



**ЎЗБЕКИСТОН РЕСПУБЛИКАСИ ОЛИЙ ВА ЎРТА  
МАХСУС ТАЪЛИМ ВАЗИРЛИГИ**

**ТЕРМИЗ ДАВЛАТ УНИВЕРСИТЕТИ**

Қўлёзма ҳуқуқида  
УДК 666.11.01.

**АБДУРАХМАНОВ СИРОЖИДДИН ҚЎШОҚОВИЧ**

**Ярим ўтказгич материалларда “кристалл-аморф” фазавий  
ўтишнинг электрофизик хусусиятларга таъсири**

**МУТАХАССИСЛИК: 5A140202-Физика (йўналишлар бўйича)**

**МАГИСТР**

**АКАДЕМИК ДАРАЖАСИНИ ОЛИШ УЧУН ЁЗИЛГАН**

**ДИССЕРТАЦИЯ**

Илмий раҳбар:

проф. Тўраев Э. Ю.

## М У Н Д А Р И Ж А

<b>КИРИШ</b> .....	3
<b>I-БОБ. ҚАТТИҚ ЖИСМЛАР ВА УЛАРНИНГ ХУСУСИЯТЛАРИ.</b>	
1.1. Кристалл қаттиқ жисмлар структураси .....	9
1.2.Аморф жисмлар .....	13
1.3. Кристалл қаттиқ жисмларни ўрганишда учрайдиган муаммолар..	23
1.4. Ярим ўтказгичлар хақида умумий маълумотлар.....	25
1.5. Ярим ўтказгичларнинг электрик хоссалари.....	29
1.6. Ярим ўтказгичларнинг турлари.....	35
1.7. Суюқ ва аморф ярим ўтказгичлар.....	37
1.8. Кристалл ярим ўтказгичларнинг структураси хақида.....	42
1.9.Ярим ўтказгич материалларда Ферми сатҳининг температурага боғлиқлиги.....	43
<b>II –БОБ. ФИЗИКАВИЙ ТАДҚИҚОТ УСУЛЛАРИ.</b>	
2.1. Электрон парамагнит резонанси (ЭПР).....	47
2.2.Масс-спектроскопия.....	52
2.3.Мессбауэр эффекти.....	55
а)мессбауэр коэффициенти	
б) Спектрал линияларнинг формаси ва изомер силжиши	
в) Квадруполь ажралиш	
2.4. Спектроскопик усул турлари.....	64
2.5. Фазавий ўтишларни ўрганишнинг электрофизик усуллари.....	67
2.6. Холл эффекти.....	70
2.7. Икки контактли ўлчаш усуллари.....	75
2.8. Тўрт контактли ўлчаш усули.....	77
2.9. Намуналар синтези .....	80
<b>III - БОБ. ЎТКАЗИЛГАН ТАЖРИБАЛАР НАТИЖАЛАРИ ВА УНИНГ МУХОКАМАСИ.</b>	
3.1. Фазавий ўтишни Мессбауэр спектроскопияси ёрдамида ўрганиш..	83
3.2. Фазавий ўтишда электр ўтказувчанликнинг ўзгариши.....	87
3.3. Оптик шаффоф бўлган жисмларнинг физик хоссалари.....	89
3.4.Оптик жиҳатдан шаффоф бўлган жисмлари спектроскопик усуллар ёрдамида ўрганиш.....	93
<b>ХУЛОСАЛАР.</b>	
<b>Фойдаланилган адабиётлар.</b>	

## КИРИШ

Халқ хўжалигини ривожлантиришда Фан ва техниканинг энг янги ютуқларидан кенг фойдаланиш катта самара беради. Шу билан бирга илмий тадқиқот ишлари ва ишлаб чиқаришга ёшларни жалб қилиш ҳам ютуқлар гаровидир.

Ёшлар ишлаб чиқаришда ҳам, илмий тадқиқот ишларида ҳам ютуқлар сари интилиб ҳаракат қилишлари лозим. Физикавий илмий ютуқлар халқ хўжалиги ривожланишида катта самара бераётгани сабабли талаба ёшлар илмий тадқиқотлар соҳасида жуда интилувчан бўлишлари лозим. Улар физик тадқиқот усулларини ўрганиб улар ёрдамида янгиликлар яратишлари лозим.

Ҳозирги замон физикасининг энг асосий қисми бўлган қаттиқ жисмлар физикаси моддаларнинг структуравий тузилиши ва физик хоссаларини ўрганади. Маълумки, қаттиқ жисмларда уларни ташкил қилувчи атомлар ва молекулалар қатъий тартиб билан жойлашади. Агар бу тартиб икки қўшни атом ёки молекула орасидаги масофадан бир қанча марта катта бўлган масофаларгача сақланса, унинг структураси кристалл тузилишга эга бўлади ва бундай ҳолда узоқ тартиб мавжуд дейилади. Фақат энг яқин қўшни атом ёки молекулалар орасида тартиб мавжуд бўлиб ундан узоқлашган сари бу тартиб бузилиб кетса, бу структурада фақат яқин тартиб мавжуд дейилади.

**Мавзунинг долзарблиги:** Кристалл қаттиқ жисмларда яқин ҳамда узоқ тартиб мавжуд бўлади, лекин бу структура ҳам ўз ички тузилишига қараб монокристалл ва поликристалл структураларга бўлинади.

Фақат яқин тартиби мавжуд бўлиб, узоқ тартиби бўлмаган моддалар аморф қаттиқ жисмлар деб аталади.

Аморф қаттиқ жисмларда узоқ тартиб бўлмагани учун бундай моддалар анизотроп моддалар ҳисобланади. Аморф қаттиқ жисмларнинг структурасида унинг хоссалари ҳар хил нуқталарда ҳар хил ўзгаради. Қаттиқ жисмларнинг структурасини ўрганиш асосида уларнинг кўпгина физик хоссалари аниқланади. Бунинг учун эса барча физик тадқиқот усулларидан фойдаланилади. Қаттиқ жисмлар приборсозликда ва микроэлектроникада ҳам ашё сифатида фойдаланилганлиги сабабли уларнинг кристалл структурали ҳолати ҳам, аморф структурали ҳолати ҳам ўрганилади.

Қаттиқ жисмларнинг шундай бир гуруҳи мавжудки, улар кристалл ёки аморф структурага эга бўлиши билан бир қаторда ўзларининг электрофизик хоссаларига кўра ярим ўтказгич деб аталади. Ана шу ярим ўтказгич хусусиятига эга бўлган материаллар ҳозирги замон приборсозлигида ва микроэлектроникасининг энг асосий ҳам ашёсидир. Шу сабабли ярим ўтказгич материаллар физикавий тадқиқотларнинг энг асосий объектлари ҳисобланади. Ярим ўтказгичли характерга эга бўлган моддаларнинг хусусиятларини ўрганишдан аввал қаттиқ жисмларнинг электрик хусусиятини билишимиз лозим. Қаттиқ жисмларнинг электрик хусусиятларига қараб группаларга ажратишда академик А.Ф.Иоффе томонидан биринчи марта ўрганилган ва ярим ўтказгичлар деб аталадиган материаллар группаси ҳозирги замон физикасида энг кўп ўрганилаётган ва ишлаб чиқаришда қўлланилаётган моддалар ҳисобланади. Ярим ўтказгичли материаллар қўлланилмайдиган ҳалқ хўжалигининг бирорта ҳам тармоғи йўқ. Ушбу материалларнинг кашф қилиниши Фан ва техника соҳасида жуда катта бурилиш бўлди ва инсониятнинг тараққиётига жуда катта рол ўйнайди.

Ярим ўтказгичли материаллар приборсозликда ва микроэлектроникада, қисқаси халқ хўжалигининг барча соҳаларида кенг қўлланилади. Ярим ўтказгичли материалларнинг янги турларини кашф қилиш, маълум характеристикаларга эга бўлган материаллар яратиш учун физиклар, технологлар ва бошқа илмий жамоалар тинимсиз илмий изланишлар олиб бормоқдалар. Чунки янги характеристикаларга эга бўлган ярим ўтказгичли материалларни яратилиши уларнинг халқ хўжалигида қўлланилиши чегараларини кенгайтиради. Шунинг учун ҳам ярим ўтказгичларнинг хусусиятларини ўрганиш, уларга ташқи таъсир яъни электр ёки магнит майдони, нурланиш температурасининг қандай ўзгаришлар беришини ўрганиш, ярим ўтказгичларнинг бир фазовий ҳолатдан иккинчи ҳолатга ўтиши натижасида хусусиятларнинг ўзгаришини ҳозирги вақтда энг актуал муаммолардан ҳисобланади ва бу муаммолар билан барча илмий муассасаларда тадқиқотлар олиб борилмоқда.

