mu_n$	10 000	1000
	$\mu_p$	400	100
Диэлектрик киритувчанлик			
	Паст частоталарда ( $\epsilon_0$ )	10,9	13,1
	Юқори частоталарда ( $\epsilon_\infty$ )	11,0	8,5
Панжара доимийси		5,654	5,661
Температуравий чизикли кенгайиш коэффициенти; 10 <sup>-6</sup> С <sup>-1</sup>		5,8	5,2
Электрон мойиллиги, эВ		4,07	-
Эриш температураси, <sup>0</sup> К		1511	1973
Зичлиги, г/см <sup>3</sup>		5,316	3,6

Гетероўтишларни тайёрлашда ярим ўтказгичли бирикмалар ва улар асосидаги қаттиқ қотишмаларини қўллаш кристал панжара параметрлари орасидаги фарқнинг камайишига олиб келади.



15-расм.  $Al_xGa_{1-x}As$  қаттиқ қотишмада тақиқланган зона кенглигининг қотишма таркибига боғлиқлиги.

Биринчи марта академик Ж.И.Алферов бошчилигидаги лабораторияда суюқ фазадан йўналишли ўстириш методи билан галлий арсенид ва қаттиқ қотишма  $Al_xGa_{1-x}As$  (15-расм) тизимида хоссалари “идеал” гетероўтишга яқин бўлган гетероўтишлар олинган.

Гетероўтиш асосидаги ярим ўтказгичли қурилмаларда, асосан,  $GaAs$  ва  $AlGaAs$  ишлатилади. Шунинг учун бу қурилмаларнинг кўп параметрлари ва характеристикалари  $GaAs$  ва  $AlGaAs$  хоссаларига боғлиқ бўлади. 1-жадвалда  $GaAs$  ва  $AlAs$  ларнинг асосий параметрлари келтирилган.

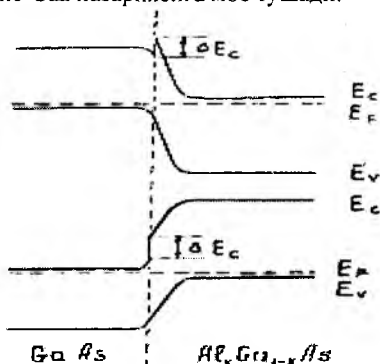
Галлий арсенид – алюминий арсенид тизимидаги p-n ва n-p гетероўтишларнинг зона энергетик диаграммалари 16-расмда кўрсатилган.

а)  $nGaAs - pAl_xGa_{1-x}As$  гетероўтишлар

Бундай гетероўтишларнинг вольт-ампер характеристикалари (ВАХ) тўғри йўналишда кучланиш берилганда куйидагича ёзилади.

$$J = J_{o1} \exp\left(\frac{qV}{2kT}\right) + J_{o2} \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) \quad (15)$$

Вольт – ампер характеристикасини бундай ифодаси ва температурага боғлиқлиги Шокли-Нойс-Саа назариясига мос тушади.



16-расм. Кескин анизотип  $GaAs - Al_xGa_{1-x}As$  p-n ва n-p гетероўтишларнинг зона диаграммалари.

Агарда n – галлий арсениднинг концентрацияси  $10^{18} \text{ см}^{-3}$  дан катта бўлса, вольт – ампер характеристиканинг бошланиш қисмида токнинг кучланишга экспоненциал боғлиқлиги кузатилади.

$$J = J_o \exp\left(\frac{qV}{\epsilon_0}\right) \quad (16)$$

$\epsilon_0$ -нинг қиймати  $77^0 \text{ к}$  дан  $300^0 \text{ к}$  гача бўлган ораликда температурага боғлиқ бўлмайди.

Хона температурасидан юкори температураларда  $\varepsilon_0$  температурага куйидагича боғланган

$$\varepsilon_0 = \eta kT \quad (17)$$

$$\eta = 1,2-1,3$$

ВАХ тўғри тармоғининг бундай кўринишда бўлиши ток ташувчиларнинг диагонал туннелланиш модели асосида тушунтирилади.

Бундай гетероўтишлардаги ток ўтиш механизми, тор зонали материал ҳажмий заряд қатламидаги иссиқлик генерацияси билан тушунтирилади. ВАХнинг тескари тармоғида токнинг кучланишига боғлиқлиги куйидаги муносабатда бўлади.

$$J_{\text{теск}} - U^\gamma \quad (18)$$

ВАХ тескари тармоғининг кўриниши р-п гомоўтишникидек 30-400° К температура интервалида  $\gamma = 1$  бўлади. 400° К дан юкори температураларда  $\gamma = 0,5$ .

б).  $pGaAs - NaI_xGa_{1-x}As$  гетероўтишлар.

Бундай турдаги гетероўтишлар вольт – ампер характеристикаларида 300° К температурадан юкорида иккита экспоненциал тармоқ мавжуд бўлиб, улар куйидаги формула орқали характерланади.

$$J = J_{01} \exp\left(\frac{qV}{\eta_1 kT}\right) + J_{02} \exp\left(\frac{qV}{\eta_2 kT}\right) \quad (19)$$

Биринчи тармоқда  $\eta_1 = 2$ , иккинчи тармоқда  $\eta_2 = 1,2 \div 1,3$ .

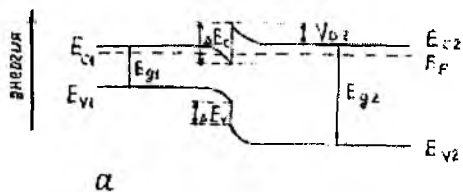
Хона температурасидан паст температураларда эса фақат битта тармоқ кузатилади  $\eta_1 = 2$ . Биринчи тармоқ хусусияти ҳажмий қатламда заряд ташувчиларнинг рекомбинацияси орқали, ток ва кучланиш орасидаги боғланиш Шюбни-Нойе-Саа модели орқали тушунтирилади.

р-п гетероўтишларда кенг зонали материал заряд ташувчиларининг концентрацияси  $10^{17} \text{ см}^{-3}$  дан катта бўлганда ток ўтиш механизмида вольт-ампер характеристиканинг бошланғич қисмида туннель эффекти асосий рол ўйнайди.

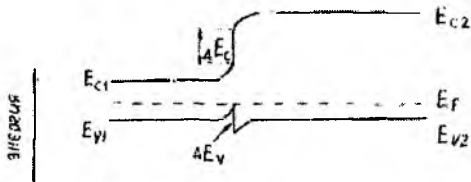
Вольт-ампер характеристиканинг тескари тармоғида бир нечта соҳалар кузатилади. Биринчи соҳада токнинг кучланишга боғлиқлиги: (18) формула каби  $\gamma = 0,5 \div 0,6$

ВАХнинг кўриниши температурага, концентрацияга ва ҳажмий заряд қатлами кенглигига боғлиқ бўлади.

р-п гетероўтишларда кичик кучланишлар соҳасида тескари ток қиймати тор зонали материалнинг ҳажмий заряд соҳасидаги ток ташувчиларнинг иссиқлик генерацияси орқали тушунтирилади. Тескари кучланишнинг ортиши билан, ҳажмий заряд кенглигининг ортишига қарамасдан, тор зонали материал ўтказувчанлик зонасидан туннелланувчи заряд ташувчилар учун  $\Delta E_c$  потенциал тўсиқ шаффофлиги ортади. Шунинг учун ВАХнинг тескари тармоғида токнинг кучланишга кескин боғлиқлик соҳаси кузатилади.



а



б

17-расм. Кескин изотип n-N (а) ва p-P (б) гетероўтишларнинг зона диаграммалари.

Кескин изотип n-N ва p-P гетероўтишларнинг зона диаграммалари 17-расмда кўрсатилган. Айнан шу расмларда кўрсатилган ўтказувчанлик зонасидаги узилишлар  $\Delta E_C$  ва валент зонасидаги узилишлар  $\Delta E_V$  квант ўралар, квант нуқталар ҳосил қилишда ва ўтапанжаралар тайёрлашда муҳим омил бўлиб хизмат қилади.

#### §4. Гетеротузилмаларни тайёрлаш технологиялари

Ҳозирги вақтда монокристалл ярим ўтказгич қатламларини ўстиришда ва турли ҳил яримўтказгичли қурилмаларни тайёрлашда суяқ фазадан йўналишли ўстириш усулидан кенг фойдаланилмоқда. Бу усул битта жараённинг ўзида яримўтказгичли материал ва кўп қатламли тузилмалар олиш имкониятини беради.

Асосан яримўтказгичли йўналишли қатлам, p-n гомо- ва гетероўтишлар асосидаги кўп қатламли тузилмалар олиш учун қуйидаги усуллардан фойдаланилади:

- 1) молекуляр-нур эпитақсия усули;
- 2) газ фазасидан ўстириш усули;
- 3) суяқ фазадан ўстириш усули.

Бу усуллар билан нисбатан паст температура ва босимларда яримўтказгичли монокристал қатлам ва асбоблар тизимини ўстириш мумкин.

Биринчи усулда яримўтказгич қатламларини юқори вакуумда  $\sim 10^{-10}$  мм симоб устунда ўстирилади. Махсус вольфрамдан тайёрланган чанглагичларга қиздириш йўли билан модда атом ёки молекулаларининг

окими хосил қилинади. Бу оқим юқори вакуумда йўналиши маълум бўлган тагликка ўтказилади. Ўстириш жараёни ЭХМ ёрдамида бошқарилади.

Молекуляр эпитакия усулида нисбатан юққа, нанометрлар татибидаги қатламлар ўстирилади. Бу усул жуда мураккаб техник усқуналарни талаб этади. Жараёнлар юқори вакуум шароитида олиб борилади.

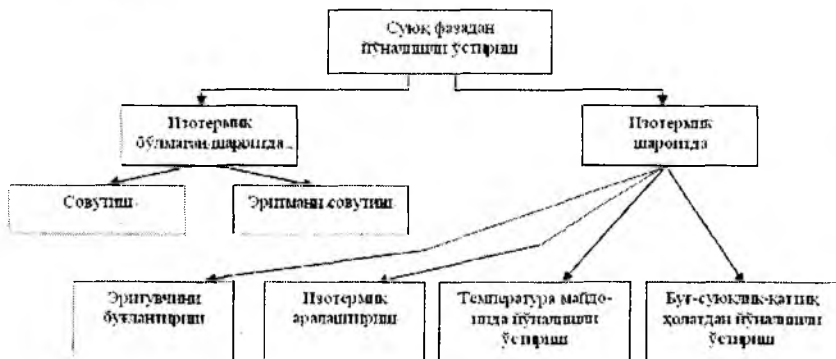
Биринчи гетероўтишлар газ фазасидан ўстириш усулида олинган. Лекин бу гетероўтишлар хоссалари “идеал” гетероўтишлар хоссаларидан фарқ қилган ва электрон – ковак гетероўтишнинг тешилиш кучланиши кичик бўлган.

Ҳозирги вақтда суюқ фазадан ўстириш усули турли хил яримўтказгичли гетероўтиш асоидаги кўп қатламли тузилмалар олишда жуда кенг қўлланилмоқда. Бунинг сабаби бу усулда олинган р-п гетероўтишларнинг хоссалари “идеал” гетероўтишлар хоссаларига жуда яқин бўлганлиги, юқори кучланишли р-п гетероўтиш олинганлиги ва йўналишли қатлам ўстирадиган қурилманинг анча соддалигидир.

## 1. Суюқ фазадан йўналишли қатлам ўстириш.

Суюқ фазадан йўналишли қатлам ўстириш-кристаллографик йўналиши маълум бўлган тагликка суюқ аралашмали эритмадан яримўтказгичли кристалларни ўстириш усулидир. Бунда ўстирилган қатламни кристаллографик йўналиши таглик кристаллографик йўналиши билан бир хил бўлади.

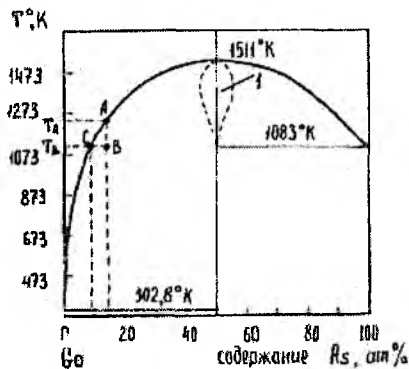
Суюқ фазадан ўстириш усули, суюқ аралашмали эритмани тўйинтириш йўлларига қараб, синфларга бўлинади (18-расм). Қатлам ўстирадиган қурилмалар хилига қараб ўстириш берк ёки очик тизимда амалга оширилади. Очик тизимда ўстириш жараёни инерт газ атмосфераси окимида берк системада ёеа-кавшарланган ампулада амалга оширилади.



18-расм. Суюқ фазадан ўстириш усуллариининг асосий классификациялари.

$Al_xGa_{1-x}As$  йўналишли қатламларни ва галлий арсенид – алюминий арсенид тизимидаги гетероўтишларни олиш усуллари 1968 йилда Америка олими Нельсон томонидан ишлаб чиқилган. Яримўтказгичли материалларни ўстиришда эритувчи сифатида эриш температураси пастроқ бўлган металллардан фойдаланилади. Эритувчи метални танлашда яна шунга эътибор бериш керакки, бу металл ўстириладиган қатламнинг кристалланиш жараёнида ёт аралашма бўлмаслиги керак.

Галлий арсенид ва  $Al_xGa_{1-x}As$  қатламларни ўстиришда металл-эритувчи сифатида тоза галлийдан фойдаланилди. Қисқача галлий арсенид қатлами ўстириш технологиясини қурайлик. 19-расмда галлий-мишьякнинг фаза диаграммаси кўрсатилган.



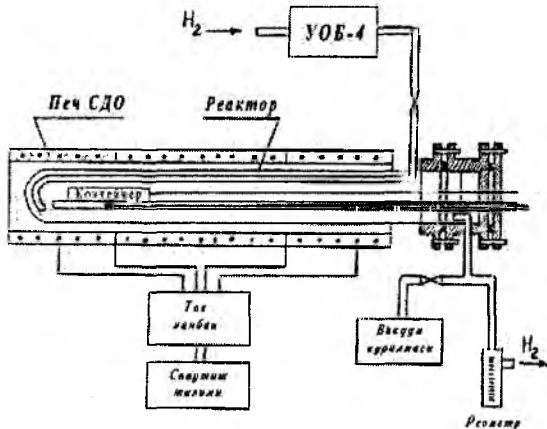
19-расм. Галлий-мишьяк фаза диаграммаси. 1-солидус соҳасининг шартли белгиланиши.

Агар  $X_A$  эритувчи аралашмани  $T_A$  температурагача қиздириб, кейин галлий арсенид таглик билан туташтирсак,  $A$  нукта фазавий диаграмманинг ликвидус чизигида ётгани учун  $T_C$  температурада системада мувозанат сакланиб қолади. Системани  $B$  нуқтагача совутсак, аралашма тўйинади ва ундан галлий арсенид ажралиб чиқиб, тагликда юпка қатлам ўса бошлайди. Ўсган қатлам қалинлиги суюқ аралашма ҳажмига, кристалланишнинг бошланғич температурасига, совутиш тезлиги ва интервалига боғлиқ бўлади.

Ўстирилган қатлам сифатига қуйидаги омиллар таъсир қилади: эритма-аралашмани совутиш тезлиги; бошланғич кристалланиш температураси; аралашма ҳажми ва таглик юзаси орасидаги муносабат; таглик юзаси ҳолати; жараёнда ишлатиладиган материалларнинг тозаллиги; температуранинг бошқаришнинг аниқлиги; материалларнинг чизикли кенгайиш коэффицентлари; жараёни давом этиш вақти ва бошқалар.

## 2. Йўналишли қатлам ўстирадиган қурилма.

Суюқ фазадан эпитаксиал қатламлар ва гетероўтишлар олишга мўлжалланган экспериментал қурилма схемаси 20-расмда тасвирланган.



20-расм. Эпитаксиал қатламларни ўстирадиган қурилма схемаси.

У қуйидагилардан танқия топган: кварцдан тайёрланган горизонтал реактор, водородни тозалаш тизими (УОВ-4), вакуум олиш тизими, СДО-125/4А печи, улаш ва туташтириш материаллари, печни совутиш тизими. Кварц реактор печ ичида горизонтал эркин ҳаракатланиши мумкин. Бу реактор махсус маркали тоза оптик кварцдан тайёрланган.

Реактор узунлиги 135 см, диаметри 6 см, реактор деворининг қалинлиги 0,25 см. Унга водород узатиш учун диаметри 0,8 см бўлган ингичка кварц найча уланган. Системанинг жипс ёпилишини зангламайдиган пўлат ва вакуум резина ёрдамида амалга оширилади. Тагликни аралашма-эритма остига суриш-учун реактор ичига махсус молибден сим киритилган. Ўстириш жараёни тозаланган водород оқими атмосферасида ўтади. Водородни палладийли филтр ёрдамида тозаланади.

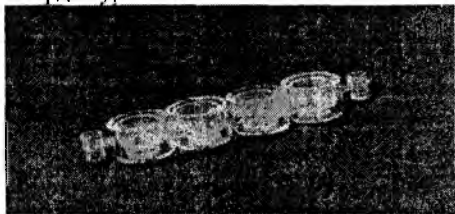
Водород сарфининг тезлиги сезгир жумрак ёрдамида амалга оширилади. Водород узатиш тизимидаги тозалаш қурилмаси зангламас пўлатдан тайёрланади. Реакторнинг печ ичида ҳаракатланиши тишли узатиш тизими ёрдамида амалга оширилади.

Печнинг совутиш тезлиги механик редукция мосламаси ёрдамида бошқарилади. Бу мослама совутиш тезлигини 0,1-6 °C/мин интервалда ўзгартириш имконини беради. Совутишни максимал тезлиги печнинг инертлиги билан чегараланади. Электроника қурилмаси ёрдамида печдаги температура ўзгармас ҳолатда ушлаб турилади. Температуранинг ўлчаш хромель – алюминий термопараси (ТП) ёрдамида бажарилади. Бу термопара

реактор ичига контейнер тагига кварц найча орқали киритилади. Контейнер кварц най ёрдамида маҳкамланади. Бу жараён температураси универсал рақамли вольтметр ёрдамида аниқланади. Температурани ўлчаш ҳатолиги  $0,25^{\circ}\text{C}$  дан ошмайди. Термопаранинг совуқ нуктаси дюардаги эрувчи музда ётади.

Қатлам ўстирадиган қурилмада иситгич сифатида саноат миқёсида ишлаб чиқилган СД-125/4А маркали диффузион печ ишлатилган. Унинг қуввати 20 кВт. Печнинг ички диаметри 8 см. Печнинг 35 см узунликдаги горизонтал участкасида температура ўзгариши  $1^{\circ}\text{C}$  дан ошмайди. Ўстириладиган тузилма ёки қатламга қўйилган талабга мос равишда қурилма кенг температура оралиғида ишлаши мумкин.

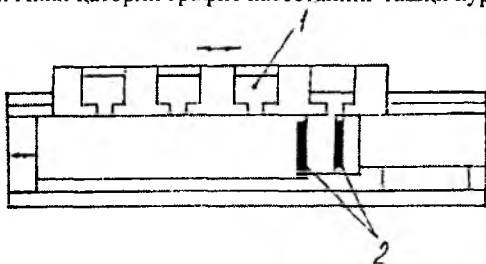
Тажрибаларда кристалланишнинг бошланиш температураси  $973^{\circ}\text{K}$  дан  $1273^{\circ}\text{K}$  оралиғида танлаб олинган. Легирланмаган галлий арсенид ўстириш учун тоза оптик кварцдан тайёрланган контейнер ишлатилади (21-расм). Кўп қатламли тузилмалар ва гетероўтишларнинг тайёрлаш учун эса графитдан тайёрланган икки қаторли кассетадан фойдаланилади. Графит кассеталар МПГ-8 маркали тоза графитдан тайёрланган. Уларнинг кўриниши ва тузилиши 22, 23-расмларда кўрсатилган.



21-расм. Оптик кварц контейнернинг ташқи кўриниши.



22-расм. Икки қаторли графит кассетанинг ташқи кўриниши.



23-расм. Эпитаксия жараёнида суяқ эритма қалинлигини ўзгартиришга имкон берувчи поршенли графит кассетанинг тузилиши.



### 3. Легирланмаган тоза галлий арсенид қатламини ўстириш.

Легирланмаган галлий арсенид ( $n^0 - GaAs$  ва  $P^0 - GaAs$ ) қатламини оптик кварцдан тайёрланган горизонтал реакторда тоза водород окимида ўстирилади. Кристалланиш жараёнини ярим чегараланган ҳажмда ёки маълум ҳажмдаги аралашма-эритувчида амалга ошириш мумкин. Кристалланиш вақтида эриган аралашмадан кристалланиш соҳасига зарралар диффузияси мавжуд бўлади, тагликга эритувчида эриган моддалар тўла ўтириб қолади. Ўстириш керак бўлган қатламни қалинлиги қандай бўлиши кераклигига қараб маълум бир технологик режим олинади. Жуда кўп ҳолларда тоза галлий арсенид ўстиришда бошланғич кристалланиш температурасини  $1223^{\circ}K$  градус олинган. Аралашма билан тагликни контактга келтириш учун реакторни маълум бурчакка айлантирилади. Бунда суюқ аралашма иккита таглик орасига кириб қолади. Иккита таглик - галлий арсенид ли пластиналар орасидаги масофа  $0,05 \div 0,2$  см гача олинган.

Тагликлар орасидаги масофа  $H$  билан ўстириладиган қатлам қалинлиги  $h$  бир - бири билан куйидагича боғланган:

$$h = \frac{M_{GaAs}}{A_{Ga}} \cdot H \cdot \frac{d_{Ga}}{d_{GaAs}} \left( \frac{X_{As}^{Ga}}{1 - 2X_{As}^{Ga}} \right); \quad (20)$$

$M_{GaAs}$  - галлий арсенид нинг моляр оғирлиги.

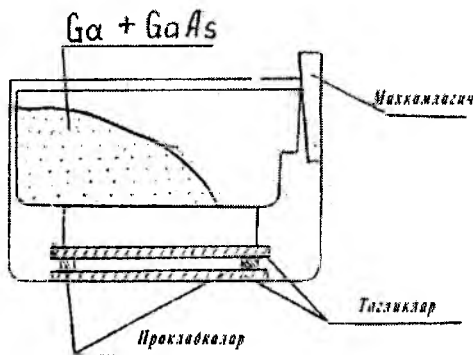
$A_{Ga}$  - галлийнинг атом оғирлиги.

$d_{GaAs}$  - галлий арсенид нинг солиштирма оғирлиги.

$d_{Ga}$  - галлийнинг солиштирма оғирлиги.

$X_{As}^{Ga}$  - берилган температурада тоза галлийда мишъякнинг эрувчанлиги.

24-расмда эпитаксиал ўстиришга тайёрланган кварц контейнери битта ячейкасининг схематик кўриниши тасвирланган.



24-расм. Қварц контейнерининг тузилиши ва унда тагликларнинг, суюқ эритманинг жойлашиши.

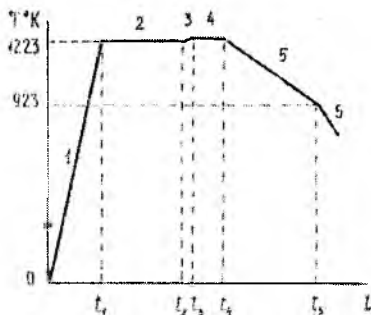
Таглик материал сифатида галлий арсенид монокристалли ишлатилган. Ундаги электронлар концентрацияси  $(5-9) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ . Эритмада тўйинтирувчи сифатида доза АГЧ-1 маркали галлий арсенид дан фойдаланилади. Эритувчига, яъни галлийга қанча галлий арсенид қўшиш кераклигини қуйидаги формуладан фойдаланиб ҳисобланади:

$$P = \frac{M_{\text{GaAs}} \cdot P_{\text{Ga}}}{A_{\text{Ga}} \cdot (1 - 2X_{\text{As}}^{\text{Ga}})} \cdot X_{\text{As}}^{\text{Ga}}; \quad (21)$$

$P_{\text{Ga}}$  - галлий оғирлиги.

$X_{\text{As}}^{\text{Ga}}$  - ни қийматини тажрибалар асосида топилган тайёр жадвалдан олинади.

Кварц контейнерни реакторга қўйилгандан сўнг, унда  $-10^{-3}$  мм симоб устуни босимигача вакуум ҳосил қилинади. Ярим соат давомида реактор водород оқими билан ювилади. Кейин реактор печга киритилади. 25-расмда тоза галлий арсенид қатламини ўстиришнинг температура режими кўрсатилган. Ўстириш жараёни қуйидаги босқичлардан иборат:



25-расм. Легируемый галлий арсенид эпитаксиальный слоев температурный режим.

1. Печни ёқиш; 2. Аралашмани таглик билан контактга келтиргунча маълум вақт мобайнида ушлаб туриш; 3. Тагликни қисман эритиш; 4. Таглик билан аралашма-эритмани мувозанат ҳолатга келтириш; 5. Системани дастурланган совутиш; 6.  $973 \text{ }^\circ\text{K}$  температурада печни учиратиш.

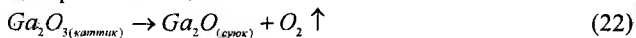
Реактордаги водород сарфини ўзгартириш орқали, яъни водород оқими тезлигини бошқариш орқали ва аралашма-эритманинг термик ишлов вақтини ўзгартириш йўли билан легируемый р-тип ёки n-тип галлий арсенид олиш мумкин. Маълум технологик режимда бир жараённинг ўзида  $p^0-n^0$  ўтиш олиш ҳам мумкин.

Кристалланиш температураси  $1223 \text{ }^\circ\text{K}$  ва термик ишлов вақти 5-6 соат, водород сарфи  $10-50 \text{ см}^3/\text{мин}$  бўлганда фақат  $n^0$ -галлий арсенид, водород сарфи  $80 \text{ см}^3/\text{мин}$  дан катта бўлганда эса  $p^0$ -галлий арсенид, водород сарфи  $50-80 \text{ см}^3/\text{мин}$  бўлганда  $p^0-n^0$  ўтишга эга бўлган қатламлар ўсади. Бундай

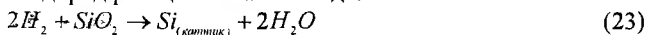
Ўсишнинг сабаби эпитаксия давомида тизимдаги аралашмалар характери билан тушунтирилади. Бундай аралашмалар кремний, кислород ва уларнинг комплекси  $Si_2O_3$  ва бошқалар бўлиши мумкин.

Эпитаксиал ўстириш жараёнида реактордаги кислород манбаи қуйидагилар бўлиши мумкин.

1. Галлий юзасидаги  $Ga_2O_3$  юкори температураларда эритмада эриш натижасида кислород ажралиб чиқади:



2. Кварц билан водород реакцияси натижасида:



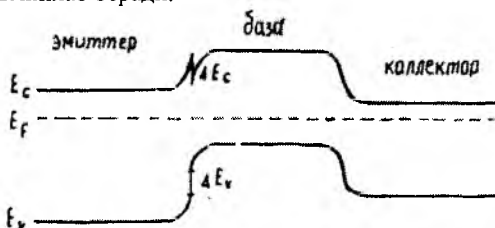
3. Тоза водороддаги сув буғлари миқдори одатда, 5÷9 ppm ни ташкил этади ва улар ҳам кислород манбаи бўлиши мумкин.

Легирулмаган галлий арсенид қатламларидаги ток ташувчилар концентрацияси ва ҳаракатчанлигини аниқлаш учун ўстириш жараёнида бир вақтнинг ўзида ток ўтказмайдиган (яримдиэлектрик) галлий арсенид ли тагликларда галлий арсенид қатлами ўстирилади. Холл қурилмасида улардаги ток ташувчиларнинг ҳаракатчанлиги ва концентрацияси ўлчанади.

### III. ГЕТЕРОЎТИШЛИ ЯРИМЎТКАЗГИЧ АСБОБЛАР

#### §1. Кенг эмиттерли биполяр гетеротранзисторлар.

1951 йилда Шокли томонидан эмиттер ўтишининг эффективлигини ошириш учун база соҳасига нисбатан тақиқланган зонаси кенглиги катта бўлган эмиттерли транзистор таклиф этилди. Бу кенг эмиттерли гетеротранзистор деб ном олди. Кенг эмиттерли гетеротранзисторнинг зона энергетик диаграммаси 26-расмда тасвирланган. Бундай транзисторда базадан кенг зонали эмиттерга ўтаётган коваклар учун мавжуд потенциал тўсик эмиттердан базага ўтаётган электронлар учун мавжуд потенциал тўсикка нисбатан анча каттадир. Ушбу ҳолат эмиттернинг бир томонлама инжекциясини таъминлаб беради.



26-расм. Кенг зонали эмиттерли транзисторнинг энергетик зоналар диаграммаси.

Кучайтириш коэффициентининг эмиттер токига боғланиши транзисторларнинг энг муҳим характеристикаларидан биридир. Одатда катта тоқлар соҳасида база ўтказувчанлиги ўзгаради. Бу эса эмиттер p-n ўтиши инжекция коэффициентининг камайишига олиб келади, натижада биполяр транзисторларнинг кучайтириш коэффициенти тоқ ортиши билан камайиб боради. Фақат кенг зонали эмиттергина инжекция коэффициентини доимий сақлаб туриши мумкин. Буни ушбу соддалаштирилган мулоҳазалар асосида янада ойдинлаштириш мумкин.

Гетероўтишларнинг идеал моделида тор зонали яримўтказгичдаги ва кенг зонали яримўтказгичдаги инжекцияланган заряд ташувчилар

тоқларининг нисбати  $\exp\left(\frac{\Delta E_c + \Delta E_v}{kT}\right)$  экспонентага пропорционал бўлади.

Масалан, агар  $\Delta E_c + \Delta E_v \geq kT$  бўлса, кескин эмиттер ўтишли p-p-n тузилма эмиттерининг эффективлиги (инжекция коэффициенти) қуйидагича ифодаланади:

$$\gamma = \frac{I_{n2}}{I_{p2} + I_{n2}} = \frac{1}{1 + \frac{I_{p2}}{I_{n2}}} \approx 1 \quad (24)$$

Иккинчи томондан, эмиттерга нисбатан база соҳасининг кучлироқ легирланиши имконияти  $\gamma_6$  – база қиринилигини камайтиради. Учинчидан,

эмиттернинг камроқ легирланиши эмиттер ўтиш сифими  $C_{\text{бэ}} = \sqrt{N_{\text{э}}}$  ни ҳам пасайтиради. Бу эса транзисторни янада тезкорроқ бўлишига олиб келади.

Транзисторнинг яна бир муҳим характеристикаси генерациянинг энг катта такрорийлиги ёки қувват бўйича кучайтириш коэффициентининг 1 га тенг бўлиб қоладиган такрорийликдир. Бу катталик транзисторнинг улашиш схемасига боғлиқ эмас.

Уни  $v_{\text{макс}}$  деб белгиласак,  $v_{\text{чег}}$  - чегаравий такрорийлик бўлса, у ҳолда

$$v_{\text{макс}} = - \left( \frac{v_{\text{чег}}}{R_{\text{б}} C_{\text{к}}} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (25)$$

Бунда  $C_{\text{к}}$  - коллектор ўтиши сифими,  $R_{\text{б}} C_{\text{к}} = \tau_{\text{к}}$  коллектор занжири вақт доимийси.  $R_{\text{б}}$  база қаршилигини камайтириш имконияти эса (бир ёки икки тартибга) тезкорликни кескин ошириб юборади. Мана шуларга асосланиб ретероўтиришлар асосидан биполяр транзисторларга қизиқиш кучайди.

База соҳаси сифатида кремнийга нисбатан кенг зонали яримўтказгич, масалан, галлий арсениддан фойдаланилса, тезкорлик ошади, ишчи температуралар кўтарилади.

База соҳасида заряд ташувчилар зичлиги  $10^{18} \text{ см}^{-3}$  ва база қалинлиги 0.1 мкм бўлган n-p(GaAs)-p(Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As) транзисторда хона температурасида база соҳасидан электроннинг ўтиш вақти  $t_{\text{уч}} = \frac{ew^2}{2\mu kT n}$  пикосекундларни ташкил қилади.

Кенг зонали эмиттерли транзисторлар бўйича эришилган асосий кўрсаткичлар ва параметрлар, шунингдек, уларнинг афзалликлари қуйидагилардан иборат:

1) Транзисторнинг статик кучайтириш коэффициенти  $\alpha_0 = \gamma \text{sech} \left( \frac{w}{L} \right)$  базанинг  $w$  қалинлигининг  $L$  диффузион узунликга нисбати билан аниқланади. Умумий эмиттерли схемада  $\alpha_0$  кучайтириш коэффициентининг қиймати 13000 гача етган.

2) Транзисторнинг энг муҳим хоссаси  $\alpha_0$  кучайтириш коэффициентининг эмиттер токига боғлиқлигидир. Кичик тоқлар соҳасида кучайтириш коэффициенти ўтаётган тоқ катталигига боғлиқ ва инжекция даражаси ортган сайин ортиб боради. Чунки эмиттер ўтишнинг хажмий заряд соҳасидаги рекомбинацион жараёнлар тоққа боғлиқ бўлади. Агар кенг зонали эмиттер юқори даражада легирланган бўлса, кучайтириш коэффициентининг тоққа боғлиқлигига туннелланиш тоқи муҳим хисса қўшади.

3) Қаралаётган транзисторларда кенг зонали эмиттер юқори инжекция даражалари соҳасида ҳам кучайтириш коэффициентини камайтирмайди. Базага киритилган асосий бўлмаган заряд ташувчилар зичлиги асосий заряд ташувчилар зичлигидан катта бўлган ҳолларда ҳам кучайтириш коэффициенти ўзгармас қолади.

4) Кенг зонали эмиттерли гетеро-транзисторларда кучайтириш коэффициентлари температурага суств боғланган, у температура ортиши билан силлиқ камай боради.

5) Бундай транзисторларда эришилган чегаравий такрорийлик 25 ГГц га тенг бўлган.

6) База соҳасини бир неча юз ангстремгача торайтириш ва кескин гетероўтишлар ҳосил қилиниши имконияти тезкорликни янада ошириш имкониятларни очади. Бу ҳолда заряд ташувчиларнинг база орқали баллистик учиб ўтиши мумкин бўлиб қолади (электронлар тўқнашувга учрамайди), натижада электронлар тезлиги диффузиянинг энг катта тезлигидан ҳам анча катта бўлади. Кенг зонали эмиттерли кескин чегарали гетеротранзисторларда инжекцияланган электронлар қўшимча кинетик энергия олади, уларнинг тезлиги катта, баллистик учиб вақти кичик. Тажрибаларда база кенглиги  $W_b \approx 0,025 \pm 0,1$  мкм бўлганда электронларнинг база орқали баллистик учиб ўтиши муҳим ўрин эгаллайди.

## §2. Кенг эмиттерли гетеротранзисторларнинг частотавий хоссалари

Кенг зонали эмиттерли биполяр транзисторларнинг частотавий хоссаларини яхшилашнинг принципиал томонларини кўриб чиқайлик. Бундай транзисторларнинг энг юқори генерация частотаси  $f_{max}$  қуйидаги формула орқали ифодаланади.

$$f_{max} = \frac{1}{4} \pi (r_b C_c \tau_{ec})^{-\frac{1}{2}} \quad (26)$$

Бу ерда:

$r_b$  -база қаршилиги;

$C_c$  -коллектор сифими;

Формуладаги  $\tau_{ec}$  қуйидаги катталикларни ўз ичига олади:

$$\tau_{ec} = \tau_e + \tau_s + \tau_x + \tau_c \quad (27)$$

Бу ерда:

$\tau_e$  -эмиттер диоднинг зарядланиш вақти,

$\tau_s$  -ток ташувчиларнинг базадан учиб ўтиш вақти

$\tau_x$  - ток ташувчиларнинг коллектор қатламидан дрейф учиб ўтиш вақти

$\tau_c$  - коллектор диоднинг заряд вақти.

Эмиттер диоднинг зарядланиш вақти эмиттер қаршилигининг сифимига қўлайтмасига тенг.

$$\tau_e = r_e C_e \quad (28)$$

Гомоўтиш асосидаги биполяр транзисторларда эмиттер ва база соҳаларни юқори даражада легирлаш эмиттер сифими  $C_e$  қийматининг юқори бўлишига олиб келади, тўғри кучланиш берилганда  $C_e$  қиймати янада юқорирок бўлади.

Гетероўтишли транзистор тизимларида  $\tau_e$  қийматини эмиттер соҳани кам даражада легирлаш ва мос равишда  $C_e$  ни кичрайтириш орқали ҳам кескин камайтириш мумкин.

Гетероўтиш асосидаги биполяр транзисторларда  $\tau_e$  нинг қийматини базадаги концентрацияни ошириш ва бир вақтнинг ўзида унинг қалинлигини кичрайтириш орқали ҳам камайтириш мумкин. Агар база қатламида киришмалар бир хилда тақсимланган бўлса, яъни база соҳаси бир жинсли бўлса  $\tau_e$  қийматини қуйидаги формуладан ҳисоблаш мумкин:

$$\tau_e = \frac{W_b^2}{2D} \quad (29)$$

$W_b$  - база қалинлиги,

$D$  - базадаги асосий бўлмаган ток ташувчиларнинг диффузия коэффициентини.

Агар база қатламида киришмалар бир хилда тақсимланмаган бўлса  $\tau_e$  ни қуйидаги ифодадан ҳисобланади:

$$\tau_e = \frac{W_b^2}{D} \frac{\left( \ln \frac{N_{bc}}{N_{be}} - 1 \right)}{\left( \ln \frac{N_{bc}}{N_{be}} \right)^2} \quad (30)$$

$N_{bc}$  - базадаги киришмаларнинг эмиттер яқинидаги концентрацияси,  $N_{be}$  - базадаги киритмаларнинг коллектор яқинидаги концентрацияси.

(28) ифодадаги  $r_e$  - эмиттернинг дифференциал қаршилиги бўлиб, қуйидагига тенг:

$$r_e = \frac{kT}{gJ_e} \quad (31)$$

Бу ерда:

$k$  - Больцман доимийси,  $T$  - температура,

$g$  - эмиттер чегарасида контакт ўтказувчанлик,  $g = \frac{2J_e}{V_e}$

$J_e$  - эмиттер токи.

$C_e$  - эмиттер сизими қуйидаги формула орқали ифодаланади:

$$C_e = A_e \left( \frac{\epsilon_q N_e}{2V_e} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (32)$$

Бу ерда:

$A_e$  - эмиттер юзаси;

$\epsilon_q$  - яримўтказгич материалнинг диэлектрик киритувчанлиги,

$N_e$  - эмиттердаги киришмалар концентрацияси.

$V_e$  - эмиттер ўтишдаги кучланиш.

Гетероўтишли транзисторларда  $r_e$  ни ва эмиттер ўтишдаги кучланишни ҳисоблаш учун гетероўтиш ВАХ нинг тўғри тармоғидан фойдаланилади:

$$J = J_0 \exp\left(-\frac{qV}{\eta kT}\right) \quad (33)$$

Бу ерда:

$q$ -электрон заряди.

гетероўтишларда  $\eta = 1$  деб қабул қилинган.

Эмиттер ўтишининг заряд-разряд вақти  $\tau_e$  нинг қийматини қуйидаги формуладан ҳисобланади.

$$\tau_e = \frac{1 W_e^2}{3 \mu V_e} \quad (34)$$

Бу ерда:

$W_e$  - эмиттер қалинлиги,

$\mu$  - ток ташувчилар ҳаракатчанлиги.

Коллектор диоднинг заряд-разряд вақти:

$$\tau_c = r_c \cdot c_c \quad (35)$$

$r_c$  - коллектор қатлами қаршилиги,  $c_c$  - коллекторнинг сифими. У асосан коллектор геометрияси орқали аниқланади. Амалда коллектор ўтишининг заряд-разряд вақти ток ташувчиларнинг дрейф тезликлари билан аниқланади ва жуда кичик қийматларга эга бўлади.

Шундай қилиб, база соҳасини кучли легирлаш имкониятидан фойдаланиб база қаршилигини кескин камайтириш ва аксинча кенг зонали эмиттер соҳасини кам легирлаш ҳисобига эмиттер сифимини камайтириш кенг эмиттерли биполяр гетеротранзисторларнинг частотавий характеристикаларини кескин яхшилаш имкониятини беради.

Юқоридагиларга асосланиб, транзисторларнинг сифат фактори бўлган  $f_{\max}$  гетероўтишли транзисторларда гомоўтишли транзисторларга нисбатан юқори бўлади деган хулоса келиб чиқади.

### §3. Икки гетероўтишли транзисторлар.

Ўта юқори частотали (ЎЮЧ) транзисторларнинг ишлаш принципини таҳлил қилиш шуни кўрсатадики, бу қурилмаларда галлий арсенид ва унинг бирикмалари асосидаги гетеротизимлардан фойдаланиш уларнинг асосий параметрлари ва характеристикаларини яхшилашга олиб келади. ЎЮЧ транзисторларни ва интеграл схемаларни тайёрлашда иккигетероўтишли транзисторлар алоҳида қизиқиш уйғотади.

Кенг зонали эмиттерли транзисторларда база соҳаси коллектор соҳасига нисбатан кучли легирланган бўлади,  $N_B \gg N_C$ . Шунинг учун транзистор тўйиниш режимида ишлаётганда базадан коллекторга ковакларнинг

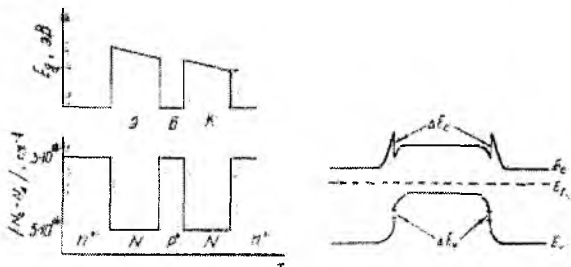


инжекцияси кучаяди. Оқибатда битта гетероўтишли транзисторлар калит режимда ишлаётганида уларнинг асосий параметрлари кескин ёмонлашади.

Кучли легирланган базадаги ковакларнинг коллекторга инжекциясини йўқотиш учун кенг зонали коллектордан фойдаланилади.

27-расмда икки гетероўтишли транзисторнинг зона энергетик диаграммаси тасвирланган.