**Мавзунинг ўрганилиш даражаси:** ярим ўтказгич материаллардан ясаладиган приборлар табиатан ҳар хил табиий шароитларда ишлатилаётгани сабабли бу ҳолларда уларга ҳар хил ташқи таъсирлар ўз ўзгартиришларини киритишга ҳаракат қилади. Кучли босим, юқори ёки ўта паст температуралар, ёруғлик ва нурланиш ана шундай таъсир кўрсатиши мумкин. Бундай таъсир остида қаттиқ жисм структурасида ўзгариш юз бериб, кўпинча бир структуравий ҳолатдан бошқа структуравий ҳолатга ўтиш юз беради. Бундай процесслар фазавий ўтишлар деб аталади. Фазавий ўтишлар вақтида қаттиқ жисмнинг физик хусусиятлари ҳам ўзгариб кетади. Шу сабабли бундай фазавий ўтиш юз берган қаттиқ жисмлардан ясалган физик приборлар ишлатишга яроқсиз бўлиб қолади. Бундай ҳодисанинг олдини олиш учун кўпинча қаттиқ жисмнинг кристалл ва

аморф структуралари бир хил ташқи таъсир остида ўрганилади ва бир структуравий тузилишдан фазавий ўтишлар туфайли бошқа структуравий тузилишга ўтиб кетганда уларнинг физик хусусиятлари қандай ўзгариши ҳақида маълумотга эга бўлинади. Шунинг учун ҳам физик олимлар қаттиқ жисмларда юз берадиган фазавий ўтишларни жуда актуал муаммо ҳисоблашади ва бу соҳада жуда кўп илмий тадқиқот ишлар олиб борилади.

**Диссертациянинг мақсади:** Спектроскопия ва электрофизик тадқиқот усуллари ёрдамида “кристалл – аморф” фазавий ўтиш вақтида мураккаб структурали ярим ўтказгичда кузатиладиган структуравий ва физик хусусиятлари ўзгаришини ўрганишдир.

**Диссертациянинг вазифалари:** - мураккаб структурали ярим ўтказгич материалларнинг поликристалл ҳолатдан аморф ҳолатга ўтиш структурасида бўладиган ўзгаришни спектроскопик усуллар ёрдамида тажрибада ўрганиш;

- электрофизик усуллар ёрдамида мураккаб структурали ярим ўтказгичда “кристалл – аморф” фазавий ўтишда электр ўтказувчанлигини тажрибалар асосида ўрганиш;

- спектроскопик ва электрофизик усулларда олинган натажаларни илмий адабиётларда берилган натажалар билан ўзаро таққослаш ва шу асосда хулосалар тайёрлаш;

- олинган тажрибавий натажалар асосида илмий тавсиялар тайёрлаш ва ишлаб чиқаришга жорий қилиш;

**Тадқиқот объекти:** Ушбу магистрлик диссертацияси ҳам шундай муаммони ўрганишга бағишланган бўлиб, мураккаб структурали ярим ўтказгич материалда юз берадиган “кристалл – аморф” фазавий ўтишлар натижасида бу материалларнинг физик

хусусиятлари ўзгаришлари бир неча хил физик тадқиқот усуллари ва тажрибалар ёрдамида ўрганилган.

Тажрибалар жараёнида спектроскопик усулларнинг энг сезгир ва энг кўп қўлланиладиган ядровий гамма – резонанс спектроскопияси, электрон парамагнит резонанси, масс-спектроскопия усуллари кенг фойдаланилган. Бундан ташқари электрофизик усуллардан бўлган икки контактли, тўрт контактли тадқиқот усуллари, шунингдек Холл эффектидан фойдаланилган.

Олинган натижалар илмий адабиётларда ушбу йўналишда учрайдиган илмий натижалар билан ўзаро солиштириб кўрилган ва маълум хулосаларга келинган.

**Диссертациянинг тузилиши ва ҳажми:** Магистрлик диссертацияси 3та бобдан иборат бўлиб, шунингдек хулосалар ва фойдаланилган адабиётлар рўйхати ҳам берилган.

Биринчи бобда қаттиқ жисмларнинг асосий қисми бўлган ярим ўтказгичнинг физик хусусиятлари ҳақида умумий маълумотлар ва ўрганилаётган мавзу бўйича илмий адабиётлардан олинган назарий маълумотлар берилган.

Иккинчи бобда тажрибаларда қўлланиладиган спектроскопик ва электрофизик тадқиқот усуллари тавсифи ҳақида маълумотлар жамланган.

Учинчи бобда тажрибалардан олинган натижалар ва уларнинг муҳокамаси келтирилган. Диссертация иши бўйича олинган хулосалар ҳамда фойдаланилган адабиётлар рўйхати ушбу мажмуанинг сўнгида берилган.

**Диссертация иши натижаларига асосланган тавсиялар:** - диссертация мавзуси бўйича олинган натижалар микроэлектроника ва приборсозликда материаллар технологияси жараёнида қўлланилиши мумкин;

- олий таълим муассасаларининг физика ва материаллар технологияси мутахассисликларида махсус курс сифатида таълим жараёни дастурига киритилиши мумкин.

- диссертация натижалари кристалл ва аморф структурали ярим ўтказгичлар хусусиятларини ўзаро таққослаш ва шу асосда керакли хулосалар тайёрлаш мумкин.

- диссертация иши натижаларидан аморф ярим ўтказгичлар бўйича методик қўлланмалар яратишда фойдаланиш мумкин.

## **I-БОБ. ҚАТТИҚ ЖИСМЛАР ВА УЛАРНИНГ ХУСУСИЯТЛАРИ.**

### **1.1. Кристалл қаттиқ жисмлар структураси**

Кристалл структурасига эга бўлмаган ярим ўтказгич металллар алоҳида хусусиятларга эга. Уларни ўрганишдан олдин кристалл структурали материалларнинг баъзи хусусиятларига тўхталиб ўтамиз.

Кристалл – қаттиқ модда, унда атом ва молекулалар жойлашишида уч ўлчамли даврий такрорлаш қатнашади ёки бошқача қилиб айтганда кристаллни ташкил қилувчи заррачалар тартибсиз ҳаракатда қонуний ўлчамли образда жойлашиб, кристалл панжарани ташкил қилади.

Кристалл модданинг эриш процессида элементар ячейкалар  $\xi$  - кичик кенгликдаги тартибда деформацияланади – ячейка қирралари ва улар орасидаги бурчаклар бир қанча ўзгаради. Бундай кичик бузилишларнинг жамланиши натижасида атомлар жойлашишининг узок тартиби ( $\frac{a}{\xi}$ ) масофаларда йўқолади ( $a$ -панжара доимийси).[1]

Элементар ячейкалар эса бир – бирига боғлиқ равишда ҳосил бўлган бурчакларга бурилади.

Кристалллардагидан фарқли равишда суюқликларда ва шишада фақат яқин тартиб сақланиб қолади.

Бир нечта суюқликларнинг аралашмаларини совитиш натижасида шиша кўринишли ҳолатга ўтади ва шунинг учун шиша ҳамда суюқликнинг тузилишида ўхшашликларни кўриш мумкин.

Айрим ҳолда бу ўхшашлик ренгиноструктурали текширишлар орқали тасдиқланган. Шиша ва аралашмаларнинг дифрактограммаларида диффузин ҳалқа деярли бир хил ҳолатларда кузатилади.

Шишанинг суюқликдан фарқи шундаки, охириги иссиқлик ҳаракати атомлар конфигурациясини узликсиз ўзгартиради. Шунда шиша “суюқлик фотографияси” ҳисобланади.

Шишада бир нечта оний конфигурациялари фарқланган. Гамма шишага биринчи аниқликни беради. Шиша кўринишли ҳолатдаги

моддалар кристаллизация марказлар ўсишининг тезлиги нолга тенг бўлган температурада совитилган суюқлик ҳисобланади. Аммо шуни эътиборга олиш керакки, ҳозирги вақтда шиша кўринишли ҳолат назарияси ишлаб чиқилмаган ва “шиша” умумий тушинчаси йўқ. Бу шишанинг оқишидаги каби бир қанча қийин процесслар билан боғлиқ.

Шуни эътиборга олиш керакки, шиша кўринишли ҳолат критериялари ҳақида келишувликга эришилмаган.

Кўпгина текширувчилар қуйидаги критериялар хизмат қилади деб ҳисоблайдилар: дебеграммаларда линияларнинг йўқлиги ва бўлмаслиги, раковестик дарз, шлефларни металл микроскопда қараганимизда бир фазалиги кўринади.

Лекин автор ҳисоблайдики, бу белгилар керакли аммо шиша кўринишли ҳолат идентификацияси учун етарли эмас. Кўрсатилган методлар микроуланишни олишда сезиларли эмас. Шиша кўринишли ҳолатнинг критерияси сифатида инфрақизил областларидаги шаффофлик таклиф қилинади.

Тузилишнинг икки модели олдинга сурилган.

1. А. А. Лебедевнинг шиша – кристалл назарияси.
2. Заҳарченианиянинг узликсиз турлар назарияси.

Заҳарченианиянинг айтишича, шишанинг структураси мос келувчи кристалл структурасига ўхшаш.

Марказий атом атрофида яқин кўшилари нисбатан тартибга солинган. Шунда ячейкаларнинг тасодифий деформацияларнинг йиғиндиси каби кўпгина чиқиб кетган атомларнинг ўз бошимча жойлашишига олиб келади.

Заҳарченианиянинг назарияси экспериментал тасдиқни Уориннинг ўз ходимлари билан қилган ишларида топди. Улар рентген нурларининг дифракцияси методи билан оддий шишалар структурасини аниқладилар.

Шундай қилиб, шиша кўринишли  $SiO_2$  (Кремний икки оксиди кристали каби) тепалари билан боғланган  $SiO_4$  тетраедларини ўз ичига олади, аммо бирлашган тетраедларнинг нисбий ориентацияси ўзгаради (кристалл  $SiO_2$  дан фарқли равишда).

Халкогенитли шишалар учун аналогик ишлар Е. А. Порай – Кошиц ва А. А. Вайполинлар томонидан олиб борилган.

А. А. Лебедев шишада атомларнинг тартибланган ҳолати кичик областлар кристаллар қатнашади, улар бир – биридан аморф фазалари орқали ажратилади деб такидлайди.

Кристаллитларга кўпол чегарали идеал микрокристалл деб қараб бўлмайди: улар марказий қисмда кўпроқ тартибланган ва перифереада аморф вазифалари орқали ажратилади деб такидлайди.

Кристаллидлар бир неча ходисаларда аниқ намоён бўлиши мумкин, бошқа ходисаларда эса структура бир жинсли турга яқинлашади. Кўриб ўтганимиздек, температура ошиши билан кристаллидлар йўқолади ва суюқлик чегарада Заҳариасен типидagi структураларни эгаллайди, гарчи суюқликларда ҳаракатчан, ҳамма вақт ҳосил бўладиган ва йўқоладиган кристалидлар бўлади. [2]

Ҳозирги пайтда тартибланмаган моддаларнинг локал структураларни текширишнинг бир қанча турли хил методлари қўлланилади. Бу методларни икки гурпуага ажратиш мумкин:

1. Тўғри метод.
2. Билвосита метод.

Тўғри методга рентген нурларининг дифракцияси ва электрон микроскопия методларини киритиш мумкин.

Билвосита методга эса қуйидаги методлар киради;

1 – Спектроскопик методлар-электрон парамагнит резонанс (ЭПР), ядро – магнит резонанс (ЯМР), ядро – гамма резонанс (ЯГР), инфрақизил – спектроскопия.

2 – Қаттиқ модданинг электр ўтказувчанлигини ва температурага боғлиқлигини ўлчаш, термостимуллашган ўтказувчанлик, фотоўтказувчанлик, Холл эффекти ва бошқа электрик хусусиятларни ўрганишга асосланган методлар.

Шуни ҳисобга олиш керакки, тўғри методлар (асосан рентген нурларининг дифраксияси) шиша кўриниши ва суюқ моддаларда қўлланилиши бир қанча сабабларга эга ва кўрсатилган моддаларни локал структуралари ҳақида қониқарли, сифатли информация бера олмайди. ЯКР, ЯМР, ЯГР методларининг ҳам қўлланиши шиша структураларини текширишда энди бошланаяпти.

## 1.2. Аморф қаттиқ жисмлар

Юнонча *amorphos* – сўзи бизнингча шаклсиз деган маънони англатади. Табиатда аморф қаттиқ жисмлар кристалл ҳолатидаги жисмлардан камроқ тарқалган.

Аморф ҳолат— модданинг изотроп хоссали бўладиган ва суюлиш нуқтаси (тайинли температураси) бўлмаган қаттиқ ҳолати. Температура ошганда аморф модда аста – аста суюқ ҳолатга ўтади. Бу хусусиятларнинг сабаби аморф ҳолатдаги моддада аморф жойланишда кристалларга хос қатъий (1.1 – расм, а) даврийлик (тартиб) бўлмаганлигидир. Шу билан бир вақтда кўшни зарралар жойлашишида муайян мослашув (яқин тартиб) мавжуд (1.1 – расм, б). Масофа ортиши билан бу мослашув йўқола бошлайди ва бир неча атомлараро масофада йўқолади.

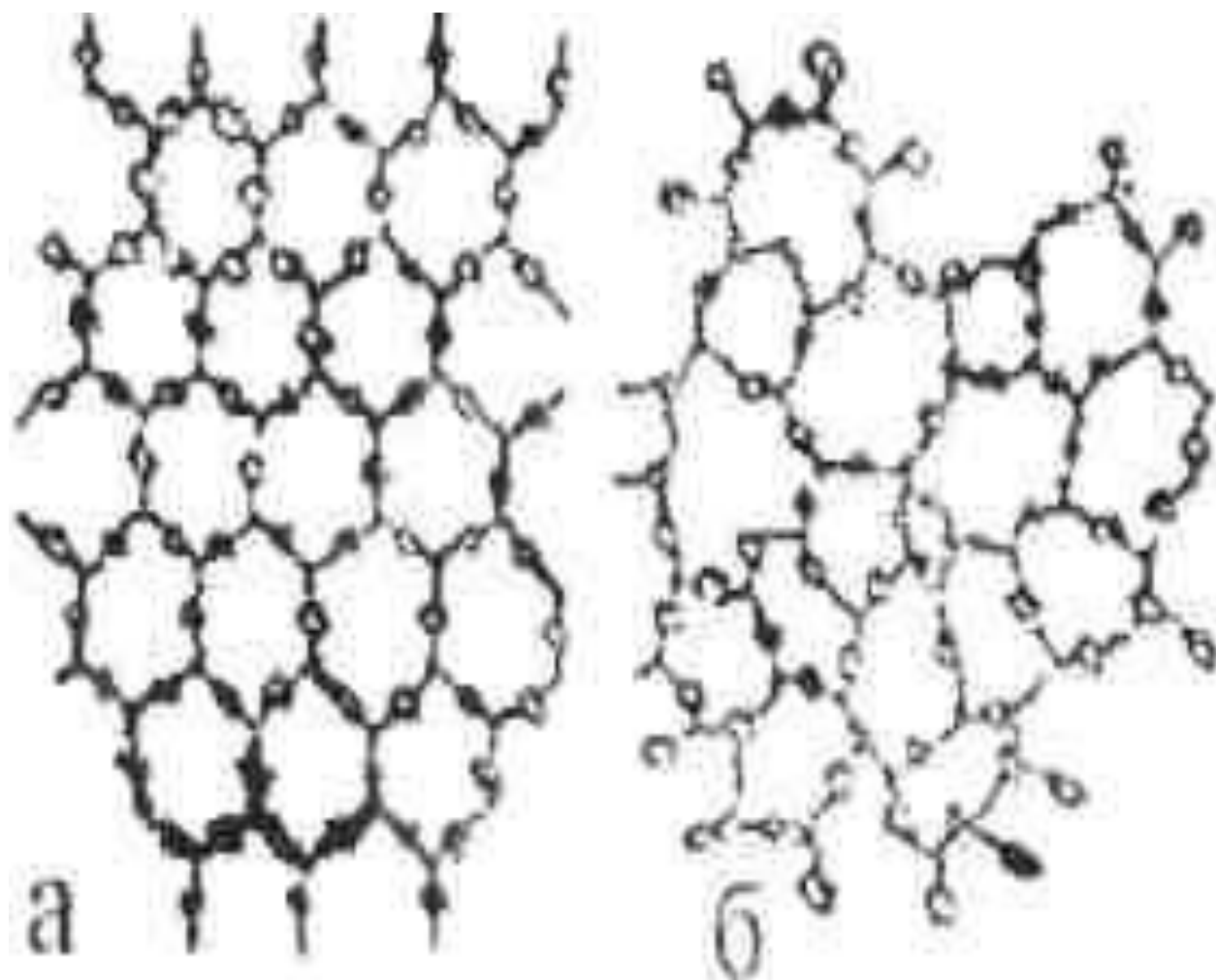
Яқин тартиб суюқликларга ҳам хос, аммо суюқликда (қовушоқлик ортган сари қийинлашади) кўшни зарраларнинг тез ўрин алмашилиши юз беради. Шунинг учун аморф ҳолатдаги қаттиқ жисмни жуда юқори қовушоқликка эга бўлган ўта совуган суюқлик деб қараса бўлади. [3]