Бу турдаги транзисторларда коллектор ўтиш сифимини камайтириш учун коллектор соҳа кенг зонали кучсиз легирланган материалдан тайёрланади ( $N_k \approx 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ). База соҳа эса кучли легирланган ( $P_b \approx 10^{18} + 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ). Транзистор тўйиниш режимда ишлашга ўтаётганда коллектор база чегарасида электрон ва коваклар учун потенциал тўсиқ бир ҳил бўлмаганлиги учун базадаги ковакларнинг коллектор соҳага инжекцияси деярли бўлмайди.



27-расм. Икки гетероўтишли биполяр транзисторнинг эмиттер, база, коллектор соҳаларида тақисланган зона кенглигининг (а), аралашмалар тақсимотининг (б) ўзгариши ва унинг энергетик зоналар диаграммаси.

Кенг зонали коллектор бир қатор афзалликларга эга бўлганлиги туфайли икки гетероўтишли транзисторлар электроника соҳасида, роботлар техникасида, рақамли ва интеграл схемаларда, ЭХМда ва бошқа соҳаларда кенг қўлланилмоқда.

Икки гетероўтишли биполяр транзисторларнинг асосий афзалликлари қуйидагилардан иборат:

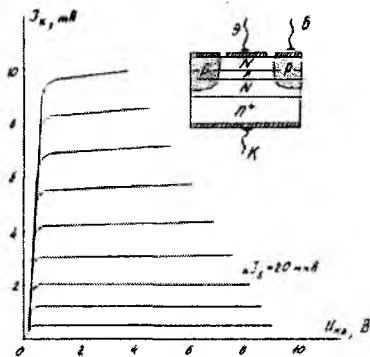
1. Транзистор тўйиниш режимда ишлаётганида базадан коллекторга коваклар инжекциясининг бўлмаслиги.

2. Интеграл схемаларда эмиттер-коллекторларни ўзаро алмаштириш мумкинлиги.

3. База ва коллекторнинг легирланиш даражаси бир-бирига боғлиқ бўлмайди. Бу қувватли ўта юқори частотали транзисторлар яратиш учун муҳим аҳамиятга эга.

4. Турдош транзисторларга нисбатан тўйиниш кучланишининг кичиклиги ва калит режимда кучланиш тушувининг паст бўлиши.

28-расмда икки гетероўтишли транзисторни схемага умумий эмиттерли уланишдаги чиқиш характеристикалари тасвирланган.

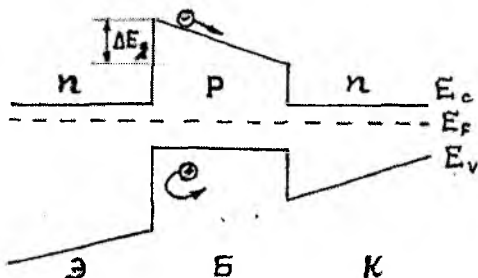


28-расм. Икки гетероўтишли транзисторнинг чиқиш ВАХ лари. (Умумий эмиттерли уланиш)

#### §4. Варизон биполяр транзисторлар.

Яримўтказгичли  $n-p-n$  – биполяр транзисторларнинг асосий параметрларидан бири бўлган – тезкорлигини ошириш учун электронларни базадан учиб ўқиш вақти  $t_{yч}$  ни камайтириш керак. Буни кенглиги ўзгарувчан тақиқланган зонали – варизон тузилмалар ёрдамида амалга ошириш мумкин.

Варизон биполяр транзисторнинг зона энергетик диаграммаси 29-расмда тасвирланган.



29-расм.  $n-p-n$  варизон биполяр транзисторнинг энергетик зоналар диаграммаси.

Варизон  $n-p-n$  биполяр транзисторлар тузилмасида тақиқланган зона кенглиги коллектордан эмиттерга томон ортиб бориши натижасида асосий бўлмаган заряд ташувчилар учун ички қўшимча майдон  $E_i$  ҳосил бўлади. Бу майдон бир томондан электронларни  $p$  – базадан учиб ўтишини тезлаштиради, иккинчи томондан базадан ковакларни эмиттерга инжекцияланишига қаршилиқ кўрсатади. Варизон базали биполяр транзистор

Н.Кремер томонидан таклиф қилинган. Варизон базадан электроннинг учиб ўтиш вақти  $\tau_G(\Delta E_g)$  қуйидагича аниқланади:

$$\tau_G(\Delta E_g) \approx \frac{d_G}{2\mu E} = \frac{d_G^2 q}{2\mu \Delta E_g} \quad (36)$$

$d_G$  - база қалинлиги

$\Delta E_g$  - база қалинлигида таққиланган зона кенглигининг ўзгариши

$\mu$  - заряд ташувчиларнинг ҳаракатчанлиги

$q$  - электрон заряди.

Масалан,  $Al_xGa_{1-x}As$  варизон кристалл учун  $\Delta E_g = 0,25$  эВ бўлганда хона температурасида электроннинг базадан учиб ўтиш вақтини 5 мартага камайтиради.

## §5. Гетероўтишлар асосидаги импульс транзисторлари.

Коллектор-база кучланиши 200-300 В дан юқори ва тоқлар 1 А дан катта бўлганда тоқларда ишлайдиган транзисторларни юқори қувватли катта кучланишли транзисторлар дейилади. Бундай транзисторлар асосан калит режимида ишлатилади. Очиқ ҳолатда коллектор токи юқори қийматга эга бўлган ҳолда, берк ҳолатда коллектор ўтиш юқори кучланишга бардош бериши керак.

Биполяр-транзисторларда, худди қувват диодларидаги каби бир вақтнинг ўзида ток ва кучланишни орттириш мумкин эмас, чунки коллектор ўтишдаги тешилиш кучланишини ошириш учун коллектордаги ток ташувчиларнинг концентрациясини камайтириш, коллектор соҳанинг қалинлигини эса ошириш керак. Бу эса ўз навбатида  $J_K$  коллектор токининг камайишига, тўйиниш қаршилиги ва улаб- ўчириш вақтининг ортишига олиб келади. Шунинг учун юқори кучланишли биполяр транзисторларда тезкорлик ва кучайтириш коэффиценти нисбатан кичик бўлади.

Юқори қувватли биполяр транзисторларда ток ва қувватни орттириш асосан тузилманинг ишчи юза сатҳини ва эмиттер периметрини ошириш ҳисобига эришилади.

Галлий-арсенид – алюминий-арсенид тизимидаги импульс транзисторларининг зона диаграммаси кенг зонали эмиттерли транзисторларники каби бўлади.

$n^+-n^0-p-N$  тизимли транзисторларда коллектор соҳасининг қалинлиги мўлжалланган кучланиш учун  $n^0-p$  – коллектор ўтишидаги хажмий заряд кенглигини ҳисобга олган ҳолда танлаб олинади.

$$W = W_0 \sqrt{1 + \frac{V_{\text{теши}}}{V_D}} \quad (37)$$

$W_0$  - кучланиш берилмагандаги  $n^0-p$  ўтишдаги хажмий заряд кенглиги,

$V_{\text{теши}}$  - тешилиш кучланиши,  $V_D$  - диффузион потенциали.

Мазкур импульс транзисторларининг ишчи кучланиши қиймати  $U_{кз}$  асосан коллектордаги электронлар концентрацияси билан белгиланади. Ҳозирги пайтда гетероўтишлар асосида коллектор – эмиттер кучланиши 500 В бўлган ва 15 А импульс токида ишлайдиган транзисторлар яратилган.

Транзисторларнинг ишлаш принциpidан маълумки, транзисторнинг статик кучайтириш коэффициентининг базанинг қалинлиги  $W_б$  ва базадаги асосий бўлмаган заряд ташувчининг диффузион узунлиги  $L$  билан аниқланади.

$$\beta = \gamma \cdot \operatorname{sech} \left( \frac{W_б}{L} \right) \quad (38)$$

$\gamma$  - эмиттер инжекциясининг самарадорлиги.

Легирланмаган р-GaAs базадаги электронларнинг диффузия узунлиги қиймати ток зичлиги  $j \sim 10 \text{ А/см}^2$  бўлганда  $L_n = 60 \div 75 \text{ мкм}$  ни ташкил этади. Бу эса ўз навбатида юқорида кўрилган транзистор тузилмаларида база соҳаси нисбатан қалин бўлганда ҳам статик кучайтириш коэффициентининг қиймати анча юқори бўлишини таъминлайди. Бироқ ушбу транзисторда кучсиз легирланган база соҳасидан фойдаланганлиги учун эмиттер токининг қисилиш эффекти туйфайли кучайтириш коэффициенти ток ортиши билан камаю бошлайди.

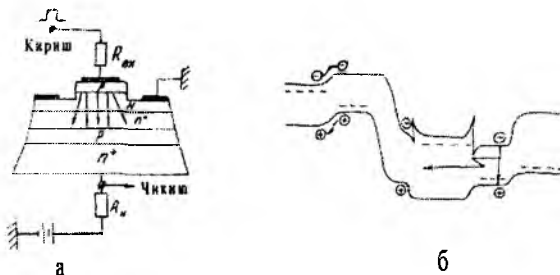
$U_{кз}$  кучланиши катта ва кучайтириш коэффициенти юқори бўлган транзисторларни яратиш анча мураккаб масаладир. Шунинг учун амалда транзистор параметрларига қўйилган талабларга асосан оптимал вариант танлаб олинади.

## §6. Фотон-инжекцион транзисторлар.

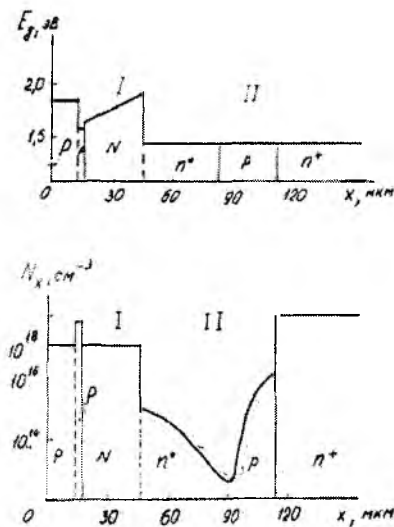
Фототранзистор ва нур чиқарувчи гетеродиоддан иборат тузилмалар илмий адабиётларда фотон-инжекцион транзистор (30-расм) деб номланган.

Фотон-инжекцион транзисторнинг энергетик зоналар диаграммаси 30б-расмда тасвирланган.

Фотон-инжекцион транзистор тузилмаси қатламларида зона кенглигининг ва киришмалар тақсимотининг ўзгариши 31-расмда кўрсатилган.



30-расм. Фотон-инжекцион транзисторнинг схемага уланиши ва зона энергетик диаграммаси



31-расм. Фотон-инжекцион транзистор тузилмаси қатламларида зона кенглигининг ва киришмалар тақсимотининг ўзгариши.

Транзисторнинг ишлаш принципи қуйидагича. Кириш электр сигнали аввал-гетеродиодда-ёруғликка айлантирилади. Сўнгра бу ёруғлик коллектор ўтишида қайтадан электр сигналига айлантирилади. Бунда чиқиш токи кириш токидан катта бўлади. Яъни ток кучайтирилади. Нур чиқарувчи гетеродиодда ток бўлмаганда  $N-p^0-p^0-p^+$  тизим берк ва ток  $J_{\text{чик}} = 0$ . Нур чиқарувчи диодга тўғри кучланиш берилганда нур чиқарувчи диод базасида хаддан ташқари куп ковак ва электронлар йиғилади. Электрон ковак жуфтлар базада рекомбинацияланади. Натижада гетеродиод базасидан фотонлар оқими нурланади. Бу фотонларнинг бир қисми  $p^0$  - коллектор қатламга етиб келади ва унда ютилади. Бунинг натижасида  $p^0$  - коллектор қатламида электрон-ковак плазмаси генерацияланади. Ташқи электр майдон таъсирида ёруғликдан генерацияланган электронлар  $p^0$  сохадан  $N$  - қатламга ўтади. коваклар эса тескари кучланиш берилган коллектор ўтиш йўналишида ҳаракатланади ва  $p$ - $r$  ўтиш майдони таъсирида транзисторнинг  $p^0$  - базасига ўтади. Базада квазинейтрал ҳолатни сақлаш учун  $n^+$  - эмиттер электронларни инъекциялайди. Бу электронларнинг бир қисми базадан ўтиб коллекторга етиб келади. Натижада  $N-p^0-p^0-p^+$  - тизими орқали  $J_{\text{чик}}$  ток оқиб ўтади. Одатда  $J_{\text{чик}}$  токнинг қиймати  $J_{\text{сир}}$  ток қийматидан катта бўлади.

Фотон-инжекцион транзисторнинг чиқиш занжиридан ўтаётган ток қуйидагича ёзилади.

$$J_{\text{чик}} = J_{\text{ф}} \frac{\alpha_1}{1 - \alpha_2} \quad (39)$$

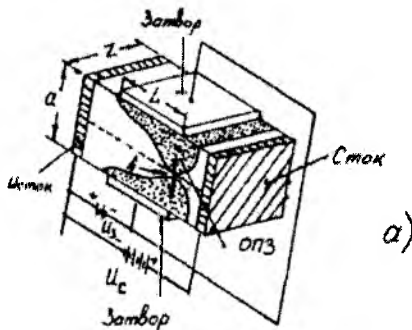
$\alpha_1$  ва  $\alpha_2$  - умумий базали схемада транзистор таркибий оптик ва биполяр ташкил этувчиларининг ток узатиш коэффициентлари.

Фотон-инжекцион транзисторларда коллектор токининг ортиш ва камайиш вақти 100 нс дан ошмайди. Одатдаги юқори кучланишли биполяр транзисторларда токни орттириш, асосан, транзистор ишчи юзасини ва периметрини ошириш ҳисобига эришилади. Кўрилатган транзисторда эса кам легирланган коллектор қаршилигининг ўзгариши (коллектор модуляцияси) туфайли юқори ток қийматига эришиш мумкин.

## §7. Гетероўтишлар асосидаги майдон транзисторлари

Гетероўтишларнинг майдон транзисторларида қўлланиши транзисторларнинг барча параметрлари ва характеристикаларини сезиларли даражада яхшиланишига олиб келади. Ҳозирги вақтда гетероўтишли майдон транзисторлари энг тезкор транзистор ҳисобланади.

Затвори p-n ўтишли ёки Шоттки тўсиқли бўлган майдон транзисторларининг (32-расм) асосий характеристика ва параметрлари куйидагилар:



32-расм. Шоттки томонидан таклиф этилган майдон транзистори модели

1. Транзистор вольт- ампер характеристикаси (ВАХ) нинг тиклиги –S

$$S = \left. \frac{\partial J_n}{\partial U_{M3}} \right|_{U_{C3}, U_{C3}} \quad (40)$$

Бу ерда:

$J_n$  -пайнов токи;

$U_{M3}$  -манба билан затвор орасидаги кучланиш;

$U_{C3}$  -манба билан пайнов орасидаги кучланиш.

ВАХ нинг тиклиги S майдон транзисторларининг кучайтириш хоссаларини ифодалайди.

2. Майдон транзисторининг чиқиш ўтказувчанлиги

$$G = \left. \frac{\partial J_n}{\partial U_{M3}} \right|_{U_{M3} = const} \quad (41)$$

транзистор очик холда ( $U_{M3} = const$ ) пайнов ва манба орасидаги қаршиликка тескари катталикдан иборат.

3. Майдон транзисторларидаги тўйиниш токи

$$J_{\text{тўйи}} = \frac{\varepsilon \mu_n W}{2\alpha L_3} (U_{M3} - U_0) \quad (42)$$

Бу ерда:

$\varepsilon$  - яримўтказгич материалнинг диэлектрик сингдирувчанлиги.

$W$  – канал кенглиги

$L_3$  - затвор узунлиги

$\alpha$  - канал узунлиги (манба ва пайнов орасидаги масофа)

Энг катта тиклик

$$S_{\text{max}} = \left. \frac{\partial j_{\text{тўйи}}}{\partial U_{M3}} \right|_{U_{M3} = const} = \frac{\varepsilon \mu_n W}{\alpha L_3} (U_{M3} - U_0)^2 \quad (43)$$

4. Майдон транзисторларда ток бўйича кучайтиришнинг чегаравий частотаси

$$v_m = \frac{S_m}{2\pi C_{3M}} = \frac{W_n}{2\pi L_3^2} (U_{M3} - U_0) \quad (44)$$

$C_{3M}$  - затвор манба сифими

$v_m$  - катталик транзисторнинг тезкорлигини аниқлайди.

Юқоридаги ифодалардан кўринадики транзисторнинг кучайтириш коэффициентини ва тезкорлигини ошириш учун каналдаги заряд ташувчилар ҳаракатчанлиги  $\mu_n$  каттароқ бўлиши, канал узунлиги  $L_3$  қисқароқ бўлиши керак.

Юқори частоталарда майдон транзисторларда асосан каналнинг иссиқлик шовқинлари транзисторнинг шовқин характеристикаларини белгилайди. Шовқин токининг флукуацияси каналдаги заряд ташувчиларнинг концентрацияси ва ҳаракатчанлигига боғлиқ бўлади.

Каналдаги заряд ташувчилар ҳаракатчанлиги қанча юқори бўлса, майдон транзисторларининг шовқин коэффициентини шунча кичик бўлади. Шоттки затворли майдон транзисторларда канал таглик чегарасида ҳаракатчанлик пасаяди, ВАХ тиклиги камаяди. Майдон транзисторларида шовқин характеристикасини яхшилаш учун кам легирланган, юқори қаршиликли галлий арсенид ва тақиқланган зона кенглиги катта бўлган AlGaAs оралик қатламларидан фойдаланилади.

Тор зонали GaAs ва кенг зонали  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  гетерочегарасидаги  $\Delta E_c$  потенциал тўсиқ электронларнинг каналдан тагликка ўтиб кетишига тўсиқлик қилади.

Бунинг натижасида канал соҳа чегарасида ҳаракатчан заряд ташувчиларнинг зичлиги ортади, натижада кесилиш кучланиши яқинида ВАХ тиклиги ортиб кетади, лекин шовқин коэффициентини ортмайди.

Юқорида кўрилган транзисторларда  $\nu=4$  ГГц частотада шовкин коэффициенти 1,15 децибелл, кучайтириш коэффициенти  $G=11,6$  дБ,  $\nu=12$  ГГц да шовкин коэффициенти 2,6 дБ, ( $G=8,7$  дБ).

Майдон транзисторларида затвор сифатида p-n гетероўтишдан фойдаланилса, затвор тўғри кучланишининг катта қийматига эриши мумкин. Бу эса транзисторнинг тезкорлигини оширади. Амалда технология жихатидан керакли ўлчамдаги юпқа p-соҳани олиш анча мураккаб. Агарда затвор сифатида кенг зонали  $Al_xGa_{1-x}As$  материалдан фойдаланилса, у ҳолда канал узунлигини янада қискартириш имконияти туғилади.

Бундай транзистор, ярим изоляцияловчи галлий арсенид тагликка ўстирилган 5 та қатламдан иборат. 1-легирилмаган  $GaAs$  ёки  $Al_xGa_{1-x}As$  оралиқ (буфер) қатлам қалинлиги 1.2 мкм; 2-канал (n-GaAs) қатлам қалинлиги -0.13 мкм; 3-p<sup>+</sup>-GaAs қатлам қалинлиги 200 Å; 4-p-  $Al_xGa_{1-x}As$  қатлам қалинлиги 0.3 мкм; 5- p<sup>+</sup>GaAs қатлам қалинлиги -0.3 мкм. Шунни такидлаш жоизки оралиқ (буфер) қатлам таглик сиртидаги нуқсонларни йўқотиш учун махсус ўстирилади.

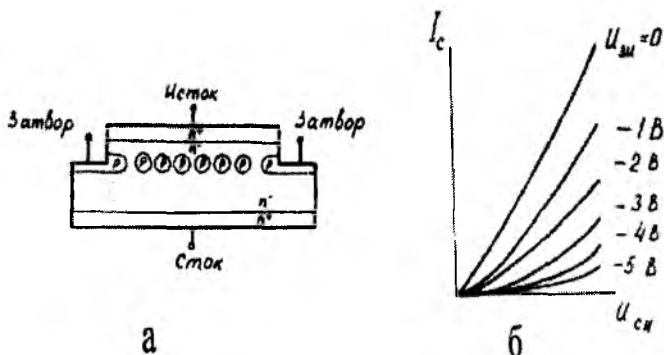
Бешинчи кучли легирилган эпитаксиал қатлам контакт қаршилигини камайтириш учун ўстирилган.

Бундай тузилишдаги майдон транзисторлари канал қатламидаги электронлар учун хона температурасида эришилган энг катта ҳаракатчанлик:

$$\mu_n = 9 \cdot 10^5 \frac{cm^2}{B \cdot c}; \text{ суюқ азот температурасида } - 2 \cdot 10^5 \frac{cm^2}{B \cdot c}.$$

## §8. Вертикал майдон транзисторлари.

Одатдаги майдон транзисторларида ток, каналнинг горизонтал текислиги бўйлаб оқиб ўтади. Вертикал майдон транзисторларида эса ток канал текислигига вертикал йўналишда оқади (33-расм). Вертикал тизимли майдон транзисторлари куйидаги афзалликларга эга:



33-расм. Вертикал майдон транзистори тузилмасининг кесими (а) ва манба-пайнов характеристикалари оиласи (б).



1. Канал узунлигини кескин қискартириш имконияти мавжуд.
2. Параллел каналлар сонини кўпайтириш ва транзисторнинг ишчи юзасини орттириш мумкин. Бу эса ўз навбатида қурилманинг қувватини янада ошириш имкониятини яратади.
3. Кириш ва чиқиш қаршиликлари минимумга келтирилади.
4. Чиқиш қаршилигининг кескин камайрилиши хисобига тескари боьланиш коэффициенти жуда кичик бўлади. Шунинг учун вертикал майдон транзисторларида тўйиниш токи вужудга келмаслиги ҳам мумкин.

Вертикал майдон транзисторларидаги кучланиш бўйича кучайтириш коэффициенти  $\mu = \frac{\Delta U_{\text{ин}}}{\Delta U_{\text{вн}}}$  ни полумпирик формуласи қуйидагича ёзилади.

$$\mu = 2,5 \exp\left(\frac{\pi L}{a}\right) - 1 \quad (45)$$

Бу ерда:

$L$  - канал узунлиги;

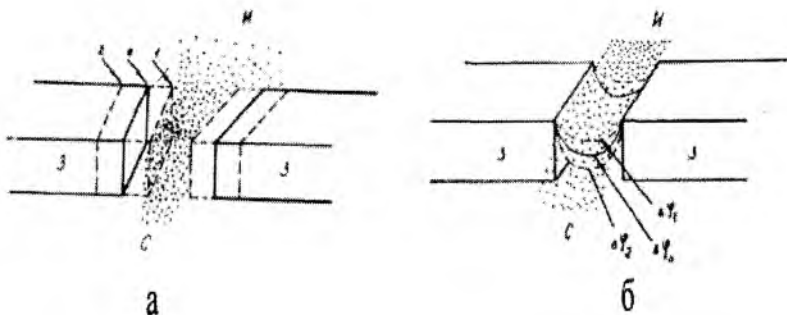
$a$  - канал кенглиги.

Вертикал транзисторларда юқори частоталарда ҳам катта қувватларни бошқариш мумкин. Шунинг учун бундай транзисторлар юқори частотали ва шунингдек товуш сигналларини қувват бўйича кучайтирувчи кучайтиргичларда ишлатилмоқда.

Вертикал майдон транзисторларининг ўзига хос ажойиб хусусиятларга эга бўлган икки тури мавжуд.

Биринчи турдаги вертикал майдон транзисторлари пентодсимон ВАХ га эга ва уларнинг ишлаш принципи Шокли модели асосида тушунтирилади. Яъни транзистор каналининг ток ўтказувчи (беркитилмаган) қисми қаршилигини бошқариш хисобига ишлайди.

Иккинчи тур вертикал майдон транзисторларда эса ВАХ триодсимон бўлади. Яъни манба-пайнов кучланиши ортиши билан манба токи экспоненциал орта боради. Таокидлаш жоизки, бу ток каналдаги мавжуд потенциал тўсиқдан электронларнинг ошиб ўтиши натижасида хосил бўлади ва бундай принцип асосида ишлайдиган транзисторлар статик индукцион транзисторлар деб аталади. Потенциал тўсиқ каналдаги хажмий заряд қатламларининг бир-бирига жуда яқинлашиши ва хаттоки туташishi натижасида каналнинг шу қисмида электронлардан камбаъаллашган соҳанинг вужудга келиши билан тушунтирилади (34-расм). Бу потенциал тўсиқ  $n^+ - n^0 - n^+$  тузилмаларда хосил бўладиган изотип потенциал тўсиққа ўхшаб кетади.



34-расм. Шокли (а) ва статик индукцион (б) транзисторларнинг ишлаш таомойиллари.

Ток билан кучланиш ўртасидаги бундай экспоненциал боьланишнинг физикавий сабаби эса манбадаги  $U_m$  кучланишнинг каналдаги тўсикни  $\Delta U_T$  га камайтиришидир.

$$\Delta U_T \approx \frac{L_1}{L_2} \cdot \Delta U_m \quad (46)$$

$L_1$  - манба билан затвор орасидаги масофа;

$L_2$  - пайнов билан затвор орасидаги масофа;

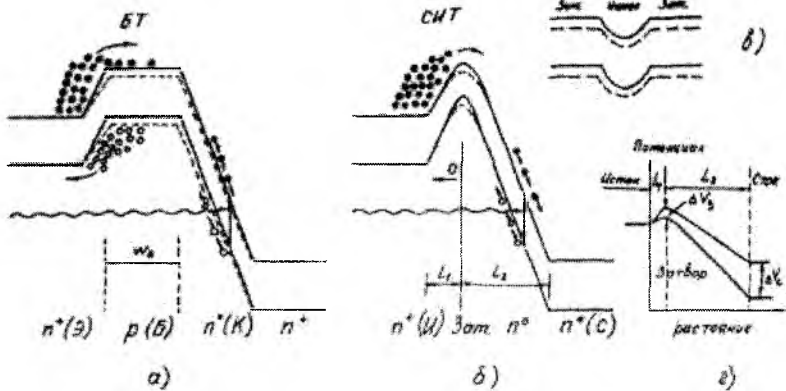
$\Delta U_m$  - пайновдаги кучланишнинг ўзгариши.

Қурилмадан ўтаётган ток учун қуйидаги ифодани ёзиш мумкин:

$$J \sim \exp\left(\frac{q\Delta U_T}{kT}\right) \approx \exp\left(\frac{qL_1\Delta U_m}{kTL_2}\right) \quad (47)$$

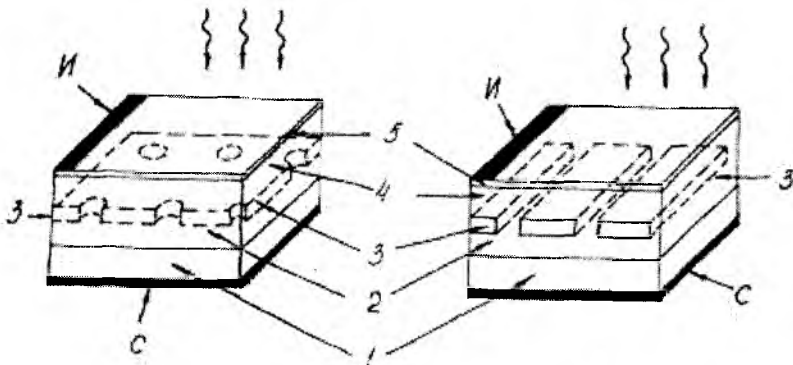
Юқори тоқларда каналдаги электронлар зичлиги ионлашган донорлар зичлигига нисбатан катта бўлади. Бу ҳолдаги токнинг физикавий маъноси хажмий заряд билан чегараланган токка бориб такалади. Бу эса ўз навбатида токнинг шу соҳада таҳминан чизикли ортиб боришини таъминлайди.

Статик индукцион транзисторнинг энергетик зоналар диаграммаси 35-расмда тасвирланган.



35-расм. Биполяр  $n-p-n$  ва статик индукцион транзисторларнинг зона энергетик диаграммаси (а, б), потенциал тўсиқнинг ўзгариши (в. г).

Статик индукцион транзистор 1950-йили япон физиги Ж.Нишизава томонидан ихтиро қилинган ва 1975-йили кремний асосида тайёрланган.  $AlGaAs - GaAs$  гетеротузилмалар асосидаги статик индукцияли транзистор 1987 йили яратилган ва улар асосида юбюри самарадорликка эга бўлган тезкор фотодиодлар тайёрлаш мумкинлиги амалда кўрсатилган (36-расм).



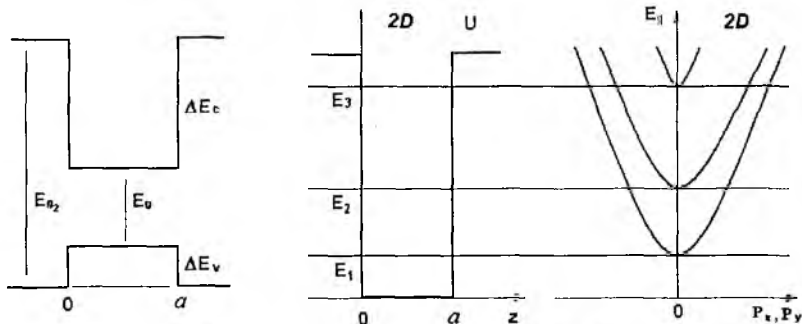
36-расм.  $GaAs - Al_xGa_{1-x}As$  тизимида затвори қўмилган майдон транзисторларининг турли кўринишлари.

Шундай қилиб, одатдаги Шокли типидagi майдон транзисторларида затвор кучланиши ўзгариши билан фақат каналнинг кенглиги ўзгаради. Статик индукцион транзисторларда эса затвор кучланиши ўзгариши билан каналдаги тўсиқ баландлиги ўзгаради (35-расм).

## IV. НАНОЭЛЕКТРОНИКАГА КИРИШ.

### Кириш

Электроника сохаси ривожланиб тараққий этиб бориши натижасида микроэлектроника вужудга келди. Албатта, микроэлектроника ўлчамларнинг кичрайиши, ёки аниқроғи микронли ўлчамларга ўтилиши муносабати билан шаклланиб борди. Ўз навбатида микроэлектроника негизида наноэлектроника шаклланиб бормоқда. Лекин, шуни таъкидлаш жоизки, наноэлектроника биргина ўлчамларнинг кичрайиши, яни микрон ўлчамлардан нанометрли, наносекундли ўлчамларга ўтишнинг ўзигина эмас. Наноэлектроникада, биринчи галда, электроннинг квант хусусиятларидан фойдаланилади.



37-расм. Квант ўра, квант нуқталардаги потенциал тўсиқ ва у ерда ҳосил бўладиган дискрет энергетик сатҳлар.

### Икки ўлчамли электрон газ.

Маълумки, макроскопик масштабларда ва юқори энергияларда электрон классик заррача деб қаралади. Вакуумдаги ёки исталган бирон-бир фазодаги электрон эркин электрон деб аталади. Бундай электронлар тўплами электрон булут, электрон газ дейилади. Фазодаги эркин электроннинг учта эркинлик даражаси бор. Бундай электрон  $x, y, z$  ўқлари бўйлаб бемалол эркин ҳаракат қила олади. Бундай электрон газ ҳам ўз навбатида уч ўлчамли электрон газ деб аталади. Масштабига боғлиқ равишда тузилма ноль ўлчамли (0D) ёки уч ўлчамли (3D) ҳисобланади.

Бу ерда  $D$ -dimension –ўлчам, массив, ўлчов, катталик ҳажм сўзларининг биринчи харфи бўлиб, унинг олдидаги рақам эса тузилма геометрик ўлчами тартибини билдиради.

Агар бундай электроннинг ҳаракатини бирон-бир йўналиш бўйича чегараласак унинг эркинлик даражаси 2 та бўлиб қолади, яни энди бундай электрон 2 йўналиш ( $x, y$ ) бўйича эркин ҳаракат қила олади. Бундай электрон газ эса икки ўлчамли электрон газ деб аталади. Квант ўралар ўлчамлари бир йўналиш бўйича бир нечта қатор атом оралиғидаги масофа тартибида

бўлади, қолган икки йўналиш бўйича эса ўлчам макроскопик қийматга эга бўлади. Бу икки ўлчамли (2D) электрон газдир.

Амалда икки ўлчамли электрон газ N-n-N тузилмаларда ва мос равишда икки ўлчамли ковак гази эса P-p-P тузилмаларда ҳосил қилинади. Бунда 2D электрон (ковак) гази тор зонали яримўтказгичда жойлашган бўлади ва у икки томондан кенг зонали яримўтказгич материали билан чегараланган. Гетероўтишлар чегарасида ҳосил бўладиган узилишлар ( $\Delta E_c$ ) ҳар икки томондан тор зонали яримўтказгичдаги электронларни чегаралайди, яъни, потенциал тўсик, девор бўлиб хизмат қилади. 2D ковак гази мисолида  $\Delta E_v$  шундай вазифани бажаради (37-расм).

Шундай қилиб, квант ўрада гетероўтишлар текислигида ётадиган  $x$ ,  $y$  ўқлари бўлиб электрон эркин ҳаракат қила олади. Гетероўтишлар текислигига тик бўлган  $z$  ўқи йўналишида эса электроннинг ҳаракати чегараланган, энергияси квантланган. Бу йўналишда электрон энергияси қуйидаги дискрет қийматларни қабул қилади:

$$E_n = (hn/a)^2 / 2m \quad (48)$$

Бу ерда  $n=1,2,3,\dots$ ,  $m$ -электроннинг эффектив массаси,  $a$ -квант ўра кенглиги, тор зонали яримўтказгич қатлами қалинлиги. Бу ерда шу нарса ни такрорлашни истар эдикки, квант ўранинг чуқурлиги реал гетероўтишларда  $\Delta E_c$  потенциал тўсиқнинг баландлиги билан аниқланади. Квант ўранинг геометрик ўлчами, жумладан, кенглиги тор зонали яримўтказгичнинг қалинлиги билан аниқланади. Агар бу қалинлик маълум бир ўлчамдан катта бўлиб кетса, у ерда квант ўра ҳосил бўлмайди. Бу ҳолда электрон уч ўлчамли эркин электрон бўлиб ҳисобланади.

Назарий ҳисоблашларда потенциал ўранинг чуқурлиги чексиз деб қаралади. Амалда эса, чуқурлик  $\Delta E_c$  ва  $\Delta E_v$  лар билан аниқланади. Бундан ва (48) формуладан шу нарса аён бўладики, потенциал ўра кенглиги – тор зонали яримўтказгичнинг қалинлиги бир неча нанометр тартибда бўлади.

Квант ўрадаги электроннинг тўлиқ энергияси дискрет – узлуксиз спектрга эга бўлади:

$$E = E_n + (P_x^2 + P_y^2) / 2m \quad (49)$$

Бу ерда  $P_x$ ,  $P_y$ -электрон импульсининг  $x$ ,  $y$  ўқлари йўналишларидаги ташкил этувчилари.

### Бир ўлчамли электрон газ.

Агар эркин электроннинг ҳаракатини 2 йўналиш бўйича чегараласак, энди у фақат бир йўналиш бўйича эркин ҳаракат қила олади ва унинг эркинлик даражаси 1 га тенг бўлади. Мос равишда бундай электрон газ 1 ўлчамли электрон газ дейилади. Бундай тузилмалар квант симлар (КС) ёки квант иплар (КИ) деб аталади. Бунда ўлчамлар икки йўналиш бўйича бир неча атомлар орасидаги масофага тенг бўлади. Учтинчи йўналиш бўйлаб эса ўлчам макроскопик қийматга эга бўлади. Бу йўналиш бўйича бир ўлчамли

(1D)электрон газ харакат қилади. Квант ипларда (  $y, z$ ) йўналишларда электронларнинг харакати чегараланган, мос равишда квантланган ва энергия дискрет қийматларга эга (48-ифода).  $x$ -ўқи бўйлаб электрон эркин харакат қила олади. Шундай қилиб, КИ бўйлаб харакатланаётган электроннинг тўлиқ энергияси ҳам дискрет – узлуксиз спектрга эга бўлади:

$$E = E_{nm} + P_x^2 / 2m \quad (50)$$

## Ноль ўлчамли электрон газ. Квант нуқталар

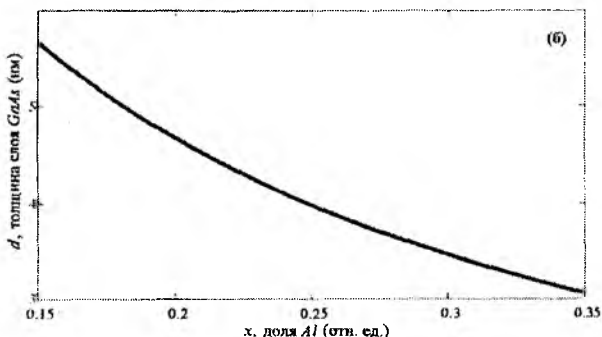
Агарда электроннинг харакатини уччала йўналиш бўйича чегараласак, энди у ҳеч бир йўналиш бўйича эркин харакатлана олмайди. Унинг эркинлик даражаси нолга тенг бўлади. Мос равишда бундай электронлар нол ўлчамли электрон газ деб аталади. Амалда эса бу боғланган электрондир. Ёки квантомеханик ибора билан айтганда эса уч ўлчамли потенциал ўра ичидаги электрондир. Бундай тузилмалар квант нуқталар (КН) деб аталади. КНларнинг ўлчамлари мавжуд уч йўналиш бўйича атомлар орасидаги масофа тартибида бўлади. Бундай тузилмаларда уччала ( $x, y, z$ ) йўналишларда ҳам масофалар жуда кичик. Шунинг учун уччала йўналишда ҳам электроннинг энергияси квантланган ва улар (48) ифода билан аниқланади. КНлар ҳақиқий чуқурликлари ( $\Delta E_c$ ) ва (48) ифодани инобатга олиб, ҳисоблашларни бажарсак, КНларнинг амалдаги ўлчамлари нанометрлар тартибида бўлишини топамиз [32,33]. Куб ёки сфера шаклидаги квант нуқталарнинг минимал ва максимал ўлчамлари қуйидагича аниқланади.

Одатда, квант нуқтанинг ўлчами кичрайиб боргани сари ундаги дискрет сатҳлар сони камайиб боради. Берилган  $\Delta E_c$  да энг камида битта дискрет сатҳ қолиш шартидан квант нуқтанинг минимал ўлчамлари топилади. Улар  $\text{InAs-GaAs}$ ,  $\text{GaAs-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  гетеротузилмаларда тахминан тенг бўлиб,  $40 \text{ \AA}$  ни ташкил этади. Шунингдек, квант нуқталарнинг ўлчамлари катталашиб боргани сари дискрет сатҳлар сони кўпайиб боради ва улар бир-бири билан яқинлашиб, оралиғи кичрайиб боради. Маълум бир ўлчамдан катта бўлганда, бу оралиқ кТга нисбатан кичик бўлиб қолади ва электрон бир сатҳдан иккинчисига бемалол ўтиб кета олади. Бунда дискретлик ва квантланиш йўқолади. Бу квант нуқтанинг максимал ўлчамларини белгилайди. Амалда квант нуқтанинг максимал ўлчами  $\text{InAs-GaAs}$  тизимида  $200 \text{ \AA}$  ни,  $\text{GaAs-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  тизимида эса  $140 \text{ \AA}$  ни ташкил этади. Квант нуқтанинг ўлчамлари бундан катта бўлса ундаги электроилар эркин электронларга айланиб қолади.

Ҳозирги пайтда биринчи тур гетероўтишли хилма-хил гетерожуфтликлар асосидаги квант нуқталар амалда тайёрланган ва ўрганилган [16, 17]. Уларнинг энергетик зона диаграммалари 8-расмдаги, 37а-расмдаги каби кўринишларда бўлади.

Мисол учун, бугунги кунда модел жуфтликка айланган  $\text{GaAs-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  гетеротизимдаги тақиқланган зонаси катта бўлган  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  матрица материалида жойлашган тор зонали  $\text{GaAs}$  КНнинг минимал ўлчамларини

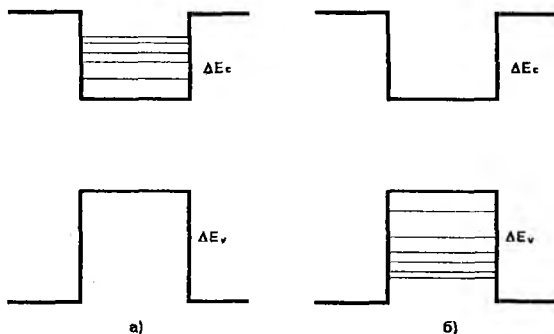
ҳисоблаш усулини кўриб чиқайлик. Минимал ўлчамлар дейилганда, мисол учун сферик КН учун унинг диаметри, куб ҳолида эса кубнинг ёқлари назарда тутилади. Албатта, GaAs КНнинг минимал ўлчамлари  $Al_xGa_{1-x}As$  матрица материали тақиқланган зонасининг кенглигига ёки бошқача айтганда  $Al_xGa_{1-x}As$  қаттиқ аралашма таркибидаги Al миқдорига, демак,  $x$  га боғлиқ бўлади. Бунга сабаб  $\Delta E_c$  нинг қиймати  $x$  га боғлиқ бўлади (15-расм). Шаклдан (15-расм)  $x$  нинг ҳар бир қиймати учун  $\Delta E_c$  ни аниқлаб оламиз. КТнинг минимал ўлчамида  $U = \Delta E_c$  эканлигини инobatга олиб, 48-ифодадан КТнинг минимал геометрик ўлчамларини ҳисоблаб топамиз.



38-расм.  $Al_xGa_{1-x}As$  матрицадаги GaAs КН минимал ўлчамларининг қаттиқ қотишма таркибига –  $x$  га боғлиқлиги.

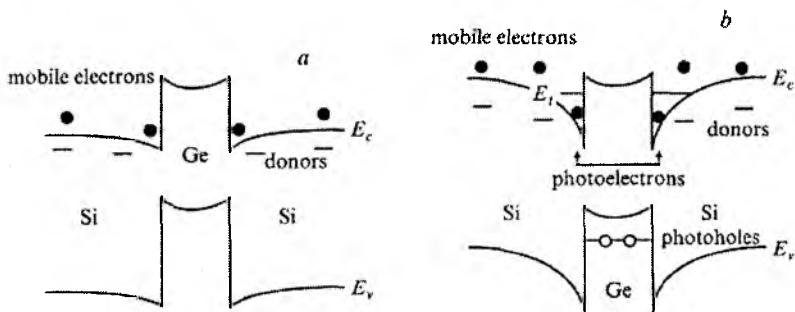
КНларни улкан сунъий дискрет атомлар деб қараш ҳам мумкин. Бундай улкан атомдаги электронларнинг сони жуда катта бўлиши мумкин ва у ўз спектрларига эга. Бундай спектрларнинг мавжудлиги фотолюминесенция ва электролюминесенция тажрибаларида тасдиқланган.

Таъкидлаш жоизки бундай улкан сунъий атомлар электронли (39а-расм) ёки ковакли (39б-расм) бўлиши мумкин.



39-расм. а) n-турли материалдаги электронлар учун КН нинг кўриниши; б) p-турли материаллардаги электронлар учун КН нинг кўриниши

Ўз навбатида КН I-тур гетероўтишлар асосида ёки II-тур гетероўтишлар асосида ҳосил қилиниши мумкин. КНлар I-тур гетероўтишлар асосида ҳосил қилинганда 39а-расм ва 39б-расмдаги зона энергетик диаграммалари устма-уст тушади ва бир пайтнинг узида электронлар ва коваклар учун КН ҳосил бўлади КН чуқурлиги  $\Delta E_c$  ва  $\Delta E_v$  қийматларга боғлиқ бўлади. Агар уларнинг биттаси жуда кичик бўлса, ўша турдаги ток ташувчилар учун КН ҳосил бўлмайди. Мисол учун GaAs-Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As тизимида  $\Delta E_v$  жуда кичик бўлади ва мос равишда юқори температураларда коваклар учун КН ҳосил бўлмайди.



40-расм. II-тур гетероўтишлар асосидаги КНнинг коронғуликдаги (а) ва ёритилганликдаги (б) зона энергетик диаграммаси.

КН II-тур гетероўтишлар асосида ҳосил қилинганда ўзига хос хусусиятларга эга бўлади. Мисол учун Ge/Si, ZnSe/BeTe, InAsSb/AlSb гетероўтишликлар асосида КН ҳосил қилинганда валент зонада коваклар учун КН ҳосил бўлади, лекин электронлар КН атрофида жойлашган бўлади 40-расм. Албатта, бу электронларнинг энергияси ҳам квантланган. Бу ҳолда электронлар тақиқланган зонаси катта бўлган яримўтказгичда (матрица материалида), коваклар эса тор зонали яримўтказгичда жойлашган бўлади ва шундай қилиб, улар фазовий ажратилган бўлади.

Айтилганларни қуйидаги фикран ўтказилган тажрибада яққолроқ тасаввур қилиш мумкин. Футболчи футбол майдонида дарвозадан дарвозагача чопар экан, у икки ўлчамли электрон газни, икки ўлчамли электронни эслатади. Аслида, у уч ўлчамли бўлиши керак эди. Лекин унинг ҳаракати икки томондан – пастдан ва юқоридан чегараланган. Пастдан – ернинг сирти, майсазор билан чегараланган. Юқоридан эса унинг ҳаракатини ернинг тортишиш майдони ҳосил қилган потенциал тўсиқ чегаралайди. У учиб кета олмайди. “Осмон йирок, ер каттик”. Шундай қилиб, амалда унинг ҳаракати икки ўлчамли бўлади.

Агар футболчининг ҳаракатини яна икки ён томондан тўсиқлар билан чегараласак, унинг ҳаракати бир ўлчамли бўлиб қолади. Энди футболчи фақат дарвозадан дарвоза томон қизиқ бўйлаб ҳаракат қила олади ҳолос, ён томонларга ҳаракат чегараланган. Бу эса бир ўлчамли ҳаракатга мисол бўла олади.



Агар энди футболчининг харакатини барча томондан чегараласак, энди у харакат қила олмай қолади. Бу эса квант нуқтага таккосланиши мумкин.

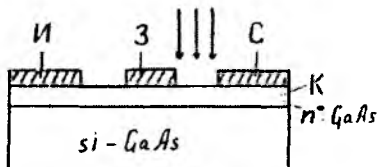
Шуни назарда тутиш лозимки, квант нуқтадаги заряд ташувчиларнинг – электрон ва ковакларнинг ҳаракати, энергияси квантланган бўлади. Факатгина бу квантланиш энергияси потенциал тўсиқларнинг баландлигига, квант нуқтанинг ўлчамларига боғлиқ бўлади. Шунингдек, температура ортиши билан ҳам энергетик сатҳлар юқорига кўтарила бошлайди. Маълум бир температурада электрон квант нуқтани бутунлай тарк этади. Энди у яна кристалл ичидаги уч ўлчамли заррачага айланади.

Металлар ва яримўтказгичлардаги электронлар ўз атомларини тарк этиб кристалл бўйлаб эркин харакат қилиб юришлари мумкин. Лекин аслида улар квазиэркин электронлардир. Улар фақат кристал панжара ичида эркин харакат қилиб юра оладилар, муайян шарт-шароит бўлмагунча, кристаллни тарк эта олмайдилар. Яъни, улар ҳам макроскопик масштабдаги потенциал ўра ичидаги электронлардир. Шундай бўлсада, соддалик учун бундай электронларни эркин электронлар деб аташ қабул қилинган. Бундай электрон газ эса уч ўлчамли электрон газ деб хисобланади.

Ўлчамли квантланишни яримўтказгичларда намоён қилиш юқори технологиялар (молекуляр нурли эпитаксия) ёрдамида бирор таглик устида нафақат кристаллографик тузилиши, балки кимёвий таркиби ҳам бир-биридан фарқ қиладиган ўта юққа қатламлар ўстириш орқали амалга оширилади.

## §1. Икки ўлчамли электрон газ асосида ишлайдиган майдон транзисторлари.

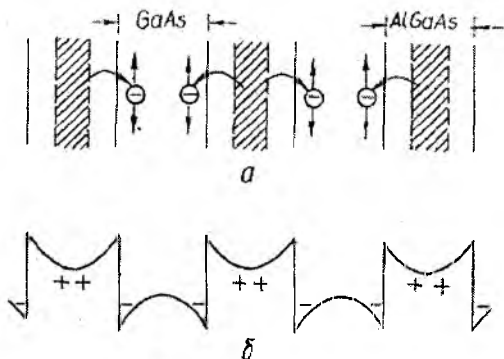
Электроннинг кванто-механик хусусиятларидан фойдаланиб ишлайдиган биринчи транзистор икки ўлчамли электрон газ (2Д) асосида ишлайдиган майдон транзистори бўлди. 2Д газ асосидаги майдон транзисторлари биринчи марта 1980 йили яратилган. Бундай майдон транзисторларини Россияда ВПЭТ, Японияда НЕМТ, АҚШда МОДФЕТ, СДНТ, Францияда TEGFET деб номланган. 2Д газ асосидаги майдон транзисторлари AlGaAs –GaAs гетероўтишли кўп қатламли тизимларда яратилган. Маълумки, гетероўтишлар майдон транзисторларида затворни стабиллаш, варизон канал хосил қилиш учун ишлатиб келинган. 2Д газ асосида майдон транзисторларида гетероўтишлар бутунлай янги қўлланиш топди.



41-расм. Шоттки тўсиқли майдон фототранзистори

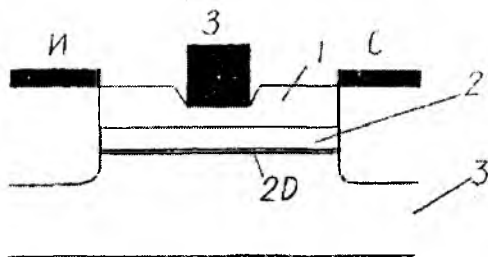
Маълумки, майдон транзисторларида каналнинг ўтказувчанлигини ошириш муҳим аҳамият касб этади (41-расм). Канал қатламининг ўтказувчанлигини ошириш учун ундаги электронларнинг концентрациясини ошириш керак, яъни кўпроқ аралашма киритиш керак. Бу эса, ўз навбатида электронлар ҳаракатчанлигининг кескин пасайишига олиб келади. Чунки, ионлашган донор атомларида электронларнинг сочилиши кучаяди. Бундай қарама-қаршилиқ селектив легирланган гетероўтишларда осонгина ҳал этилиши мумкин. 42-расмда гетероўтишлар асосидаги даврий тузилма келтирилган. Унда кенг зонали AlGaAs қатлами легирланган, GaAs қатлами эса легирланмаган, тоза. Агар AlGaAs қатламлари етарлича юпқа бўлса, улардаги электронлар тўлиқ GaAs қатламига ўтади. Легирланмаган, тоза GaAs қатламида эса электронларнинг ҳаракатчанлиги юқори бўлади. Бу эса майдон транзистори тезкорлиги ва характеристика тиклигининг кескин ортишига олиб келади.

2D газ асосидаги майдон транзисторининг схемаси 43-расмда, унинг зоналар диаграммаси 44-расмда келтирилган.



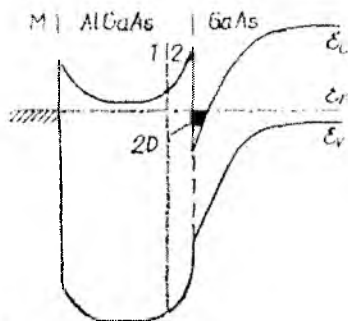
42-расм. Гетероўтишлар асосидаги даврий тузилма.

Ушбу майдон транзисторининг зоналар диаграммасидан иккита муҳим ҳолат келиб чиқади. Биринчидан, электронлар ўзларини вужудга келтирган ионлашган атомлар томон тортилади ва гетероўтиш чегарасида ҳосил бўлган учбурчак чуқурчада жойлашган бўлади. Натижада GaAs канал қатламида кучли электр майдони вужудга келади. Бу эса ўз навбатида электрон ҳаракатининг гетероўтиш текислигига перпендикуляр йўналишида квантланишига олиб келади. Одатда, учбурчакли потенциал ўрагининг кенглиги бир неча нанометр бўлиб, электрон учун де-Бройль тўлқин узунлиги билан бир хил тартибда бўлади. Электрон энергиясининг бундай квантланиши оптик ва квант Холл эффекти тажрибаларида тасдиқланган. Гетероўтиш текислигида эса, электронлар худди эркин заррачалар каби ҳаракатланаверади.



43-расм. 2D газ асосидаги майдон транзистори модели.

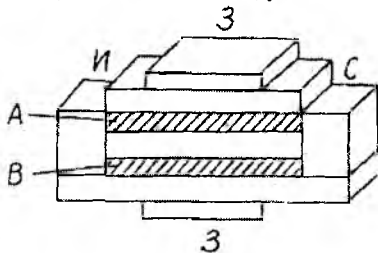
Иккинчи муҳим ҳолат шундан иборатки, гетеротизим таркибида юққа легирланмаган  $\text{AlGaAs}$  кенг зонали қатлам мавжуд. Бу қатламни “спейсер” деб аталади: “Спейсер” каналдаги электронлар ва  $n\text{-AlGaAs}$  қатламдаги ионлашган атомлар ўртасидаги ўзаро таъсирни камайтиради, экранлайди. Бу эса каналдаги эркин электронларнинг ҳаракатчанлигини янада оширади. Таҷрибалардан ушбу “спейсер” қатламнинг қалинлиги 2-3нм бўлиши мақсадга мувофиқлиги топилган.



44-расм. Гетероўтишлар асосидаги 2D газ майдон транзистори зоналар диаграммаси.

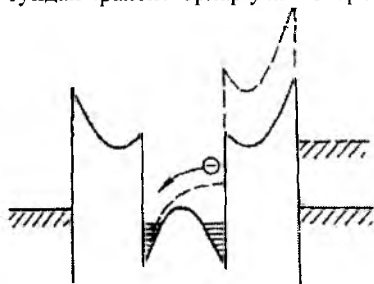
Икки ўлчамли электрон газ асосида ишлайдиган тезкор транзисторлардан яна бири электронларнинг тезликларини алмаштириладиган майдон транзисторидир. Россияда бундай транзисторларни ПТМС (ПТ с модулируемой скоростью электронов), инглизчада VMT (velocity-modulation transistor) деб аталади. Бундай транзисторларда затвордаги потенциални ўзгартириш ҳисобига, каналдаги электронларнинг сонини ўзгартирмаган ҳолда, уларнинг ҳаракатчанлиги ўзгартирилади. Одатда, бундай транзисторлар икки каналли бўлади. 45-расмда кўрсатилган ПТМС да канал паралел жойлашган Г ва Х-долинали қатламлардан иборат. Затвордаги потенциални ўзгартириш йўли билан электрон Г-долинадан Х-долинага ва аксинча кўчирилади. 46-расмда кўрсатилган ПТМС да иккита гетероўтиш мавжуд. Транзистор каналининг В қисми кучли легирланганлиги учун у қатламда

электронларнинг ҳаракатчанлиги кичик. Каналнинг А қисми легирланмаган, шунинг учун бу қатламда электронларнинг ҳаракатчанлиги юқори. Транзистор затворидаги потенциални ўзгартириш йўли билан электронлар каналнинг А қисмидан В қисмига ва аксинча, ўтказилиши мумкин.



45-расм. Гетероўтишлар асосидаги 2D газли тезликлари алмаштириладиган майдон транзистори модели.

Бундай ҳолатда транзисторнинг қаршилиги катта ҳолатдан қаршилиги кичик ҳолатга ёки ёпиқ ҳолатдан очиқ ҳолатга ва аксинча ўтиши электронларнинг каналдаги кўндаланг дрейфига боғлиқ. Бу эса пикосекундларни ташкил қилади. Шунинг учун бундай транзисторлар ўта тезкор хисобланади.



46-расм. Гетероўтишлар асосидаги 2D газли тезликлари алмаштириладиган майдон транзистори зоналар диаграммаси.

Транзисторларнинг тезкорлигини ва кучайтириш коэффициентини янада ошириш учун, икки ўлчовли электрон газли ва селектив легирланган гетероўтишли майдон транзисторлари яратилган. Бу иккала турдаги транзисторларни электронлар ҳаракатчанлиги юқори бўлган майдон транзисторлари дейилади. Бундай транзисторларнинг схематик тузилиши 45-расмда тасвирланган. 46-расмда затвор соҳасининг энергетик зоналар диаграммаси тасвирланган.

Транзистор тизимидаги  $n\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  ва  $\text{GaAs}$  қатламлар қалинлиги нисбатан юпқа тайёрланади.

Легирланган кенг зонали  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  қатламдаги электронларнинг кўпчилик қисми легирланмаган тор зонали  $\text{GaAs}$  қатламга ўтади.  $\text{GaAs}$  қатламга ўтган электронлар ўзларининг киришма марказларидан ажралади.

Натижада электронлар GaAs қатлами бўйлаб ҳаракатланаётганда бу марказларда тўкнашмайди ва сочилмайди. GaAs қатламда электронларнинг концентрацияси ортиши ҳисобига юқори ўтказувчанликка эришилади. Бунда электронларнинг ҳаракатчанлиги ҳам кескин ортади. Каналда икки ўлчовли электрон гази ҳосил бўлади. Электронларнинг  $\Delta E_c$  баландликли ва  $d_{GaAs}$  кенгликли потенциал чуқурдаги ҳаракати бир қатор хусусиятларга эга: электронлар GaAs қатламли тик ҳаракатлана олмайди; электронлар энергияси дискрет қийматни олади, уларнинг ҳаракатчанлиги юқори.

Кенг зонали яримўтказгич қатлам легирилган тор зонали қатлам эса легирилмаган кўп қатламли тузилмаларни селектив – легирилган тузилмалар дейилади. Бу тузилмаларда кенг зонали чегаравий қатлам электронлардан камбағаллашган, тор зонали қатлам эса электронлар билан бойитилган қатлам соҳасига эга. Вужудга келган катта электр майдон ( $\sim 10^5 \frac{B}{cm}$ ) гетерочегарада зонларни анча эгади, тор зонали яримўтказгич ҳажмий заряд соҳаси қалинлиги етарлича кичик бўлганда заряд ташувчилар энергетик спектри квантланади.

Квазиклассик яқинлашишда энергия ифодаси

$$E_n = \left( \frac{\hbar^2}{2m_c^*} \right)^{\frac{1}{3}} \left( \frac{3}{2} \pi e \varepsilon \right)^{\frac{2}{3}} \left( n + \frac{3}{4} \right)^{\frac{2}{3}} \quad (51)$$

$m_c^*$  – электроннинг эффектив массаси

Электронларнинг сиртий зичлиги  $n_s$

$$n_s = \frac{m_c^* k T}{\pi \hbar^2} \ln \left\{ \left[ 1 + \exp \left( \frac{E_F - E_0}{k T} \right) \right] \left[ 1 + \exp \left( \frac{E_F - E_1}{k T} \right) \right] \right\} \quad (52)$$

$E_F$  – ферми сатҳи;

$E_0$  ва  $E_1$  – энг пастки ва биринчи уйғониш зоналарининг энергиялари.

Паст температураларда (52) ифодани қуйидагича ёзиш мумкин

$$n_s = \frac{m_c^*}{\pi \hbar^2} (E_F - E_0) \quad (53)$$

Иккинчи зонача бўш ёки тўлдирилган бўлганда

$$n_s = \frac{m_c^*}{\pi \hbar^2} [(E_F - E_0) + 2(E_F - E_1)] \quad (54)$$

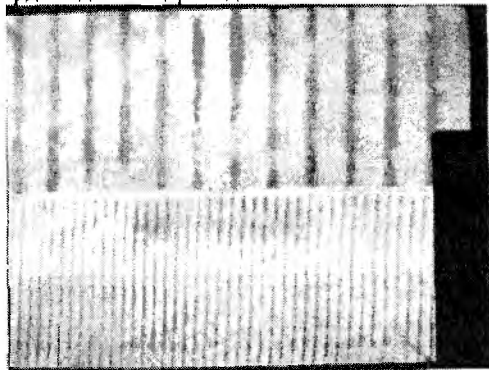
Электронлар энергияси квантланиши бир қатор янги эффектларни олиб келади: қайноқ электронлар узок ИҚ – диапазонда нур чиқаради; ИҚ – фотоўтказувчанлик ва бошқа ҳодисалар намоён бўлади.

Бу транзистор тузилмаларда эришилган рекорд ҳаракатчанлик қиймати

$$\mu_n = 2,12 \cdot 10^6 \frac{cm^2}{B \cdot c} \text{ га тенг.}$$

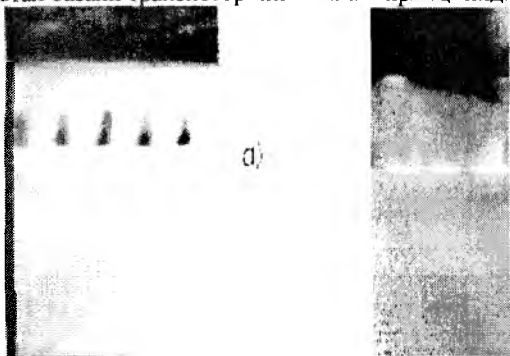
## §2. Металл базали транзисторлар

Металл базали транзисторларни 1952 йили америка физиги У. Шокли таклиф қилган/эди. Бу вакуумли триоднинг аналоги эди. Бундай транзисторларда база метал билан, вакуум мухити эса яримўтказгич билан алмаштирилган бўлади, яъни энди электронлар яримўтказгич ичида ҳаракатланадилар, уларнинг ҳаракати эса металл базадаги (тўрдаги) потенциал ёрдамида бошқарилади.



47-расм. Арсенид-галлий сиртида ҳосил қилинган вольфрам тўрнинг электрон микроскопда олинган тасвири.

Биринчи бўлиб металл базали транзисторлар GaAs яримўтказгичи асосида тайёрланган. Одатда метал база сифатида юпқа вольфрам метал қатлами ишлатилади. Бу ҳолда вольфрам GaAs билан Шоттки тўсигини ҳосил қилади ва GaAs қатламида ҳажмий заряд қатламининг ўзгариши ҳисобига майдон транзистори каналининг кенглиги ҳам ўзгариб боради. Мана шу метал базали транзисторнинг ишлаш принциpidир.



48-расм.  $p^+-n^0-W-n^0-p^+$  тузилма кўндаланг кесим юзасининг электрон микроскопда олинган тасвири

Металл базали транзисторни тайёрлаш технологияси анча мураккаб, чунки метал турни кристал ичига нуқсонларсиз киритиш жуда мушкул масала. Бундан ташқари, вольфрам турнинг қалинлиги 50 нанометрдан, кенглиги ва улар орасидаги масофа (тирқиш) 200 нанометрдан ортмаслиги лозим.

Биз легиранмаган  $n^0$ -GaAs ва AlGaAs қаттиқ қотишма асосидаги вольфрам турли майдон транзистори тайёрлашнинг содда, фотолитографияга асосланган технологиясини таклиф этдик. Бу технология мураккаб электрон ёки рентгенлитографиясини талаб этмайди.

Вольфрам турли транзисторлар олдиндан тайёрланган  $n^+ - n^0$  GaAs тизим асосида тайёрланди.  $n^0$ -GaAs эпитаксиал қатламлардаги электронлар концентрацияси  $n^0 = 1,10^{14} - 5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$  га тенг. Концентрацияни бундай танлаш

вольфрам турлари оралиғини (тирқишни) кенгроқ қилиб танлаб олиш имконини беради. Олдиндан тайёрлаб олинган  $n^+ - n^0$  GaAs тизимга 300-5000 Å қалинликдаги вольфрам қатлами монокристал вольфрамни ионли-плазма усулида чанглаш ёрдамида ўстирилди.

Ўта ингичка вольфрам турларини (50-300 нм) олиш учун дифракцион панжара ёрдамида интерференцион - голографик манзара тушириш услубидан фойдаланилди. Бунинг учун тайёрланган вольфрам қатлам устига 0,3-0,5 мкм қалинликдаги фоторезист қатлами ётқизилди. Шундан сўнг узлуксиз He-Cd лазери ёрдамида дифракцион панжара орқали интерференцион манзара ҳосил қилинади, яъни шу билан фоторезистга оптик ишлов берилади. Фоторезист ювилгач, вольфрам қатлами устида дифракцион панжаранинг манзараси қолади. Интерференцияланувчи нурлар бурчагини ўзгартириш йўли билан манзарадаги дифракцион панжаранинг даври 1-3 мкм оралиғида ўзгартириб борилди. Мана шундай фоторезист манзарали юзадаги вольфрам қатлами ионли-плазма ёки плазма-химиявий усулда олиб ташланди. Шундан сўнг фоторезистли манзара ювиб ташлангач,  $n^+ - n^0$  GaAs тизим сиртида вольфрам турни қолди (47-расм). Унинг оралиғи интерференцион манзара даврига тенг бўлади. Тайёрланган вольфрам турли тизим кўриниши 48-расмда келтирилган.

Шундай қилиб тайёрлаб олинган вольфрам турли пластина устига кетма-кет  $n^0$  - GaAs ( $d=1 \text{ мкм}$ ,  $N=5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ),  $n^+ - \text{GaAs}$  ( $d=0,1 \text{ мкм}$ ,  $n^+ = \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ) эпитаксиал қатламлари МОС-гидрид усулида ўстирилди.

Тажрибаларда вольфрам тур кенглиги 50-300 нм холларда қуйидаги манзаралар кузатилди (48-расм). Вольфрам тур кенглиги 200 нм гача бўлган холларда турли кристал устида яхлит монокристал ўсиши кузатилди. Вольфрам турнинг кенглиги 200 нм дан катта бўлганда, метал устида бўшлиқлар пайдо бўлади. Шунингдек бўшлиқлар вольфрам турни химиявий усул билан ҳосил қилиш жараёнида ҳосил бўладиган чегаравий нотекисликлар туфайли ҳосил бўлиши ҳам мумкин.

Тайёрланган тузилмаларнинг электрик ва фотозлектрик хоссалари икки электродли холатда ўрганилди. Бунинг учун омик контактлар подложка томонидан тулик, юза томондан тур кўринишида тайёрланди. Ўрганилган тузилмаларнинг юзаси  $S=5 \cdot 10^{-4} - 10^{-3} \text{ см}^2$  тартибда бўлди.

### §3. Металл базали транзисторларнинг фотозлектрик хоссалари.

Металл базали транзисторлар вакуумли триодларнинг аналоги бўлиб хисобланади. Бу ерда яримўтказгич ичидаги, яъни каналдаги электронларнинг оқими Шоттки баръери хосил қилган хажмий заряд қатлами кенглигининг ўзгариши хиссобиға бошқарилади. Каналнинг икки томонидаги хажмий заряд қатламларининг қўшилиб кетиши натижасида канал бутунлай ёпилиши ҳам мумкин. Бундай ҳолат транзисторға ташқи кучланиш хали уланмаганда ҳам содир бўлиши мумкин. Бундай транзисторлар нормал ёпиқ транзисторлар деб аталади. Аксинча ҳолатда нормал очик транзистор хосил бўлади ва ундай транзисторни ёпиш учун затворға ташқи манфий кучланиш бериш лозим бўлади.

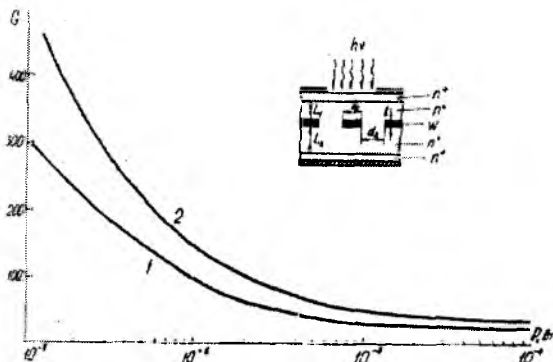
Ўрганилган транзистор тузилмаларида метал тўрлари орасидаги тирқиш  $d=1\text{мкм}$  бўлганда  $n^0$ -соҳадаги электронларнинг концентрациясиға боғлиқ равишда пентод ва триод туридаги ВАХ лар кузатилди. ВАХ лар ўртасидаги бундай фарқ ток ташувчиларнинг каналдаги хажмий заряд қатламлари бирикиши натижасида хосил бўлган потенциал тўсиқ орқали ўтиши ва шунингдек, каналдаги хажмий заряд қатламларининг канал бўйлаб ток ўтиши йўналишидаги узунлиги билан ҳам аниқланади. Хар икки ҳолда ҳам ВАХ ларнинг бошланғич қисмида ток берилган ташқи кучланишға экспоненциал боғлиқ.

Қоронгуликдаги токнинг температураға боғлиқлигини ўрганиш шунини кўрсатадики, белгиланган ташқи кучланиш қийматида қоронгуликдаги ток.

$$I_T = I_0 \exp\left(-\frac{V_D}{KT}\right) \quad (55)$$

ға тенг бўлади.

Бу ерда  $V_D=0,7$  В-биринчи турдаги тузилмалар учун ва  $V_D=0,3$  В-иккинчи турдаги тузилмалар учун. Одатда, биринчи турдаги тузилмалар учун қоронгуликдаги ток зичлиги, ташқи кучланиш  $U=0,5\text{В}$  га тенг бўлганда  $j_T=10^8-10^{10}$  А/см<sup>2</sup> га тенг.



49-расм. Кучайтириш коэффициентининг тушаётган нур қувватиға боғлиқлиги. 1)  $U=0,3$  В, 2)  $U=0,9$  В.

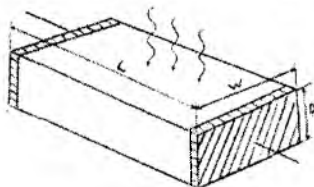


Тайёрланган  $p^+-n^0-W-n^0-N-p^+$  тузилмаларнинг кучайтириш хоссалари калибровкаланган монохроматик нурлагич ёрдамида ўрганилди. Кучайтириш коэффициенти нинг максимал қиймати паст даражадаги ёритишларда кузатилади ва одатда 300-500 интервалда бўлди (49-расм). Расмдан кўринишича ёритилганлик даражаси ортиб бориши билан –бу эса затворга мусбат кучланиш бериш билан эквивалент, кучайтириш коэффициенти камайиб боради.

Тайёрланган тузилмаларнинг импульс характеристикалари GaAs-AlGaAs ДГС лазер ёрдамида ўрганилди ( $\lambda=0,85$  мкм) наъмуна ёруғлик импульслари билан ёритилганда фототокнинг кўтарилиш ва тушиш вақтлари 1-3 наносекундни ташкил этди. Ўта қисқа импульсларда эса фототок шакли лазер импульси шаклини тўла такрорлайди. Шундай қилиб, ўтказилган тажрибалар тайёрланган метал базали транзистор тузилмаларининг юқори сифатли эканлигидан далолат беради.

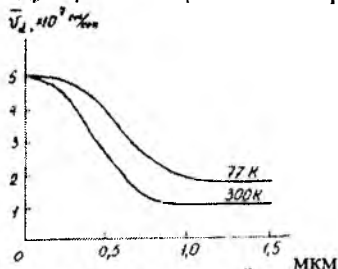
#### §4. Вертикал фотосезгир қурилмаларда электронларнинг баллистик кўчишини ўрганиш.

Аввал таъкидланганидек, вертикал майдон транзисторлари, ва метал базали транзисторлар вакуумли триодларнинг айнан ўхшаш аналоги бўлиб

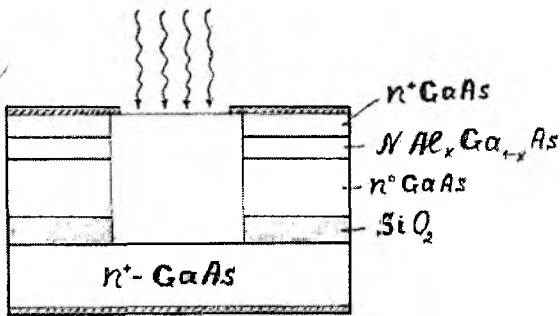


50-расм. Планар фотоқаршилик тузилмаси.

хисобланади. Вакуумли триодда электронлар катоддан анод томон тўқнашувларсиз, катта тезлик билан ҳаракатланадилар. Вертикал майдон транзисторларда эса электронлар манбадан пайнов томон яримўтказгич материал ичида ҳаракатланадилар. Бунда улар турли аралашма ва бошқа нуқсонлар билан тўқнашиб дрейф тезликларини пасайтирадилар (51-расм).

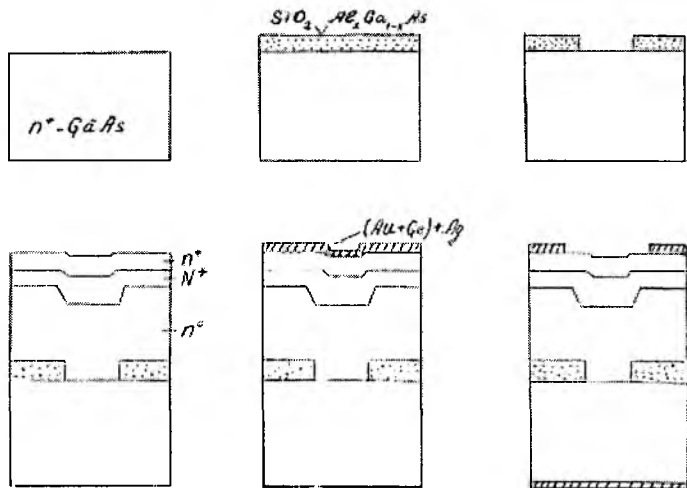


51-расм. Галлий-арсенидда баллистик учирилган электрон тезлигининг масофага боғлиқлиги.



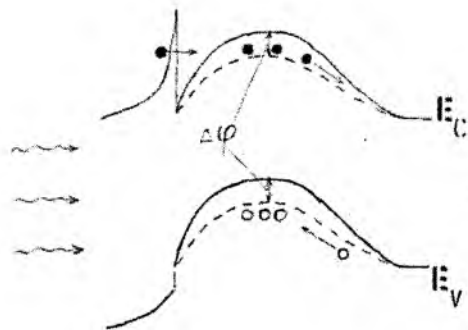
52-расм. Тайёрланган вертикал фотоқаршилик тузилмааси.

Сунгра, электронлар майдонда яна тезланиш оладилар ва ҳоказо. Бу эса электронларнинг ўртача тезликларини пасайишига олиб келади. Натижда электроннинг манбадан-пайнов томон учиб ўтиш вақти ортади ва транзисторнинг тезкорлиги пасаяди.



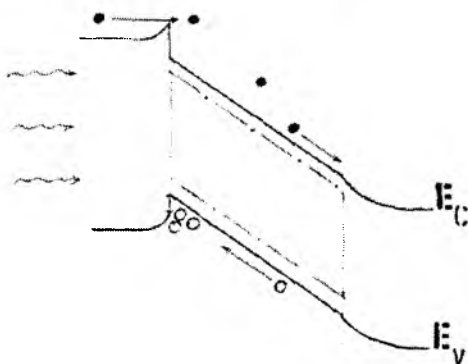
53-расм. Вертикал фотоқаршилик тайёрлаш технологияси кетма-кетлиги.

Албатта, канал узунлиги босқичма-босқич сантиметрдан-миллиметрга, миллиметрдан-микрометрга, микрометрдан-нанометрга томон қисқариши натижасида транзисторларнинг тезкорлиги ортиб боради.



54-расм. Вертикал фотоқаршилик тузилмасида номувозанатли ток ташувчиларнинг генерацияланиши.

Бугунги кунда амалдаги энг тезкор транзисторлар вертикал майдон транзисторлари бўлиб ҳисобланади. Бу транзисторларнинг тезкорлиги янада ортган бўлар эди, агарда электронларнинг канал бўйлаб катта тезлик билан, баллистик учиб ўтиши таъминланса.



55-расм. Вертикал фотоқаршилик тузилмасига ташқи кучланиш уланган ҳолат.

Баллистик учиб ўтиш, кўчиш деб электронларнинг кристал кичик ўлчамларда  $d \ll l_0$ ,  $d$ -канал **узунлиги**,  $l_0$ -электроннинг ўртача эркин чопиш масофаси, майдон транзистор канали ичидаги тўқнашувларсиз, катта тезлик билан ҳаракатланишига айтилади (51-расм). Бу ҳолда электроннинг яримўтказгич материал ичидаги ҳаракат тезлиги, унинг вакуумдаги тезлигига яқинлашиб боради. Бу эса вакуумли ва қаттиқ жисмли электроника афзалликларини бирлаштирган бўлар эди. Лекин, шуни такидлаш жоизки, кўпгина тадқиқотчиларнинг саъйи-ҳаракатлари билан ҳам турли кўринишдаги  $n$ - $n^0$ - $n$ ,  $n$ - $p$  гомо ва гетеротузилмаларда электроннинг баллистик ҳаракати билан дрейф ҳаракатини аниқ ажратишининг имкони бўлмади. Биз

куйда электроннинг баллистик учиб ўтишини, кўчишни ўрганишга имкон берувчи яна бир янги услубни таклиф этмоқчимиз.

Электронларнинг баллистик учиб ўтиш ёки кўчиш ходисаси  $N-n^0-n^+$  тузилмаларда ҳам ўрганилиши мумкин. Бунинг учун  $N-n^0-n^+$  тузилмаларининг электрик ва фотоэлектрик хоссаларини турли температураларда юқори аниқлик билан ўрганиш талаб этилади.  $N-n^0-n^+$  гетеротузилмаларининг энергетик зоналар диаграммаси 54, 55-расмда келтирилган. Диаграммада гетероўтиш чегарасида “барьер-ўра” шакли мавжуд. Одатда  $AlGaAs-GaAs$  гетероўтишларда “барьер-” нинг катталиги  $\Delta E_c$  кенг ва тор зонали яримўтказгичлар тақиқланган зоналари кенглигининг фарқига тенг бўлади. Бу эса кенг зонали яримўтказгичдан тор зонали яримўтказгичга юқори энергияли, қайноқ электронларни инжекциялаш имконини беради. 54-расмда  $N-n^0-n^+$  гетеротузилманинг  $n^0$ -соҳасига қўшимча кинетик энергияга эга бўлган, қайноқ электронлар инжекцияланади. Шуни таъкидлаш жоизки, электронларнинг бу энергияга мос тезликлари ташқи электр майдони бўйлаб, гетероўтиш текислигига перпендуляр йўналган, бошқача айтганда,  $n^0$ - қатлам йўналиши бўйлаб йўналган. Гетероўтиш чегарасидаги “ўра” да электронларнинг тўпланишини ва тўпланган электронларнинг инжекцияланган электронларга таъсирини ҳисобга олмаса ҳам бўлади, чунки ташқи кучланишнинг маълум қийматидан бошлаб “ўра” йўқолиб кетади (55-расм).

$N-n^0-n^+$  гетеротузилмани қисқа каналли фотоқаршилиқ сифатида қараш мумкин. Қисқа каналли фотоқаршилиқларда бирламчи фототокни кучайтиришнинг асосан икки хил механизми мавжуд. Кичик даражада ёритилганда ва паст кучланишларда кучайтириш коэффиенти куйидагича аниқланади:

$$G = \frac{\tau_p}{\tau_n} \quad (56)$$

Бу ерда  $\tau_p$ -ковакларининг  $n^0$ -қатламдаги яшаш вақти.  $\tau_n$ -инжекцияланган электронларнинг  $n^0$ -қатламдан учиб ўтиш вақти. Юқори даражадаги ёритилганлик ва кучланишларда

$$G = \frac{T_p}{T_n} = \frac{\mu_n}{\mu_p} \quad (57)$$

Бу ерда  $T_p$  ( $\mu_p$ ),  $T_n$  ( $\mu_n$ )-мос равишда ковак ва электронларнинг учиб ўтиш вақти (харакатчанлиги).

Шундай қилиб,  $N-n^0-n^+$  гетеротузилмаларда барча параметрлар бир хил сақланган ҳолда электроннинг ҳаракатчанлиги ва мос равишда тезлиги қанча катта бўлса, унинг  $n^0$ - қатламдан учиб ўтиш вақти шунча кичик бўлади, демак, кучайтириш каэффиенти шунча юқори бўлади.  $N-n^0-n^+$  фотоқаршилиқда нур гетероўтиш томонида киритилади ва нурнинг йўналиши ток ўтиш йўналиши билан паралел (52-расм) бўлади. Шунинг учун бундай фотоқаршилиқлар вертикал фотоқаршилиқлар деб аталади. Ясси фотоқаршилиқларда (50-расм), нур ток ўтиш йўналишига перпендуляр йўналган. Ясси қаршилиқнинг қоронғуликдаги қаршилигини ошириш учун

уни нихоятда юпқа тайёрланади. Лекин бунда нурнинг бир қисми юпқа қатламда ютилмай, тагликга ўтиб кетади. Бу эса ясси фотоқаршилиқнинг самарадорлигини пасайтиради.

Вертикал фотоқаршилиқнинг қоронғуликдаги қаршилигини ошириш учун унинг қўндаланг кесим юзасини кичрайтириш зарур бўлади.  $N-n^0-n^+$  вертикал фотоқаршилиқларни тайёрлаш учун  $n^+$ - GaAs таглик  $SiO_2$  қатлами билан қопланди. 0,2-0,4 мкм қалинликдаги  $SiO_2$  қатлами силанни кислотадан пиrolитик парчалаш йўли билан ҳосил қилинди. Фотолитография йўли билан  $SiO_2$  қатламида думалоқ тирқишлар очилди. Турли пластиналарда тирқиш диаметри турлича бўлиб, 10 мкм дан 60 мкм гача ўзгартириб борилди.

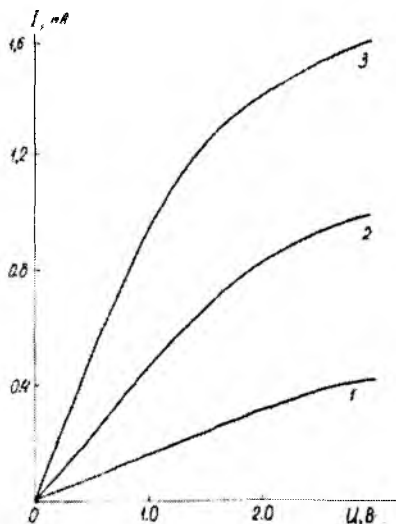
Шундан сўнг, газли эпитаксиянинг МОС-гидрид усули билан  $SiO_2$  қатлам билан қопланган, тирқишли пластинада қуйидаги кетма-кетликда эпитаксиал қатламлар ўстирилди.  $N^0$ - GaAs ( $d=0,5 \div 3$  мкм,  $n^0=10^{14} \text{ см}^{-3}$ ),

$N-Al_x Ga_{1-x}As$  ( $d=0,5$  мкм,  $x=0,2 \div 0,3$ ,  $N=5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ )  $n^+$ - GaAs ( $d=0,1 \div 0,2$  мкм  $n^+=2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ). Бунда диэлектрик тирқишларида монокристал эпитаксиал қатламлар ўсган бўлса, диэлектрик устида катта қаршилиққа эга бўлган поликристал қатламлар ўсди. Омик контактлар Au-Ge қотишмасини вакуумда чанглаш йўли билан ҳосил қилинди. Бунда таглик томондан тўлиқ омик контакт қопланган бўлса, эпитаксиал қатлам томонидан думалоқ тирқишли манзара ҳосил қилинди (53-расм).

Тайёрланган вертикал фотоқаршилиқларнинг қоронғуликдаги қаршилиқлари  $10^2 \div 10^4$  Ом оралиғидаги қийматга эга бўлди.

## §5. Вертикал фотоқаршилиқларнинг фотоэлектрик хоссалари.

Гетероузилмалар асосидаги  $N-n^0-n^+$  кўринишдаги вертикал фотоқаршилиқнинг қоронғуликдаги қаршилиги  $n^0$ - GaAs соҳадаги электронларнинг концентрациясини ва фотоқаршилиқ қўндаланг кесим юзасини (52, 53-расм), демак, унинг диаметрини ўзгартириш йўли билан ўзгартирилиши мумкин. Иккинчи томондан, вертикал фотоқаршилиқнинг диаметри оптик тола диаметрига мос ҳолда танланиши ҳам мумкин. Ундаги  $n^0$ - GaAs соҳанинг қалинлиги фотоқаршилиқнинг бўйлама узунлиги бўлиб ҳисобланади. Бу катталиқ тажрибада  $0,5 \div 2$  мкм оралиғида танланди. Тадқиқ этилган вертикал фотоқаршилиқларнинг қоронғуликдаги қаршилиқлари  $(0,1 \div 8) \cdot 10^3$  Ом бўлди. Хона температурасида тажрибада ўрганилган вертикал фотоқаршилиқнинг қоронғуликдаги (1) ва ёритилгандаги (2) ВАХ си 56-расмда келтирилган. ВАХ нинг бошланғич қисмида токнинг кучланишга боғлиқлиги экспоненциал кўринишга эга,  $U > 0,25$  В бўлганда эса бу бошланиш чизикли кўринишга ўтади. ВАХ бошланғич қисмининг температурага боғлиқлигини ўрганиш  $lg I = f(\frac{1}{T})$  чизикли боғланишни беради.