Паст температураларда кристалл ҳолатли термодинамик жиҳатдан барқарор бўлади. Бироқ, кристалланиш жараёни мазкур температураларда жуда кўп вақтга чўзилиши мумкин, шунинг учун кристалл ҳолати амалда рўёбга чиқмайди. Суюлмани тез совутганда аморф ҳолат ҳосил бўлади. Масалан, кварцни аввал суюлтирилади, сўнг уни тез совутиб аморф кварц шиша олинади. Дарвоқе, шиша ҳолатдан суюлмага ва суюлмадан шиша ҳолатга ўтиш қайтар жараён бўлиб, у фақат шу турдаги моддаларга хосдир. Шиша ҳосил бўлиш жараёни муайян температура оралиғида юз беради. Модданинг шиша ҳолатидан кристалл ҳолатга ўтиш биринчи жинс фазавий ўтиш бўлади. Кўпи содда моддалар(S, Se, As, P), оксидлар ( $B_2$ ,  $O_3$ ,  $SiO_2$ ,  $FeO_2$  ва бошқалар), сувли эритмалар ( $H_2SO_4$ ,  $H_3PO_4$ ,  $HCL$ ) баъзи элементлар (Ge, As, P) халкогенидлари, баъзи галогенидлар ва карбонатлар сувли эритмалари шиша ҳолатида бўлиши мумкин. Шиша

ҳолатидаги моддада атомлар ва атомлар гуруҳлари орасида устун равишда ковалент боғланиш мавжуд. Қўшни атомлар жойлашишида тартиб борлигини дифференциал тадқиқот усуллари аниқлаб беради.

Шиша ҳолатидаги моддалар изотроп, мўрт, ёрилган сиртда чуқур ҳосил бўлади, кўп ҳолда шаффоф бўлади. Бундай моддаларда қўшалок нур синиш кузатилади, люминесценция амалда кучсиз бўлади, уларнинг кўпи аслига диаметрик бўлиб, сийрак ер элементлари оксидлари қўшилганда улар парамагнитга айланади, электр хоссалари бўйича диэлектрик аммо айримлари ярим ўтказгич ва металл хоссаларга эга бўлади.

Металл шишалар металллар суюлмаларини жуда тез совутганда (совутиш тезлиги  $v \leq 10^6$  град/сек) ҳосил бўлади. Металл шишалар таркиби: ~80% ўтма металллар (Cr, Mn, Fe, Co, Ni, Zr, Pr ва бошқалар) ёки олий металллар ва ~20% кўп валентли металмаслар.



1.1. – расм. а – кристалл, б – аморф қаттиқ жисм тузилиши.

Мисоллар:  $Au_{81}, Si_{19}, Pd_{81}, Si_{19}, Fe_{80}B_{20}$  3 – 5 таркибловчили қотишмалар ҳам мавжуд. Бу моддаларни тадқиқлаш қаттиқ жисмларнинг металлик, магнит ва бошқа хоссаларини ўрганиш имконини беради. Юқори даражадаги мустаҳкамлик билан бирга катта пластиклик ва занглашга нисбатан юқори чидамлилиқ моддалар ва буюмларни мустаҳкамлашда мазкур шиша металллардан фойдаланиш имконини яратади. Уларнинг баъзилари ( $Fe_{80}B_{20}$ ) ферромагнит бўлиб, паст коэрцитив кучга ва юқори магнит сингдирувчанликка эга ва уларни магнит юмшоқ материаллар сифатида қўллаш мумкин. Аморф магнит материалларнинг яна бир муҳим синфи — ўтиш металллар аралашган сийрак ер элементлари қотишмаларидир. [4]

Металл шишаларнинг электр ва акустик хоссаларидан (юқори катталиқли ва температурага суств боғланишли электр қаршилиқ, товушни кам ютиш) фойдаланиш имкониятлари бор.

Юқорида аморф моддаларнинг ярим ўтказгич хоссаларига эга бўлишлиғи айтилмаган эди. Бундай моддаларнинг бир неча хил гуруҳлари бор: ковалент аморф ярим ўтказгич (аморф олатдаги Ge ва Si, GaAs ва бошқалар), оксид шишалар ( $V_2O_5 - P_2O_5$ ), халкогенид шишалар ( $As_{31}, Ge_{30}, Se_{21}, Te_{18}$ ), диэлектрик пардалар ( $SiO_x, Al_2O_3, Si_3N_4$ ) ва бошқалар). Аморф ярим ўтказгични кучли даражада компенсирланган ярим ўтказгич деб қаралади, бунда ўтказувчанлик зонаси “туби” ва валент зонанинг “шипи” флукутацияланади, улар таъқиқланган зона  $E_g$  кенглиғи тартибида бўлади. Ўтказувчанлик зонасида электронлар ва валент зонасидаги коваклар юқори тўсиқлар билан ажралган потенциал чуқурларда жойлашган “томчи” ларга бўлиниб кетади. Паст температураларда аморф ярим ўтказгичнинг электр ўтказувчанлиғи маҳаллий ҳолатлар орасида сақрама тарзда бўлади (сақрама ўтказувчанлик). Юқорироқ температураларда аморф ярим ўтказгичнинг электр ўтказувчанлигини электронларнинг умумлашган ҳолатларига иссиқлик ҳаракати энергияси

эвазига ўтказилиши аниқлайди. Аморф ярим ўтказгичнинг бир қатор ажойиб хоссаларидан турли амалий мақсадларда фойдаланиш мумкин. Халкогенид шишалар спектрининг ИҚ соҳасида шаффоф бўлганлиги, юқори электр қаршиликка ва фотосезгирликка эгаллиги туфайли телевизион трубкаларнинг электрофотографик пластинкаларини тайёрлашда ва голограммаларни ёзишда қўлланилади.

Аморф ярим ўтказгичда юқори омли ҳолатдан паст омли ҳолатга ва аксинча қайта уланиш эффекти ёрқин ифодаланган, у ишга тушиш вақти  $t \leq 10^{-10} - 10^{-12}$  с бўлган элементлар яратиш имконини беради.

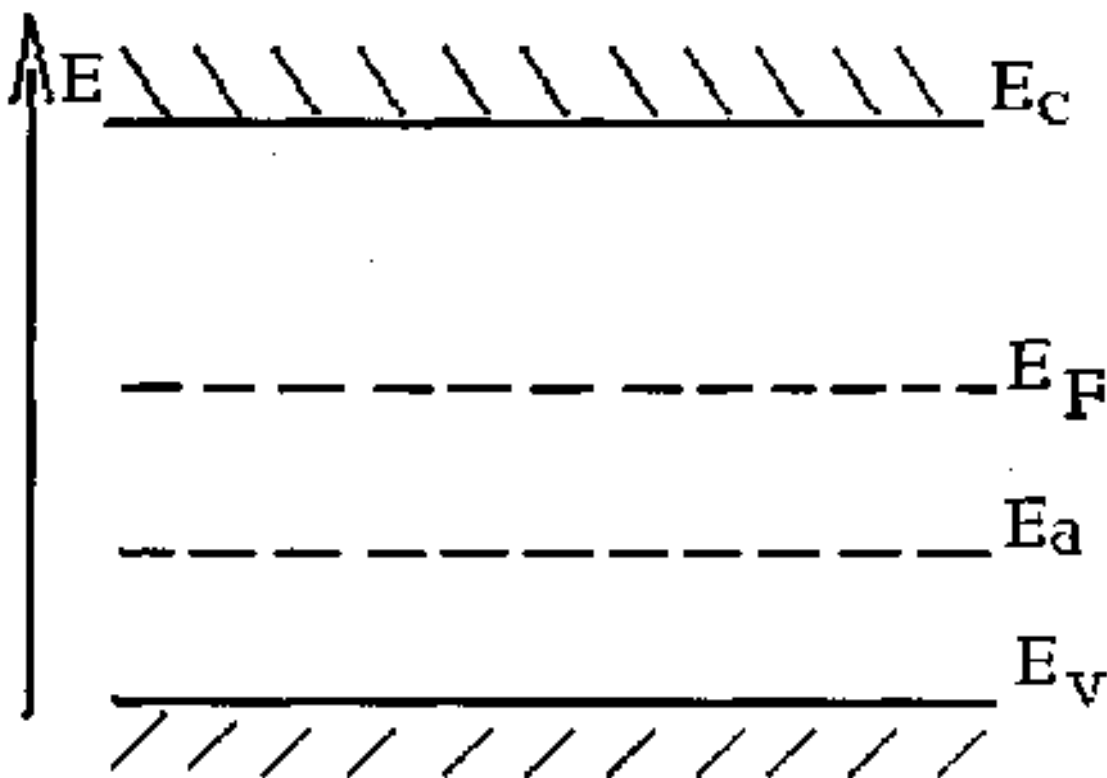
Аморф моддалар ташқи таъсирлар — температура электр, магнит майдонлар, ёруғлик, деформация, киришмалар таъсирида ўз хоссаларини ўзгартира олишлиги билан бир қаторда уларни олишдаги технология жараёнларнинг қандай бориши ва қандай шароитда ўтказилишига боғлиқ бўлади.