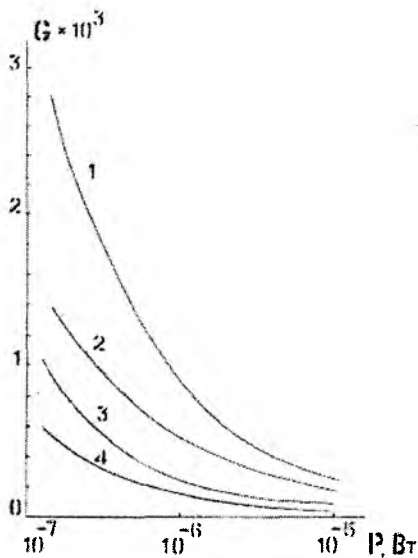


56-расм. Фотоқаршилик тузилмасининг қоронғуликдаги (1) ва ёритилганликдаги вольт-ампер характеристикаси.  
 2)  $P=1,8 \cdot 10^{-7}$  Вт, 3)  $P=1,5 \cdot 10^{-6}$  Вт.

N-  $p^{\circ}$ -  $p^{+}$  вертикал фотоқаршиликларни юза томонидан, кенг зонали AlGaAs яримўтказгич томонидан ёритилганда уларнинг спектрал сезгирлиги типик гетерофотоэлементларники каби бўлиб, бир томондан GaAs, иккинчи томондан  $Al_xGa_{1-x}As$  яримўтказгичли материалларнинг тақиқланган зоналари кенгликлари билан аниқланади.

Вертикал фотоқаршиликларнинг ток бўйича сезгирлиги  $S$ , нинг тушаётган нур қувватига боғлиқлиги 57-расмда келтирилган.  $S$ , нинг тушаётган нур интенсивлигига боғлиқлиги шуни кўрсатадики, кичик қувватларда  $S_x$  қувват ортиб бориши билан экспоненциал равишда камайиб боради,  $10^{-5} \div 10^{-4}$  ВТ дан бошлаб эса тушаётган қувватларга боғлиқ бўлмай қолади ва  $10 \div 20$  оралиғидаги қийматга тенг бўлади.

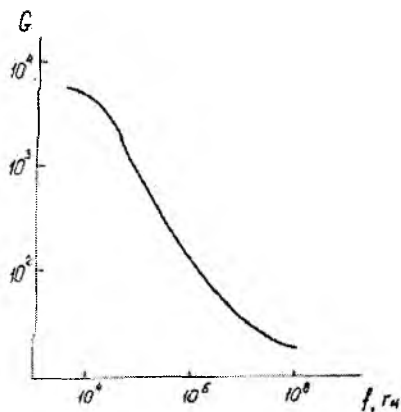
Бундай боғлиқликнинг сабаби шундаки, паст ёритилганлик ва кичик кучланишларда N-  $p^{\circ}$ -  $p^{+}$  фотоқаршиликнинг кучайтириш коэффициентини  $p^{\circ}$ -сохадаги тўпланган номувозанатли коваклар яшаш вақтининг,  $p^{\circ}$  сохадан электронларнинг учиб ўтиш вақтига нисбати билан аниқланади. Юқори даражадаги ёритилганлик ва катта кучланишларда эса кучайтириш коэффициентини  $p^{\circ}$  сохадан ковак учиб ўтиш вақтининг, электроннинг учиб ўтиш вақтига нисбати билан аниқланади, яни бу ҳолда кучайтириш коэффициентини номувозанатли электрон-ковакларнинг  $p^{\circ}$  сохадан майдон ёрдамида чиқарилиши билан аниқланади.



57-расм. Вертикал фотоқаршилик тузилмаси кучайтириш коэффициентининг ёритилганликга боғлиқлиги. ( $\lambda=0,6$  мкм,  $U=0,3$  В).  
 1) ва 3)  $d=0,75$  мкм. 2) ва 4)  $d=2$  мкм. 1) ва 2) тўғри уланиш. 3) ва 4) тескари уланиш.

Гетероўтишлар асосидаги  $N^-$   $p^-$   $p^+$  тузилмада эса  $N^-$  сохадан инжекцияланган электронларнинг  $p^-$  сохадан учиб ўтиш вақти баллистик кўчиш ҳисобига янада кичикроқ бўлади, кучайтириш коэффициентлари эса каттароқ бўлади. Лекин, бу шарт  $p^-$  соханинг қалинлигига кучли боғлиқ бўлади.

Вертикал фотоқаршиликларнинг импульс характеристикалари калибровкаланган гетеролазер ( $\lambda=0,85$  мкм) ёрдамида ўрганилди. Фото импульснинг тушиш қисмида “тез” ва “секин” қисмлари мавжуд. Ташқи кучланиш ортиши билан “тез” қисмнинг амплитудаси ортиб боради. Шунингдек “тез” ва “секин” қисмлар амплитудаси  $p^-$  соханинг қалинлигига боғлиқ. Жумладан  $p^-$  соханинг қалинлиги камайиб бориши билан “тез” қисмнинг амплитудаси ортиб боради. Фотоимпульсдаги “секин” қисм  $p^-$  сохадаги номувозанатли электрон-ковакларнинг нафақат  $p^-$  сохадан дрейф чиқарилиши, балки, рекомбинацион жараёнлар билан ҳам боғлиқ. “Тез” қисм эса электрон-ковакларнинг ташқи майдон томонидан дрейф чиқарилиши билангина боғлиқ бўлади. Шунинг учун ҳам қисқа импульсларда фототок импульси лазер импульсини тўлиқ такрорлайди. Бу ҳолда кўтарилиш ва тушиш вақтлари 300 пс дан кичикроқ бўлади.



58-расм. Вертикал фотоқаршилик кучайтириш коэффициентининг частотавий боғлиқлиги.  $P=10^{-7}$  Вт.

Вертикал фотоқаршиликларнинг частотавий характеристикаси-ток сезгирлигининг модуляция частотасига боғлиқлиги, диаметри 7 мкм бўлган оптик толага бириктирилган гетеролазер ( $\lambda=0,85$  мкм) ёрдамида ўрганилди. Паст даражадаги ёритилганлик ҳолатида модуляция частотаси ортиши билан фотоқаршиликнинг ток сезгирлиги камайиб боради (58-расм) ва 100 МГц да 20-40А/ВТни ташкил этади.



## V. КВАНТ ҶҰРА ВА КВАНТ НУҚТА АСОСИДАГИ ЯРИМЎТКАЗГИЧ АСБОБЛАР

### Кириш

XXI аср нанотехнологиялар асри бўлиши бугунги кунда ҳаммага яхши маълум. Нанотехнологияларга дастлабки эҳтиёж наноэлектроника асбобларини яратиш жараёнида сезилган эди. Чунки наноэлектроника асбоблари тузилмаларини яримўтказгичли кристал ичида яратиш наноқатламлар ўстиришни талаб қилар эди. Ҳаттоки айрим ҳолларда атомлар қатламларини ўстириш, яъни атомларни дона-доналаб ўтказиш зарурати сезилар эди. Бу масаланинг технологик томони эди.

Масалага илмий нуқтаи – назардан ёндошиладиган бўлса, наноўлчамли тузилмаларда квант тўсиқлари, квант ўралари, квант нуқталар, квант иплар каби янги атамалар, тушунчалар пайдо бўлди. Улар асосида эса янги турдаги яримўтказгич асбоблар – наноэлектроника асбоблари яратила бошланди.

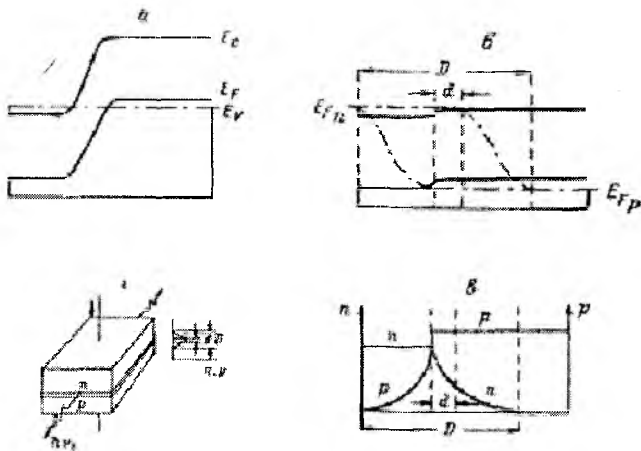
Квант ўра ва тўсиқлар асосида ишлайдиган наноэлектроника асбобларидан бири – резонанс-туннел диодидир. У 1974 йили япон физиги Лео Эсаки томонидан яратилган.

Лекин шуни алоҳида таъкидлаш жоизки, квант тузилмаларининг қўлланиши яримўтказгичли инжекцион лазерларда ўзининг амалий ифодасини топди. Гетеротузилмаларга асосланган квант ўра ва квант нуқталар асосида ишлайдиган яримўтказгичли лазерлар бугун ўзининг улкан бозорига эга. Инжекцион лазерларнинг яратилиши XX асрда яримўтказгичли электроника соҳасида эришилган энг улкан ютуқлардан бири бўлди. Бу эса ўз навбатида яримўтказгичли оптоэлектроника, толали оптик алоқа, интернет тизимларининг гуркираб ривожланишига асос бўлди.

### §1. Икки гетероўтишли инжекцион гетеролазерлар.

Биринчи инжекцион лазерлар кучли легиранган галлий арсенид даги р-п ўтишлар асосида яратилган. Бундай лазерларда биринчи марта электр энергияси тўғридан – тўғри оптик когерент нурларга айлантирилган.

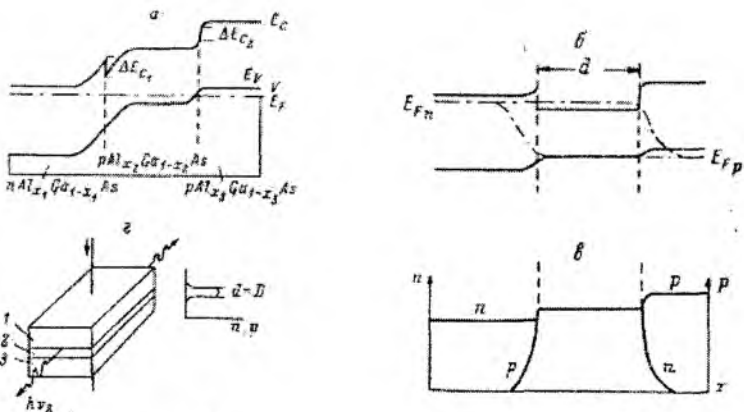
Ҳар қандай лазер ишлаши учун энергетик сатҳларнинг инверс ҳолати вужудга келтирилиши лозим. Инверс ҳолатда юқори сатҳдаги электронларнинг сони паст сатҳдаги электронлардан кўп бўлиб қолади. нормал шароитда, яъни мувозанат ҳолатида эса бунинг акси – ҳар доим қуйи сатҳда электронлар кўпроқ бўлади. Шунинг учун ҳам инверс ҳолатни термодинамикада манфий температурали ҳолат деб ҳам аталади. Инжекцион лазерларда инверс ҳолат ток ташувчиларнинг кучли инжекцияси ҳисобига ҳосил қилинади.



59-расм. p-n ўтиш асосидаги инъекцион лазернинг зона энергетик диаграммаси (а, б), тузилиши (г) ва концентрация тақсимоти.  $\alpha$ -фаол қатлами,  $D$ -рекомбинация соҳаси қалинлиги.

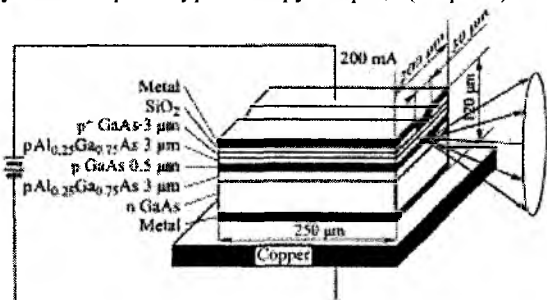
Шунингдек, яна шуни таъкидлаш лозимки, ҳар қандай лазер ишлаши учун оптик резонаторлар бўлиши керак. Фабри-Перо, Брегг резонаторлари шулар жумласига киради. Оптик резонаторлар тескари оптик алоқани вужудга келтиради ва нурланишни фаол қатламга қамрайди ва ййгади. Яримўтказгичли инъекцион лазерларда оптик резонаторлар p-n ўтиш текислигига перпендикуляр бўлган икки параллел ён томонлар ҳисобига ҳосил қилинади. Лазер нури айнан мана шу томонлар текисликларидан чиқади ва у p-n ўтиш текислигига параллел йўналган бўлади (59-расм). Шаклдан кўриниб турибдики, рекомбинация соҳаси инверс соҳа билан айнан устма-уст тушмайди, рекомбинация соҳаси анча кенгрок. Мана шу каби бири-бирига қарама-қарши сабаблар туфайли галлий арсенид ли p-n ўтиш асосида тайёрланган инъекцион лазерлар хона температурасида узлуксиз равишда ишлай олмас эди. Улар хона температурасида фақат импульс режимда ишлар эди. Шунингдек, уларнинг самарадорлиги 2-3 % дан ошмас эди. Генерация амалга ошадиган чегаравий ток зичлигининг рекорд киймати эса  $25 \cdot 10^3$  А/см<sup>2</sup> ни ташкил этар эди. Бундай катта тоқлар таъсирида инъекцион лазер тезда (бир неча соат ичида) деградацияга учрар ва асбоб ишдан чиқар эди.

1970 йили Ж.И.Алферов ўз шогирдлари билан икки гетероўтишли инъекцион лазерларни тайёрлашди. Бундай турдаги инъекцион лазерлар гетеролазерлар деб ҳам аталади (60-расм).



60-расм. Икки гетероўтишли инжекцион гетеролазернинг зона энергетик диаграммаси (а,б), тузилиши (г), концентрация тақсимооти (в).  $\alpha = D$  фаол қатлам ва рекомбинация соҳаси қалинликлари.

Кўриниб турибдики, гетерлазер асосан учта қатламдан иборат P-p-N тузилмадан иборат. Бундай тузилмада ўртадаги юққа қатлам фаол қатлам ҳисобланиб, унинг тақиқланган зонаси кичик, четки эмиттер қатламларининг тақиқланган зонаси эса катта. Ўз навбатида ўртадаги фаол қатламнинг диэлектрик киритувчанлиги катта, эмиттер қатламлариники эса кичик. Бундай геометрик тузилмага тўғри йўналишда кучланиш берилганда ўртадаги фаол қатламга электрон ва ковакларнинг икки томонлама инжекцияси кузатилади. Шундай қилиб, ўртадаги фаол қатлам кучли легирланмаган бўлса ҳам у ерда инверс ҳолат вужудга келади ва айнан мана шу қатламнинг ўзида когерент нурланиш рўй беради (61-расм).



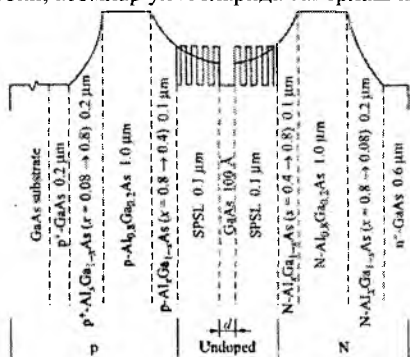
61-расм. Хона температурасида узлуксиз режимда ишлаган биринчи инжекцион гетеролазер тузилмаси.

Мана шуларнинг барчаси хона температурасида узлуксиз режимда ишлай оладиган, кичик чегаравий ток зичлигига ва юқори самарадорликка

эга бўлган инжекцион лазерларнинг яратилишига олиб келди. Натижада 1970 йилга келиб чегаравий ток зичлиги  $900 \text{ A/cm}^2$ , ички ва ташқи квант самадорлиги 70 % бўлган икки гетероўтишли инжекцион гетеролазерлар яратилди. Шунинг таъкидлаш жоизки, ўртадаги фаол қатлам ва эмиттер қатламлари диэлектрик доимийлари ўртасидаги сезиларли фарқ волноводни вужудга келтиради. Натижада тузилма ичида нурнинг беҳуда ютилиши камаяди. Бу эса икки гетероўтишли инжекцион гетеролазерлар тўлиқ фойдали иш коэффициентини 25 % гача кўтарилишига олиб келади.

## §2. Квант ўра асосидаги инжекцион гетеролазерлар.

Икки гетероўтишли инжекцион гетеролазерлар даставвал суюқ эпитаксия усули билан тайёрланган эди. Бу усул билан ўта юпқа, юқори сифатли ва бир жинсли эпитаксиал қатламларни тайёрлаш мушкул масала. Кейинчалик молекуляр-нур эпитаксия усули яратилгандан сўнг бундай қатламларни тайёрлаш имкони ошди. Энди фаол қатлам қалинлигини ангстремларда ва ҳаттоки, атомлар ўлчовларида тайёрлаш имкони туғилди.



62-расм. Квант нукта асосидаги инжекцион гетеролазер тузилмаси.

Легирланмаган  $GaAs$  фаол қатлам ( $\alpha = 100 \text{ \AA}$ ) икки томондан ўтапанжалар ва  $P - AlGaAs$ ,  $N - AlGaAs$  қатламлар билан чегараланган.

Маълумки, бундай кичик ўлчовларда квант ўлчамли самаралар вужудга келади. Энди икки гетероўтишли тузилмани квант ўра деб қараш мумкин бўлиб қолади. Бундай квант ўрадаги электроннинг харакати квантланган бўлади. Бу квант ўрадаги электрон гетероўтиш текислигига параллел йўналишда эркин харакатлана олади, лекин гетероўтиш текислигига перпендикуляр йўналишда унинг харакати квантланган бўлади. Мос равишда бу йўналишда электроннинг энергияси дискрет қийматларга эга бўлади. Бошқача айтганда, квант ўрада дискрет энергетик сатҳлар мавжуд бўлади. Шунингдек, бу дискрет энергетик сатҳларнинг қиймати ўра кенглиги ўзгариши билан ўзгариб боради [47]. Шунинг учун ҳам квант ўра кенглигига

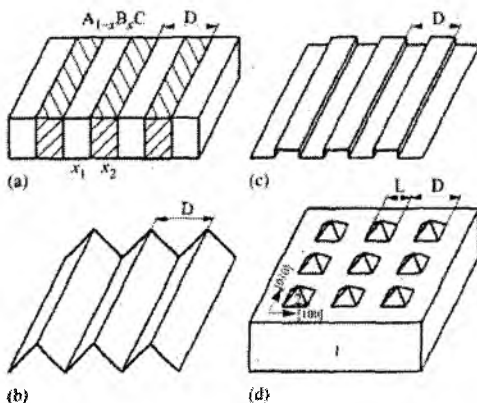
боғлиқ ҳолда дискрет энергетик сатҳларнинг сони ва қийматлари турлича бўлади. Ҳз-Ҳзидан равшанки, бу бизга аввал кўриб чиқилган икки ўлчамли электрон газни эслатади. Ҳрни келганда шуни таъкидлаш жоизки, бундай электрон газнинг ёки умуман кристаллнинг температураси ортиши билан у квант ўрадан чиқиб кетади. Энди бундай электрон газ икки ўлчамли бўлмай қолади, у ҳаммамизга яхши маълум бўлган уч ўлчамли электрон газга айланади.

Шундай қилиб, дунёдаги етакчи лабораториялар олимларининг сайи ҳаракатлари билан гетеролазерларнинг генерация токи зичлиги камайтириб, самарадорлиги эса ортириб борилаверди. 1986 йилга келиб *InGaAsP/GaAs* тизимида самарадорлиги 66 % ва қуввати 5 Вт бўлган инжекцион гетеролазерлар яратилди. Бу рекорд қийматлар ҳам Ж.И.Алферов ва унинг шогирдларига тегишли эди. Айнан улар томонидан 1988 йили *AlGaAs/GaAs* тизимида генерация токи зичлигининг рекорд қиймати – 40 А/см<sup>2</sup> га эришилди. Бу лазернинг олдинги авлодларидан фарқи – фаол соҳадаги квант ўра икки томондан қисқа даврли ўтапанжаралар билан чегараланган (62-расм).

Ушбу инжекцион лазерларда квант ўрали фаол қатламни икки томондан ўтапанжарали қатлам билан чегаралашнинг асосий афзаллиги шундаки, бу ҳолда диэлектрик сингдирувчанликнинг аста – секин узлуксиз ўзгариши рўй беради. Бу эса фаол қатламнинг волновод хусусиятини кучайтиради ва лазернинг чегаравий генерация ток зичлигининг кескин камайишига олиб келади.

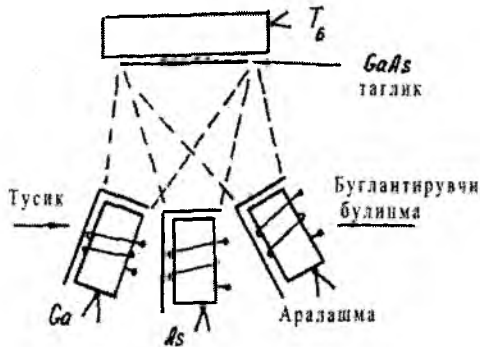
### **§3. Квант нуқта асосида ишлайдиган инжекцион гетеролазерлар.**

Квант нуқта асосида ишлайдиган биринчи яримўтказгичли асбоб - инжекцион гетеролазерлар бўлди. Маълумки, квант нуқтада электроннинг ҳаракати уччала йўналишда ҳам потенциал тўсиқлар ёки квант нуқта деворлари билан чегараланган бўлади. Квант механикаси тили билан айтадиган бўлсак, электроннинг ҳолати, энергияси уч йўналишда ҳам квантланган. Квант нуқта ноль ўлчамли тизимдир. Лекин квант нуқта ичида кўпгина дискрет энергетик сатҳлар мавжуд. Квант нуқта ичида минглаб, юзминглаб атомлар ва мос равишда электрон ва коваклар бўлади. Электрон ва коваклар дискрет сатҳларда жойлашган бўлади ва бир сатҳдан иккинчисига ўтганда энергия чиқаради ёки ютади. Шунинг учун ҳам квант нуқтани алоҳида атом сифатида қараш ҳам мумкин. Бундай улкан атом худди оддий атом каби ўзининг энергетик спектрига эга. Ж.И.Алферов ва унинг шогирдлари томонидан ўтказилган фотолюменсация тажрибалари буни тўла тасдиқлади.



63-расм. Ўта панжара (а), даврий эластик доменлар (в, с), ўз-ўзидан ташкилланадиган квант нуқталар ( $\alpha$ ).

Одатда, яримўтказгичлардаги квант нуқталарнинг деворлари гетероўтишлар чегарасидаги потенциал тўсиқлар ҳисобига ҳосил қилинади. Шунинг учун ҳам квант нуқталарнинг ўлчамлари яримўтказгич материал жуфтларига боғлиқ бўлади. Бу ерда шуни таъкидлаш жоизки, квант нуқтадаги энергетик сатҳларнинг қиймати, баландлиги квант нуқта ўлчами кичрайган сари юқорига кўтарилиб боради. Муайян ўлчамга етиб келинганда квант нуқтадаги асосий сатҳнинг қиймати асосий яримўтказгич материалдаги, матрицадаги энергетик сатҳ билан деярли тенглашиб қолади, улар ўртасидаги фарқ йўқолади [48]. Бу эса квант нуқтанинг энг кичик ўлчамини белгилайди. Мисол учун  $GaAs - AlGaAs$  тизимида бу ўлчам  $40 \text{ \AA}$  дан кичик бўлмаслиги керак. Биринчи ва иккинчи сатҳлар ўртасида энергия қиймати квант нуқтанинг энг катта ўлчамини белгилайди. Одатда, бу фарқ КТ га нисбатан катта бўлиши керак ва у албатта температурага ҳам боғлиқ. Мисол учун  $GaAs - AlGaAs$  тизимида квант нуқтанинг ўлчами  $120 \text{ \AA}$  дан,  $InAs - GaAs$  тизимида эса  $200 \text{ \AA}$  дан катта бўлмаслиги керак. Агар ўлчамлар бундан катта бўлса, квант нуқта ўз хусусиятларини йўқотиб, яримўтказгич материал ичидаги бошқа яримўтказгич оролчаларидан иборат бўлиб қолади.



64-расм. Молекуляр-нур эпйтксия курилмасининг ишлаш тамойили.

Квант нуқта асосидаги инжекцион лазерларнинг квант ўра асосидаги лазерлардан асосий фарқи куйидагилардан иборат:

- чегаравий генерация токи температура ўзгаришига боғлиқ бўлмайди.
- дифференциал кучайтириш коэффициенти ва солиштирма кучайтириш коэффициентлари жуда юқори бўлади.
- инверс ҳолатга ўтиш вақти жуда қисқа бўлади, бу эса лазернинг ишчи частотасининг юқори бўлишини таъминлайди.
- оптик волноводда, яъни фаол қатламда квант нуқталарнинг тартибلى жойлашиши ёйилган тескари алоқани вужудга келтиради, бу эса бир модалы генерацияга олиб келади.
- вертикал нурлайдиган лазерларда якка квант нуқта асосида ҳам генерацияни вужудга келтириш мумкин, бу эса ўта монохроматик лазерлағ яратишга имкон беради.

Лекин шуни таъкидлаш жоизки, хона температурасига яқие температураларда генерациянинг чегаравий ток зичлиги температурага кучли боғлиқ бўлиб қолади ва лазернинг барча тавсифлари ёмонлаша бошлайди. Бу ҳолат потенциал тўсиқ баландликлари, яъни  $\Delta E_c$  ва  $\Delta E_v$  катталиклар билан аниқланади.

Шундай қилиб, ҳозирги пайтда барча кўрсаткичлари бўйича квант ўралар асосидаги лазерлардан устун бўлган квант нуқта асосидаги инжекцион лазерлар яратилган. Ўз навбатида шуни таъкидлаш жоизки аввалги гетеролазерлар, жумладан, квант ўралар асосидаги гетеролазерлағ сууюқ фазали эпйтаксия, металл-органик газ фазали эпйтаксия, молекуляр-нур эпйтаксия усулларида яратилган бўлса, квант нуқта асосида инжекцион гетеролазерлар фақат молекуляр-нур эпйтаксия усули билан тайёрланган. Технологияни юқори даражада такомиллаштириш, янги гетероужфлардан фойдаланиш, шубҳасиз, квант нуқта асосидаги инжекцион гетеролазерларнинг барча кўрсаткичларини янада яхшилашга олиб келади.

Хўш бундай назик тузилмалар қандай қилиб тайёрланади, деган ўринли савол туғилиши табиий.

Авваламбор шуни таъкидлаш жоизки, биринчи идеал гетероўтишлар суюқ фазали эпитаксия усулида тайёрланган. Ж.И.Алферов лабораториясида тайёрланган биринчи ўтапанжалар эса газ фазали эпитаксия усули билан тайёрланган эди.

Кейинчалик гетероўтишлар асосидаги деярли барча яримўтказгич асбоблар суюқ фазали эпитаксия усулида тайёрланди. Суюқ фазали эпитаксиянинг асосий афзаллиги, бу усул билан энг мукамал монокристал қатламларни ўстириш мумкин. Фақатгина бу усулда атомлар қалинликдаги ўта юпқа эпитаксиал қатламларни, квант иплари ва квант нуқталарни тайёрлашнинг иложи йўқ.

Шунга қарамасдан, кенг эмиттерли биполяр транзисторлардан тортиб, то инжекцион гетеролазерларгача ва ҳаттоки квант ўрали гетеролазерларгача суюқ фазали эпитаксия усули билан тайёрланди.

Квант нуқтали инжекцион гетеролазерлар эса асосан молекуляр-нур эпитаксия усулида тайёрланган (64-расм). Бунда бир неча услублардан фойдаланилган. Жумладан, бўлажак квант нуқтани тагликда аввалдан “меза” кўринишида тайёрлаб олиш, тагликда аввалдан бўлажак квант нуқталари учун чуқурчалар тайёрлаб олиш, таглик сиртида турли кўринишдаги каналчалар, V-канал, турли кўринишдаги шаклларни тайёрлаш ва уларда эпитаксиал қатлам ўстириш, молекуляр-нур эпитаксия жараёнида ўз-ўзидан ташкилланадиган тизим хусусиятларидан фойдаланиш (63-расм).

Ўз-ўзидан ташкилланадиган тизим кристал панжара доимийлари катта фарқ қиладиган гетероужфтларда кузатилади. Бунда *GaAs* тагликда *InAs* квант нуқталари ҳосил қилинади. Шу ерда қуйидагиларга диққат эътиборни қаратиш лозим бўлади. Мадомики, таглик сиртида *InAs* қатлами молекуляр-нур эпитаксия усулида алоҳида-алоҳида атомлар сифатида ўстирилар, ўтказилар экан, дастлабки атомлар қаерда бошлаб бир-бирига ёпишиб ўса бошлайди? Бу эса маълум бир термодинамик потенциаллар, энергиянинг минимумлик шартлари ҳал қилувчи рол ўйнайди. Реал технологик жараёнларда тагликнинг температураси, эпитаксиал қатламнинг ўсиш суръати ва тўхтатиб туриш вақти, теримик ишлов беришлар муҳим аҳамият касб этади. Гетероэпитаксиал қатламларни ўстиришда эса кристал панжара доимийларининг фарқи муҳим аҳамият касб этади.

*GaAs-InAs* гетероужфтлар мисолида *GaAs* таглигида даврий такрорланадиган *InAs* монокристалли оролчалари пайдо бўлади. Шундан сўнг *InAs* эпитаксияси тўхтатилиб *GaAs* эпитаксияси бошлаб юборилади. Натижада *GaAs* монокристалли ичида *InAs* квант нуқталари пайдо бўлади.

Бу квант нуқталарининг ўлчамлари – диаметри ўртача  $150 \text{ \AA}$ , баландлиги эса ўртача  $8-10 \text{ \AA}$  ни ташкил этади. Даврий жойлашган бу квант нуқталарининг зичлиги юқорида таъкидланган технологик жараённинг шарт – шароитларига боғлиқ бўлади.



#### §4. Туннель транзисторлар.

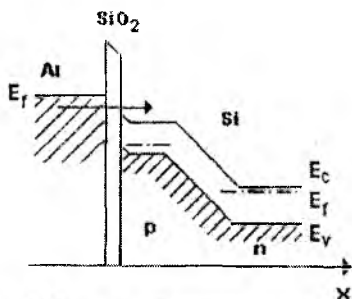
Туннель транзисторларнинг ишлаш тамойили туннель самарасига асосланган. Туннель транзисторларнинг ишчи тавсифномалари бўйича бикутбий ва майдон транзисторлардан тубдан фарқ қилади ва улар асосан ўта юқори частотали қурилмаларда ва турли мантикий схемаларда ишлатилади.

Ҳозирги пайтда туннель транзисторларнинг хилма-хил тузилмалари таклиф этилган. Жумладан, МОМОМ-транзистори тузилмасидаги металл, оксид қатламларининг қалинликлари мос равишда 10 нм ва 1,5 нм ни ташкил этади. Транзисторнинг эмиттер тўсиғидан металл базага туннель инжекцияланган электронлар металл база қатлампидан баллистик учиб ўтади. Коллектор тўсиғига берилган тескари кучланиш бу тўсиқни пасайтиради ва ундан база орқали баллистик учиб ўтган электронлар бемалол ўтиб кета олади. Бу эса транзисторнинг ўта тезкорлигини ва ундаги базавий ток узатиш коэффициентининг катталигини белгилайди.

Ҳозирги вақтда туннель транзисторларнинг бир неча хил кўринишлари ишлаб чиқилган. Улардан бири металл-диэлектрик  $p - n$  ўтиш – МД –  $p - n$  (65-расм) кўринишидаги туннель транзисторидир.

Эмиттер - базага кучланиш берилса ток эмиттердан базага юққа диэлектрик қатлами орқали, электронларнинг туннель – инжекцияси ҳисобига оқади. База соҳасига туннель – инжекцияланган электронлар базадаги Ферми энергиясига нисбатан бир неча  $kT$  юқорирок энергияга эга бўладилар.

Инжекцияланган электронлар панжара билан иссиқлик мувозанатида бўлмайдилар ва улар қайноқ электронлар дейилади. Бундай транзисторларни баъзида қайноқ электронлар асосидаги транзисторлар деб ҳам аташади. Қайноқ электронлар коллекторга етиб келадилар ва коллектор токини ҳосил қиладилар, чунки электронларнинг базадаги рекомбинацияси эҳтимоллиги жуда кичикдир. Эмиттер - металл электрод сифатида  $Al$  қатлами ишлатилади. Электронлар алюминий – металл қатлампидан инжекцияланади. Инжекцияланувчи қайноқ электронлар диэлектрик қатлампидан туннель самараси натижасида ўтадилар. Диэлектрик қатлами  $SiO_2$  қалинлиги  $20 \text{ \AA}$ ,  $p$  - тур база қалинлиги  $1500 \text{ \AA}$ , ундаги акцепторлар концентрацияси  $\sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$ . Умумий эмиттерли қилиб улашда ток бўйича статик кучайтириш коэффициенти эмиттернинг кичик (1,0-2,0 мА) тоқларида 100-150 га етади. Бундай турдаги транзисторларда базанинг ниҳоятда юқкалиги базадаги ток узатиш коэффициентининг катталигини ва мос равишда юқори кучайтириш коэффициентини таъминлаб берса, диэлектрик қатламининг мавжудлиги эмиттер ўтиши сигимини кичрайтириб беради ва мос равишда ўта тезкорликни таъминлайди.

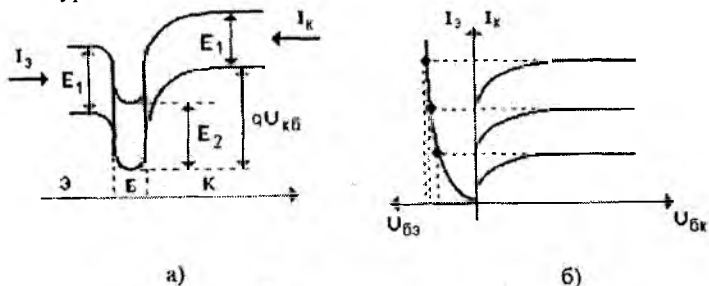


65-расм.  $p-n$  ўтиш – МД –  $p-n$  кўринишидаги туннел транзисторнинг зонавий диаграммаси.

Ўта юқори такрорийликлар соҳасида ишлаш учун туннел транзисторнинг икки гетероўтишлардан иборат тузилмаси (65-расм) таклиф этилган. Эмиттер гетероўтиш сифатида  $p$  - тур  $GaAs - Sb$  ва базаси қалинлиги 50 Å бўлган  $n$  - тур  $GaNAs$  [49]лардан фойдаланилади. Бундай транзистордаги асосий ток юпка база орқали туннелланувчи тоқдир. Бу токни куйидагича ифодалаш мумкин:

$$I_T \sim \exp(q \cdot U_{\text{эб}} / kT) \quad (58)$$

Бир хил турдаги заряд ташувчиларнинг туннелланиши сабабли эмиттер ўтишнинг юқори самарадорликка эришиши биз танишиб чиққан транзисторларнинг асосий ютуғидир. Кўрилган транзисторларда заряд ташувчиларнинг база орқали учиб ўтиш вақти жуда кичиклиги сабабли, базавий соҳадаги рекомбинациявий йўқотишлар ҳисобга олмаса бўладиган даражада кичикдир. Мисол учун, 66-расмда икки гетероўтишли туннел транзисторлар кириши ва чиқишидаги статик вольт-ампер тавсифномалар келтирилган. Расмдан кўринишича, эмиттер ва коллектор тоқлари катталиклари бўйича бир-бирига яқиндир, бу эса эмиттер ўтиш инжекция коэффициенти ва базавий ток узатиш коэффициентининг етарлича катта эканлигини кўрсатади.



66-расм. Икки гетероўтишли туннел транзисторларнинг зона диаграммаси (а); кириш ва чиқишдаги статик вольт-ампер тавсифномалари (б).

## VI-боб. Наноўлчамли тузилмаларда квазизаррачалар холатларини ҳисоблаш. Содда математик моделлар

### §1. Si ва Ge даги $D^{(-)}$ марказларда электронлар энергиясини вариацион Монте-Карло усулида баҳолаш. Масса анизотропияси

Кўпгина яримўтказгич кристалларда, масалан Si, Ge, PbTe, электронлар эффектив массаси ўтказувчанлик зонаси тубида кучли анизотропияга эга [50]

$$\gamma = m_{\parallel} / m_{\perp} \ll 1.$$

Худди шунингдек коваклар зонаси усти ҳам мураккаб тузилган бўлиш мумкин. Si, Ge асосидаги наноструктураларда (квант нуқта, квант ип) электрон энергия холатларини таҳлил қилишда масса анизотропиясини ҳисобга олиш зарур. Бу ҳолда турли тақрибий усуллар мавжуд бўлиб, булардан бири вариацион усул ҳисобланади. Масалан, нейтрал донор  $D^{(0)}$  даги боғланган электрон водородсимон атомга ўхшасада, масса анизотропияси ҳисобига унинг энергияси водородсимон атом энергиясидан анча фарқ қилиш мумкин.  $D^{(0)}$  марказ энергиясини вариацион усулда Кон-Латтинжер ва бошқа авторлар томонидан ҳисобланган [51,52].

Маълумки, барқарор водород атоми иони  $H^{(-)}$  мавжуд бўлгани каби, яримўтказгич кристалларда ҳам икки электронли марказлар ( $D^{(-)}$  марказлар) ҳам мавжуд бўла олади. Агар иккита электронни наноўлчамли Si ёки Ge кристаллида қаралса, “анизотроп гелий атоми – artificial He” деб ҳисоблаш мумкин. Таҷрибаларда, масалан: легиранган кўп қатламли GaAs/AlGaAs нанотузилмаларда  $D^{(-)}$  марказларнинг энергиясини сезиларли ортиши кузатилган [54].

Электронлар сони бирдан катта бўлган ҳолларда уларнинг кулон итаришуви натижасида: алмашинув энергияси  $E_x$  ва корреляцион энергия  $E_c$  тузатмаларини ҳисоблаш талаб этилади.

Масса анизотропияси ҳисобга олинганда, хаттоки битта электронни сферик шаклдаги квант нуқталардаги энергиясини ҳисоблашда ҳам тақрибий усуллардан фойдаланмай бўлмайди [55].

Куйида Si, Ge кристалларидаги анизотроп  $D^{(0)}$ ,  $D^{(-)}$  марказлар ёки квант нуқталардаги электронлар энергия сатхлари ва бошқа хоссаларини ўрганишга вариацион Монте-Карло (МК) усулини тадбиқ этамиз. Бу усул атомлар ва молекуляр системалар энергия характеристикаларини ҳисоблашда кенг қўлланилади [56,57,58,59]. Масса анизотропиясини ҳисобга олган ҳолда ( $\gamma \neq 1$ ) бу усулни қайта синаб кўриш долзарб масала ҳисобланади.

Аввало, соф икки ўлчовли (2D) ва изотроп уч ўлчовли (3D,  $\gamma = 1$ ) ҳоллар учун Хиллераас координаталарида  $D^{(-)}$  марказнинг вариацион-аналитик ечимларини қидирамиз.

Масса анизотропиясини ҳисобга олиб  $D^{(c)}$  марказ ( мусбат Кулон маркази атрофида ҳаракатланувчи икки электрон ) учун тўла энергия операторини куйидагича ёзамиз

$$h = -\left(\frac{\partial^2}{\partial x_1^2} + \frac{\partial^2}{\partial y_1^2}\right) - \gamma \frac{\partial^2}{\partial z_1^2} - \left(\frac{\partial^2}{\partial x_2^2} + \frac{\partial^2}{\partial y_2^2}\right) - \gamma \frac{\partial^2}{\partial z_2^2} - \frac{2}{r_1} - \frac{2}{r_2} + \frac{2}{r_{12}} \quad (1)$$

Бу ерда энергия ва узунлик куйидаги бирликларда ўлчанади

$$E_l = \frac{\hbar^2}{2m_l a_l^2}, \quad a_l = \frac{4\pi\epsilon_0 \hbar^2}{m_l e^2}, \quad \gamma = \frac{m_l}{m_l} \quad (2)$$

Вариацион ечим сифатида синов тўлқин функциясини куйидагича тасвирлайлик

$$\psi = \phi(1)\phi(2) \left[ 1 + g r_{12} + b(r_1 - r_2)^2 \right], \quad \phi(i) = \exp(-a\sqrt{x_i^2 + y_i^2 + cz_i^2}) \quad (3)$$

Бу ерда, (1) и (3) да  $r_1, r_2, r_{12}$  – декарт фазосидаги 3D векторлар бўлиб, система анизотропияси эса  $\phi(1)\phi(2)$  электрон функцияларда ҳисобга олинган, квадрат қавс ичидаги кўпайтма эса – икки электрон ўзаро итаришиш туфайли корреляцион тузатмани ифодалайди,  $a, c, g, b$  – вариацион параметрлар. Электронлар тўлқин функциялари кўпайтма кўринишда олинган бўлиб, спинлари ўзаро қарама-қарши (синглет) деб ҳисоблаймиз.

Стандарт вариацион принципга асосан, система тўла энергияси ва  $a, c, g, b$  – параметрлар – куйидаги функционал минимум шартидан топилади

$$J(a, c, g, b) = \frac{\langle \psi | H | \psi \rangle}{\langle \psi | \psi \rangle} \quad (4)$$

Ушбу функционалдаги интегралларни иккита чегаравий ҳолда аналитик ҳисоблаш қулай. Агар  $\gamma = 0, z = 0$  десак, изотроп икки ўлчовли (2D)  $D^{(c)}$  марказ масаласига келади. Агар  $\gamma = 1$  десак, изотроп уч ўлчовли (3D)  $D^{(c)}$  марказ масаласига келади. Бу икки ҳолда ҳам масалани Хиллераас координаталарида интеграллаш қулай. Уч ўлчовли масалада Хиллераас координаталарига ўтиш адабиётларда мавжуд, масалан [60,61]. Икки ўлчовли масала учун эса координата алмаштиришлар худди уч ўлчовдагидек қайта ҳисоблаб чиқилди ва “Илова А” да келтирилган.

(3) тўлқин функция асосида ҳисоблаб чиқилган  $D^{(c)}$  марказнинг тўла энергияси қиймати уч ва икки ўлчовли системалар учун мос ҳолда  $E(3D) = -1.05062$ ,  $E(2D) = -4.46522$  га тенг бўлди. Кўриниб турибдики,  $D^{(c)}$  марказнинг тўла энергияси система симметрияси камайишида (яъни  $z$  ўқи бўйлаб сиқилишида) тахминан 4 марта ортар экан. Амалда эса, масалан Si, Ge, PbTe каби яримўтказгич кристалларни ўтказувчанлик зонасида электронлар учун  $0 < \gamma < 1$ .

Куйида жадвалда Si, Ge учун электронлар массалари  $m_l, m_t$ , масса анизотропияси параметри  $\gamma = m_l/m_t$  ва диэлектрик сингдирувчанлик  $\epsilon$  ларнинг қийматлари келтирилган.

	$m_t / m_0$	$m_r / m_0$	$\gamma$	$\epsilon$	$E_t, \text{meV}$
Ge	0.082	1.58	0.0519	16.0	4.36
Si	0.190	0.98	0.1939	11.9	18.3

Маълумки, икки ўлчовли (2D)  $D^{(0)}$  марказ (нейтрал донор) тўла энергияси -4 га тенг [2-51]. У холда 2D  $D^{(1)}$  марказ дан битта электронни узиб олиш учун зарур бўлган энергия  $4 - 4.46522 = 0.46522$  га тенг бўлиши керак.

Икки ўлчовли хол учун аниқлаштирилган ҳисоблар илгари ҳам бошқа авторлар томонидан ҳисобланган. Масалан, [62] мақолада икки электрон ва битта ковак (адабиётларда зарядланган экситон, экситон иони, баъзан  $X^{(1)}$  трион деб ҳам аташади) боғланган ҳолатидан битта электронни узиб олиш учун зарур бўлган энергия - 22 вариацион параметрли тўлқин функция ёрдамида ҳисобланган. Агар ковак массаси электрон массасидан анча катта бўлса,  $\sigma = m_c / m_h = 0$  бўлиб  $X^{(1)}$  трион масаласи - биз қараётган  $D^{(1)}$  марказ масаласига айланади. Чегаравий  $\sigma = m_c / m_h = 0$  холда [62] мақолада олинган боғланиш энергияси  $\sim 0.469$  га тенг бўлиб, бу бизнинг ҳисобларимиз 0.46522 га деярли мос келади.

## §2. Анизотроп $D^{(1)}$ марказ энергиясини вариацион Монте-Карло усулида тақрибий ҳисоблаш.

Одатда, МК интеграллаш усулида Метрополис алгоритмидан фойдаланиб, заррачalar кўп бўлган масалаларда ишлатилади [56,57,58,59]. Заррачalar сони камроқ ( $N=1,2$ ) бўлганда симметрик ва изотроп масалаларни баъзан аналитик интеграллашга имкон бўлади [63]. Бироқ, кучли анизотропия мавжуд бўлса ёки мураккаб ташқи майдон қўйилганда (деформация, магнит майдони, нанотузилма потенциали в. х.) интеграллаш мураккаблашиш мумкин. Хатто нанотузилмаларда баъзан битта анизотроп массали электрон масаласи ҳам тақрибий сонли усуллардан фойдаланишга тақозо этади [55].

Ҳозирги вақтда МК интеграллаш усули квант нуқталарда электронлар системасини энергетик ҳолатларини таҳлил қилишда, нанотузилма геометриясини ролини баҳолашда ва электронларнинг орбитал жойлашуви хоссаларини ўрганишда кенг қўлланилмоқда [64,65,66,67]. Масса анизотропияси, нопараболик зоналар каби хусусиятларни система ҳолатига таъсирини МК усулида тадқиқ этиш эса адабиётларда деярли ёритилмаган. Шу мақсадда, қуйида анизотроп  $D^{(1)}$  марказ масаласини  $0 < \gamma < 1$  бўлган хол учун МК интеграллаш усулида Метрополис алгоритмидан фойдаланиб ҳисоблашга уриниб кўрамиз. Локал энергияни (1) ва (3) дан фойдаланиб ушбу

$$E_t(\mathbf{R}_t) = \frac{\hbar \psi(\mathbf{R}_t)}{\psi(\mathbf{R}_t)}, \quad P(\mathbf{R}_t) = |\psi(\mathbf{R}_t)|^2 \quad (5)$$

ифодадан аналитик хисоблаш мумкин. Унинг ўрта қиймати

$$\langle E_L \rangle \approx \frac{1}{K_{mc}} \sum_{i=1}^{K_{mc}} E_L(\mathbf{R}_i) \pm \sqrt{\frac{\sigma}{K_{mc}}}, \quad \sigma = \langle E^2 \rangle - \langle E \rangle^2 \quad (6)$$

Бу ерда,  $\sigma$  - дисперсия (яъни, ўрта қийматдан четлашиш),  $\mathbf{R}_i$  эса

$$\mathbf{R}_{i,New} = \mathbf{R}_i + \delta (2 \text{ Random} - 1)$$

$i$  чи МК қадамидаги “фиктив зарралар (walker’s)” координаталари,  $\delta$  – тасодикий силжиш қадами,  $K_{mc}$  - жами МК қадамлар сони.  $P(\mathbf{R}_i)$  функция – фиктив зарраларни координаталарини  $\mathbf{R}_i$  ҳолатга тушиш эҳтимолини беради.

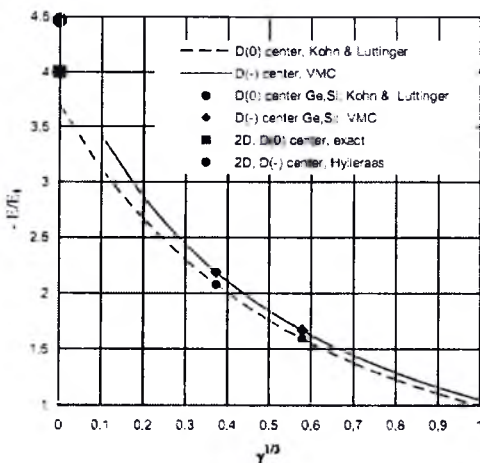
Хисоблашларда жами МК қадамлар сони  $K_{mc} = 5 \cdot 10^5$  га тенг, мувозанатга келишни жами қадамлар сони (thermalization step’s) эса  $N_t = 0.2 K_{mc}$  га тенг олинди. Фиктив зарраларнинг тасодикий силжиш қадамини, масала мохиятига кўра анизотроп  $\delta_{xy} \neq \delta_z$  деб олиб, уларнинг қиймати термализация этапида шундай аниқланадики, бунда  $P(\mathbf{R}_i)$  эҳтимоллик билан “қабул қилинган” конфигурациялар сони  $N_{acc}$  - тахминан  $N_t$  ни ярмига тенг бўлсин.

Вариацион параметрлар  $a, c, g, b$  нинг экстремал қийматлари ва энергия - дастлаб тўла энергия функционали (4) нинг минимум шартидан топилди. Бироқ, система тўлқин функцияси (3) нинг кўринишига асосан, локал энергия ифодаси (6) кулон типидagi сингуляр нуқталарга эга. Бу МК циклида катта хатоликлар берадими?. Шу мақсадда, иккинчи марта  $a, c, g, b$  нинг экстремал қийматлари ва энергияни - дисперсия  $\sigma$  ни минимум шартидан топилди.

Анизотропия параметри  $0.3 < \gamma^{1/3} < 1$  бўлганда, бу икки усулда топилган тўла энергия қийматлари фарқи 1 - 2 % ни ташкил этди. Қуйида графикда биринчи усул бўйича хисобланган  $D^{(1)}$  марказ энергиясини анизотропия параметри  $\gamma$  га боғланиши келтирилган (67.Расм). Таққослаш учун, шу графикда яна Кона ва Латтинджер [52] хисоблаган  $D^{(0)}$  марказ энергиясини  $\gamma$  га боғланиши ҳам келтирилган. Хисоблашлар кўрсатадики:

-  $D^{(1)}$  марказнинг битта электронини узиб олиш учун зарур бўлган энергия кремний и германий учун мос ҳолда 1.5806 meV (Si) и 0.4995 meV (Ge) га тенг экан.

- Анизотропия параметри  $\gamma$  нинг қиймати ошиб борса МК ҳисоби дисперсияси  $\sigma$  то  $\gamma^{1/3} > 0.4$  га қадар секин ортар экан,  $\gamma^{1/3} < 0.4$  бўлганда эса



67. Расм.  $D^{(0)}$  марказ (штрих чизик) ва  $D^{(-)}$  марказ (қуюк чизик) тўла энергияларини -анизотропия параметри  $\gamma = m_{\parallel}/m_{\perp}$  га боғланиши

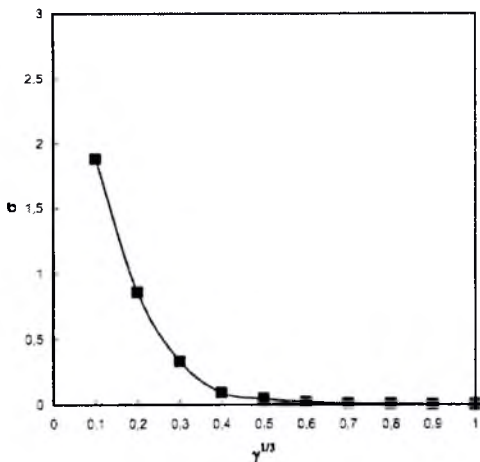
тез орта бошлар экан. Шунинг учун ҳисоблашларни то  $\gamma^{1/3} = 0.1$  гача давом эттирилди.

Дисперсияни  $\sigma$  анизотропия параметри  $\gamma$  га боғланиши қйдаги расмда тасвирланган (68.Расм).

Демак, анизотропияни ҳисобга олинган ҳолда ҳамда Хиллераас каби корреляция тузатма киритиш орқали германий ва кремний кристалларининг ўтказувчанлик зонасидаги “X” электрон учун  $D^{(-)}$  марказ тўла энергияси ва нонизация энергияси - сонли МК модели орқали ўрганилди.

Одатда, сонли вариацион МК модели – изотроп объектлар: атомлар молекулалар в.х. га муваффақиятли қўлланилади ва локал энергия ифодасидаги кулон сингуляр нукталарни Жастров корреляцион функциясини танлаш орқали бартараф этилади. Агар сингуляр нукталарни йўқотиш имкони бўлмаса, ёки қийинлашса – олинган натижалар хатолиги (дисперсияни) текшириб кўриш керак.

Юқорида Si ва Ge яримўтказгич кристалларида  $D^{(-)}$  марказ мисолида кўриб чиқилдики, анизотропия даражаси  $0.3 < \gamma^{1/3} < 1$  оралиқда бўлса хатолик тахминан 1 - 2 % тартибда бўлар экан.



68. Расм. Сонли хисоблашлар дисперсияси  $\sigma = \langle E^2 \rangle - \langle E \rangle^2$  ни анизотропия параметри  $\gamma = m_x / m_y$  га боғланиши

Si ва Ge яримўтказгич кристаллари илгаридан ва hozirgi кунда ҳам микроэлектроника соҳасининг асосий материалларидан хисобланади. Монте – Карло сонли моделлаштиришни бундай кристалларда тадбиқ этишда унинг ютук ва камчиликларини ўрганиб бориш фойдали. Бу усул - келгусида кўп заррали объектлар: экситонлар, трионлар, биэкситонлар в.х. ни материал зона стуктурасини хисобга олган ҳолда наноструктуралар ичида моделлаштиришга имкон беради, заррачалараро корреляция (Хартри ёки Хартри-Фок усулида бу факт хисобга олинмайди) ва наноструктура геометрик факторлари бу усулда яққол намоён бўлади.

Илова А

Икки ўлчовда (2D)  $D^{(2)}$  марказнинг тўла энергия операторини куйидаги кўринишда ёзиб оламиз

$$h = -\left(\frac{\partial^2}{\partial x_1^2} + \frac{\partial^2}{\partial y_1^2}\right) - \left(\frac{\partial^2}{\partial x_2^2} + \frac{\partial^2}{\partial y_2^2}\right) - \frac{2}{r_1} - \frac{2}{r_2} + \frac{2}{r_{12}} = 2(K + V)$$

Худди уч ўлчовли (3D) масаладаги хисоблашлардагидек [10,11], куйидаги учта ўзгарувчидан

$$r_1(x_1, y_1), \quad r_2(x_2, y_2), \quad r_{12} = \sqrt{(x_1 - x_2)^2 + (y_1 - y_2)^2}$$

янги учта ўзгарувчиларга (Хиллераас координаталарига) ўтамиз

$$s = r_1 + r_2, \quad t = r_2 - r_1 = r_1 - r_2, \quad u = r_{12} = |r_1 - r_2|.$$

Бунда Лаплас операторини алманггириш ва Якобиан матричасини хисоблаб чиқиш талаб этилади ҳамда бурчаклар бўйича интегралланади.



Куйида нормаллаштириш, тўла кинетик энергия ва тўла потенциал энергия учун ушбу алгебраик хисоблашларни охириги натижаларини келтирамиз

$$\begin{aligned}
 N &= 2\pi \int_0^{\infty} ds \int_0^s du \int_0^u dt \frac{(s^2 - t^2)u}{\sqrt{s^2 - u^2} \sqrt{u^2 - t^2}} \psi^2(s, t, u), \\
 K &= 2\pi \int_0^{\infty} ds \int_0^s du \int_0^u dt \left\{ \frac{(s^2 - t^2)u}{\sqrt{s^2 - u^2} \sqrt{u^2 - t^2}} \left[ \left( \frac{\partial \psi}{\partial s} \right)^2 + \left( \frac{\partial \psi}{\partial t} \right)^2 + \left( \frac{\partial \psi}{\partial u} \right)^2 \right] + \right. \\
 &\quad \left. + 2 \frac{\partial \psi}{\partial u} \left[ s \sqrt{\frac{u^2 - t^2}{s^2 - u^2}} \frac{\partial \psi}{\partial s} + t \sqrt{\frac{s^2 - u^2}{u^2 - t^2}} \frac{\partial \psi}{\partial t} \right] \right\}, \\
 V &= 2\pi \int_0^{\infty} ds \int_0^s du \int_0^u dt \frac{(s^2 - t^2)u}{\sqrt{s^2 - u^2} \sqrt{u^2 - t^2}} \psi^2(s, t, u) \left[ \frac{1}{u} - \frac{4Zs}{s^2 - t^2} \right]
 \end{aligned}$$

### §3. Сферик шаклдаги Si ва Ge нанокристалларда электронлар энергияси ва фазовий тақсимотини Монте-Карло методида ўрганиш

Сферик шаклдаги яримўтказгич нанокристалли кенг зонали диэлектрикда (масалан  $\text{SiO}_2$  да) ёки вакуумда жойлашган бўлса, у холда электронлар энергия сатхлари фазовий квантланиб, бу масалани: эффектив масса тақрибийлигида, потенциал девори чексиз баланд шар моделида, сферик координаталар системасида ўрганиш мумкин [70]. Агар ўтказувчанлик зонасидаги электронни эффектив массаси кучли анизотропияга эга бўлса  $\gamma = m^*/m_0 \ll 1$  (масалан Si, Ge), сферик нанокристалдаги битта электронни энергия сатхларини хисоблаш ҳам тақрибий усуллардан фойдаланишни талаб қилади [71,72].

Нанокристалда кўп сондаги электронларни хоссаларини ўрганишда Хартри-Фок (HF), зичлик функционали назарияси (DFT) ва вариацион Монте-Карло (VMC) методларидан фойдаланилади [73]. Куйида, сферик шаклдаги яримўтказгич нанокристалли учун масса анизотропияси хисобга олинган холда, VMC методи қисқача баён қилинади.

Нанокристалл электронлар сони жуфт  $N = N_\uparrow + N_\downarrow$  бўлсин, индекс спинлар йўналишини билдиради. У холда, система тўла тўлқин функциясини Слейтер детерминанти ва Жастров функцияси кўпайтмаси кўринишида ёзилади [73,74]

$$\Psi = D \uparrow D \downarrow \prod_{i < j}^N \exp \left( -\frac{C_{ij}}{1 + br_{ij}} \right) \quad (1)$$

Бу ерда  $C, b$ -вариацион параметрлар бўлиб спинлар йўналишини хисобга олиб энергия минимум шартидан фойдаланилади. Стандарт Метрополис алгоритмидан фойдаланиб энергия ўрта қийматини хисоблаш мумкин

$$\langle E_L \rangle \approx \frac{1}{K_{mc}} \sum_{i=1}^{K_{mc}} E_L(\mathbf{R}_i) \pm \sqrt{\frac{\sigma}{K_{mc}}}, \quad \sigma = \langle E^2 \rangle - \langle E \rangle^2 \quad (2)$$

Бу ерда,  $\sigma$  - дисперсия (яъни, ўрта кийматдан четлашиш),  $\mathbf{R}_i$  эса

$$\mathbf{R}_{i, New} = \mathbf{R}_i + \delta (2 \text{ Random} - 1)$$

$i$  чи MC кадамидаги “фиктив зарралар (walker’s)” координаталари,  $\delta$  – тасодифий силжиш кадами,  $K_{mc}$  - жами MC кадамлар сони. Локал энергияни қуйидаги формуладан ҳисобланади

$$E_L(\mathbf{R}_i) = \frac{H\psi(\mathbf{R}_i)}{\psi(\mathbf{R}_i)}, \quad P(\mathbf{R}_i) = |\psi(\mathbf{R}_i)|^2 \quad (3)$$

Бу ерда,  $H$  – барча электронларни кинетик энергия оператори плус электронлараро кулон итаришув потенциали,  $P(\mathbf{R}_i)$  функция – фиктив зарраларни координаталарини  $\mathbf{R}_i$  ҳолатга тушиш эҳтимолини беради.

Слейтер детерминантидаги орбиталлар кўриниши – яқка электронни сферик нанокристалл ичида ҳаракатини тасвирлаш керак, яъни

$$h = -\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}\right) - \gamma \frac{\partial^2}{\partial z^2} + V(r), \quad V(r) = \begin{cases} \infty, & r > R \\ 0, & r < R \end{cases} \quad (4)$$

гамилтонианни хусусий функцияларини топиш керак. Бу функцияларни аналитик тасвирлаш лозим. Қуйида иккита энергия сатҳи учун “синов функцияси” ни текшириб кўрайлик

$$\varphi_1(r) \approx \frac{\sin(\pi r / R_{QD})}{r} \exp(-c^2 z^2) \quad (5a)$$

$$\varphi_2(r) \approx z \frac{\sin(\pi r / R_{QD})}{r} \exp(-c^2 z^2) \quad (5b)$$

Ушбу орбиталлар ўзаро ортогонал бўлиб,  $z$  – ўқи бўйича анизотропияни акс эттиради ва сфера чегарасида нолга айланади. Орбитал анизотропияси даражасини параметр  $c$  ни энергияни минимум шартидан аниқлаб олиш мумкин. Бу орбиталларга мос энергия сатҳларини MC алгоритмидан фойдаланиб ҳисоблаб текшириб кўрилди. Энергия ва узунлик бирлиги сифатида мос ҳолда  $\hbar^2 / 2m_e R_{QD}^2$  ва  $R_{QD}$  олинди.

Биринчи сатҳ энергияси  $E_1$  ва унга мос дисперсия  $\sigma = \langle E^2 \rangle - \langle E \rangle^2$  қийматини вариацион параметр  $c$  га боғланиши натижалари

$c$	$E_1$	$\sigma = \langle E^2 \rangle - \langle E \rangle^2$
0.10	34.77264	0.00378
0.20	34.66398	0.00351
0.30	34.58333	0.00330

0.40	34.50764	0.00310
0.50	34.45983	0.00307
0.60	34.39325	0.00289
0.70	34.36690	0.00272
0.80	34.33820	0.00262
0.90	34.30761	0.00263
1.00	34.28655	0.00270
1.10	34.28361	0.00263
1.20 **	34.26938	0.00256
1.30 *	34.26874	0.00263
1.40	34.28800	0.00267
1.50	34.29596	0.00274
1.60	34.31766	0.00270

Иккинчи сатх энергияси  $E_2$  ва унга мос дисперсия  $\sigma = \langle E^2 \rangle - \langle E \rangle^2$  қийматини вариацион параметр  $c$  га боғланиши натижалари

$c$	$E_2$	$\sigma = \langle E^2 \rangle - \langle E \rangle^2$
1.00	49.20790	0.00838
1.10	49.09384	0.00638
1.20	49.02894	0.00597
1.30	48.95669	0.00498
1.40	48.91145	0.00419
1.50	48.88791	0.00310
1.60 *	48.87925	0.00318
1.70 **	48.88455	0.00269
1.80	48.89586	0.00301
1.90	48.91362	0.00355
2.00	48.96554	0.00403
2.10	49.03184	0.00466
2.20	49.08302	0.00537
2.30	49.17652	0.00598
2.40	49.26281	0.00656

Ушбу жадвалларда, орбитал энергияни минимал қийматлари (\*) ва минимал дисперсияга мос энергия қийматлари (\*\*) деярли бир хиллиги кўриниб турипти. Энергияни VMC алгоритмида олинган ушбу натижалар аниқлиги катта бўлиб, (4) масалани сонли ечимидан қолишмайди. Таққослаш учун [71] мақоладаги сонли натижаларни келтирамыз:  $E_1 = 34.3$ ,  $E_2 = 49.00$ .

Юқорида топилган иккита орбиталлардан фойдаланиб  $N = 4$  та электрон учун Слейтер детерминантини тузиш мумкин. Худди шу каби давом эттириб, жами электронлари  $N = 4, 6, 8, \dots$  жуфт сондан иборат кўп электронли моделни ўрганиш мумкин. Бу эса электронлар системасини кулон энергияси, корреляцион энергияси, нанокристалдаги электронлар зичлиги тақсимоти, электронларни Вигнер кристалланиши критерияларини таҳлил қилишга имкон беради. Хозирда ушбу изланишлар давом эттирилмоқда.

## §4. Параболик потенциалли квант нуқтадаги полярон квазизаррачаси. Электрон-фонон корреляциясини роли

### Масаланинг кўйилиши

Сўнги вақтларда наноўлчамли структураларда (фазовий кватланиш ёки “конфайнмент” шароитида) электрон ва фонолар ўзаро таъсири ролини ўрганиш кўплаб назарий ва амалий тадқиқотлар ўтказилмоқда [70,72]. Поляр кристалларда электронлар ва коваклар поляро-оптик фононлар билан кучли таъсирда бўлиши маълум. Шу сабабли, наноструктураларда полярон эффе́ктларини ўрганиш алоҳида аҳамият касб этади.

Бу масалани ўрганишда турлича тақрибийликдаги усуллардан фойдаланилган [73,78]. Буларга Фейнманнинг траекториялар бўйича интеграллаш, галаёиланиш, ҳамда операторларни каноник алмаштириш усулларини мисол келтириш мумкин [77.79].

Параметрлаштирилган каноник алмаштириш усулида [77,78], аввал Ли-Лоу-Пайнс алмаштириши, сўнгра фононолар амплитудасини силжитувчи алмаштириш этаплари амалга оширилиб, бунга бир ёки бирнеча қўшимча параметрлар киритиб олинадики – уларнинг қийматини энергия минимум шартидан аниқлаш мумкин.

Буймистров и Пекар методида [79], каноник алмаштириш ёрдамида, фононлар силжиш амплитудаси учун дифференциал тенглама олинган, бироқ, бу тенгламани ечимини топиш мураккаблиги сабабли, ечимни тақрибий тасвирланган. Бу ечим - кучли ва кучсиз ўзаро таъсирга мос ечимларнинг чизиқли комбинациясидан иборат эди.

Фононлар силжиш амплитудаси учун олинган дифференциал тенглама қанчалик аниқ ечилса, полярон квазизарраси энергияси шунчалик аниқ баҳоланади демакдир. Маълум холларда бу тенглама аниқ ечимини топиш мумкин. Қуйида, полярон квазизаррасини параболик потенциалли квант нуқтадаги энергиясини баҳолашда – Гринн функцияси методи ёрдамида дифференциал тенгламани аниқ ечимини топилган. Бу ечим бошқа тақрибий усулларга нисбатан анча аниқ эканлигини полярон энергияси қийматларни солиштириш орқали кўрсатилган.

### Асосий тенгламалар

Параболик потенциалли квант нуқтада ҳаракатланувчи ва айни дамда поляро оптик фононлар билан таъсирланувчи электрон учун тўла энергия операторини қуйидагича ёзиш мумкин

$$H = -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta + V(r) + \sum_q [v_q b_q e^{iqr} + v_q^* b_q^+ e^{-iqr}] + \sum_q \hbar \omega_q b_q^+ b_q \quad (1)$$

Бу ерда,  $m$  – ўтказувчанлик зонасидаги электрон массаси,  $b_q^+, b_q$  - мос холда, импульси  $q$  га тенг бўлган фононни “хосил қилиш” ва “йўқотиш”

операторлари,  $v_q$  - электрон ва поляр-оптик фонон ўзаро таъсирини ифодаловчи функция (форм-фактор),  $V(r)$  - квант нукта потенциали

$$|v_q|^2 = \frac{4\pi\alpha l_0 (\hbar\omega_0)^2}{\Omega q^2}, \quad l_0 = \sqrt{\frac{\hbar}{2m\omega_0}}, \quad \sum_q \dots = \frac{\Omega}{(2\pi)^3} \int dq \dots, \quad V(r) = \frac{\chi r^2}{2} \quad (2)$$

$\alpha$  - электрон ва поляр-оптик фонон ўзаро таъсир кучини билдирувчи Фрелих доимийси,  $\omega_0$  - дисперсиясиз фононлар частотаси,  $\Omega$  - фазо ҳажми.

Уқоридаги (1) Гамильтон операторини ўрта қийматини топиш учун системани умумий (электрон ва фононлар системаси) тўлқин функциясини қуйидагича тасвирланади [79,80]

$$\Psi = \Phi_{ph} \varphi(r) = U|0\rangle \varphi(r), \quad U = \exp\left[\sum_q (F_q(r)b_q^+ - F_q^*(r)b_q)\right], \quad (3)$$

$$U^+U = 1, \quad \langle 0|0\rangle = 1$$

Бу ерда  $U$  унитар оператор,  $\varphi(r)$  - электрон тўлқин функцияси,  $F_q(r)$  - фононлар силжиш амплитудаси, буни энергия минимум принциpidан кидирилади.

Ушбу базис ёрдамида (1) ни ўртачалаштириб, система тўла энергияси учун қуйидаги функционал олинади

$$J[F_q(r), \varphi(r)] = E_0 + \sum_q \int dr \varphi^2 \left[ \frac{\hbar^2}{2m} |\nabla F_q|^2 + \hbar\omega_0 |F_q|^2 + v_q F_q e^{iqr} + v_q^* F_q^* e^{-iqr} \right] \quad (4)$$

Бу ерда

$$E_0 = \frac{\hbar^2}{2m} \int dr (\nabla\varphi)^2 + \int dr V(r) \varphi^2. \quad (5)$$

Стандарт вариациялаш ёрдамида, (4) функционалдан фононлар силжиш амплитудаси  $F_q$  функция учун қуйидаги Эйлер тенгламасини топиш мумкин

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 F_q(r) - 2 \frac{\hbar^2}{2m} \frac{\nabla\varphi}{\varphi} \nabla F_q(r) + \hbar\omega_0 F_q(r) + v_q^* e^{-iqr} = 0. \quad (6)$$

Буни ҳисобга олсак, (4) функционални энди қуйидагича ёзиш мумкин

$$J[\varphi(r)] = E_0 + \sum_q \int dr \varphi^2(r) F_q(r) e^{iqr} \quad (7)$$

Дифференциал тенглама (6) ни ечиб фононлар силжиш амплитудасини  $F_q(r)$  координатага боғланишини топиш мумкин. Бироқ, ихтиёрий

кўринишдаги электрон тўлқин функцияси  $\varphi(r)$  учун (6) ни ечими умумий топиш мушкул масала. Кўпинча, чегаравий холлар учун ечимни тақрибий конструкция қилишади.

Маслан, кучсиз электрон-фонон ўзаро таъсир режимида  $\alpha \rightarrow 0$ , электрон булутини етарлича ёйилган деб ҳисобласак, у холда, электрон тўлқин функцияси градиентини ((6) даги иккинчи хад) ташлаб юборсак ва (7) да  $\varphi^2(r) \sim 1$  деб олсак, ташқи потенциал йўқлигида қуйидаги тақрибий ечим келиб чиқади (Ли-Лоу-Пайнс ечими)

$$F_q(r) = \frac{V_q^* e^{-iqr}}{\hbar^2 q^2 / 2m + \hbar\omega}, \quad J = -\alpha \hbar\omega_0 \quad (8)$$

Буймистров ва Пекар [10,-79] эса (6) ни тақрибий ечими сифатида қуйидагича чизикли комбинацияси

$$F_q(r) = f_q + g_q e^{-iqr} \quad (8a)$$

дан фойдаланишади. Улар,  $f_q$  ва  $g_q$  параметрларни (4) функционални минимум шартдан кидиришади.

Қуйида, Гросс алмаштириши [80] орқали юқоридаги масалани - фақат электрон координатасига боғлиқ бўлган масалага келтирамыз. (6) ва (7) ни  $F_q = V_q^* \Phi_q / \varphi$  алмаштириш ёрдамида қуйидагича ёзиш мумкин

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \Delta \Phi_q(r) + \frac{\hbar^2}{2m} \frac{\Delta \varphi}{\varphi} \Phi_q(r) + \hbar\omega_0 \Phi_q(r) + \varphi(r) e^{-iqr} = 0 \quad (9)$$

$$J[\varphi(r)] = E_0 + \sum_q |V_q|^2 \int d\mathbf{r} \varphi(r) \Phi_q(r) e^{iqr} \quad (10)$$

Бир жинсли бўлмаган (9) тенгламани ечимини Гринн функцияси

$$\Phi_q(r) = - \int d\mathbf{r}' G(r, r') \varphi(r') e^{-iqr} \quad (11)$$

орқали ифодалаймиз ва қуйидаги

$$\sum_q |V_q|^2 e^{iqr \cdot r'} = \frac{\alpha I_0 (\hbar\omega_0)^2}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \quad (12)$$

муносабатдан фойдаланиб (9) ва (10) дан қуйидагиларни олиш мумкин

$$\left[ -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta + \frac{\hbar^2}{2m} \frac{\Delta \varphi}{\varphi} + \hbar\omega_0 \right] G(r, r') = \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \quad (13)$$

$$J[\varphi(r)] = E_0 - \alpha I_0 (\hbar\omega_0)^2 \int dr dr' \frac{\varphi(r)G(r,r')\varphi(r')}{|r-r'|} \quad (14)$$

Энди, системанинг тўла энергия функционали (14) ва Грин функцияси (13) – электрон функциясига (координатасига) боғлиқ бўлди. Берилган  $\varphi(r)$  учун (13) тенгламни ечиб полярон квазизаррасини ташқи майдонда (квант нуқтани парабolik майдонида) энергиясини хисоблаш мумкин.

### Параболик потенциал учун Грин функциясини хисоблаш

Параболик потенциалда харакатланувчи ва кристаллда шу электрон ўзини индукциялаган поляризация майдондаги электрон синов тўлқин функцияси сифатида уч ўлчовли гармоник осциллятор асосий холат функциясини оламир

$$\varphi(r) = \frac{1}{\pi^{3/4}} \frac{1}{a_s^{3/2}} \exp\left(-\frac{r^2}{2a_s^2}\right), \quad \omega_s^2 = \frac{k}{m}, \quad a_s = \sqrt{\frac{\hbar}{m\omega_s}}, \quad (15)$$

$$E_n = \hbar\omega_s(n_1 + n_2 + n_3 + 3/2)$$

Бу ерда,  $a_s$  ни вариацион параметр сифатида қараймиз, (15) тўлқин функцияси нормаллаштирилган. У холда, (13) тенгламадаги Грин функциясини осциллятор хусусий функциялари бўйича ёйиш мумкин

$$G(r,r') = \sum_n \frac{\Psi_n(r)\Psi_n(r')}{E_n + W} = \hbar\omega_s \sum_n \frac{\Psi_n(r)\Psi_n(r')}{n_1 + n_2 + n_3 + W_0}, \quad W_0 = \frac{3}{2} + \frac{W}{\hbar\omega_s} \quad (16)$$

Бу ерда,  $\Psi_n(r)$  - уч ўлчовли гармоник осциллятор хусусий функциялари

$$\Psi_n(r) = \Psi_{n_1}(x)\Psi_{n_2}(y)\Psi_{n_3}(z),$$

$$\Psi_{n_1}(x) = \frac{1}{\pi^{1/4}} \frac{1}{a_s^{1/2}} \frac{1}{(n!)^{1/2}} \frac{1}{(2^{n_1})^{1/2}} \exp\left(-\frac{x^2}{2a_s^2}\right) H_{n_1}\left(\frac{x}{a_s}\right), \quad (17)$$

Сўнгра, куйидаги

$$\frac{1}{c} = \int_0^{\infty} dt \exp(-tc) \quad (18)$$

муносабатни хисобга олиб ва Эрмит полиномларини йиғиндиси учун Мелер формуласидан [81,]

$$\sum_{n_1=0}^{\infty} \left(\frac{e^{-1}}{2}\right)^{n_1} \frac{H_{n_1}(x/a_s)H_{n_1}(x'/a_s)}{n_1!} = \frac{1}{\sqrt{1-e^{-2t}}} \exp\left(\frac{2xx'e^{-t} - (x^2 + x'^2)e^{-2t}}{a_s^2(1-e^{-2t})}\right), \quad (19)$$

фойдалансак, Грин функциясини ифодасини топиш мумкин

$$G(r, r') = \frac{1}{\hbar\omega_s \pi^{3/2} a_s^3} \exp\left(-\frac{r^2 + r'^2}{2a_s^2}\right) \int_0^\infty dt \frac{e^{-t\omega_0}}{[1 - e^{-2t}]^{3/2}} \exp\left(\frac{2rr'e^{-t} - (r^2 + r'^2)e^{-2t}}{a_s^2(1 - e^{-2t})}\right). \quad (20)$$

Ушбу ифодани (14) функционалга қўйиб,  $r$  и  $r'$  бўйича интеграллаб, полярон энергияси учун ( $\hbar\omega_0$ -бирлигида) охиригى натижавий ифодага эга бўламиз

$$\begin{aligned} \varepsilon_p &= \frac{3}{2}\mu^2 + \frac{3\gamma^2}{8\mu^2} - \alpha\sqrt{\frac{2}{\pi}}\mu \int_0^\infty dt \frac{e^{-t}}{\sqrt{1 - \exp(-2\mu^2 t)}}, \\ \mu &= \frac{l_0}{a_s}, \quad \gamma = \frac{\Omega}{\omega_0}, \quad \Omega^2 = \frac{\chi}{m} \end{aligned} \quad (21)$$

Бу ерда  $\gamma$  - бирликсиз коэффициент бўлиб, параболик конфейнмент кучини характерлайди.

Адиабатик режимда, яъни электрон-фонон кучли ўзаро таъсирида, (16) да битта хад қолдириш орқали, ёки (21) да интеграл остидаги ифодадан  $\mu \rightarrow \infty$  лимитда қуйидагини олиш мумкин

$$\varepsilon_p = \frac{3}{2}\mu^2 + \frac{3\gamma^2}{8\mu^2} - \alpha\sqrt{\frac{2}{\pi}}\mu \quad (22)$$

#### Натижаларни такқослаш ва муҳокама

(21) функционал (13) дифференциал тенгламани (демакки (6) ёки (9) тенгламани ҳам) аниқ ечимига асосланган. Илгариги [79] ва hozirgi кунда давом этаётган [77,78] мақолаларда эса дифференциал тенгламани ечилмай – уни аппроксимациясидан (8) ва (8а) га қаранг) фойдаланилган.

Ташқи майдон (параболик потенциал) йўқлигида  $\gamma = 0$ , (21) функционал – экин полярон энергиясини беради ва бунда критик нуқта  $\alpha_c \approx 5.8$  мавжуд бўлиб,  $\alpha < \alpha_c$  қийматларда электрон тўлқин функцияси делокализацияланган бўлади.

Натижаларни таққослаш мақсадида [78] мақоладаги параболик потенциалда боғланган полярон (каноник алмаштиришни параметрлаштириш методи бўйича топилган) функционалини келтирамиз

$$E_p = \frac{3}{4}\mu^2 + \frac{3}{4}\frac{\omega^2}{\mu^2} - \frac{\alpha}{2\sqrt{2}\pi^2} \int \frac{dq}{q^2(1+a^2q^2/2)} \exp\left[-\frac{(1-a)^2q^2}{2\mu^2}\right] \quad (23)$$

Бу ерда,  $\mu$  - электронни синов тўлқин функцияси (гауссиан қўринишда) параметри,  $a$  - каноник алмаштиришга киритилган вариацион параметр. (23) функционални (4) дан ҳам келтириб чиқариш мумкин, агар унда  $F_q(r) = g_q \exp(-iqr)$  деб олиб сўнгра  $g_q$  ни система тўла энергиясини минимум шартидан топилса. Бурчак бўйича интеграллаб, ҳамда қуйидагича



аллмаштириш  $E_p \rightarrow \varepsilon_p$ ,  $\mu \rightarrow \sqrt{2}\mu$ ,  $\omega \rightarrow \Omega$  ёрдамида (23) ни ҳисоблашга қулай шаклга келтирамиз

$$\varepsilon_p = \frac{3}{2}\mu^2 + \frac{3}{8}\frac{\gamma^2}{\mu^2} - \frac{\sqrt{2}}{\pi}\alpha \int_0^{\infty} \frac{dq}{1+a^2q^2/2} \exp\left[-\frac{(1-a)^2q^2}{4\mu^2}\right] \quad (24)$$

Богланмаган эркин полярон  $\gamma=0$  учун (24) функционал куйидаги  $\alpha_c \approx 8.5$  критик нуқта мавжуд. Бошқача айтганда,  $\alpha > 5.8$  дан бошлаб (21) дан топилган эркин полярон энергияси (24) га нисбатан куйироқда бўлади.

Квант нуқтада одатда электрон тўлқин функцияси локаллашган бўлиб, критик нуқта  $\alpha_c$  деярли сезилмайди. Бироқ электрон ва фонон корреляцион тузатма доим мавжуд. Бу тузатма (21) функционалда (24) га нисбатан кўпроқ.

Куйида жадвалда натижалар сонли мисолларда таққосланган. Кўринадики, энг куйи энергия (21) функционалга мос келади. Адиабатик режимга мос келувчи (22) энергия  $\gamma$  ни катта қийматларида аниқроқ бўлади, яъни – кучли конфайнмент шароитида электрон кинетик энергияси каттароқ бўлиб адиабатика шартини яхшироқ қаноатлантиради.

		Поляронная энергия $\varepsilon_p$		
$\alpha$	$\gamma$	(21)	(22)	(24)
0.1	1	1.39	1.44	1.40
	26	38.70	38.71	38.71
	46	68.61	68.62	68.61
2.0	1	-0.78	0.24	-0.50
	26	32.85	33.14	33.03
	46	61.02	61.24	61.16
5.0	1	-4.39	-2.45	-3.49
	26	23.21	23.89	23.64
	46	48.63	49.16	48.97

## §5. Параболик потенциал ўрада поляроннинг энергия сатхлари

Буймистров-Пекар методи ёрдамида, кутбланувчи (поляри) яримўтказгичдан иборат сферик шаклдаги квант нуқтада, поляронни энергетик спектри ўрганилади. Электронни асосий ва биринчи уйғонган ҳолат энергияси учун полярон эффектини тузатмасини квант нуқтанинг ўлчамига боғланиши топилган. Фононлар тўлқин функциясини аниқлаштирилган ифодаси поляронли ҳолатлар энергиясини анча аниқроқ баҳолаш мумкин эканлиги кўрсатилган, ҳамда ушбу топилган энергия сатхлари квант нуқтани ўлчамига бошқа методлар натижасига нисбатан кучлироқ боғланиши кўрсатилган.

## Масалани кўйилиши

Бугунги кундаги яримўтказгичли материаллар технологиясини тараққиёти туфайли ўлчамлари бирнеча нанометрдан иборат бўлган тузилмалар олишга имкон беради. Ток ташувчилар энергиясини фазовий квантланиши туфайли - квант нукталар (КН) каби тузилмалар янги турдаги микроэлектрон асбоблар яратишда муҳим объект бўлиб хизмат қилади [82-84].

Кўпгина яримўтказгич материаллар поляр хоссага эгаллиги боис улардан тайёрланадиган КН лардаги электронлар ёки ковакларни поляр-оптик фононлар билан кучли таъсирлашуви уларнинг энергия сатхлариги сезиларли тузатма бериши мумкин [85.86].

Поляроннинг асосий ҳолат энергияси - Фейнманнинг траекториялар бўйича интеграллаш методида энг аниқ ҳисобланади [87,]. Бирнечта қуйи ҳолатлар энергиясини ҳисоблаш учун бошқа тақрибий методлар мавжуд. Ландау-Пекарнинг *адиабатик методи*ни [88,] электронни поляризация майдонида кучли локаллашган шароитда – яъни КН радиуси полярон радиусидан анча кичик бўлганда  $R \ll l_0$  қўллаш мумкин [89,90]. Агар бу шарт бажарилмаса, *ихтиёрый кучли боғланиш* методидан фойдаланиш мумкин, бу метод поляронли ҳолат энергетик сатхларни  $l_0/R$  муносабатни ихтиёрый қийматларида ҳисоблашга имкон беради.

Бундай методлардан бири – LLPН (Lee-Low-Pines-Нуйбребхтс) [91,92] методи бўлиб, маъносига кўра у фононлар координатасини параметрлаштирилган ҳолда алмаштиришга асосланган [93]. Бошқа бир метод [94] Буймистров ва Пекар (БП) томонидан ишлаб чиқилган бўлиб, Гросс томонидан ривожлантирилган [95]. Кучли ва кучсиз электрон-фонон ўзаро таъсирлашув режимида LLPН ва БП методлари полярон энергетик ҳолатлари учун аниқ қиймат бериб, оралик режимда эса тақрибий натижа беради. Одатда, электрон тўлқин функцияси КН ичида локаллашганлиги сабабли, оралик режимга тўғри келувчи полярон ҳолат энергияси учун анча аниқ натижа олиш мумкин.

Қуйида БП методи ёрдамида ҳамда параболик потециал моделида поляр-оптик фононлар билан таъсирлашувчи электронни асосий  $1s$  ва биринчи уйғонган  $1r$  ҳолат энергияси ҳисобланади. Фононлар тўлқин функциясини аниқлаштирилган ифодаси топилиб, поляронли ҳолатлар энергиясини анча аниқроқ баҳолаш мумкин эканлиги аниқланган, ҳамда ушбу топилган энергия сатхлари квант нуктани ўлчамига бошқа методлар натижасига нисбатан кучлироқ боғланиши кўрсатилган.