Аморф жисмлар структурасида «яқин тартиб» мавжуд бўлиб, «узок тартиб» бўлмайди. Шунинг учун ҳам бундай моддалар анизотроп моддалар ҳисобланади. Яъни аморф қаттиқ жисмнинг структурасида унинг хоссалари ҳар хил нуқталарда ҳар хил ўзгаради. Аморф структурали қаттиқ жисмларни тайёрлашнинг ўзига хос хусусияти бор. Катта температурада суюқ ҳолатга келтирилган, кварц ампуладаги моддани жуда тез совутиш ( $100^{\circ}$  с/сек) йўли билан аморф структура олиш мумкин. Барча қаттиқ жисмлар ҳам аморф структурага эга бўлмайди ва аморф структурага эга бўладиган моддаларнинг эриш температураси ва уни совутиш температураси ҳар хил бўлади. Демак аморф қаттиқ жисмлар учун:

$$\begin{array}{ll}
 a \neq const, & \alpha \neq const \\
 b \neq const, & \beta \neq const \quad \text{ўринли бўлади.} \\
 c \neq const, & \gamma \neq const
 \end{array}$$

аморф структурада нуқтавий нуқсонлар мавжуд бўлгани учун (Френкель, Шоттки нуқсонлари, аралашма атомлар, радиацион нуқсонлар) бу моддаларнинг энергетик спектрида катта ўзгаришлар мавжуд бўлади. Таъқиқланган зонада донор ва акцептор сатҳлар мавжуд бўлади.

$E_d$  – донор сатҳ энергияси,  $E_a$  – акцептор сатҳ энергияси бўлиб, бу сатҳларда электронлар ва коваклар жойлашган. Ташқи таъсир (энергия, майдон, температура) остида донор сатҳидаги электронлар  $E_c$  – ўтказувчанлик зонасига ўтиб, эркин электронга айланиши ва ток ташишда қатнашиши мумкин.



1.2 – расм. Аморф жисмларда ўтказувчанлик зоналар.

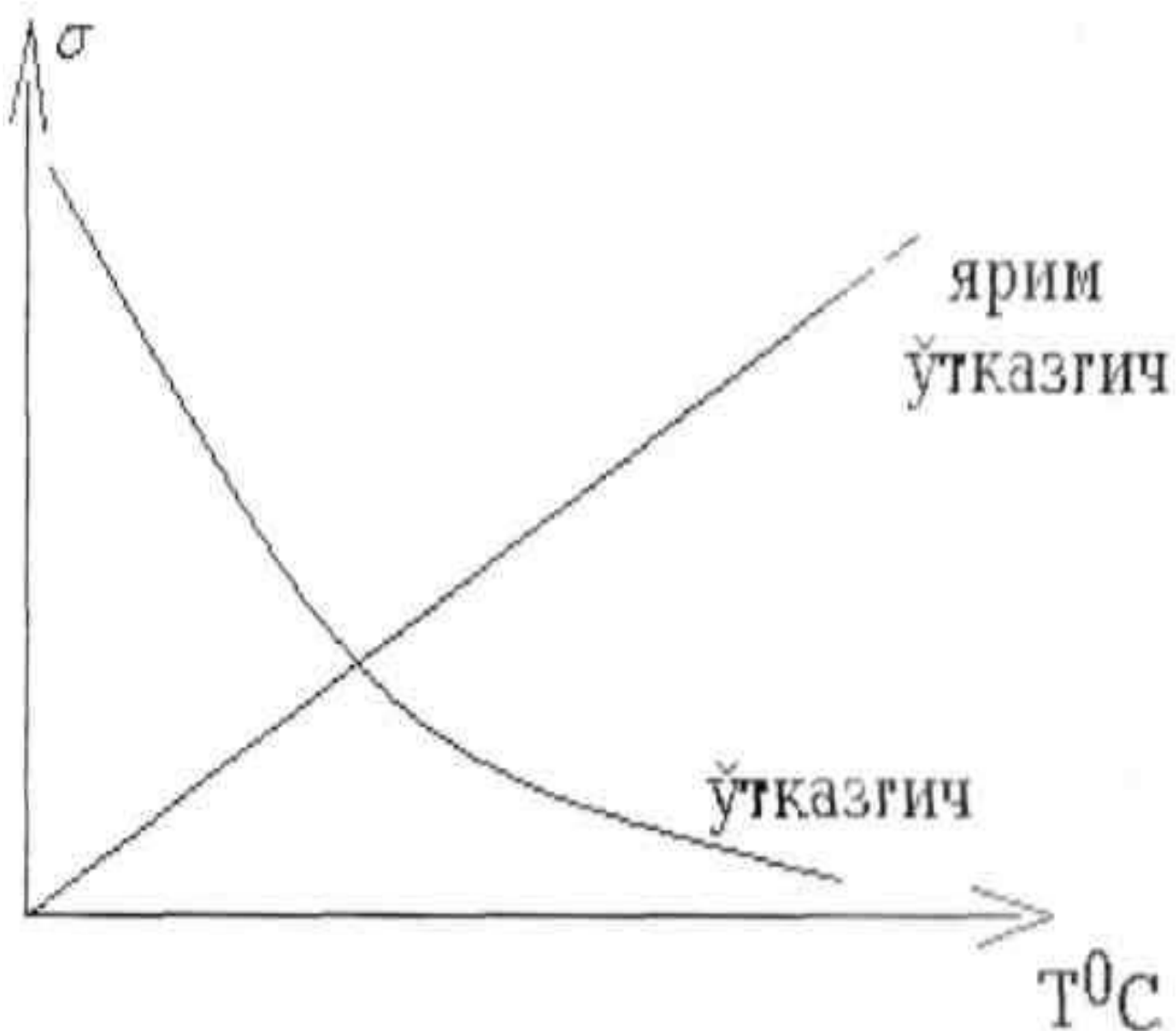
Шунингдек  $E_a$ - акцептор сатҳидаги мусбат тешикчалар яъни коваклар ташқи таъсир остида валент зонага ўтиши ва ўтказувчанликда қатнашиши мумкин.

Аморф қаттиқ жисмлар электик хоссаларига кўра кўпрок ярим ўтказгичлар группасига мансубдир.

Ўтказгич хоссасига эга аморф қаттиқ жисмлар ҳам токни унчалик яхши ўтказмайди.

Аморф қаттиқ жисмларда электр ўтказувчанлик бошқа қаттиқ жисмлар сингари температурага боғлиқ бўлади ва қуйидагича қонуният билан ўзгаради.

Аморф қаттиқ жисмлар ўзларининг магнит хоссаларига кўра кўпроқ диамагнетиклар гуруҳига киради.



1.3 – расм. Аморф жисмларнинг температурага боғлиқ электр ўтказувчанлиги.