## Модель

КН нинг параболик потенциал майдонида ҳаракатланувчи ва поляр-оптик фононлар билан таъсирлашувчи электронни Гамилтон оператори қуйидагича ёзиш мумкин

$$H = -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta + V(r) + \sum_q |v_q h_q c^{(+) + v_q^* h_q^* c^{(-)}}| + \sum_q \hbar \omega_q b_q^* b_q \quad (1)$$

Бу ерда,  $m$  – электронни ўтказувчанлик зонасидаги массаси,  $b_q^+, b_q$  – импульси  $q$  бўлган фононларни хосил қилувчи ва йўқотувчи операторлар,  $\omega_0$  – оптик фононлар частотаси,  $v_q$  – электрон – фонон ўзаро таъсир форм-фактори,  $V(r)$  – КН ни потенциал майдони

$$|v_q|^2 = \frac{4\pi\alpha l_0 (\hbar\omega_0)^2}{\Omega q^2}, \quad l_0 = \sqrt{\frac{\hbar}{2m\omega_0}}, \quad \sum_q \dots = \frac{\Omega}{(2\pi)^3} \int dq \dots, \quad V(r) = \frac{m\omega^2 r^2}{2} \quad (2)$$

(1) гамилтонианни диагонал кўринишга келтириш мақсадида куйидаги базисдан (синов вариацион функция) фойдаланиш мумкин

$$\Psi = \Phi_{ph} \varphi(r) = U|0\rangle \varphi(r), \quad U = \exp\left[\sum_q (F_q(r) b_q^+ - F_q^*(r) b_q)\right], \quad U^+U = 1, \quad \langle 0|0\rangle = 1 \quad (3)$$

У холда (1) гамилтонианни ўрта қиймати куйидаги функционални беради

$$J\{F_q(r), \varphi(r)\} = E_0 + \sum_q \int dr \varphi^2 \left[ \frac{\hbar^2}{2m} |\nabla F_q|^2 + \hbar\omega_0 |F_q|^2 + v_q F_q e^{iqr} + v_q^* F_q^* e^{-iqr} \right] \quad (4)$$

Бу ерда

$$E_0 = \frac{\hbar^2}{2m} \int dr (\nabla\varphi)^2 + \int dr V(r) \varphi^2. \quad (5)$$

Номаълум  $F_q$  функцияни аниқлаш мумкин. Бунинг учун вариацион принципга кўра (4) функционални  $F_q$  бўйича вариациясини нолга тенглаб, куйидаги бир жинсли бўлмаган дифференциал тенгламани топамиз

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 F_q(r) - 2 \frac{\hbar^2}{2m} \frac{\nabla\varphi}{\varphi} \nabla F_q(r) + \hbar\omega_0 F_q(r) + v_q^* e^{-iqr} = 0. \quad (6)$$

Энди (4) функционални экстремал қиймати куйидагига тенг бўлади

$$J\{\varphi(r)\} = E_0 + \sum_q v_q \int dr \varphi^2(r) F_q(r) e^{iqr} \quad (7)$$

Полярон энергиясини ҳисоблашда одатда вариацион усуллар ишлатилади ва бунда электрон синов функцияси  $\varphi(r)$  сифатида бирор локаллашган функция танланади. Агар асосий ҳолат энергиясини баҳолашда синов функцияси сифатида гаусс функцияси  $\varphi(r) \sim \exp(-\delta^2 r^2)$  танланса - у холда (6) дифференциал тенгламани аниқ ечиш мумкин [95,96].

Уйғонган ҳолатлар учун (6) дифференциал тенгламани ечиш мушкул. Бироқ,  $F_q(r)$  функцияни тақрибий ечимини вариацион усулда қидириб кўрамиз. Бунинг учун унинг кўринишини куйидагича танлайлик

$$F_q(r) = g_q \exp(-i a_q q r) \quad (8)$$

У холда номаълум  $a_q$  ва  $g_q$  функцияларни (4) функционални минимум шартидан аниқланади. Умуман олганда, (8) аппроксимациядан фойдаланган холда ихтиёрий потенциал майдонда харакатланувчи электронни асосий ва уйғонган ҳолатлар энергиясини ҳисоблаш мумкин.

(8) ифодани (4) функционалга қўйиб,  $g_q$  эса (4) ни минимум шартдан аниқлаб қуйидагини топамиз

$$J\{a_q, \varphi(r)\} = E_0 - \frac{4\pi\alpha\hbar\omega_0 l_0}{\Omega} \sum_q \frac{1}{q^2} \frac{|e_q|^2}{1 + a_q^2 l_0^2 q^2} \quad (9)$$

бу ерда

$$e_q = \langle \varphi(r) | \exp[(1 - a_q) i q r] | \varphi(r) \rangle. \quad (10)$$

### Энергетия сатхларини хисоблаш

Параболик потенциал майдонда харакатланувчи электронни  $1s$  ва  $1p$  энергия холатлари учун нормаллаштирилган синов функцияларини қуйидагича ёзиб оламиз

$$\varphi_{1s}(r) = \frac{\delta^{3/2}}{\pi^{3/4}} \exp\left(-\frac{\delta^2 r^2}{2}\right) \quad (11)$$

$$\varphi_{1p}(r) = \frac{\sqrt{2}\delta^{5/2}}{\pi^{3/4}} z \exp\left(-\frac{\delta^2 r^2}{2}\right), \quad z = r \cos \theta \quad (12)$$

Бу ерда  $\delta$ - вариацион параметр бўлиб уни тўла энергияни минимум шартдан аниқланади. Тўла энергия  $1s$  ва  $1p$  энергия холатлари учун алоҳида аниқланади, демак мос холда  $\delta$ - вариацион параметр ҳам турлича  $\delta_s$  ва  $\delta_p$ . Уйгонган  $1p$  холат тўлқин функцияси  $\theta$  бурчакка боғлиқ бўлгани сабабли, номаълум  $a_q$  функцияни хисоблаш қийин масаладир. Хисобларни соддалаштириш мақсадида тақрибан уни бурчакка боғлиқ эмас  $a_q = a_q$  деб қидирамиз.

(11) и (12) синов тўлқин функцияларни (9) функционалга қўйиб, (5) ва (10) ни хисобга олиб, бурчак бўйича интеграллашни бажариб,  $1s$  ва  $1p$  холатлар энергияси учун қуйидаги ифодани топамиз (энергия ифодаси  $\hbar\omega_0$  бирлигида ёзилган)

$$\varepsilon_{1s} = \frac{3\mu^2}{2} + \frac{3}{8\mu^2 R^4} - \frac{2\alpha}{\pi} \int_0^\infty dx \frac{\exp[(1 - a_s)^2 x^2 / (2\mu^2)]}{1 + a_s^2 x^2} \quad (13)$$

$$\varepsilon_{1p} = \frac{5\mu^2}{2} + \frac{5}{8\mu^2 R^4} - \frac{2\alpha}{\pi} \int_0^\infty dx \frac{\exp[(1 - a_p)^2 x^2 / (2\mu^2)]}{1 + a_p^2 x^2} \left[ 1 - \frac{(1 - a_p)^2 x^2}{3\mu^2} + \frac{(1 - a_p)^4 x^4}{20\mu^4} \right] \quad (14)$$

Бу ерда  $\delta$  ўрнига янги ўлчамсиз вариацион параметр  $\mu = \delta l_0$  киритилди, шунингдек,  $R = \sqrt{\hbar/2m\omega_0} / l_0$  белгилан - КН ни ўлчамсиз радиуси деб қараш мумкин.

Хусусий холда, агар  $a_x = a$  деб олинса, у холда (13) и (14) функционаллар LLPН [91,92] натижаларига ўтади. (14) функционал маъносига кўра уйғонган  $1p$  - холатни *тўла энергияси* бўлиб, унда (9) и (10) ифодалардаги поляризация потенциаллари ҳам (12)  $1p$  - холат тўлқин функцияси орқали хисобланган. Мухит поляризацияси (12) электрон конфигурациясига мос келган бундай холат – релаксацияланган уйғонган холат деб аталади [88] (RES, relaxed excited state).

Хусусан, агар  $a_x = 0$  деб олинса, у холда (13) и (14) функционаллардан адиабатик кучли боғланиш натижалари келиб чиқади.

Умумий холда, номаълум  $a_x$  функцияни  $1s$  ва  $1p$  холатлар учун (13) и (14) функционалларни минимум шартидан фойдаланиб топилади. Натижада,  $a_x$  учун  $1s$  ва  $1p$  холатларга мос холда 3- ва 7- даражали алгебраик тенгламаларни олиш мумкин. Бироқ, хисобларни соддалаштириш мақсадида,  $a_x$  учун соддароқ тақрибий функция танлаш мақсадга мувофиқдир. Бунинг учун 3- даражали алгебраик тенгламани итерацион шаклдаги ечимидан фойдаланамиз

$$a_x = \frac{1+a_x^2 x^2}{1+a_x^2 x^2 + 2\mu^2} \approx \frac{1+\gamma x^2}{1+\gamma x^2 + 2\mu^2} \quad (15)$$

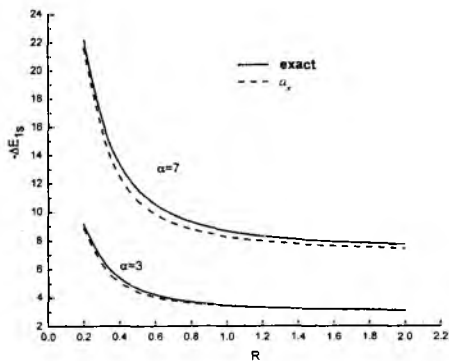
Бу ерда,  $\gamma$ - янги вариацион параметр бўлиб,  $0 < \gamma < 1$ . Ўтказилган тест хисоблашларини кўрсатишича, (15) тақрибий функция (6) дифференциал тенгламани аниқ ечими [96] га жуда яқин натижа берар экан. Бундан ташқари, (15) тақрибий функция уйғонган холат энергияси (14) учун ҳам анча аниқ натижа берар экан, бу натижалар бошқа LLPН [91,92] методларга нисбатан ҳам анча аниқроқ экан.

#### Олинган натижалар муҳокамаси

Мухит поляризациясини хисобга олинмаса, қаралаётган масала - сферик осциллятор масаласига келиб, унинг  $1s$  ва  $1p$  холат энергиялари  $(3/2)\hbar\omega$  и  $(5/2)\hbar\omega$  га тенг эди [97]. Демак, полярон эффектини ушбу сатхларга берган тузатмаси қуйидагига тенг бўлиш керак (энергиялар  $\hbar\omega_0$  бирлигида ёзилган)

$$\Delta E_{1s} = \varepsilon_{1s} - \frac{3}{2R^2}, \quad \Delta E_{1p} = \varepsilon_{1p} - \frac{5}{2R^2} \quad (16)$$

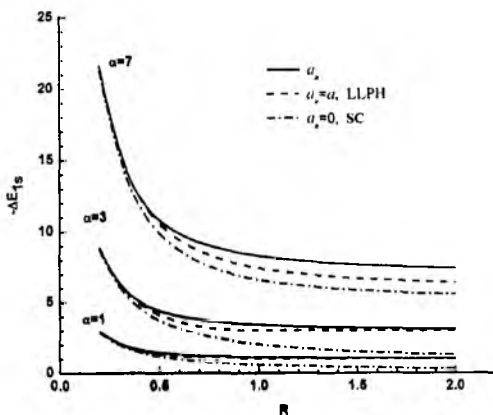
69-расмда Фрёлх доимийсини  $\alpha = 3$  ва  $\alpha = 7$  қийматлари учун (15) дан фойдаланиб,  $1s$  сатхни *поляронли силжиши* ни КН радиуси  $R$  га боғланиши тасвирланган (штрихли чизик).



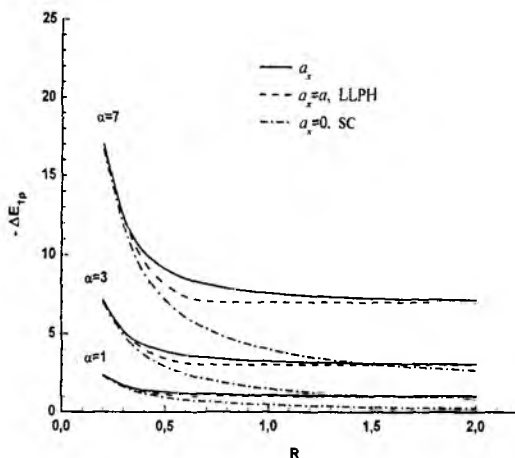
**69-Расм.** Фрёлх доимийсини  $\alpha = 3$  и  $\alpha = 7$  қийматларида, электронни 1s сатҳини поляронли силжишини КН ни ўлчамсиз радиуси  $R$  га боғланиши графиги: штрихли чизик – (15) функция асосида олинган, узлуксиз чизик – аниқ ечим [15-96] асосида олинган.

Шу расмда яна поляронли силжишни (6) тенграмани аниқ [96] ечимга асосланган натижалар ҳам келтирилган (узлуксиз чизик). Расмдан кўринадик, (15) аппроксимациядан фойдаланиш барча энергия сатхлари учун ҳам қониқарли натижа бера олар экан.

2- ва 3- Расмларда электронни 1s ва 1p энергия сатхларини поляронли силжишини КН нинг келтирилган радиуси  $R$  га боғланиши тасвирланган; бунда (15) аппроксимация ёрдамида олинган боғланиши *узлуксиз* чизикда, LLPН методида олинган боғланиши *штрихли* чизикда, адиабатик кучли боғланиш методида олинган боғланиш эса *штрих-пунктирли* чизикда келтирилган.



70-Расм. Фрѐлих доимийсини  $\alpha = 1,3,7$  қийматларида, электронни 1s сатхини поляронли силжишини КН ни ўлчамсиз радиуси  $R$  га боғланиши графиги: узлуксиз чизик - (15) аппроксимация ёрдамида олинган боғланиш, LLPН методида олинган боғланиш *штрихли* чизик, адиабатик кучли боғланиш методида олинган боғланиш эса *штрих-пунктирли* чизикда келтирилган.



71-Расм. Фрѐлих доимийсини  $\alpha = 1,3,7$  қийматларида, электронни 1p сатхини поляронли силжишини КН ни ўлчамсиз радиуси  $R$  га боғланиши графиги: узлуксиз чизик - (15) аппроксимация ёрдамида олинган боғланиш, LLPН методида олинган боғланиш *штрихли* чизик, адиабатик кучли боғланиш методида олинган боғланиш эса *штрих-пунктирли* чизикда келтирилган.

Кўриниб туриптики, полярон эффектларни энергия сатхларига берадиган тузатмаси кучли локализация шароитида  $R/l_0 \ll 0.5$ , яъни КН радиуси полярон радиусидан анча кичик бўлганда ортар экан. Бу режим адиабатик кучли боғланишли полярон га мос келади: электронни поляризация майдонидаги ҳаракат тезлиги – ионлар ҳаракат тезлигидан каттароқ ва ионлар электронга синхрон эргаша олмайди.

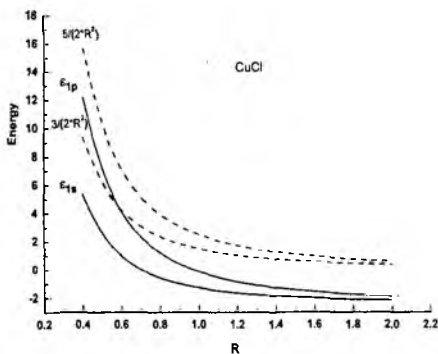
$R/l_0 > 0.5$  бўлган хол *оралиқ боғланишли полярон* режимига мос келади: бунда энергия сатхларга қўшимча поляронли тузатма - электрон-фонон корреляцияси (эргашиш) сабабли пайдо бўлади. Буймистров-Пекар назариясида ушбу корреляция фононлар тўлқин функцияси (3) ни электронни координатасига боғланиши орқали ҳисобга олинган.

69- ва 70- расмлардан кўринишича, (15) тақрибий функция энергия сатхларини поляронли силжишини КН радиусига боғланишини бошқа тақрибий методларга нисбатан анча аниқ ҳисоблашга имкон берар экан.

LLPН, ( $\alpha_x = a$ ) методида тақрибийлиги шундан кўринадики, КН радиуси қиймати  $R/l_0 > 0.5$  бўлгандаёқ сатхларни поляронли силжиши Ли-Лоу-Пайнс

назариясидагидек  $\alpha$  тартибда доимий қолади – яъни КН радиусига деярли боғлиқ эмас (3- расмга қаранг).

71-расмда (15) аппроксимация асосида ҳисобланган электронни 1s ва 1p энергия сатхларини КН радиуси  $R$  га боғланиши келтирилган. Фрёлх доимийси  $\alpha = 2.45$  олинган, бу қиймат тахминан CuCl яримўтказгичига мос келади.



71-Расм. CuCl ( $\alpha = 2.45$ ) яримўтказгичдан тайёрланган КН даги электронни 1s ва 1p энергия сатхларини КН радиуси  $R$  га боғланиши: узлуксиз чизик – полярон эффектлар ҳисобга олинган, штрихли чизик – полярон эффектлар ҳисобга олинмаган.

## §6. Нопараболик дисперсияли, квази икки ўлчовли электрон газини энергетик ҳолатлар зичлигини температурага боғланиши

Квази икки ўлчовли электрон газини энергетик ҳолатлар зичлиги - дисперсияни нопараболиклигини ҳисобга олинган ҳолда аналитик ва сонли таҳлил этилади. Температура ортганда сакраб ўзгараётган энергия ҳолатлар зичлиги - сатхларни кенгайиши сабабли силликлаша боради ва юқори температураларда деярли ювилиб кетар экан.

### Кириш

Яримўтказгичлар асосидаги *квант ўра*, *квант ип* ва *квант нуқта* каби паст ўлчамли системалардаги электрон ўқи коваклар хоссаларини ўрганиш ҳозирги кундаги долзарб масалалардан биридир [98].

Маълумки, бундай структураларнинг макроскопик характеристикалари газнинг энергия ҳолатлар зичлиги боғлиқ бўлиб, шу туфайли структура ўлчамига боғлиқ равишда осцилляцион табиатга эга. Бунга ток ташувчиларни энергиясини физикий квантланиши сабаб бўлади. Структура



Ўлчами ортиб бориши билан характеристикалар осцилляцияси камаё боради ва ўзини хажмий кристалл каби тутати. Одатда, энергия спектрини квантланишига боғлиқ бундай эффектлар ток ташувчиларнинг харакатчанлиги юкори бўлган яримўтказгичли материалларда паст температураларда кузатилади.

Яна шу нарса маълумки, структурадаги тартибсизлик, электронлараро ёки элетрон фононлар аро ўзаро таъсир натижасида квазизарралар спектри мураккаблашиб, газнинг энергия холатлар зичлигимураккаб табиатга эга бўлиб, умуман температурага хам боғлиқ бўлиши мумкин  $N(E,T)$  [99]. Фақат, идеал газ моделида ва паст температураларда ХЗ ни энергияга боғланиши энг содда кўринишга эгадир:  $N(E,0) \sim \sqrt{E}$ .

[100] мақолада кўрсатилганки, холатлар зичлигини температурага боғланиши  $N(E,T)$  ни GN-функциялар бўйича қаторга ёйиш орқали топиш мумкин. GN-функция эса энергетик холатдаги электронни шу сатхдан бошқа сатхга термик чиқиб кетиш эхтимоли функцияси  $\rho(E,T)$  ни дифференциаллаб топилади.

[101] мақолада  $N(E,T)$  ни GN-функциялар бўйича қаторга ёйиш ёрдамида квантловчи магнит майдонларида холатлар зичлигини температурага боғланишини тушинтиришга эришилган.

Куйида квази икки ўлчовли электрон газини энергетик холатлар зичлини дисперсияни нопараболиклигини ҳисобга олинган ҳолда аналитик ва сонли таҳлил этилади. Сакраб ўзгараётган холатлар зичлигини энергияга боғланиши температура ортиши билан аста силлиқлашиб йўқолиб бориши кўрсатилган. Дисперсияни нопараболиклиги кенг температура интервалида намоён бўлиши кузатилган.

### Холатлар зичлиги

Қаттик жисм зоналар назариясига кўра, яримўтказгичли гетероструктура асосидаги квази икки ўлчовли ўрада электрон ( ковак ) ни тўлқин функцияси ва энергия спектри эффектив масса методиди Шредингер тенгламасини ечиб топилади [1-98]. Бунда тўлқин вектори учун куйидаги муносабатлар ўринли

$$k^2 = k_x^2 + k_y^2, \quad k_x^2 = k_x^2 + k_y^2, \quad k_n = \frac{\pi n}{L}, \quad E_n = \frac{\hbar^2 \pi^2 n^2}{2m(0)L^2} = E_1 n^2 \quad (1)$$

Бу ерда  $m(0)$ - электронни ўтказувчанлик зонси тубидаги эффективная массаси,  $L$  - ўра кенглиги,  $k_x$  - электронни  $x, y$  текисликдаги тўлқин вектори,  $k_n$  - тўлқин векторини  $z$  компоненти. Электрон учун нопараболик энергия спектрини куйидагича ифодалаймиз [102]

$$\chi(E) = E(1 + \alpha E + \beta E^2) = \frac{\hbar^2 k^2}{2m(0)} = \frac{\hbar^2 (k_x^2 + k_y^2)}{2m(0)} \quad (2)$$

Бу ерда  $\alpha, \beta$  - параметрлар дисперсияни нопараболик даражасини ифодалайди. Электронлар газининг энергетик ҳолатлар зичлигини (ХЗ) топиш учун тўла зарралар сони тенгламасидан фойдаланамиз. Уни қуйидагича ёзиш мумкин

$$\begin{aligned}
 N &= s \frac{L_x L_y}{(2\pi)^2} \sum_{n=1}^{\infty} \int dk_x dk_y f(E) = s \frac{L_x L_y}{2\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \int k dk f(E) = s \frac{L_x L_y}{4\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \int dk_{\perp}^2 f(E) = \\
 &= s \frac{L_x L_y}{4\pi} \frac{2m(0)}{\hbar^2} \sum_{n=1}^{\infty} \int_0^{\infty} d\left(\frac{\hbar^2 k_{\perp}^2}{2m(0)}\right) f(E) = \frac{L_x L_y}{\pi} \frac{m(0)}{\hbar^2} \sum_{n=1}^{\infty} \int_0^{\infty} \frac{\partial \chi(E)}{\partial E} f(E) \Theta[\chi(E) - E_n] dE
 \end{aligned} \quad (3)$$

ёки

$$= \frac{L_x L_y}{\pi} \frac{m(0)}{\hbar^2} \sum_{n=1}^{\infty} \int_{E_n}^{\infty} \frac{\partial \chi(E)}{\partial E} f(E) dE, \quad \bar{E}_n \in \chi(E) \geq E_n. \quad (4)$$

Бу ерда  $f(E)$  - Ферми-Дирак тақсимот функцияси

$$f(E) = \frac{1}{e^{\frac{E-\mu}{T}} + 1} \quad (5)$$

Электронлар концентрациясини ХЗ орқали ифодалайлик. (3) дан қуйидагини ёзиш мумкин

$$n_{3D} = \frac{N}{L_x L_y L} = \frac{m(0)}{\pi \hbar^2 L} \sum_{n=1}^{\infty} \int_0^{\infty} \frac{\partial \chi(E)}{\partial E} f(E) \Theta[\chi(E) - E_n] dE = \int_0^{\infty} N(E) f(E) dE \quad (6)$$

Бу ердан ХЗ учун формула олиш мумкин

$$N(E) = N_0 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\partial \chi(E)}{\partial E} \Theta[\chi(E) - E_n], \quad N_0 = \frac{m(0)}{\pi \hbar^2 L} \quad (7)$$

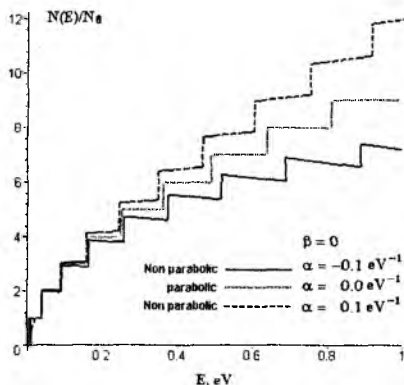
$$\frac{\partial \chi(E)}{\partial E} = 1 + 2\alpha E + 3\beta E^2, \quad (8)$$

$$N(E) = N_0 \sum_{n=1}^{\infty} (1 + 2\alpha E + 3\beta E^2) \Theta[E(1 + \alpha E + \beta E^2) - E_n] \quad (9)$$

Хусусан, агар  $\alpha = \beta = 0$  бўлса, параболик дисперсия учун бизга маълум формула ҳосил бўлади [1]

$$N(E) = N_0 \sum_{n=1}^{\infty} \Theta(E - E_n). \quad (10)$$

(9) формула ёрдамида  $N(E)/N_0$  функцияни графигини ясаймиз: бунда  $E_1 = 0.01 \text{ eV}$ ,  $\beta = 0$ ,  $\alpha = -0.1, 0, 0.1 \text{ eV}^{-1}$  қийматлардан фойдаланамиз.



72-расм. ХЗ ни энергияга боғланиши:  $E_1 = 0.01 \text{ eV}$ ,  $\beta = 0$ ,  $\alpha = -0.1, 0, 0.1 \text{ eV}^{-1}$ .

72-расмдан кўринадикки, квази икки ўлчовли электрон газининг энергия ХЗ спектрни нопараболик даражасига кучли боғлиқ экан. Нопараболик параметр  $\alpha$  ни манфий қийматларида икки ўлчовли электрон газини ХЗ параболик ҳолдагига ҳисбатан камаяр экан. ХЗ ўзгаришидаги погоналар катта энергияли соҳага силжир экан. Бунда, энергия орта бориши билан силжиш монотон камаяр экан. Погоналарни горизонтал соҳалари кичик ХЗ томонга оғар экан, нопараболиклик даражаси қанча катта бўлса – оғиш шунча катта бўлади.

Нопараболик параметр  $\alpha$  ни мусбат қийматларида ХЗ ортиши кучаяр боради, энергия ортиши билан юқорига кучлироқ оғади.

## §7. Сатхларни термик кенгайиши. ХЗ ни температурага боғлиқлиги

ХЗ (9) ни температурага боғланишини топиш учун  $N(E, T)$  ни Ферми-Дирак функциясини энергия бўйича ҳосиласи  $\partial f / \partial E$  орқали ифодалаймиз

$$N(E, T) = \int_0^{\infty} N(E', 0) \frac{\partial f(E', E, T)}{\partial E} dE' \quad (11)$$

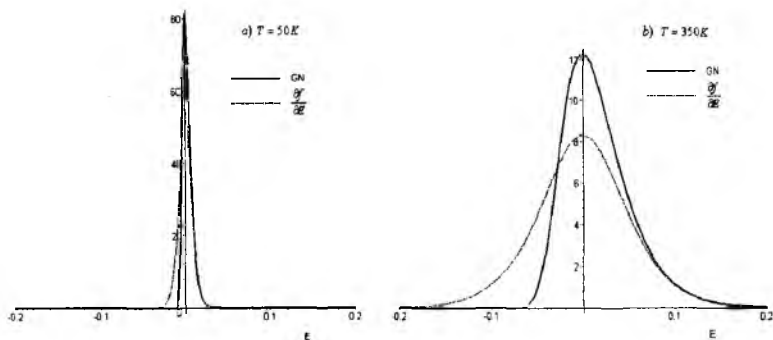
Бу ерда

$$f = \frac{1}{\exp((E'-E)/T) + 1}$$

Бу формулада  $f(E)$  функция  $E$  дискрет сатхни тўлдирилиш эхтимолини ифодалайди. Термодинамик мувозанат вазиятида  $f(E)$  функция Ферми-Дирак функциясига мос келади. Номувозанатли шароитларда  $f(E)$  функция кўриниши Шокли-Рид-Холл статистикаси орқали аниқланади ва  $\partial f / \partial E$  ифода ўрнига  $GN$  функция мос келади [3,4-100,101]

$$N(E,T) = \int_0^{\infty} N(E',0)GN(E',E,T)dE', \quad GN(E',E,T) = \frac{1}{T} \exp\left[\frac{E'-E}{T} - \exp\left(\frac{E'-E}{T}\right)\right] \quad (12)$$

Термодинамик мувозанатга яқин шароитларда энергетик сатхларни тўлдирилиши Ферми-Дирак функцияси орқали ифодаланadi. Бу функцияни энергия бўйича ҳосиласи  $\partial f / \partial E$  -  $\mu$  атрофида симметрик функциядир.



73-расм.  $GN$  ва  $\partial f / \partial E$  функциялар графиклари: температура киймати: а)  $T = 50 K$ , ва б)  $T = 350 K$

(9) ифодани (11) га қўйиб қуйидагини топамиз

$$N(E,T) = N_0 \sum_{n=1}^{\infty} \int_0^{\infty} (1 + 2\alpha E' + 3\beta E'^2) \Theta[E'(1 + \alpha E' + \beta E'^2) - E_n] \frac{\partial f(E',E,T)}{\partial E} dE' \quad (13)$$

(13) ифодани таҳлил қилиш мақсадида соддалаштирилган ҳол  $\beta = 0$  ни қараб чиқайлик. У ҳолда, Хевисайд функцияси  $\Theta[E'(1 + \alpha E') - E_n]$  интегрални қуйи чегарасини  $\bar{E}_n$  нуқтадан чегаралайди, бу нуқта ифодаси

$$\bar{E}_n = \frac{\sqrt{1+4\alpha E_n} - 1}{2\alpha}$$

(13) формулани қуйидагича ёзиб оламиз

$$N(E, T) = N_0 \sum_{n=1}^{\infty} \int_{\bar{E}_n}^{\infty} (1+2\alpha E') \frac{\partial f(E', E, T)}{\partial E} dE' = -N_0 \sum_{n=1}^{\infty} \int_{\bar{E}_n}^{\infty} (1+2\alpha E') \frac{\partial f(E', E, T)}{\partial E'} dE' \quad (14)$$

(14) ни бўлаклар интегралласак ушбу натижага келамиз

$$\begin{aligned} \int_{\bar{E}_n}^{\infty} (1+2\alpha E') \frac{\partial f(E', E, T)}{\partial E'} dE' &= (1+2\alpha E') f(E', E, T) \Big|_{\bar{E}_n}^{\infty} - 2\alpha \int_{\bar{E}_n}^{\infty} f(E', E, T) dE' = \\ &= -(1+2\alpha \bar{E}_n) f(\bar{E}_n, E, T) - 2\alpha \int_{\bar{E}_n}^{\infty} f(E', E, T) dE' = -\frac{(1+2\alpha \bar{E}_n)}{e^{\frac{E_n - E}{T}} + 1} - 2\alpha T \ln \left( 1 + e^{\frac{E - \bar{E}_n}{T}} \right) \end{aligned} \quad (15)$$

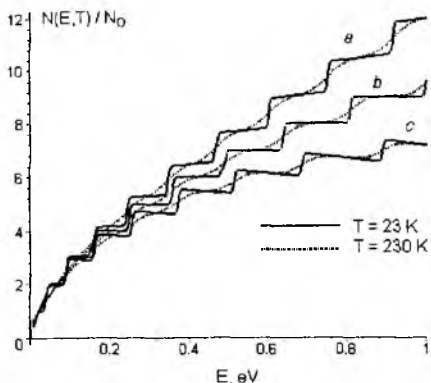
Топилган (15) ифодани (14) га қўйиб кутилаётган натижага келамиз

$$\frac{N(E, T)}{N_0} = \sum_{n=1}^{\infty} \left[ \frac{(1+2\alpha \bar{E}_n)}{e^{\frac{E_n - E}{T}} + 1} + 2\alpha T \ln \left( 1 + e^{\frac{E - \bar{E}_n}{T}} \right) \right] \quad (16)$$

Хусусий холда параболик дисперсия учун  $\alpha = 0$  (16) формула бизга маълум бўлган содда қўринишга келади

$$\frac{N(E, T)}{N_0} = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{e^{\frac{E_n - E}{T}} + 1}$$

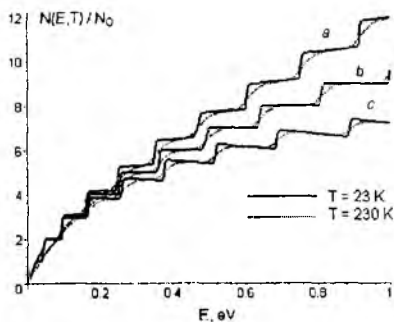
(16) формула ёрдамида  $N(E, T)/N_0$  функция графигини ясаймиз. Бунда ўзгармаслар учун  $E_1 = 0.01$  eV,  $\alpha = -0.1, 0.001, 0.1$  eV<sup>-1</sup> ва температура учун  $T = 23$  K,  $230$  K қийматлардан фойдаланамиз.



74-Расм. Турли температураларда (16) ХЗ ни энергияга боғланиши.  $E_1 = 0.01$  eV,  $a) \alpha = 0.1 \text{ eV}^{-1}$ ,  $b) \alpha = 0.0001 \text{ eV}^{-1}$ ,  $c) \alpha = -0.1 \text{ eV}^{-1}$  ва температуралар  $T=23, 230$  К

$N(E,T)/N_0$  ни (12) GN- функция ёрдамида ҳисобланган графигини ҳам келтирамиз. Бунда қуйидаги ифодадан фойдаланишимиз мумкин

$$N(E,T) = N_0 \sum_{n=1}^{\infty} \int_0^{\infty} (1 + 2\alpha E' + 3\beta E'^2) \Theta[E'(1 + \alpha E' + \beta E'^2) - E_n] GN(E', E, T) dE' \quad (17)$$



75-Расм. Турли температураларда (17) ХЗ ни энергияга боғланиши.  $E_1 = 0.01$  eV,  $a) \alpha = 0.1 \text{ eV}^{-1}$ ,  $b) \alpha = 0.0001 \text{ eV}^{-1}$ ,  $c) \alpha = -0.1 \text{ eV}^{-1}$  ва температуралар  $T=23$  К,  $T=230$  К.

74 ва 75 –расмлардан кўринадики, температура  $N(E,T)$  боғланиши табиатига кучли таъсир этар экан. Термодинамик ХЗ ни температурага боғланиши – электронларни дискрет  $E_n$  энергия сатхларидан юқори бўш

сатхларга термик генерацияси орқали аниқланади. Бунда,  $E_n$  энергия сатхларини тўлдирилиш эҳтимоли Шокли-Рид-Холл статистикаси ёрдамида ифодаланади [101].

Паст температураларда - электронларни дискрет  $E_n$  энергия сатхлардан термик генерацияси кучсизлиги сабабли энергия сатхларни сезиларли кенгайишига олиб келмайди, натижада ХЗ кескин-поғонали кўринишда бўлади (74,75 –расмлар). Бу ҳолда ХЗ ни спектрни нопараболик даражасига боғлиқлиги илгаригидек 72-расм даги кўриниш кабидир. Демак, паст температур - ХЗ формасига деярли таъсир кўрсатмайди.

Температура орта боргани сари электронларни дискрет  $E_n$  энергия сатхлардан термик генерацияси кучаяди. Бу – эренгия сатхларни кенгайиши сабабли термодинамик ХЗ ни энергияга боғланишини ўзгаришига олиб келади, ушбу боғланиш формаси кескин ўзгаради. 74,75-расмларда  $T = 230K$  температурадаги термодинамик ХЗ ни боғланиши келтирилган. Бу ҳолда, энергия сатхларини термик кенгайиши сабабли ХЗ ни кескин-поғонали ўзгариши деярли бартараф этилиб, узлуксиз ўзгарувчи силлиқ чизикларга айланган.

Паст энергияларда поғоналар деярли йўқолган. Энергияни ортиб бориши билан дастлабки поғоналар ўрнида кучсиз боғланиш кўриниб турипти. Нопараболиклик коэффициенти ортса. ХЗ чизиғи монотон ортар экан.74,75-расмлардан кўринадики, дисперсияни нопараболиклиги туфайли,  $\alpha$  ни мусбат қийматларида ХЗ ни орттитар - манфий қийматларида эса камайтиради экан.

## §1. Нанотехнологиянинг ривожланиш тарихи

Нанотехнологиянинг тарихини ўрганиш материаллар олишдаги асосий анъаналар ва йўналишларни аниқлаш учун зарур. Нанотехнология тарихини қадимдан маълум бўлган материаллардан ва табиий жараёнлардан бошлаб ва уларга янги тушунчаларни қўллаб ўрганиш лозим.

Равшанки, наноструктуралар ерда ҳали ҳаёт пайдо бўлмасдан аввал мавжуд бўлган. Табиатдаги жуда кўп ҳодисаларда наноструктуралар қатнашади. Космик фазода, ҳавода ва сувда турли таркибдаги ва тузилишдаги нанозаррачалар мавжуд. Геологик жараёнлар ҳам нанометр масштабдаги объектларнинг пайдо бўлиши ва эмирилиши билан содир бўлади. Бирок таъкидлаш жоизки, бу наноструктураларнинг шаклланиши атомларинг хоссалари ва ташки шароитлар билан аниқланадиган ўз-ўзича жараёндир. Нанобъектлар қатнашадиган ҳодисаларни тадқиқ этиш нанотехнологиялар учун назарий материаллар беришдан ташқари, саёраларнинг пайдо бўлиш механизмлари, геохимик, метеорологик, физик-кимёвий жараёнлар ҳақидаги тасаввурларни сезиларли даражада ривожлантиради.

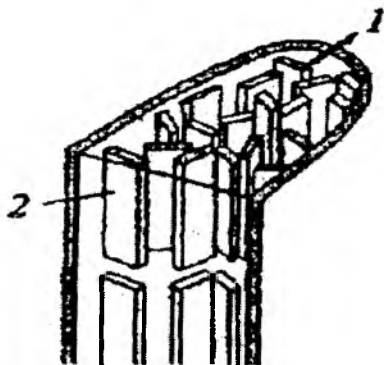
Ерда ҳаётнинг пайдо бўлиши, табиат томонидан бу ҳаётни таъминлаш ва ривожлантириш учун наноструктураларни мақсадга мувофиқ биосинтезлашни ўзлаштиришининг биринчи босқичи бўлди. Ҳақиқатан ҳам, ихтиёрий биологик ҳужайра ўзида наномасштабдаги мембраналар (5-10 нм), рибосомалар (30 нм), оксиллар (4x76 нм), ДНК (диаметри 2 нм), микрокувурсҳалар (диаметри 30 нм) каби элементларга эгаки, шулар туфайли ҳужайра мавжуд.

Ундан ташқари, табиат нанокомпозицияли структураланган материаллардан кенг фойдаланади. Мисолларга қарайлик; денгиз моллюскаси бўрнинг нанозаррачаларини бир-бирига махсус оксиллар ва углеводларнинг аралашмаси билан ёпиштириб, ниҳоятда мустаҳкам чиганоғини (раковинасини) ўстиради[116]. Суяк тўқимасининг ҳар бир толаси оксил (конхалин) билан ўраб олинган жуда майда, чўзилган (100 нм. гача), апатитнинг призмасимон кристалларидан иборат. Дентин ва инсон организмдаги энг мустаҳкам биологик тўқима – тишларнинг эмали оксил моддасига ботирилган апатит кристалларидан ташкил топган(76-расм).

Эмал ниҳоятда майда (4-5 мкм) призмалардан ташкил топган бўлиб, ўз навбатида улар органик модда (1) ва апатитнинг яссиланган кристаллари (2) билан бирикканлар [118].

Табиатнинг “ютуқларини” амалда фойдаланиш учун тадқиқ этиш замонавий нанофанда ниҳоятда муҳим йўналиш ҳисобланади. Энг жадал ривожланишга бионанотехнология эришиши равшан бўлиб қолди, у ҳозирдаёқ касалликлар диагностикасида, биомиметик материаллар олишда ва боимимикриянинг принципларидан материалшуносликда фойдаланишда лол қолдирувчи натижалар бермоқда[111;112;115].





76-расм. Тиш эмалининг тузилиши (Д. Травис модели):

1-органик қатлам, 2- апатитнинг анизотроп нанокристаллари

Инсон биринчи бор қачон наноўлчамли материалларнинг афзаллигидан фойдаланишни бошлагани аниқ маълум эмас. Таркибида олтиннинг нанозаррачалари бўлган рубинли-қизил шишаларни Қадимги Мисрдаёқ (эрамиздан 1500й. аввал) олишганлари ҳақида маълумотлар мавжуд[111;118].

(Рубин шишасининг ранги олтинни *коллоид* (микроскопик) заррачаларининг ўлчамлари ва миқдорига боғлиқ). Аммо, аморф матрицаларда (асосларда) ранг тусланишининг механизмини 100 йил олдин аниқлашга эришилди[119]. Қадимги дегрезлар (чўян, пўлат, темир қуювчилар) пластик деформация методларидан (болғанинг материалга урилиши) ва махсус тоблашдан фойдаланиб, амалда пўлатда мустаҳкамловчи таркибида углерод бўлган нанофаза ҳосил қилганлар. Археологик топилмалар коллоидли системалар тайёрлашнинг рецептлари антик оламда мавжуд бўганлигидан гувоҳ беради. Гуммиарабик қўшилган қурумнинг сувдаги коллоид эритмаси –“хитойи сиёҳлар” Қадимги Мисрда тўрт минг йилдан аввалроқ пайдо бўлган[114].

Кўплаб анъанавий маълум керамика, шиша, цемент, металллар, котишмалар, фотопардалар (фотоплёнкалар) ситаллар каби бошқа сунъий материалларнинг таркибларида наноструктуралар мавжуд ёки наноструктурали тузилишга эгалар, ва улар цивилизация тараққиётининг турли босқичларида олинган.

Нанотехнологиянинг оталари деб юнон файласуфлари Левкипп ва унинг ўқувчиси Демокрит (эрамиздан 5 аср аввал) ларни ҳисоблаш мумкин. Демокрит биринчи бўлиб таржимада “бўлинмайдиган ёки чақилмайдиган” деган маънони англатадиган “*атом*” сўзидан модданинг энг кичик заррачасини тавсифлаш учун фойдаланди. Бирок, 4 асрда (эрамиздан аввалги 384- 322 йй.) Аристотелнинг кучли обрўси ва қаршилиги туфайли материя тузилишининг атом гипотезаси фаннинг бир чеккасида деярли 2000 йил қолиб кетди. Атомистик назария онда-сондагина, масалан, “Моддаларнинг табиати ҳақида” поэмасида ўзини намоён этарди холос (Тит Лукреций Кар – эрамиздан аввалги I аср).

1661 йилда Роберт Бойл Аристотелнинг материяга бўлган қарашларини танқид қилади ва майда заррачаларнинг потенциал муҳимлигини кўрсатади.

Жон Дальтон томонидан 1803 йилда замонавий атомистик назариянинг асослари таърифлаб берилди. Й. Я. Берцелиус (1779-1848) нинг ишлари атомили-молекуляр назарияга кучли туртки берди.

XVIII-XIX асрларда олимлар Уежвуд, Деви, Дагер, Непс, Толбот, Арчер, Кеннет, Максвеллларнинг фаолияти билан боғлиқ ҳолда фотография ва фотография материалларининг технологияси жадал ривожланади.

1857 йилда М.Фарадей шишаларнинг коллоидли рангланаш механизмини тушунтиришга ҳаракат қилади. Бу ўлчамли эффектларни тадқиқ этишга биринчи бор уриниш эди [114;115]. Фарадей биринчи бўлиб ўтказгичларнинг электрик портлаши - нанозарралар олишнинг методларидан бирини тадқиқ қилди [120].

1905й. Швейцариялик физик Альберт Эйнштейн шакар молекуласининг ўлчами 1 нм атрофида бўлишини исботлаган ишини чоп этди.

1908 й. Густав Ми металлнинг турли табиатли ва шаклли заррачалри томонидан шишани ранглашининг назариясини яратди.

1928 й. Г.А.Гамов томонидан туннел эффекти кашф этилди [111], бу кашфиёт наноструктураларни тадқиқ этишнинг замонавий методларининг асоси ҳисобланади.

1928 й. Яқин майдонни сканерловчи оптик микроскоп қурилмасининг принципиал схемаси таклиф этилди [121].

1931й. Немис олимлари Макс Кнолл ва Эрнст Руска нанообъектларни биринчи марта тадқиқ этишга имкон берган электрон микроскопни яратдилар.

1932 й. Голландиялик профессор, 1953 йилнинг Нобел мукофоти лауреати Фриц Цернике фазали-контрастли микроскоп кашф этди. Бу микроскоп оптик микроскопнинг варианты бўлиб, у тасвир деталларининг кўриш сифатини яхшилади ва унинг ёрдамида тирик хужайраларни тадқиқ қилди.

1939 й. Сименс компанияси, унда Руска ишларди, ажратиш қобилияти 10 нм бўлган электрон микроскопни коммерция мақсадида ишлаб чиқди.

1956 й. Ухлир наногавакли кремнийни кашф этди.

1959 й. Р.Фейнман Америка физиклар жамиятида “Пастда жойлар жуда-жуда кўп. Физиканинг янги оламига марҳамат” докладини қилди. У физиканинг фундаментал қонунилари алоҳида атомлардан “конструкциялар” яратишни таъқиқламаслигини кўрсатди. 29 декабр 1959 йил нанотехнологияларнинг тугилган куни ҳисобланади.

1966 й. Америкалик физик Рассел Янг СТМ туннелли зондини игнаси остидаги тагликни ва нанотехнологик қурилмани 0,001 нанометр аниқликкасқа кўчишини таъминлайдиган нъездвигател яратди.

1961-1967 йй. Америкалик биологлар (Р. Холли, Х. Коран ва М. Ниренберглар) томонидан генетик код структурасининг кашф қилиниши.

1968й. Американинг Белл компаниясини илмий бўлимнинг ходимлари Альфред Чо ва Жон Артурлар сиртларни қайта ишлашда нанотехнологиянинг назарий асосларини яратдилар.

1971 й. Рассел Янг зондли микроскопнинг прообразни бўлган Топографинер асбобининг госясини таклиф этди. Бундай курилмаларни узок муддатларда яратилишининг сабаби атомар структураларни кузатиш уларнинг ҳолатини ўзгартириб юбориши билан тушунтирилади, шунинг учун ўрганилаётган моддани бузмаслик учун принципиал янги ёндашувлар талаб этиларди.

1971 й. - Bell ва IBM компаниялари (АҚШ) томонидан биринчи бир атомли яримўтказгичли пардалар – “квант ўралар, қудуклар” олинди. Амалий нанотехнология – кичик ўлчамли яримўтказгичли структуралар технологияси даври бошланди.

1974 й. Япониялик профессор Норико Танигучи “Нанотехнологияларнинг асосий принциплари” деб ном олган докладыда биринчи бор “Нанотехнология” терминини қўлади.

1975 й. Квантли иплар ва квантли нуқталарнинг мавжуд бўлиш мумкинлиги назарий жиҳатдан қараб чиқилди.

1977 й. Америкалик студент Дрекслер томонидан молекуляр занжирлардан фойдали объектларнинг гипотетик йиғилишини англатадиган “нанотехнология” сўзи ишлатилди.

1978 й. Герман ҳаммуаллифлари билан кластерларни тавсифлаш учун “желе” моделини ишлаб чиқди [115].

1981 й. Майда металл кластерларни олиш усули амалга оширилди. Г.Глейтер томонидан наноматериалларнинг концепцияси ишлосб чиқилди, бу концепцияда бош ролни қаттиқ жисмларнинг хоссаларини сезиларли ўзгартира оладиган чегара сиртларига қаратилди.

1982 й. -IBM компаниясининг австрия филиали (Цюрих) ходимлари Герд Биннинг ва Генрих Рорерлар (1986 йил Нобел мукофоти лауреатлари) сканирловчи туннелли микроскопни яратдилар. Бу микроскоп ўтказувчан материалларнинг сиртидаги атомларнинг жойлашувининг уч ўлчовли манзарасини олишга имкон берди. STM Топографинерникага ўхшаш принцда ишларди, аммо швейцарияликлар уни янгитдан мустақил ҳолда яратдилар, катта ажратиш қобилиятига эришдилар, калцийли- иридийли-калайли кристаллардаги алоҳида атомларни била олдилар.

1983 й. В.Н.Лапова ва Л.И. Трусовалар нанокристалли никел олдилар, унунг мустаҳкамлиги поликристалли намуналикдан икки марта ортиқ эди [114].

1985 й. Урта америкалик химиклар Харолд Крото, Роберт Кёрл ва Рисхард Смели фуллеренларни кашф этдилар ва 1991 йилда экспериментал олинган, наноқувурлар деган номни олган материалларнинг техникасининг кескин ўсишини белгилаб бердилар.

1986 й. Герд Биннинг сканирланувчи атом –куч микроскопни яратди, у ихтиёрий материалларнинг (фақат ўтказгичларнинг эмас) атомларини кўришга ва уларни манипуляция қилишга имкон берди.

1986 й. Э. Дрекслернинг нанофаннинг библияси деб номланган - “Ижод машиналари: нанотехнологиялар эраси яқинлашмоқда” китоби нашр

этилди. Унда Дрекслер молекулаларни йиғишни, уларни декомпозициялашни, қайта яратиш дастурини нанокомпютер хотирасига ёзишни ва бу дастурларни реализациялашни амалга ошира оладиган молекуляр роботларни тафсифлади. Нанотехниканинг бир неча ўн йилларга мўлжалланган ривожланиш прогнози 20 йил давомида вақтидан олдин, қадамма-қадам, мўжизали шаклда амалга ошиб келмоқда.

1986 й. - Америкалик физик А. Эшкин лазерли пинцет - суяқ мухитларда фокусланган лазер нури ёрдамида микро- ва нанообъектлар устида манипуляциялаш қурилмасини яратди.

1987 й. Квантли ўтказувчанликни нуқтавий контактларда кузатилди. Т.А.Фултон ва Г.Ж. Доланлар бир электронли транзисторни биринчи бўлиб яратдилар.

1987-1988 йй. - П.Н.Лускинович раҳбарлигида “Делта” ИТИ (Россия)да нанозаррачаларни зонд учидан йўналишли термик десорбциясини амалга оширилган нанотехнологик қурилма яратилди.

1987 й. - Француз физиги Ж. М. Лен “Ўзиташқилланиш” ва “Ўзийғилиш” тушунчаларини йўлга қўйди.

1989 й. - Молекуляр автоматлар яратиш мумкинлиги кўрсатилди. IBM фирмаси ишлаб схиққан сканирланувсхи тунелли микроскоп ёрдамида никел кристали сиртига ксеноннинг 35 атомидан усхта ҳарф (IBM) Доналд Эйглер томонидан чизилди. Кейинги ишлар турлича материалларда бажарилган атомларни сиртларда “ишончли жойлаш” мумкинлигини тасдиқладилар. Шу вақтдан бошлаб субмолекуляр йиғиш реаллик бўлиб қолди.

1989 й. Зеленоград шаҳрида (Россия) ҳозирги вақтда нанотехнологик комплексларни ишлаб чиқадиган энг йирик компания - ИТ-МДТ ташкил этилди.

1990 й. “Нанотехнология” журналининг биринчи сони хорижда чоп этилди.

1991 й. Муаллифи Э. Яблонович (АҚШ) томонидан “фотонли кристалл” деб атаган биринчи уч ўлчовли сунъий метаматериал олинди.

1991 й. Япон физиги Сумио Иижима томонидан биринчи углеродли наноқувурлар олинди.

1991 й. АҚШ ларида Миллий илмий фонднинг биринчи нанотехнологик дастури иш бошлади. Япония ҳукумати ҳам шунга ўхшаш фаолият тўғрисида ғамхўрлик қилди. Европада бундай тадқиқотларни давлат миқёсида жиддий қўллаш 1997 йилдан бошланди.

1997 й. - Ёзиш зичлиги 2,6 Гбит/кв.дюм ( $1,2 \text{ Гб/см}^2$ ) жуда катта бўлган дискларни ишлаб чиқиш бошланди.

1998 й. - Наноқувурлар асосида дастлабки майдонли транзисторлар яратилди.

Узунлиги 300 нм дан катта бўлмаган наноқувурлар технологияси яратилди.

1999 й. - Микроэлектрониканинг элемент базаси 100 нм ёки 0,1 мкм.ли маррани эгаллади.

1999 й. - Америкалик физиклар М. Рид ва Ж. Турлар томонидан битта молекула устида ҳам, молекулалар занжири устида ҳам манипуляция қилишнинг ягона принциплари ишлаб чиқилди.

2000 й. - Нанотомография - 100 нм ажратишли модда ички тузилишининг уч ўлчовли манзарасини яратиш принципи ишлаб чиқилди.

2001й. -IBM компаниясининг мутахассислари углеродли наноқувурлар материалли майдонли транзисторлар асосидаги мантиқ микросхемаларининг дастлабки намуналари яратилди.

2002 й. - Углеродли наноқувурни ДНК молекуласи билан синтезлаш йўли билан биринчи бионаномеханизм асослари яратилди (С. Деккер, Голландия).

2003 й. - Тадқиқотчиларнинг халқаро жамоаси томонидан инсон гени шифри очилди.

2003 й. Юта университетининг профессори Фенг Лю Франс Франс Гиссиблнинг ишланмаларидан фойдаланиб атомли микроскоп ёрдамида электронлар орбитасининг кўринишини уларнинг ядро атрофидаги ҳаракатнинг ғалаёнлашини таҳлил этиб ясади.

2004 й. Графитнинг гексогонал панжарали мономолекуляр пардалари - графен намуналари олинди (ИПТМ, РФА).

2001-2005 йй. Р. Корнберг раҳбарлиги остида америкалик тадқиқотчилар жамоаси томонидан хужайраларнинг генетик маълумотни нусхалаш механизмини шифри очилди.

2006 й. IBM компанияси ходимлари томонидан битта углеродли наноқувурда шакллантирилган микросхема каби 10-та транзисторли микроэлемент ишлаб чиқилди.

2007 й. АҚШ, Германия ва Голландиялик физикларнинг байналминал гуруҳи томонидан 0,05нм субатом ажратишли сканирланувчи электронли микроскоп ишлаб чиқилди (ТЭАМ).

2007 й. Диаметри 100 нм дан кичикроқ нанозаррачалар ёрдамида наноўлчамли расмларни тезкорлик билан яратишга имкон берувчи босма технологияси ишлаб схиқилди.

2007 й. Технология институти (Жоржия штати, АҚШ) ходимлари томонидан 12 нм ажратишли ва йўлакчаларни 1 мм/с дан каттароқ тезлик билан суртай оладиган сканирланувчи нанолитография технологияси ишлаб схиқилди.

Нанотехнологияларнинг тарихини ўрганиш бир неча асосий йўналишларни ажратишга имкон беради:

- назарий тасаввурларнинг ривожланиш тарихи;
- наноструктураларни тадқиқ этиш методларининг яратилиш тарихи;
- наноматериалларни олиш тарихи.

## **§2. Наноматериаллар ва уларни олиш технологиялари.**

### **Наноматериалларни гуруҳлаш**

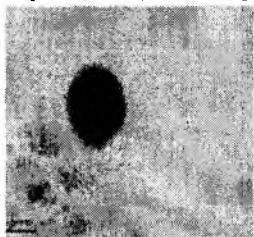
Структура дейилганда материалнинг тузилишидаги, шаклидаги, ўлчамидаги хусусиятларни тушунилади. Табиатда шар, игна, диск, дарахт,

ип ва ҳ. структурали материаллар учрайди. Наноструктурали материаллар (ёки соддагина наноматериаллар) деб нанометр ўлчамли структурага эга бўлган материалларга айтилади.

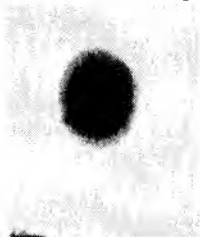
Модда макроўлчамдан наноўлчамга ўтганида унинг хоссалари кескин ўзгаради. Ўзгаришлар икки асосий сабабга боғлиқ: сирт улушининг ортиши ва квантли эффектлар ҳисобига электронли структуранинг ўзгариши.

Сирт яқинида жойлашган атомларнинг хоссалари материал ҳажмида жойлашган атомларнинг хоссаларидан фарқ қилади, шу сабабли материалнинг сиртини модданинг алоҳида ҳолати деб, қаралиши мумкин. Сиртда жойлашган атомларнинг улуши канча кўп бўлса, сирт билан боғлиқ эффектлар шунча кучли бўлади. Нанообъектларнинг электронли структурасини алоҳида хусусиятлари ўлчамларнинг кичрайишига боғлиқ квантли хоссаларнинг кучайиши билан тушунтирилади. Зарра –тўлқин дуализми ҳар-бир заррачага маълум тўлқиннинг узунлигини киритишга имкон беради. Хусусан, бу кристаллдаги электронни характерловчи тўлқинга, элементар атом магнетикларнинг ҳаракати билан боғлиқ тўлқинларга ва ҳ. тегишли. Наноструктураларнинг ғайриоддий хоссалари техникада оддий, одатий қўлланилишини қийинлаштиради, ва бир вақтнинг ўзида бутунлай кутилмаган техникавий истикболни очиб беради.

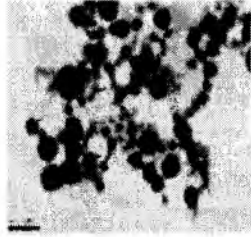
Маълумки, баъзи моддаларнинг нанозаррачалари ёмон бўлмаган каталитик ва адсорбцион хоссаларга эгалар. Баъзи наноматериаллар ноёб оптик хоссаларга эгадир, масалан, органик моддаларнинг ўта юпка пардалари кўёш батареяларини тайёрлашда фойдаланилмоқда.



Темирнинг якка кластери



Углеродли нанотруб. Темир кластерларининг калари ўсаётган уюми темир\*кластерлар



77-расм. Металл кластерлари.

Ҳозирги вақтда технологлар етарлича катта сондаги турли-туман наноматериаллар олишни ўргандилар. Замонавий фан наноматериалларнинг қуйидаги турларини гуруҳлайди: нанозаррачалар, фуллеренлар, нанотрубка (наноқувурлар) ва нанотолалар, наноғовакли структуралар, нанодисперсиялар, наноструктураланган сиртлар ва пардалар, нанокристалли материаллар. Уларни батафсил қараб чиқамиз.

### §3. Нанозаррачалар

*Нанозаррачалар* деб, ўлчамлари 100 нм дан кичик бўлган заррачаларни айтилади. Нанозаррачалар  $10^6$  ёки ундан озроқ микдордаги атомлардан ташкил топган, ва уларнинг хоссалари худди шу атомлардан ташкил топган ҳажмий модданинг хоссаларидан фарк қилади (77-расмга қаранг). Ўлчамлари 10 нм дан кичик нанозаррачаларни *нанокластерлар* дейилади. Кластер сўзи инглизча “слустер” – тўда, уюм сўзидан келиб сҳикқан. Нанокластерда одатда 1000 тагача атом бўлади.

Макроскопик физикада ўринли бўлган кўпгина қонунлар (макроскопик физика ўлчамлари 100 нм дан ансҳа катта бўлган объектлар билан “иш кўради”) нанозаррачалар учун ишламайди. Масалан, ўтказгич қаршиликларини параллел ва кетма-кет улашдаги маълум формулалар ишламайдилар. Тоғ жинсларининг наноғовакларидagi сув  $-20 \dots -30^0$  С гача музламайди, олтин нанозаррачаларининг эриш температураси массив намунаниқига нисбатан сезиларли кичик.

Кейинги йилларда кўплаб мақолаларда у ёки бу модданинг заррачаларини ўлчамлари унинг электрик, магнит, оптик хоссаларига таъсирига оид эффектив мисоллар келтирилмоқда. Масалан, рубин шишасининг ранги олтинни *коллоид* (микроскопик) заррачаларининг ўлчамлари ва микдорига боғлиқ. Олтиннинг коллоид эритмалари рангнинг ҳамма турларини – зарғалдоқдан (заррачанинг ўлчамлари 10 нм дан кичик) ва рубиндан (10-20нм) то кўккача (40нм атрофида) бера олади. Подшолик институтининг Лондон музейида XIX асрда, заррачалар ўлчамлари билан ранг ўзгаришларини бўғлиқлигини биринчи бўлиб топган Майкл Фарадей томонидан олинган олтиннинг коллоид эритмалари сақланмоқда.

Сиртдаги атомларнинг улуши заррачалар ўлчамларининг кичрая бориши билан тобора катталашиб боради. Нанозаррачалар учун ҳамма атомлар амалда “сиртийдир”, шунинг учун уларнинг химиявий фаоллиги жуда юқори. Шу сабабга кўра металлларнинг нанозаррачалари бирлашишга интиладилар. Шу билан бирга тирик организмларда (ўсимликларда, бактерияларда, микроскопик замбуруғларда) металлар кўп холларда нисбатан оз сондаги атомларнинг бирлашувидан ташкил топган *кластерлар* кўринишида мавжуд бўлар эканлар.

Сферик геометрияли,  $n$  атомлардан ташкил топган кластерни қараб чиқамиз. Бундай кластернинг ҳажмини қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$V = \frac{4}{3}\pi R^3 = vn, \quad (2.1)$$

бу Ерда  $R$ - нанокластернинг радиуси,  $v$  – битта заррачага тўғри келувчи ҳажм.

Битта заррачага тўғри келувчи ҳажми қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$v = \frac{4}{3}\pi a^3, \quad (2.2)$$

бу Ерда  $a$  – битта заррачанинг ўртача радиуси.

Бу холда ушбунни ёзиш мумкин:

$$P = au^{1/3}. \quad (2.3)$$

Жуда кўпчилик нанокластерлар учун  $a$  ўлчам тахминан 0,1 нм га тенг. (2.3) дан фойдаланиб 1000 та заррачадан ташкил топган кластер 1 нм тартибдаги ўлчамга эгаллигини баҳолаш мумкин.

Нанокластерларнинг мухим характеристикаси бўлиб улар сиртининг юзаси ҳисобланади:

$$S = 4\pi R^2 = 4\pi a^2 u^{2/3}. \quad (2.4)$$

Сирдаги атомларнинг сони  $u_c$  сирт юзаси билан қуйидаги муносабат орқали боғланган:

$$S = s u_c = 4\pi a^2 u_c. \quad (2.5)$$

бу Ерда  $s$  – кластер сиртида битта атом эгаллаган юза.

Сиртдаги атомлар сонини ҳажмдаги атомлар сонига нисбатини қараймиз:

$$\frac{i_s}{i} = \frac{Sv}{\varepsilon V} = \frac{v}{R\varepsilon} = \frac{\alpha}{R} = \frac{1}{i^{2/3}} \quad (2.6)$$

(2.6) формуладан кўринадики, кластер сиртидаги атомларнинг улуши кластер ўлчамининг ортиши билан билан тез камаяди. Сиртнинг сезиларли таъсири кластерларнинг ўлҳами 100 нм дан қисқик бўлганида намоён бўлади.

Мисол тариқасида ажойиб антибактерицидди хоссага эга бўлган кумушнинг нанозаррачаларини келтириш мумкин. Кумушнинг ионлари зарарли бактериялар ва микроорганизмларни нейтраллаш хоссасига эгаллиги қадимдаёқ маълум эди. Кумушнинг нанозаррачалари жуда кўп бошқа моддаларга нисбатан бактерия ва вирусларга қарши курашиши минг мартаба самаралироқ эканлиги аниқланган.

Кумушнинг нанозаррачалари косметикада, тиш пасталарида, дезинфекцияловхи воситаларда кенг қўлланилмоқда. Уларнинг уникал хоссалари юқори қимёвий фаоллиги билан тушунтирилади.

#### §4. Фуллеренлар. Наноқувурлар ва нанотолалар.

Нанохимияда углероднинг аҳамияти жуда катта, фуллеренлар ва наноқувурларнинг кашф этилиши ҳам кўп жиҳатдан ана шунга боғлиқ.

Фуллеренлар – шаклига кўра футбол тўпини эслагадиган шарсимон каркас структурали 40 тадан кўпроқ углерод атомларидан иборат кластерлардир (78-расм). Фуллеренлар ўз номларини архитектурада шунга ўхшаш структуралардан фойдаланишни ўйлаб топган архитектор Фуллер номидан олишган.



Энг турғун фуллерен  $C_{60}$  бўлиб, уни 1985 йилда Крото ходимлари билан топган. Фуллеренларни тадқиқ эта бориб турли миқдордаги - 36 дан 540 гача углевод атомларидан иборат кластерлар олинди.

1991 йили япон олими Сумио Иижима углеводли узун структураларни аниқлади, кейинчалик уларни *наноқувурлар* деб аталди.

Фуллеренлар ва наноқувурлар нанотехнологияларнинг энг кўп тадқиқ этиладиган, бир қатор ғаройиб хоссаларга эга бўлган ва фан ва техникада кенг қўлланилаётган объектлари ҳисобланадилар.

## §5. Наноғовак моддалар

Ошхонадаги қозон ювгични (мочалка, губка) қандай кўринишини эслаб кўринг. Бу ғовак (юнонча *порус* – ўтиш, йўл) материалларга мисол (79-расм). Сув ўтлари, пўпанак ҳам ғовак материаллар ҳисобланадилар. Ғовак материаллар ўларининг ҳажмларида кўп миқдорда бўшлиқлари борлиги билан тафсифланадилар.

Ғовак материалларнинг миқдорий характеристикаси  $\rho$  ғоваклилик ҳисобланади:

$$\rho = V_{\text{ғовак}} / V \cdot 100\% ,$$

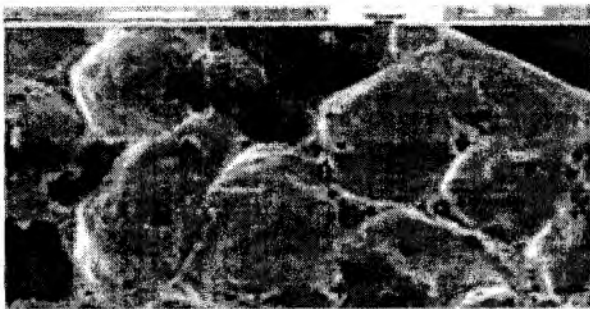
бу ерда -  $V_{\text{ғовак}}$  ғовакларнинг ҳажми,  $V$  – материалнинг ҳажми.

Баъзи бир ғовакли материаллар учун ғоваклилик 80-90%гача эришиши мумкин. Ғовак материаллар ўзларининг ҳажмларидаги бўшлиқни сув, бошқа суюқлик ёки газ билан тўлдиришлари мумкин. Шу сабабли ғовакли материаллар филтрлар, сузғичлар, сорбентлар сифатида қўлланиладилар. *Сорбентлар* - турли химиявий элементларни ютиш учун фойдаланиладиган моддалардир. Сорбентга активлаштирилган кўмирни мисол қилиш мумкин.

*Наноғовак моддалар* ғовакларининг ўлчами нанометрли бўлган ғовакли моддалардир. Наноғовакларнинг ўлчамлари 1-100 нм оралиқларда бўладилар. Ўлчамлари микрометрли диапазонда ётувчи *микро-, мезо- ва макроғовакли* материаллар ҳам мавжуд (2.1-жадвал).



78-расм. Фуллерен модели

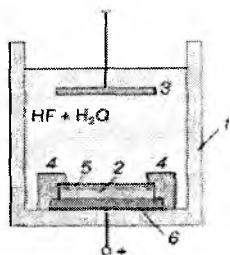


79-расм. Электрон микроскопда олинган пеношиша структурасининг тасвири.

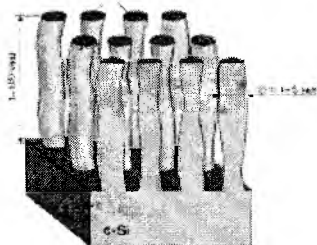
2.1-жадвал.

Говакли материалларнинг номлари билан улардаги говакларни ўртача ўлчамлари орасидаги муносабатлар

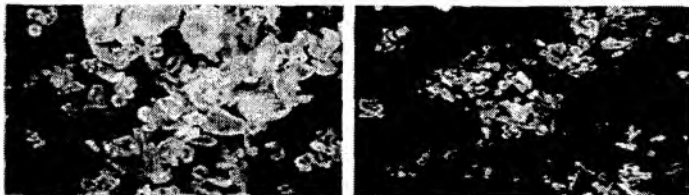
Говакларнинг тури	Говакларнинг диаметрлари (д), мкм
Микроговаклар	$d < 2$
Мезоговаклар	$2 < d < 50$
Макроговаклар	$d > 50$



80-расм. Говакли кремнийни анодли олиш: 1-корпус, 2- кремний пластинаси, 3- катод, 4-изолятор, 5-ўсаётган говакли кремний, 6-анод



81-расм. Говакли кремнийни моделлини тасвирлаш



82-расм. Табиий қатламсимон серпентинит минералини қунт билан майдалаш ёрдамида олинадиган, заррачларининг ўлчамлари 10 микрондан катта бўлмаган юпқа дисперсли порошок (турли масштабда катталаштирилган)

Наноматериалларнинг ўлчамлари кичрайганида уларда турлича химиявий элементларни филътрлаш ва сорбциялаш янги хоссалари пайдо бўладилар.

Ғовакли материалларга қизиқарли мисол қилиб ғовакли кремнийни келтириш мумкин. Ғовакли кремний электрониканинг жуда кўп соҳаларида, шу жумладан кремнийда кўришли нурлар манбааларини яратиш учун соф кремнийда яратиш мумкин бўлмаганлигидан истикболли ҳисобланади. Ғовакли кремнийни анодли ўйиш йўли билан олинади. Бунинг учун кремнийнинг монокристаллини ўювчан кислотанинг кучсиз эритмаси қўйилган электрохимиявий ячеякага жойланади. Мусбат электрод - анодга уланади ва кучсиз ўзгармас ток ўтказилади(80-расм).

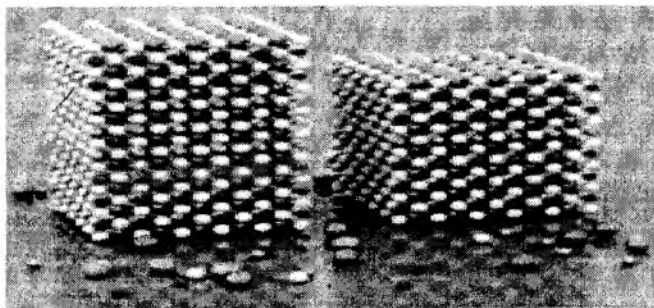
Вақт ўтиши билан электр токи ва фтор ионлари сиртни ўядилар. кремнийнинг ичига кирувчи вертикал ғоваклар шаклланадилар (81-расм). Қўшни ғоваклар кремнийнинг диаметри бир неча нанометрли бўлган устунчаларини қолдириб бирлашишлари мумкин. Ўйиш жараёнини ток кучини ва фтор ионларининг концентрациясини ўзгартириб бошқариш мумкин.

## §6. Нанодисперслар

*Нанодисперслар* - нанозаррачалари бир текис эриган суюқ фазадан ташкил топган системалардир (82-расм). Нанодисперслар ҳозирги вақтларда асосан медицина ва косметикада қўлланилмоқда.

Суюқ фазада эритилган нанозаррачаларни дориларни кўчириш учун фойдаланиш мумкин. Дориларни нанозаррачаларнинг сиртига “уланади” ёки уларанинг ҳажмига жойлаштирилади. Нанозаррачалар дорилар учун “трамвай” фазифасини бажаради, уларни “касал органга” олиб боради ва ўша ерда туширади.

Нанодисперслар косметикада кенг қўлланилмоқда. Косметик ёшартирувчи ва тикловши препаратларни махсус *наноконтейнерга* жойланса, улар биологик тўқималарнинг хужайраларига осон кириб борар экан.



84-расм. Гетероструктура модели.

## §7. Наноструктураланган сиртлар ва пардалар

Сиз, эҳтимол, кўлмак сиртидаги камалак рангларини кузатгандирсиз. Бу сувнинг сирти бўлаб бир текис “тарқалган” бензиндан ҳосил бўган пардага мисол. Пардаларнинг қалинлиги бир неча атом қатламларидан ташкил топган бўлиши мумкин. Бундай пардалар нанотехнологияларнинг объектларидан бири ҳисобланади.

Энг юпқа парда қаттиқ ёки суюқ сиртга суртилган битта атом қатламидан иборат бўлади. Бундай пардаларни *Ленгмюр – Бложетт пардалари* деб аталади.

Физикавий ва химиявий хоссалари турлича бўлган яримўтказгичли материаллардан тузилган парда ёки қатламни *гетероструктуралар* дейилади (84-расм). Гетероструктура қалинликлари бир неча нанометр қалинликдаги ўнлаб яримўтказгичли қатламларнинг кетма-кетлигидан ташкил топиши мумкин. Ярмўтказгичли гетероструктуралар ёрқин ёруғлик диодлари, лазерлар ва замонавий микроэлектрониканинг бошқа яримўтказгичли асбобларни яратишда фойдаланилмоқда.

2000 йилда россиялик олим Ж.И.Алфёров гетероструктураларни яратиш технологияларини ишлаб чиққанлиги учун физика бўйича Нобел мукофотини олди.

Гетероструктураларни молекуляр-нур, газфазали, суюқ фазали эпитаксиялар методлари ҳамда ўзйиғилиш (ўз-ўзидан йиғилиш) методи билан олинади.

## §8. Нанокристалли материаллар

Биз “атом” ва “молекула” тушунсҳалари остида модда қуриладиган энг кичик қурилиш “ғиштчаларини” тушунамиз. Моддани фақат ғиштчалардан эмас, балки, бутун блоклардан ҳам қуриш мумкин экан. Блоклар сифатида нанокластерлар ва нанозаррачалар бўлишлари мумкин. Наноўлчамли блоклардан ташкил топган кристалли материалларни ҳажмий *нанокристалли материаллар* деб аталади.

Наонокристалл материаллар гаройиб хоссаларга эга бўлишлари мумкин экан. Биз биламизки, агар материал мустаҳкам бўлса, мўртлик хоссасига эга бўлади. Ниҳоятда мустаҳкам, аммо мўрт материалга шишани мисол қилиш мумкин. Бир қатор наонокристалл материаллар бир вақтда яхши мустаҳкамликка ва пластикликка эга эканлар.

Нанонокристалл материалларнинг тенгсиз гаройиб хоссалари моддани ташкил қилган нанозаррачалар бўлимларининг чегаралари мавжудлигига боғлиқ. Бўлим чегараси ўзини ҳажмий моддадан фарқ қилувчи алоҳида хоссали модда каби тутати.

Кейинги йилларда наонокристаллларни олиш технологиясида сезиларли ютуқларга эришилди. Коллоидли химиянинг методларидан фойдаланиб наонокристалл шаклдаги кўплаб моддалар, шу жумладан металллар, яримўтказгичлар ва магнитли материаллар олишга муваффақ бўлинди. Бу соҳадаги ривожланиш сезиларли даражада яримўтказгичларда осон қайд этиладиган характеристикалар (масалан, ёруғлик нурининг интенсивлиги) заррачаларнинг ўлчамларига кучли боғланганлиги ҳолати билан энгиллашган. Бу ҳолат эса наонокристаллларни баъзи қутилмагандаги қўлланилишини, масалан, биологик маркировкани топишга имкон берди. Баъзи наонокристаллларга мисоллар 85-расмда келтирилган.

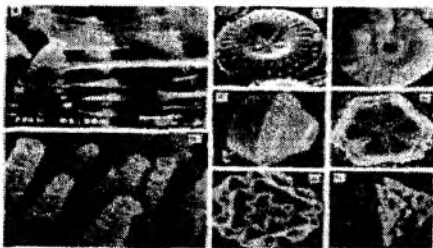
Нанонокристалл материалларга таркибида нанометрик диапазондаги кристаллга эга бўлган қотишмаларни ҳам киритиш мумкин.

## §9. Наноматериалларни олишнинг технологиялари

(“юқоридан – пастга” ва “пастдан - юқорига” технологиялар)

Нанотехнологиялар нанометр ўлчамлардаги материаллар ва қурилмаларни яратишга ва фойдаланишга имкон берадилар. Нанометрли объектларни ва маҳсулотларни олишда иккита ёндашув мавжуд. Бу ёндашувларни “юқоридан – пастга” ва “пастдан - юқорига” технологиялар деб аташ қилинган.

“Юқоридан-пастга” технологияси жисмларнинг ўлчамларини механик ёки бошқа ишлов билан кичрайтиришга асосланган бўлиб, унда нанометрли



85-расм. Турли моддаларнинг ўстирилган наонокристаллларига мисоллар.

ўлчамдаги объектлар олинади. Масалан, макроскопик ўлчамдаги материални махсус тегирмонда майдалаб нанозаррачалар олиш мумкин.

## §10. Литография

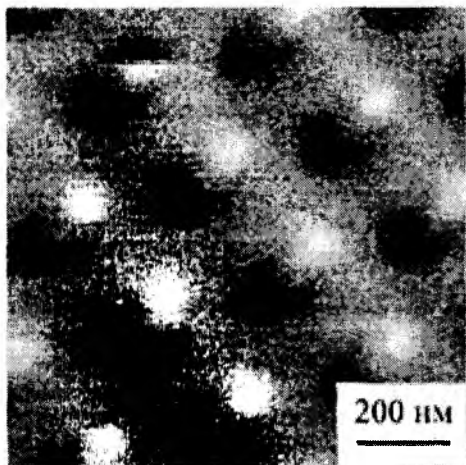
Ҳозирги вақтда литография электроникада наноструктуралар олишнинг асосий усулларидан бири ҳисобланади (86-расм). “Литография” номи юнунча литос-тош ва “графо” –ёзаман сўзларидан келиб чиққан бўлиб, сўзма-сўз “тошда ёзаман” дейилганидир. Литография қаттиқ жисмларнинг сиртларида наноструктуралар олишга имкон беради.

Литография энг содда ҳолда бир неча босқичлардан иборат.

Биринчи босқисҳда қаттиқ жисм сиртига фоторезист қатлами суртилади.

**Фоторезист-** ёруғликка сезгир модда бўлиб, нурланиш таъсири остида суртилган сиртнинг структурасини ўзгартиради. Сўнгра сиртга фотошаблон суртилади. Фотошаблон қаттиқ жисмнинг сиртида “ўймакорлик” қилиш учун трафарет бўлиб, сирт қисмларини нурлаш учун шаффоф ва ношаффоф маскадан иборат.

Литографиянинг кейинги босқичи *экспонирлаш* деб аталади. Устига фоторезист ва унинг тепасидан фотошаблон қўйилган қаттиқ жисмнинг сирти нурланишнинг оптик манбааи (лампа ёки лазер) билан ёритилади. Натижада фотошаблоннинг нурланиш учун шаффоф қисмлари остидаги фоторезистнинг таъсридан сиртнинг структураси ўгаради. Фоторезист ўзгартирган сиртнинг бирор қисми фоторезист билан биргаликда *ўйиш* жараёни ёрдамида йўқотилиши мумкин. Химиявий ўйиш махсус химиявий моддалар (ўювчилар) да ёритилган фоторезист таъсирида ўзининг структурасини ўзгартирган сиртни эритишга асосланган. Шундай қилиб “ўймакорлик” билан қаттиқ жисмнинг сиртида етарлича мураккаб структураларни олиш мумкин.



86-расм. Литография ёрдамида олинган структура

Литография электронли техникани бошқарувчи қурилмалар – микросхемаларни яратишда асосий босқичлардан ҳисобланади. Микросхемаларнинг ўлчамларини кичрайтириш литографияда шакллантириладиган “расмлар”нинг ўлчамларини кичрайтирилиши билан эришилиши мумкин.

Фотошаблон орқали фоторезистни ёритиш учун фойдаланиладиган оптик нурланиш манбаанинг характеристкаси бўлиб нурланишнинг тўлқин узунлиги ҳисобланади. Дифракция ҳодисаси туфайли литография ёрдамида қирқиб олинadиган деталнинг ўлчами тўлқин узунликдан кичик бўла олмайди. Агар биз литографияда тўлқин узунлиги 1 мкм бўлган нурланиш манбаайдан фойдалансак, биз чиза оладиган деталнинг энг кичик ўлчами ҳам 1 мкм бўлади. Литография ёрдамида нанометер ўлчамли объект чизиш учун тўлқин узунлиги бир неча ўн нанометрлар бўлган узоқ ультрaбинафша нурланиш манбааларидан фойдаланиш керак.

## §11.Эпитаксия

“Пастдан-юқорига” технологияси йиғиш йўли билан алоҳида атом ва молекулалардан наноўлчамли объектларни олишдан иборат. Алоҳида атомлардан наноматериалларни йиғиш технологияларининг қўпсхилигида конденсация ҳодисаси ётади.

**Конденсация** (юнонча *конденсо*-зичлайман, қуюқлаштираман сўзидан олинган)- модданинг газсимон ҳолатидан суюқ ёки қаттиқ ҳолатига уни совутиш ёки сиқиш натижасида ўтиши.

Ёмғир, қор, шудринг, қиров – табиатнинг бу ҳамма ҳодисалари атмосферадаги сув бугларининг конденсацияси натижасидан иборат. Бугнинг конденсацияси берилган модда учун критик бўлган температурадан пастдагина содир бўлиши мумкин холос. Сувнинг молекулалари каби бошқа химиявий элементларнинг молекулаларини ҳам “конденсациялаш” мумкин. Конденсация ва унга тесқари жараён - бугланиш модданинг фазавий айланишларига мисол ҳисобланади.

Газнинг суюқликка ёки суюқликнинг қаттиқ жисмга фазавий айланиш жараёни маълум бир вақт ичида содир бўлади. Айланиш жараёнининг бошланғич босқичида нанозаррачалар ташкил бўладилар, сўнгра улар макроскопик объектларга ўсадилар. Агар фазавий айланишни бошланғич босқичида “музлатилса” нанозаррачалар олинishi мумкин.

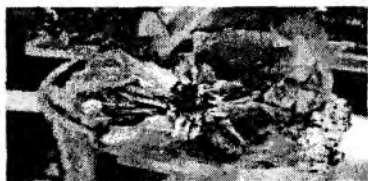
Нанозаррачаларни конденсациялаш методи билан олинганда макроскопик жисмдан нанозаррачада йиғиладиган атомларни буглаш зарур. Бугланишни макроскопик жисмни термик ёки лазерли қиздириш ёли билан амалга ошириш мумкин. Бугланган атомларни паст температурали соҳаларга ўтказиш керак, у Ерда улар нанозаррачаларга конденсацияланади. Технологик жараённинг мураккаблиги шундаки, нанозаррачалар ўсиб, яни катталашиб макроскопик жисмларга айланиб қолмасликларини таъминлайдиган шароитни яратишдан иборат.

Конденсация ҳодисаси асосида фуллеренлар, углеродли қувурлар, нанокластерлар ва турли ўлчамлардаги нанозаррачалар олинади.

Кристаллнинг (таглик) сиртида атомларни бошқариладиган конденсацияси эпитақсия технологиясининг асоси ҳисобланади.

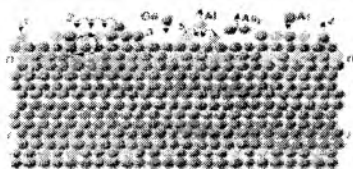
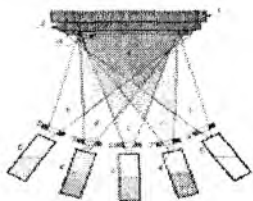
**Эпитақсия** (юнонча *эпи* – устидаги, устида ва *тақис* – жойлашув, тартиб сўзларидан олинган) – бир кристаллнинг (тагликнинг) сиртида бошқа кристаллнинг йўналишли ўсиши (87-расм).

Кристаллнинг сиртига керакли атомларни газ фазадан ҳам, суяқ фазадан ҳам эпитақсиясини амалга ошириш мумкин. Эпитақсия жараёни одатда тагликда алоҳида кристаллчаларнинг пайдо бўлиши билан бошланади, бу кристаллчалар бир-бирига ўсиб узлуксиз пардани ҳосил қиладилар. Эпитақсиянинг замонавий методлари қалинлиги бир неча (ҳатто битта) атомлар қатламларини, ҳамда турлича физик-химиявий хоссали қатламларни кетма-кет ўстиршга имкон берадилар. Эпитақсия микроэлектроникада (транзисторлар, интеграл схемалар, ёруғлик техникасида (хотиранинг магнитли элеменлари) кенг қўлланилмоқда.



87-расм. Гематитда рутил кристаллининг эпитақсияси:

а) кристаллнинг ўзи (фото); б) кристаллнинг алоҳида структураси (электронли микроскоп)



88-расм. Легирланган учтали бирикмалар олиш учун молекуляр-нурли эпитақсия қурилмасининг схемаси

89-расм. Юққа парда ўсишининг жараёни

Эпитақсия жараёнини амалга оширишнинг энг замонавий методи молекуляр-нур эпитақсияси ҳисобланади. Бу методда тайёрланган ва тозаланган тагликка алоҳида атомларнинг оқимлари йўналтирилади (88-расм).