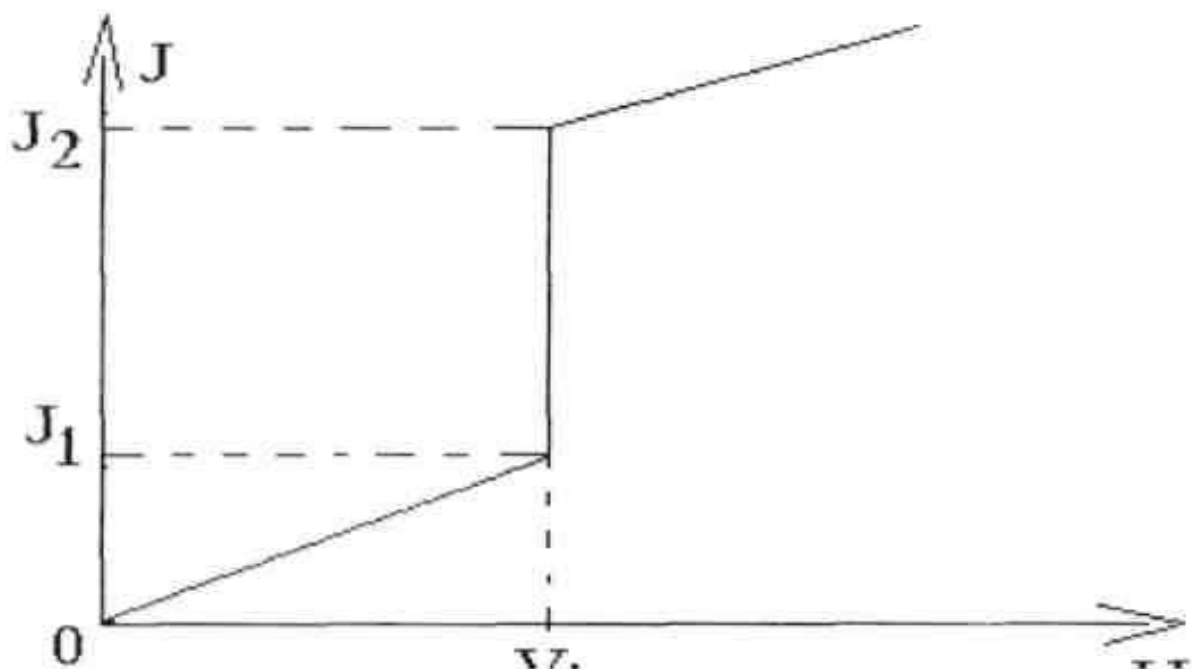
Уларда атомларнинг магнит моментларининг йиғиндиси нолга тенг бўлади:

$$\sum_{n=1}^{\infty} \vec{H}_n = 0 \quad (1.1)$$

Шу сабабли бундай моддалар ташқи магнит майдонига киритилса, улар ташқи майдонни сусайтиради.

Аморф каттиқ жисмлар фан ва техникада кенг қўлланилади. Аморф структурага эга бўлган  $A^3 B^6$  бирикмаларга баъзи аралашма атомлари киритилганда уларда «сакровчи» ўтказувчанлик кузатилади. Бунга мисол қилиб  $AlTe$ ,  $GaTe$  бирикмаларини кўрсатиш мумкин. [5]

«Сакровчи» ўтказувчанликга эга бўлган аморф каттиқ жисмлардан ЭҲМлар учун хотира блоклари яратиш мумкин. Уларнинг электр ўтказувчанлиги, асосан вольт – ампер характеристикаси қуйидаги кўринишга эга бўлади:



1.4 – расм. Ярим ўтказгичларда вольт - ампер характеристикалари.

$U_1$  кучланишда аморф структурадан ўтувчи ток қиймати кескин ошади, яъни «сакраб» ўзгаради. Бунга сабаб шу кучланишда структурада кристалл шнур ҳосил бўлиши ва ундан катта ток ўтишидир.

### 1.3. Кристалл қаттиқ жисмларни ўрганишда учрайдиган муаммолар

Кристалл ва кристалл бўлмаган структурага эга бўлган қаттиқ жисмлар, шу жумладан ярим ўтказгичли материаллар ҳозирги замон приборсозлиги ва микроэлектроникасида жуда катта аҳамиятга эга бўлганлиги учун уларга бўлган қизиқиш тобора ортиб бормоқда. Олмоссимон ярим ўтказгичлар группасида атом оғирлигининг бир текис ошиш натижасида барча хусусиятлари аниқ образли ўзгаради. Улар валент электронларининг ядро билан боғланишининг заифлашувининг олдини олади.

Бирикмани ҳосил қилувчи эркин атомларнинг электрон характеристикаларини ўзгариши монотон эмаслиги учун бу ўзгаришлар номонотон ҳисобланади.

Д. И. Менделиевнинг тахминига кўра унинг жадвалидаги вертикал устунларида жойлашган элементлар хусусиятларининг ўзгариши монотон бўлмаслиги ва худди шунинг учун ҳам номаълум элементларнинг хусусиятларини олдиндан айтиб, уларнинг қийматини нафақат вертикал балки горизонталлигига ўртачалаштирилган. Хусусиятларнинг монотон бўлмаган ўзгаришларнинг ҳосил бўлиши Е. М. Бирон томонидан аниқланган. У буни бешинчи, ва олтинчи, еттинчи группаларнинг асосий подгруппаларидаги элементларни анологик химик бирикмаларда текширилган, у бу ҳодисани иккиламчи даврийлик деб атади.

С. А. Шукаров шуни кўрсатдики, иккиламчи даврийлик ҳодисасида бирикманинг хусусиятлари асосий подгруппаларнинг юқоридан пастга қараб ҳаракатдаги элементлар атомларнинг ионлаш энергияси катталигини даврий ҳаракатини бевосита қайтариш ҳисобланади. Асосий подгруппадаги элементлар энергетик ҳарактеристик изоляцияланган атом ва ионларнинг даврий ҳаракати  $d$  ва  $f$  электрон сатҳининг тўлдирилиши билан боғлиқ. Бу ички  $S$  ва  $P$  электронларнинг ядро билан боғланишнинг мустаҳкамланишига

олиб келади. Ярим ўтказгичларнинг кўпгина хусусиятлари фақат максимум областидаги валент зонаси формуласига боғлиқ бўлади.

Шунинг учун зоналар чегаралари ҳақидаги тасаввур фавқулотда зарур. Олмос ва унинг аналогларининг физика – кимё ва физик хусусиятларининг ўзгариши таъсирининг заифлашуви натижасида юз беради. Валент электронларининг ядро билан боғланишнинг заифлашуви ядронинг охири янги электрон қобиқларнинг экранизациянинг ўсиши орқали бўлади.

Олмоснинг ананал юқори зичлиги унинг структурасидаги атомлар орасидаги масофанинг зич кичкиналашиши билан боғлиқ. Моддаларнинг уланиш кучларини характерловчи микро қаттиқлик олмосдан кўрғошинга ўтишда 0 га тушиб кетади. Шу ўтишда атомларнинг иссиқлик тебранишини амплитудаси ошиши билан иссиқлик ўтказувчанлиги камаяди Дебай температураси камайиши ва озикланиши ошиши аниқланади. [6]

Атомларда боғланишларда заифлашуви билан моддаларнинг хусусиятлари ҳам ўзгаради. Нурланиш энергияси таъқиқланган зонанинг кенглигига мос келади.

Фотоэлектрлик эффектнинг спектрал занжиридаги сезгирликни максимуми оптик спектрда ютилаётган палосаларнинг чегараларига мос келувчи тушаётган ёруғлик тўлқин узунликларда кузатилади.

Таъқиқланган зонанинг кенглиги шу металллар орқали аниқланган бўлиши мумкин.

Моддаларнинг энергетик спектрларнинг тузилиши ярим ўтказгичнинг фотоэлектрик галвонамагнит ва бошқа физик хусусиятлари асосида яратади.

#### 1.4. Ярим ўтказгичлар ҳақида умумий маълумотлар

Қаттиқ жисмлар электр ўтказувчанлигига қараб 3 гурпага бўлинади:

- Ўтказгичлар
- Диэлектриклар
- Ярим ўтказгичлар

Ярим ўтказгичларнинг электр ўтказувчанлиги температура ортиб бориши билан қуйидаги қонунга мувофиқ ортиб боради:

$$\sigma = \sigma_0 \cdot e^{-\frac{b}{T}} \quad (1.2)$$

Бу ерда  $T$ -абсолют температура в-гурли ярим ўтказгичларга мос доимий катталиқ. Одатда температура ортиб бориши билан электр ўтказувчанлиги

$\sigma = \frac{1}{\rho}$  бўлганлиги туфайли солиштирма қаршилиқ кескин камайиб кетади .

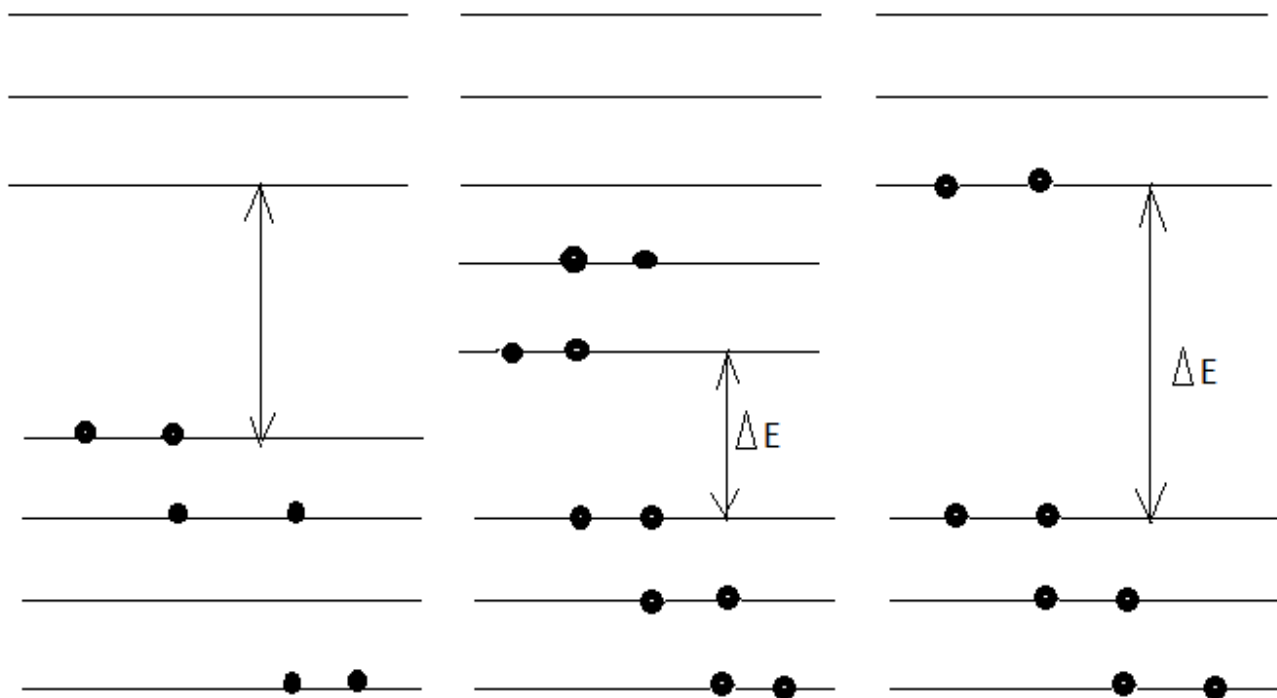
Мисол учун соф кремнийда  $20^{\circ}\text{C}$  да солиштирма қаршилиги  $\rho = 6 \cdot 10^7 \text{ Ом} \cdot \text{см}$  бўлса,  $700^{\circ}\text{C}$  да  $\rho = 0,1 \text{ Ом} \cdot \text{см}$  бўлиб қолади. Жуда паст ҳароратларда ярим ўтказгич диэлектрик бўлиб қолади.

Ҳарорат кўтарилганда ўтказувчанликнинг ортишига сабаб шуки, иссиқлик ҳаракати ярим ўтказгичларда кристалл панжара билан камроқ боғланган эркин электронларни кўпайтиради. Ёруғлик майдон ёки ҳарорат бериш йўли билан энергия бериш ҳам ярим ўтказгичларнинг электр ўтказувчанлигини оширади.

Шунинг учун ярим ўтказгичларнинг бу хусусиятидан жуда кўп мақсадларга жумладан микроэлектроникада фойдаланилади. Ток ташувчи зарядли зарралар ярим ўтказгичларнинг ўтказувчанлик зонасида бўлиб, уларнинг сони:

$$n = a \cdot e^{-\frac{b}{2kT}} \quad (1.3)$$

формула билан аниқланади.



-расм. Ўтказгич (в), диэлектрик (а) ва ярим ўтказгич (с) материалларда тақиқланган зона ва энергетик сатхлар

Электр ўтказувчанликнинг температурага боғлиқлиги қуйидагича бўлади;

$$\sigma = \sigma_o \cdot e^{-\frac{b}{2kT}} \quad (1.4)$$

Ярим ўтказгичларнинг электр ўтказувчанлигининг яна бир хусусияти шундан иборатки, электронлар пастки зонадан юқори зонага ўтганида бўш ўринлар “коваклар” ҳосил бўлади. Пастки зонада коваклар бўлиши бу зонада ҳам электронларнинг бўш ўринларга ковакларга ўтиб электр ўтказувчанлигида иштирок қилишига олиб келади. (1.5-расм).

Соф ярим ўтказгичларда электр токини электронлар ва коваклар ташийди. Соф ярим ўтказгичнинг электр ўтказувчанлиги хусусий ўтказувчанлик деб аталади. Хусусий ўтказувчанлик умумий ҳолда қуйидаги формула билан аниқланади;

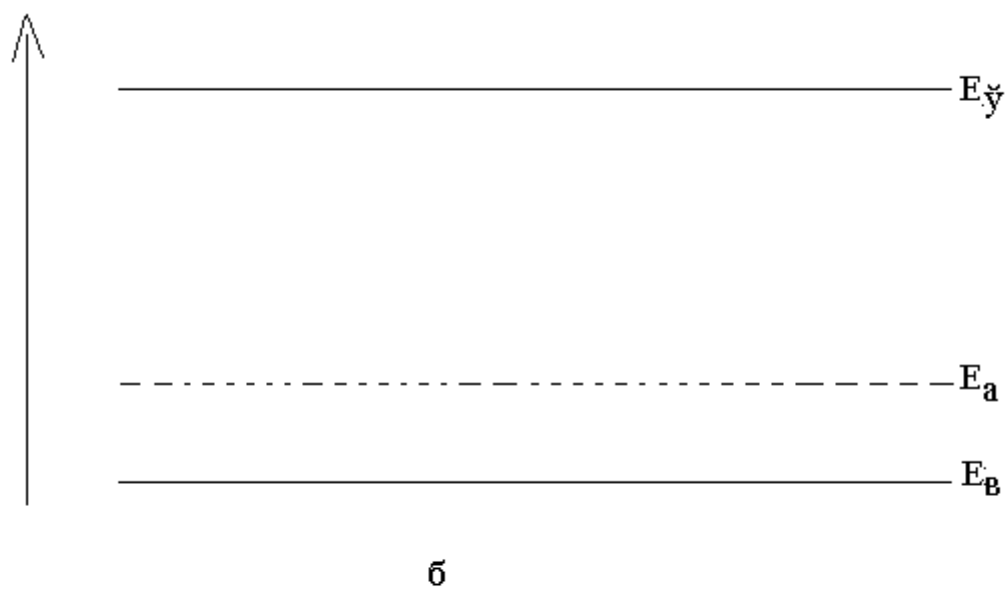
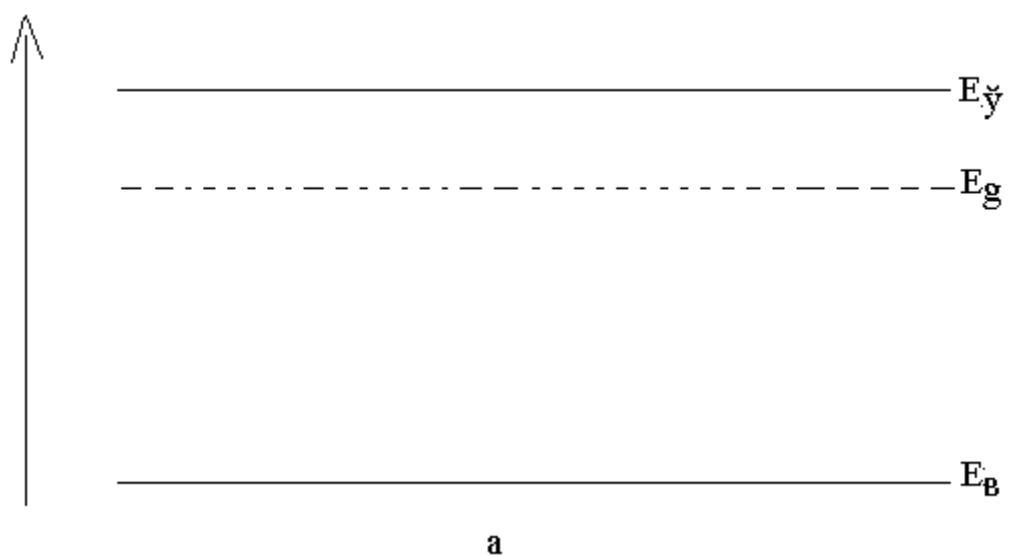
$$\sigma = e \cdot n \cdot \mu_n + e \cdot p \cdot \mu_p \quad (1.5)$$

Бу ерда  $e$  – электрон заряди,  $\mu_n, \mu_p$  - электронлар ва тешикларнинг ҳаракатчанлиги.