Тагликнинг сиртига элииб бориб атомлар у ёки бу усул билан тартибланадилар ва бизга керакли структурани ҳосил қиладилар (89-расм).



Яқин пайтларгача физиклар, инженер-электроншиқлар, технологлар ўзларининг илмий ишларида, назарий ҳисоблашларида асосан, классик физика қонунларидан фойдаланиб келишар эди. Ўз навбатида бу нарса барча бажарувчи ва буюртмачи – исьтемошчиларни тўлиқ қониқтирар эди. Лекин аста-секин манзара тубдан ўзгара бошлади. Жумладан, турли экстремал шароитларда ишлай оладиган, юқори самарадарликка эга бўлган, ўта тезкор, кичик ўлчамли, кам энергия сарфлайдиган электрон ва оптоэлектрон асбобларга бўлган талаб кучайиб борди.

1980 йиллардан бошлаб наноэлектроника асбоблари яратила бошланди. Наноэлектроника асбобларини яратиш илмий ва технологик муаммоларни ечишни тақозо қилар эди. Масаланинг илмий томони янги, мураккаб квант - механик масалаларни ечишни кўзда тутар эди. Назарий томондан бу масала 1990 йилларда мувофақиятли ҳал этилди.

Икки ўлчамли электрон газ (2D газ), бир ўлчамли электрон газ (квант ип) ва ноль ўлчамли электрон газ (квант нуқта) назариялари ишлаб чиқилди ва амалда синовдан ўтди.

Энди физиклар, инженер-электроншиқлар, технологлар электрон учун хос бўлган корпускуляр – тўлқин дуализмидан фойдалана бошладилар. Яъни, квант ўра, квант нуқтада электрон квантомеханик хусусиятга эга, бу ерда уни тўлқин сифатида тасвирлаш қулайроқ. Агар электрон квант ўра квант нуқтадан чиқарилса, уни энди 3 ўлчамли эркин ёки квазиэркин электрон сифатида қараш ва классик моддий нуқта сифатида тасвирлаш қулайроқ бўлади.

Масаланинг технологик томони наноэлектроника асбобларини яратиш учун нанотехнологияларни яратиш муаммосини кун тартибига қўйди. Бу масала ҳам 1990 йиллар мобайнида мувофақиятли ҳал этилди. Энди атом қатламларидан иборат эпитаксиал қатламларни, уларнинг ичида квант нуқталарини, турли йўналишда турлича хусусиятларга эга бўлган ўтапанжарали кристалларни ўстириш имкони вужудга келди. Бунинг физикада, наноэлектроникада молекуляр-нур эпитаксия усулига асосланган нанотехнологиялар ёрдамида амалга оширилади. Квант тўсиқлар, квант ўра, квант ип, квант нуқта учун зарур бўлган потенциал тўсиқлар эса, асосан, гетероўтишлар чегарасида ҳосил бўладиган потенциал тўсиқлар ҳисобига ҳосил қилинади.

Бугунги кунда икки ўлчамли электрон газ асосида ишлайдиган тезкор майдон транзисторлари, квант ўра ва квант нуқта асосида ишлайдиган инжекцион гетеролазерлар, аллақачон, лаборатория миқёсидан ишлаб чиқаришга узатилиб, ўзининг улкан бозорини топишга ҳам улгурган. Ушбу монографияни ёзишгача бўлган даврда *Вариацион Монте-Карло тақрибий усулида:*

- Si ва Ge яримўтказгичлар мисолида анизотроп массали электронлар учун  $D^{(v)}$  марказ (икки электронли донор) энергияси ва тўлқин функциясини ҳисоблашни қараб чиқилди.

- Электронлараро корреляцияни хисобга олувчи тўлқин функция икки ёки уч ўлчовли холларда энергия функционалини аналитик холда топишга имкон беради.

-  $D^{(4)}$  марказ энергияси икки ўлчовда уч ўлчовга нисбатан тахминан 4 марта катта бўла олиши кўрсатилди.

- Икки ўлчовли хол учун  $D^{(4)}$  марказдан битта электронни узиб олиш учун зарур бўлган энергия тахминан 0.465 а.у га тенг экан.

- Масса анизотропия даражаси  $\gamma$  бўлган яримўтказгичлар учун  $D^{(4)}$  марказ тўла энергиясини хисоблаш мумкинлиги кўрсатилди.

-  $D^{(4)}$  марказнинг битта электронини узиб олиш учун зарур бўлган энергия кремний и германий учун мос холда 1.5806 meV (Si) и 0.4995 meV (Ge) га тенг экан.

Шунингдек Сферик шаклдаги Si ва Ge нанокристалларда электронлар энергияси ва фазовий тақсимотини Монте-Карло методидида ўрганиш асосида: Сферик шаклдаги Si ва Ge нанокристалларда электронларни масса анизотропиясини хисобга олган холда куйи сатхлар учун энергияси баҳоланди ва орбиталларини вариацион аналитик кўриниши топилди.

Топилган орбиталлар ёрдамида дастлабки иккита сатх учун энергия Монте-Карло усулида баҳоланди. Бу натижаларни аниқлиги бошқа авторлар хисоблаган натижалардан қолишмас эканлиги таққослаб кўрсатилди.

Ушбу орбиталлар аналитик функцияси келгусида, кўп электронли масалаларда Слейтер детерминанти тузишга ва бу орқали, масалан Вигнер кристалланиши каби муаммоларни ўрганишга имкон беради.

Жумладан: Параболик потенциалли квант нуқтадаги полярон квазизаррачаси.

Электрон-фонон корреляциясини роли аниқланди.

- Поляр материал асосидаги квант нуқта учун параболик потенциал моделида электрон ва поляр оптик фононлар ўзаро таъсирини аниқроқ баҳолай олувчи хисоблаш алгоритми таклиф этилди.

- Электрон ва поляр оптик фононлар ўзаро таъсирини мукамалроқ хисобга оладиган Грин Функциясини аналитик кўриниши хисоблаб топилди.

- Олинган натижаларни сонли таққослаш орқали бошқа тақрибий методларга нисбатан афзаллиги ва камчиликлари кўрсатиб берилди.

Ушбу ишда КН даги электронни энергия сатхларини аниқлаш учун полярон эффектларни хисобга олишда БП методи қўлланилди, КН ни сиқувчи потенциалли кўринишини - параболик деб олинди. (6) дифференциал тенгламани ечиш қийинлиги сабабли уни ечимини баъзан кучли ва кучсиз ўзаро таъсир режимларда олинган аниқ ечимларни чизикли комбинациясидан фойдаланишади. Ушбу методни хажмий поляр яримўтказгичларда қўлланилганда, поляронли холат энергиясини интерполяцион баҳолашга эришилади. Бунда полярон эффекти туфайли тузатма - кучли ўзаро таъсир  $\alpha > \alpha_c$  ( $\sim 6 \cdot 8$ ) режимда пайдо бўлади, бу холда электрон тўлқин функцияси поляризация майдонида *локаллашган* бўлади.

$\alpha < \alpha_c$  бўлган соҳада электрон тўлқин функцияси ёйик ҳолатда (делокализация) бўлиб, поляронли ҳолат энергияси Ли-Лоу-Пайнс натижасига мос келади, яъни  $\alpha$  га пропорционалдир.

КН ичида электрон тўлқин функцияси одатда локаллашгани сабабли  $-\alpha_c$  критик қиймат камаяди ва натижада, танланган (8) аппроксимация (6) дифференциал тенгламани ечимини етарлича аниқлай олади.

Албатта, квант ўра, квант нуқта асосида янги турда яримўтказгич асбобларни яратиш, улар асосида классик яримўтказгич асбоблар, оптоэлектрон асбобларнинг кўрсаткичларини яхшилаш наноэлектроникани яна янги поғоналарга олиб чиқиши шубҳасиз.

Шунинг билан бир қаторда нанотехнологиялар бугунги кунда фан ва техниканинг барча соҳаларига кириб бормоқда. Нанотехнологиялар, том маънода, давр талабига айланиб бормоқда. Графен материалнинг яратувчилари А.Гейм ва К.Новоселовлар 2010 йили физика соҳасида Нобель мукофотига сазовор бўлганликлари ҳам фикримизнинг тасдиғидир. Графен икки ўлчамли материал. Графен материали ўта юпқа – бир атомли қатламдан иборат, пишиқ, эластик, шаффоф ва жуда яхши электр ўтказувчанликка эга. Туннел микроскопда, атом-куч микроскопида ўтказилган тажрибалар ҳақиқатан ҳам графен материалнинг қалинлиги  $4 \pm 1 \text{ \AA}$  эканлигини тасдиқлади. Шубҳасиз, бундай материал оптоэлектроника ва наноэлектроника учун жуда зарур ҳисобланади. Чунки жуда кичик ўлчамли дискрет яримўтказгич асбобларни мана шундай материал ёрдамида туташтириш ва улар асосида ультра юқори ҳажмли микросхемаларни яратиш давримизнинг долзарб муаммосидир.

## АДАБИЁТЛАР

1. Поверхностные свойства твердых тел Под ред. М.Грина. М.:Мир, 1972. – 432 с.
2. Новое исследование поверхности твердого тела. В 2-х томах.М.:Мир, 1977. 372 с
3. Херман М. Полупроводниковые сверхрешетки: Пер. с англ.-М.: Мир.-1989.-240 с.
4. Ивченко Е.Л., Расулов Р.Я. Симметрия и реальная зонная структура полупроводников. Ташкент. “Фан”. 1989. -126. С
5. Ивченко Е.Л., Расулов Р. Я. Оптические явления в полупроводниках Фергана. Лаборатория оперативной печати при ФерГУ. 1989. -94 с.
6. Расулов Р.Я., Холитдинов Х. Гетеротузилмали яримўтказгичларда фотогальваник ходисалар. Фар.ДУ. 1992.
7. Недорезов С.С. // ФТТ. 1970. Т.12. № 8. С.2269-2276.
8. Матулис А., Пирагас К. // ФТП. 1975. Т.9. № 1 С.2202-2204.
9. Дьяконов М.И., Хаецкий А.В. // ЖЭТФ. 1982. Т.82. № 5. С.1584-1590.
10. Меркулов И.А., Перель В.И., Портной М.Е. // ЖЭТФ. 199 Т.99. № 4. С.1202-1214.
11. Бир Г.Л., Пикус Г.Е. Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках. - М.: “Наука”, 1972. - 584с.
12. Bastard G. Wave mechanics applied to semiconductors heterostructures, Le Ulis Ed. De Phys., 1988, 360 p.
13. Pikus G., Ivchenko E. Superlattices and Other Heterostructures: Symmetry and Optical Phenomena, Springer Series in Solid-State Sciences, vol. 110., Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, 1995; second edition 1997.
14. Mitin V.V., Kochelap V.A., Stoscio M.A. Quantum Heterostructures, Microelectronics and Optoelectronics. Cambridge University Press, 1999.
15. Glaude W., Borge V. Quantum semiconductors structures (Fundamentals and Applications), Ac.Press San Diego, N.Y., Boston, London, Sidney, Tokyo, Toronto. 1993.
16. Алферов Ж.И.. История и будущее полупроводниковых гетероструктур. – ФТП, 1998, Т.32, в.1, с.3-18.
17. Леденцов Н.Н., Устинов В.М., Ёукин В.А., Копьев П.С., Алферов Ж.И., Бимберг Д.. Гетероструктуры с квантовыми точками: получение, свойства, лазеры. –ФТП, 1998, Т.32, в.4, с.385-410.
18. Алферов Ж.И., Казаринов Р.Ф. Авт. Свид. №181737, заявка №950840, 30.04.1963 г.
19. Алферов Ж.И. О возможности содания выпрямителя на сверхвысокие плотности тока на основе р-і-п ( $p-n-p^+$ ,  $n-p-p^+$ )-структурк с гетеропереходами. ФТП, I, 436-439, 1967.
20. Алферов Ж.И., Казаринов Р.Ф., Халфин В.В. Об одной особенности инжекции в гетеропереходе. ФТП, т.8, №10, с. 3102-3104, 1966.

21. Schokley W. Patent USA, №2569347, 1951.
22. Schokley W. The theory of p-n junction in semiconductors and p-n junction transistors. Bell. Syst. Tech. J., v.28, p.435-438, 1949.
23. Kreomer H. Quasi-electric and quasi-magnetic fields in non-uniform semiconductors. RCA Rev., v.18, №3, p.332-342, 1957.
24. Зи С. Физика полупроводниковых приборов. М. «Мир» 1984.
25. Мосс Т., Баррел Г., Эллис Б. Полупроводниковая оптоэлектроника. М. «Мир» 1976.
26. Шарупич Л.С., Тугов Н.М. Оптоэлектроника. Москва энергоатомиздат 1984.
27. Милнс А., Фойхт Д. гетеропереходы и переходы металл-полупроводник. Изд-во «Мир», М., 1975, 432 с.
28. Shur M.S. and Eastman D.F. Ballistic and near ballistic transport in GaAs. IEEE Electron Devices Lett., v.EDI-1, p.147-148, Aug.1980.
29. Бергман Я.В., Корольков В.И., Рахимов Н.. Исследование эффективных бистродействующих гетерофотодиодов  $GaAs - Al_xGa_{1-x}As$ . -ФТП, 1977, Т.11, с.1848-1851.
30. Алферов Ж.И., Андреев В.М., Задиранов Ю.М., Корольков В.И., Рахимов Н., Табаров Т.С.. ФотоЭДС в плавной гетероструктуре на основе твердых растворов  $Al_xGa_{1-x}As$ . Письма в ЖТФ, 1978, 4(7), с. 369-372.
31. Юнусов М.С., Власов С.И., Назиров Д.Э., Голипов Д.О. Электрон асбоблар, Тошкент – 2003, 191 бет.
32. Корольков В.И., Рахимов Н. Диоды, транзисторы и тиристоры на основе гетероструктур, изд. «Фан», Ташкент, 1986, 154 с.
33. Осинский В.И. Интегральная оптоэлектроника. Минск, Наука и техника, 1977, 246 с.
34. Пожела Ю.К., Юцене В.Ю. Физика сверхбыстродействующие транзисторов. Выльнюс, “Моклас”, 1985, По с.
35. Рқжий В.И., Баннов Н.А., Федирко В.А. Баллистический и квазibalлистический транспорт в полупроводниковых структурах. ФТП, т. 18, в.5, с. 769-786, 1984.
36. Богданович М.С., Корольков В.И., Табаров Т.С., Рахимов Н.. Вқсоочувствительный вертикальный полевой фототранзистор на основе GaAs.-Письма в ЖТФ, 1985, т. II, в. 2, с. 89-92.
37. Богданович М.С., Волков Л.А., Данильчелков В.Г., Корольков В.И., Табаров Т.С., Рахимов Н.. Исследование вертикальных полевых фототранзисторов на основе GaAs.-ФТП, 1985, Т. 19, в. 10, с. 1731-1735.
38. Волков Л.А., Корольков В.И., Табаров Т.С., Рахимов Н., Пулатов А.А., Явич Б.С.. Вертикальные фотосопротивления на основе GaAs.- Писма в ЖТФ, 1985, Т. 11, в. 13, с. 800-803.
39. Корольков В.И., Рахимов Н. Диоды, транзисторы и тристоры на основе гетероструктур. Ташкент, изд-во “ФАН”, 154 с.
40. Алферов Ж.И., Корольков В.И., Михайлова М.П., Табаров Т.С., Рахимов Н., Явич Б.С., Ясиевич И.Н.. Фоторезистор. Заявка на авторское

- свидетельство №3926638/31-21 (104433), положительное решение от 10.12.86.
41. Алферов Ж.И., Корольков В.И., Табаров Т.С., Рахимов Н., Явич Б.С., Арсенид-галлиевый вертикальный полевой транзистор со скрытым затвором. – Письма в ЖТФ, 1986, Т.12, в.3, с.183-186.
  42. Абдуллаев Х.О., Богданович М.С., Волков Л.А., Данильченко В.Г., Ильменков П.Г., Пулатов А.А., Рахимов Н., Табаров Т.С., Явич Б.С.. Механизм усиления и кинетика фототока в вертикальных фотопроводниках на основе гетероструктур *GaAs-AlGaAs*; ФТП, 1987, Т.21, в.1, с.1842-1846.
  43. Алферов Ж.И., Корольков В.И., Рахимов Н., Пулатов А.А., Табаров Т.С., Явич Б.С.. Электрические и фотоэлектрические свойства  $p^+-p^0-p^+$  структур на основе арсенида галлия с металлической сеткой в  $p^0$ -области. – ФТП, 1987, Т.21, в.6, с.981-983.
  44. Савельев А.В., Максимов М.В., Устинов В.М., Сейсян Р.П.. Фототок квантовых точек InAs, полученных самоорганизацией, в полупроводниковых лазерных гетероструктурах InAs/InGaAs/GaAs, излучающих на 1,3 мкм. – ФТП, 2006, Т.40, в.1, с.88-92.
  45. Мокеров В., Пожела Ю., Пожела К., Юцена В.. Гетероструктурный транзистор на квантовых точках с повышенной максимальной дрейфовой электронами. – ФТП, 2006, Т.40, в.3, с.367-371.
  46. Тешабоев А., Зайнобидинов С., Каримов И., Рахимов Н., Алиев Р. Яримўтказгичли асбоблар физикаси. Андижон, “Ҳаёт” нашриёти, 2002.
  47. Байматов П., Иноят Ш., Ахмедов О.. О состоянии континуального экситона, полярона и D центра при квантовом сужении. 2009 йил 5-ноябрь УзМУ хабарлари, 2-сон 140-145 бетлар.
  48. Ahmetoglu M., Akay S.K., Baymatov P., Inoyatov Sh., Ahmedov O., Rahimov N., Pulatov A.. Elektron-hole interaction in spherical quantum dots of nanoheterostructures. Optoelectronics and advanced materials-rapid communications, Vol. 3. Nu 3, March 2009. p. 163-165.
  49. Б.М. Аскеров. Электронные явления переноса в полупроводниках. М.: Наука. 320 с. (1985)
  50. Kohn W., Luttinger J.M., Phys.Rev., **98**, 915 (1955)
  51. Faulkner R.A., Phys.Rev., **184**, 713 (1969)
  52. S. Huant, S.P. Najda. Phys. Rev. Lett., **65** (12), 1486 (1990)
  53. А.С. Москаленко, И.Н. Ясиевич. ФТТ. **46**, 8 (2004) 1465
  54. D. M. Ceperely and B. J. Alder, Phys. Rev. Lett., **45**, 566 (1980)
  55. D. M. Ceperely and L. Mitas in, Advances in Chemical Physics, Vol XCIII, edited by I. Prigogine and S. A. Rice (John Wiley and Sons 1996)
  56. Quantum Monte Carlo Methods in Physics and Chemistry, Eds. M. P. Nightingle and C. J. Umrigar, Nato ASI Ser. C 525, (Kluwer, Dordrecht, 1999)
  57. B. L. Hammond, J.W. A. Lester and P. J. Reynolds, Monte Carlo Methods in Ab Initio Quantum Chemistry (World Scientific, Singapore, 1994)
  58. М.Г. Веселов, Л.Н. Лабзовский. Теория атома. Строение электронных оболочек. М.: Наука. 328 с. (1986)

59. Морс Ф.М. и Фешбах Г., Методы теоретической физики, т.2. ИЛ, М., (1959)
60. B. Stebe, A. Ainane. Superlatt. Microstruct., 5 (4), 545 (1989).
61. P. Harrison, ed., Quantum wells, wires, and dots: theoretical and computational physics (John Wiley and Sons, Chichester, 1999).
62. J. Harting, O. M'ulken, and P. Borrmann, Phys. Rev. B 62, 10207 (2000).
63. P. Sundqvist, S. Yu. Volkov, Yu. E. Lozovik, and M. Willander, Phys. Rev. B 66, 075335 (2002).
64. F. Pederiva, C. J. Umrigar, and E. Lipparini, Phys. Rev. B 62, 8120 (2000).
65. I.-H. Lee, Y.-H. Kim, and K.-H. Ahn, J. Phys. C 13, 1987 (2001).
66. Ал.Л.Эфрос, А.Л.Эфрос. ФТП, 16, 1209 (1982).
67. А.С. Москаленко, И.Н. Ясиевич. ФТТ, 46, 8 (2004) 1465.
68. П.Ж. Байматов, Х.О.Кучкаров, Ш. Иноятов, А.Давлатов.  
Международная конференция по актуальным проблемам молекулярной спектроскопии и конденсированных сред. Самарканд, 29-31 май, 2013 г, ноябрь, с.147.
69. Попов А.М. Введение в нанотехнологию: учебное пособие. - М.: Издательский отдел факультета ВМиК МГУ им. М.В.Ломоносова; МАКС Пресс, 2009. - 280 с.
70. A. Harju, V. A. Sverdlov, R. M. Nieminen, and V. Halonen, Phys. Rev. B 59, 5622 (1999).
71. A.S. Alexandrov, in Nanotechnology for Electronic Materials and Devices Series: Nanostructure Science and Technology, ed. by A.Korkin, E.Gusev, J.K. Labanowski, S. Luryi (Springer, New York, 2006), p. 305
72. J.T. Devreese, V.M. Fomin E.P. Pokatilov, in Handbook of Semiconductor Nanostructures and Nanodevices, vol. 4, ed. by A.A. Balandin, K.L. Wang (American Scientific Publishers, Los Angeles, 2006), p. 339
73. M.Galperin, M.A.Ratner, A.Nitzan, J.Phys. Condens. Matter 19, 103201 (2007)
74. Pokatilov E.P., Klimin S.N., Balaban S.N., Fomin V.M. // Phys. Stat. Sol., No. b189, p.433. (1995)
75. Pokatilov E.P., Fomin V.M., Balaban S.N., Klimin S.N., Devreese J.T. // Phys. Stat. Sol., No. b210, p. 879, (1998)
76. Klimin S.N., Pokatilov E.P., Fomin V.M. // Phys. Stat. Sol., No. b184, p.373, (1994)
77. Oshiro K., Akai K., Matsuura M. // Phys. Rev. B, vol. 58, No. 12, p. 7986, (1998)
78. S.Mukhopadhyay, A. Chatterjee, J. Phys.: Condens. Matter 11, 2071 (1999)
79. P. M. Krishna, S.Mukhopadhyay, A.Chatterjee.// Physics Letters A.(360) p.655(2007)
80. В.М.Буймистров, С.И.Пекар. ЖЭТФ 32, 5, 1193 (1957).
81. E.P.Gross. Ann.Phys. (N.Y) 8, 78 (1959).
82. Бейтман Г. Вспомогательные трансцендентные функции / Эрдейи А. // Москва.: Наука. -1973. – Т. 1,2.
83. П.Ж.Байматов, Х.О.Кучкаров, Д.А.Юсупов // Влияние поляризации среды на электронную энергию в квантовой точке. // *Uzbek Journal of Physics*.

84. П.Ж. Байматов, Ш.Т. Иноятгов // Влияние поляризации средц на электронную энергию в квантовой точке // *Украинский Физический Журнал*. 2014.
85. Байматов Пазилжан Жамолдинович, Пулатов Анвар Абдуллаевич, Юсупов Дилмурод Абдурашидович // Вариационный расчет энергии двухмерного D(-) центра // *Журнал «Молодой ученкй» (№16 (75), октябрь-1 2014 г.) Рубрика «Физика»*
86. Байматов Пазилжан Жамолдинович, Пулатов Анвар Абдуллаевич, Иноятгов Шукурулло Тургунбоевич // К расчету энергии анизотропного D(-) центра методом Монте-Карло // *Журнал «Молодой ученкй» (№16 (75), октябрь-1 2014 г.) Рубрика «Физика»*
87. Байматов Пазилжан Жамолдинович, Пулатов Анвар Абдуллаевич // К расчету энергии экситона в сферической квантовой точке // *Журнал «Молодой ученкй» (№16 (75), октябрь-1 2014 г.) Рубрика «Физика»*
88. Байматов Пазилжан Жамолдинович, Пулатов Анвар Абдуллаевич, Давлатов Аброр Борижон-Угли // О спектре электрона в квантовой точке Si-SiO<sub>2</sub> // *Журнал «Молодой ученкй» (№16 (75), октябрь-1 2014 г.) Рубрика «Физика»*
89. Ж.И.Алфёров. ФТП, **32** (1), 3 (1998).
90. A. Lorke, J.P. Kotthaus, K. Ploog, Phys. Rev. Lett. **64** (1990) 2559.
92. L. Banyai, S. Koch. *Semiconductor Quantum Dots* (World Sc. Publ. Co., Singapore, 1993).
93. A.S. Alexandrov and J.T. Devreese, *Advances in Polaron Physics*, Springer Series in Solid-State Sciences 159, Springer-Verlag Berlin Heidelberg 2010, DOI: 0.1007/978-3-642-01896-1\_6
94. R. R. Hudgins, P. Durourd, J. M. Tenenbaum, and M. F. Jarrold, Phys. Rev. Lett. **78**, 4213 (1997).
95. E.P. Pokatilov, V.M. Fomin, J.T. Devreese, S.N. Balaban, S.N. Klimin, Physica E4 (1999) 156.
96. С.И.Пекар. Исследования по электронной теории кристаллов (М.-Л., Гостехиздат, 1951).
97. И.П. Ипатова, А.Ю. Маслов, О.В. Прошина. ФТТ, **37**, 1819 (1995).
98. I.P. Ipatova, A.Yu. Maslov, O.V. Proshina. Phys. Low-Dim. Structur., № 4-5, 1, (1996).
99. S.Mukhopadhyay, A. Chatterjee, J. Phys.: Condens. Matter. **11** (1999) 2071.
100. P.M. Krishna, S. Mukhopadhyay, and A. Chatterjee, Phys.Lett. A **360**, 655 (2007).
101. W.J. Huybrechts, Solid State Commun. **27**, 45 (1978)
102. В.М.Буймистров, С.И.Пекар. Ж'ТФ **32**, 5, 1193 (1957).
103. E.P.Gross. Ann.Phys. (N.Y) **8**, **78** (1959).
104. П.Ж. Байматов, Ш.Т. Иноятгов. Укр.Физ.Журн. Т **60**, № 3, 279 (2015).
105. А.С.Давкдов. Квантовая механика. Физматгиз, М. 748 с. (1963).
106. Шик А.Я., Бакуева Л.Г., Мусихин С.Ф., Рқков С. А. Физика низкоразмерных систем. - СПб.: Наука, 2001. 160 с.



107. В.Л. Бонч-Бруевич, И.П. Звягин, Р. Кайпер, Г. Миронов, Р. Эндерлайн, Б.Эссер. Электронная теория неупорядоченных полупроводников (М., Наука, 1981), 384 с.
108. Г. Гулямов, Н.Ю. Шарипбаев. ФТП, **45**, 178 (2011).
109. Г. Гулямов, У.И. Эркабоев, Н.Ю. Шарипбаев. ФТП, **48**, 1323 (2014).
110. Б. Ридли. Квантовые процессы в полупроводниках (М., Мир, 1986).  
304с. В.К.Ridley. Quantum processes in semiconductors. Clarendon Press. 1 Oxford.1982.
111. Сайт Центра довузовской подготовки Томского политехнического университета// <http://ens.tpu.ru>
- 112.Мигдал А.Б. Квантовая физика для больших и маленьких. М.: Наука. 1989.144 с. (Б-чка «Квант». Вып. 75).
- 113.Сайт школ московского округа  
[//http://schools.keldysh.ru](http://schools.keldysh.ru)
- 114.Демиховский В.Я. Квантовые ямы, нити, точки. Что это такое? // Соросовский образовательный журнал. 1997. № 5. С. 80-86.
- 115.Физика: учебник для 11 класса с углубленным изучением физики / под ред. А.А. Пинского, О.Ф. Кабардина. М.: Просвещение, 2005.
116. Алферов Ж.И. Наноматериалы и нанотехнологии / Ж.И. Алферов и др. // Нано- и микросистемная техника. 2003. № 8.
- 117.Нанотехнологии: Азбука для всех / под ред. Ю.Д. Третьякова. М.: ФИЗМАТ ЛИТ, 2008.
- 118.Кобаяси Н. Введение в нанотехнологию: пер. с яп. / Н. Кобаяси. М.: БИНОМ. Лаборатория знаний, 2007.
- 119.Хартманн У. Очарование нанотехнологии: пер. с нем. / У. Хартманн. М.: БИНОМ. Лаборатория знаний, 2008.
- 120.Гольдин Л.Л. Квантовая физика. Вводный курс / Л.Л. Гольдин, Г.И. Новикова. М.: Ин-т компьютерных исследований, 2005.
- 121.[www.physicweb.org/article/news/7/6/16](http://www.physicweb.org/article/news/7/6/16)

# МУНДАРИЖА

## НАНОФИЗИКА

<b>1 - БОБ. ГЕТЕРОТУЗИЛМАЛАР, ЎТА ПАНЖАРАЛИ ЯРИМ ҮТКАЗГИЧЛАР</b> .....	<b>8</b>
1.1. ГЕТЕРОТУЗИЛМАЛАР ВА УЛАРНИНГ ТАБАҚАЛАНИШИ (АСОСИЙ ТУШУНЧАЛАР).....	8
1.2. ЎТА ПАНЖАРАЛИ ЯРИМ ҮТКАЗГИЧЛАРНИНГ ТАБАҚАЛАНИШИ .....	13
<b>2-БОБ. НАНОТУЗИЛМАЛАРДА КВАЗИЗАРРАЛАР</b> .....	<b>15</b>
2.1. КВАНТЛАШГАН ҲУРАЛАРДА ЭЛЕКТРОНЛИ ҲОЛАТЛАРНИНГ ҲАМЛАМИ КВАНТЛАШИШИ	15
2.2. КВАНТЛАШГАН ИПЛАР ВА НУҚТАЛАР .....	19
<b>3-БОБ. ҲАМЛАМИ КВАНТЛАШГАН ЯРИМ ҮТКАЗГИЧЛИ ТИЗИМЛАР</b> .....	<b>21</b>
3.1.-§. ПАСТ ҲАМЛАМИ ТОК ТАШУВЧИЛАРНИНГ ЭНЕРГИЯВИЙ СПЕКТРИ .....	21
3.2.-§. ПАСТ ҲАМЛАМИ ТИЗИМЛАРДА ЭЛЕКТРОНЛАРНИНГ СТАТИСТИКАСИ .....	24
3.3.-§. $GaAs / Al_xGa_{1-x}As$ ТУРДАГИ ЎТА ПАНЖАРАЛАРДАГИ ИККИ ҲАМЛАМИ ЭЛЕКТРОНЛАРНИНГ ФОНОНЛАРДА СОЧИЛИШИ .....	26
<b>4- БОБ. ЯРИМ ҮТКАЗГИЧЛИ НАНОТУЗИЛМАЛАРДА ТОК ТАШУВЧИЛАРНИНГ ЭНЕРГЕТИК СПЕКТРЛАРИНИ ҲИСОБЛАШ УСУЛЛАРИ</b> .....	<b>31</b>
4. 1-§. ОДДИЙ ЗОНАЛИ ЯҚИНЛАШИШ .....	31
4.2.-§. МУРАККАБ ЗОНАЛИ ЯҚИНЛАШИШ .....	37
4.3. КЕЙН МОДЕЛИДА ҲАМЛАМИ КВАНТЛАШИШ .....	45
4.4. КҲЧИРИШ МАТРИЦАСИ МЕТОДИ. ЎТА ПАНЖАРАЛАРДА ЭЛЕКТРОНЛАР, ФОНОНЛАР ВА ФОТОНЛАР .....	47
4.5. ЭЛЕКТРОНЛАР .....	49

## НАНОЭЛЕКТРОНИКА

<b>1. ЯРИМ ҮТКАЗГИЧЛИ ЭЛЕКТРОНИКА</b> .....	<b>50</b>
§1. ЭЛЕКТР – ИНСОНИАТНИНГ БУЮК КАШФИЁТИ .....	50
§2. ЭЛЕКТРОНИКА ВА МИКРОЭЛЕКТРОНИКА АСОСЛАРИ .....	52
§3. ЯРИМ ҮТКАЗГИЧЛИ ЭЛЕКТРОНИКА АСОСЛАРИ .....	54
<b>II. ГЕТЕРОҲТИШЛАРНИНГ ЗОНА ЭНЕРГЕТИК ДИАГРАММАЛАРИ ВА ҲЗИГА ҲОС ХУСУСИЯТЛАРИ</b> .....	<b>55</b>
<b>КИРИШ</b> .....	<b>55</b>
§1. ГЕТЕРОҲТИШЛАРНИНГ ЗОНА ЭНЕРГЕТИК ДИАГРАММАЛАРИ.....	55
§2. ГЕТЕРОҲТИШЛАРНИНГ ЭЛЕКТРИК ВА ФОТОЭЛЕКТРИК ХОССАЛАРИ .....	58
1. ОПТИК ОЙНА ЭФФЕКТИ .....	58

2. БИР ТОМОНЛАМА ИНЖЕКЦИЯ.....	59
3. СУПЕРИНЖЕКЦИЯ ЭФФЕКТИ.....	60
4. ЗОНА ИЧИДАГИ ТУННЕЛЛАНИШ .....	61
5. ТАҚИҚЛАНГАН ЗОНАСИ КЕНГЛИГИ ЎЗГАРУВЧАН БЎЛГАН КРИСТАЛЛДА АСОСИЙ БЎЛМАГАН ЗАРЯД ТАШУВЧИЛАР ХАРАКАТИ.....	62
§3. ГАЛЛИЙ АРСЕНИД - АЛЮМИНИЙ АРСЕНИД ТИЗИМИДАГИ ГЕТЕРОЎТИШЛАР .....	63
§4. ГЕТЕРОТУЗИЛМАЛАРНИ ТАЙЕРЛАШ ТЕХНОЛОГИЯЛАРИ.....	67
1. СУЮҚ ФАЗАДАН ЙЎНАЛИШЛИ ҚАТЛАМ ЎСТИРИШ.....	68
2. ЙЎНАЛИШЛИ ҚАТЛАМ ЎСТИРАДИГАН ҚУРИЛМА.....	70
3. ЛЕГИРЛАНМАГАН ТОЗА ГАЛЛИЙ АРСЕНИД ҚАТЛАМИНИ ЎСТИРИШ.....	72
<b>III. ГЕТЕРОЎТИШЛИ ЯРИМЎТКАЗГИЧ АСБОБЛАР.....</b>	<b>75</b>
§1. КЕНГ ЭМИТТЕРЛИ БИПОЛЯР ГЕТЕРОТРАНЗИСТОРЛАР.....	75
§2. КЕНГ ЭМИТТЕРЛИ ГЕТЕРОТРАНЗИСТОРЛАРНИНГ ЧАСТОТАВИЙ ХОССАЛАРИ.....	77
§3. ИККИ ГЕТЕРОЎТИШЛИ ТРАНЗИСТОРЛАР.....	79
§4. ВАРИЗОН БИПОЛЯР ТРАНЗИСТОРЛАР.....	81
§5. ГЕТЕРОЎТИШЛАР АСОСИДАГИ ИМПУЛЬС ТРАНЗИСТОРЛАРИ.....	82
§6. ФОТОН-ИНЖЕКЦИОН ТРАНЗИСТОРЛАР.....	83
§7. ГЕТЕРОЎТИШЛАР АСОСИДАГИ МАЙДОН ТРАНЗИСТОРЛАРИ.....	85
§8. ВЕРТИКАЛ МАЙДОН ТРАНЗИСТОРЛАРИ.....	87
<b>IV. НАНОЭЛЕКТРОНИКАГА КИРИШ.....</b>	<b>91</b>
КИРИШ.....	91
ИККИ ЎЛЧАМЛИ ЭЛЕКТРОН ГАЗ.....	91
БИР ЎЛЧАМЛИ ЭЛЕКТРОН ГАЗ.....	92
НОЛЬ ЎЛЧАМЛИ ЭЛЕКТРОН ГАЗ. КВАНТ НУҚТАЛАР.....	93
§1. ИККИ ЎЛЧАМЛИ ЭЛЕКТРОН ГАЗ АСОСИДА ИШЛАЙДИГАН МАЙДОН ТРАНЗИСТОРЛАРИ.....	96
§3. МЕТАЛЛ БАЗАЛИ ТРАНЗИСТОРЛАРНИНГ ФОТОЭЛЕКТРИК ХОССАЛАРИ.....	103
§4. ВЕРТИКАЛ ФОТОСЕЗГИР ҚУРИЛМАЛАРДА ЭЛЕКТРОНЛАРНИНГ БАЛЛИСТИК КЎЧИШИНИ ЎРГАНИШ.....	104
§5. ВЕРТИКАЛ ФАТОҚАРШИЛИКЛАРНИНГ ФОТОЭЛЕКТРИК ХОССАЛАРИ.....	108
<b>V. КВАНТ ЎРА ВА КВАНТ НУҚТА АСОСИДАГИ ЯРИМЎТКАЗГИЧ АСБОБЛАР.....</b>	<b>112</b>
КИРИШ.....	112
§1. ИККИ ГЕТЕРОЎТИШЛИ ИНЖЕКЦИОН ГЕТЕРОЛАЗЕРЛАР.....	112

§2. КВАНТ ҰРА АСОСИДАГИ ИНЖЕКЦИОН ГЕТЕРОЛАЗЕРЛАР .....	115
§3. КВАНТ НУҚТА АСОСИДА ИШЛАЙДИГАН ИНЖЕКЦИОН ГЕТЕРОЛАЗЕРЛАР .....	116
§4. ТУННЕЛЬ ТРАНЗИСТОРЛАР.....	120
<b>VI-БОБ. НАНОҰЛЧАМЛИ ТУЗИЛМАЛАРДА КВАЗИЗАРРАЧАЛАР ХОЛАТЛАРИНИ ХИСОБЛАШ. СОДДА МАТЕМАТИК МОДЕЛЛАР .....</b>	<b>122</b>
§1. SI ВА GE ДАГИ $D^{(v)}$ МАРКАЗЛАРДА ЭЛЕКТРОНЛАР ЭНЕРГИЯСИНИ ВАРИАЦИОН МОНТЕ- КАРЛО УСУЛИДА БАХОЛАШ. МАССА АНИЗОТРОПИЯСИ.....	122
§2. АНИЗОТРОП $D^{(v)}$ МАРКАЗ ЭНЕРГИЯСИНИ ВАРИАЦИОН МОНТЕ-КАРЛО УСУЛИДА ТАҚРИБИЙ ХИСОБЛАШ .....	124
§3. СФЕРИК ШАКЛДАГИ SI ВА GE НАНОКРИСТАЛЛАРДА ЭЛЕКТРОНЛАР ЭНЕРГИЯСИ ВА ФАЗОВИЙ ТАҚСИМОТИНИ МОНТЕ-КАРЛО МЕТОДИДА ҲАҚИҚАТ.....	128
§4. ПАРАБОЛИК ПОТЕНЦИАЛЛИ КВАНТ НУҚТАДАГИ ПОЛЯРОН КВАЗИЗАРРАЧАСИ ЭЛЕКТРОН-ФОНОН КОРРЕЛЯЦИЯСИНИ РОЛИ.....	131
§5. ПАРАБОЛИК ПОТЕНЦИАЛ ҲАҚИДА ПОЛЯРОННИНГ ЭНЕРГИЯ САТХЛАРИ.....	136
§6. НОПАРАБОЛИК ДИСПЕРСИЯЛИ, КВАЗИ ИККИ ҲАҚИҚАТ ЭЛЕКТРОН ГАЗИНИ ЭНЕРГЕТИК ХОЛАТЛАР ЗИЧЛИГИНИ ТЕМПЕРАТУРАГА БОҒЛАНИШИ .....	143
§7. САТХЛАРНИ ТЕРМИК КЕНГАЙИШИ. Х3 НИ ТЕМПЕРАТУРАГА БОҒЛИҚЛИГИ .....	146
<b>VII-БОБ НАНОТЕХНОЛОГИЯНИНГ РИВОЖЛАНИШ ТАРИХИ ВА НАНОТУШУНЧАЛАР ҲАҚИДА.....</b>	<b>151</b>
§1. НАНОТЕХНОЛОГИЯНИНГ РИВОЖЛАНИШ ТАРИХИ.....	151
§2. НАНОМАТЕРИАЛЛАР ВА УЛАРНИ ОЛИШ ТЕХНОЛОГИЯЛАРИ.....	156
НАНОМАТЕРИАЛЛАРНИ ГУРУҲЛАШ.....	156
§3. НАНОЗАРРАЧАЛАР .....	158
§4. ФУЛЛЕРЕНЛАР. НАНОҚУВУРЛАР ВА НАНОТОЛАЛАР .....	159
§5. НАНОҒОВАК МОДДАЛАР .....	160
§6. НАНОДИСПЕРСЛАР .....	162
§7. НАНОСТРУКТУРАЛАНГАН СИРТЛАР ВА ПАРДАЛАР .....	163
§8. НАНОКРИСТАЛЛИ МАТЕРИАЛЛАР .....	163
§9. НАНОМАТЕРИАЛЛАРНИ ОЛИШНИНГ ТЕХНОЛОГИЯЛАРИ .....	164
§10. ЛИТОГРАФИЯ.....	165
§11. ЭПИТАКСИЯ.....	166
<b>ХУЛОСА .....</b>	<b>168</b>
<b>АДАБИЁТЛАР.....</b>	<b>171</b>

Рустамжон Расулов, Наимжон Рахимов,

Пазилжон Бойматов, Анварбек пўлатов

# НАНОФИЗИКА ВА НАНОЭЛЕКТРОНИКА АСОСЛАРИ

(Ўқув қўлланма )

МУҲАРРИР:

МАРҒУБА ҚУРБАНОВА

ТЕХ. МУҲАРРИР:

АБДУЛАЗИЗ ТОШПҲЛАТОВ

2016 йил 05 сентябрда теришга берилди. 2016 йил 25 сентябрда босишга ружсат этилди. Бичими 60x84. Ҳажми 11,25 босма табок. Times New Roman гарнитурасида терилди.  
Буюртма – 50. Адади 100 нусха.

**«Наманган» нашриёти Наманган шаҳри, Навоий кўчаси, 36-уй.**

**Тел.: (0369)227-92-14**

**Nashriyot vebсайт: [namnashr.uz](http://namnashr.uz)**

**e-mail: [nvmab@inbox.uz](mailto:nvmab@inbox.uz)**

**Нашриёт лицензия рақами АИ-156 2009 йил 14 августда берилган**

---

**“Fazilatorgtexservis” МЧЖ босмахонасида чоп этилди.**

*Наманган шаҳри, Навоий кўчаси, 72-уй.*

ISBN 978-9943-4672-6



9 789943 467262