Ҳар қандай юқори даражада тозаланган ярим ўтказгичларда ҳам бегона атомлар яъни аралашмалар бўлади. Аралашма атомларининг электронлари ёки тешиклари ток ташишда қатнашса бундай ўтказувчанлик аралашмали ўтказувчанлик дейилади. [7]

Ярим ўтказгичларда донор ва акцептор аралашма атомлари бўлиб улардонор ўтказувчанлик ёки акцептор ўтказувчанлик ёки акцептор ўтказувчанлик ҳосил қилади (1.6-расм).

Аралашма атомлари ярим ўтказгичларга синтез ёки диффузия йўли билан киритилиши мумкин. Аралашма атомлари киритиш йўли билан ҳар хил хусусиятли ярим ўтказгичли материаллар яратиш мумкин. Шунинг учун ҳам ҳозирги замон микроэлектроникасида приборлар ясаш учун қўлланиладиган ярим ўтказгичли материалларнинг кўп қисми аралашмали ўтказувчанликка эга бўлган ярим ўтказувчан материаллардир.



Донор ваакцептор аралашмалар ҳосил  
қилган энергетик сатхлар

## 1.5. Ярим ўтказгичларнинг электрик хоссалари

Қаттиқ жисмларнинг энг асосий хусусиятларидан бири бўлган электрофизик хусусиятини ўрганишдан олдин, қаттиқ жисмларни электрик хусусиятига қараб группаларга ажратиб олиш лозим.

Барча материалларни электрофизик хусусиятларига кўра кўпинча 3 та группага бўлинади:

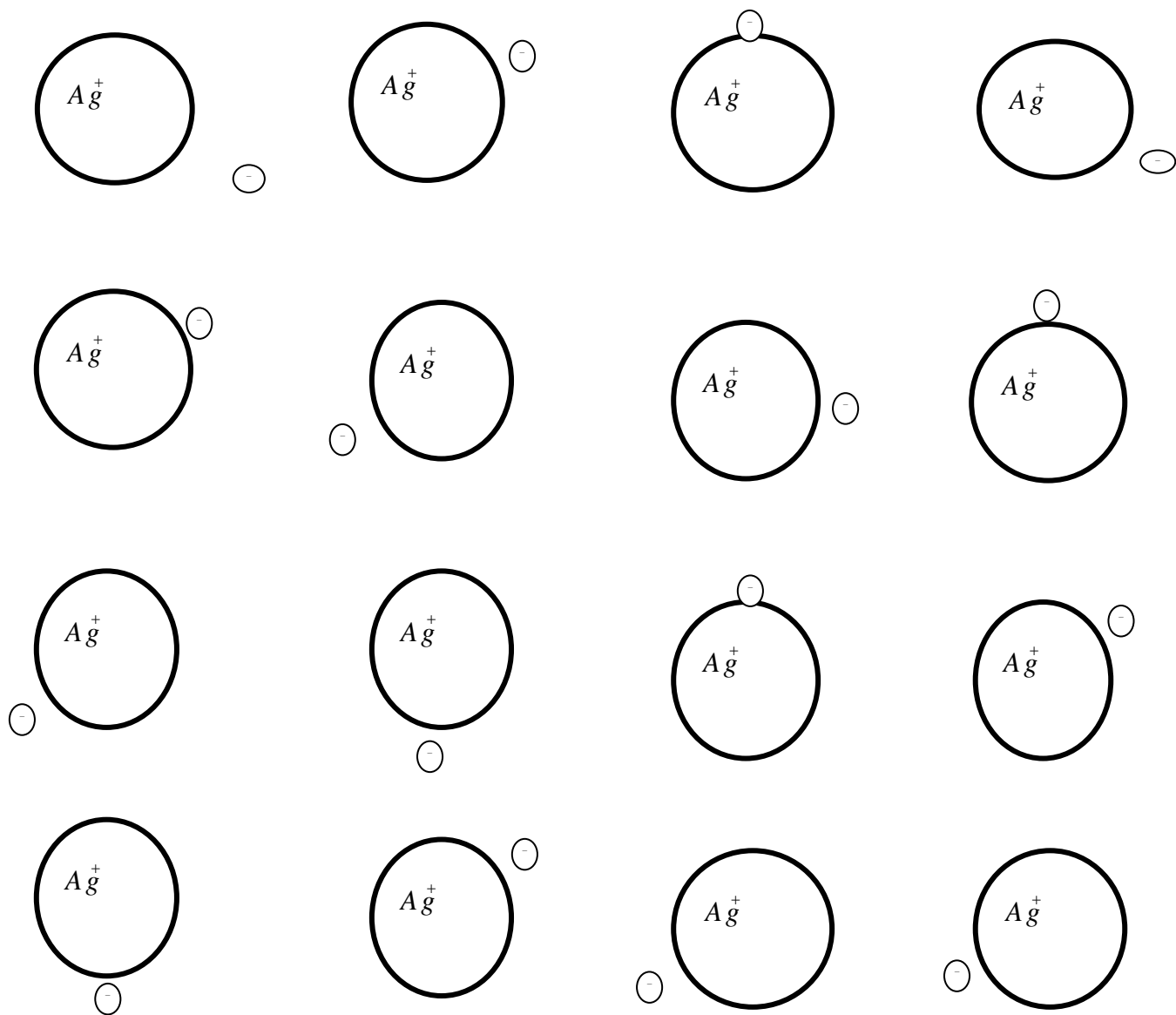
Лекин диэлектриклар ток ўтказмаганлиги сабабли, улар материалларнинг электрофизик хусусиятларини белгилай олмайдилар ва шунинг учун ҳам материаллар кўпинча 2 та группага бўлинадилар:

- Ўтказгичлар (металлар)
- Ярим ўтказгичлар

Диэлектрикларни эса кўпинча тақиқланган зонасига қараб “кенг зонали ярим ўтказгичлар” деб аташ ҳам кўп қўлланилади.

Металл- бу ҳар бир атомнинг ёнида албатта битта эркин электрони бўлган моддadir. 1.7-расмда металлларнинг типик вакили бўлган кумуш элементининг кристалл панжараси берилган. Ҳар бир кумуш атоми 47 та электронга эга бўлиб шулардан 46 таси шу атом ядроси билан жуда қаттиқ боғланган, лекин битта электрон химик боғланишда қатнаша олади. Бу унинг валент электронидир. [8]

Кумуш атомларидан кристалл панжара ҳосил қилганда ҳар бир атом битта валент электронидан ажралади. Мусбат  $Ag^+$  ионлар кристалл панжара ҳосил қилади, валент электронлар эса бу панжара ичида ҳеч кимга тегишли бўлмасдан кристалл ичида эркин ҳаракат қила олади. Электронлар металл ичида тартибсиз ҳаракат қиладилар ва ҳаракат ташқи температурага боғлиқ бўлади. Электронлар ўз ҳаракатлари давомида панжара ионлари билан тўқнашадилар ва уларнинг ҳаракат йўналиши ва тезликлари ўзгаради. Буни кўпинча “панжара тебранишларида электронларнинг сочилиши” деб юритилади.



1.7-расм. Кумуш элементининг кристалл панжараси

Металларда ток ўтказиш учун унга  $E$  кучланишли электр майдони қўйилса электронларнинг тартибли ҳаракати юзага келади ва ток ҳосил бўлади.

$$J = \sigma \cdot E \quad (1.6)$$

Бу ерда  $\sigma$  -солиштирма ўтказувчанлик,  $J$  -материал орқали ўтган токнинг зичлиги бўлиб бирлик юзада бирлик вақт ичида ўтган заряд микдоридир.

Классик электрон назарияда оддий ўтказувчанлик:

$$\sigma = e \cdot n \cdot \mu \quad (1.7)$$

Бу ерда  $e$ -электрон заряди,  $n$ -ток ташувчи электронларнинг концентрацияси,  $\mu$ -электронларнинг ҳаракатчанлигидир.

Илмий адабиётларда системалашган ўлчов бирликлари: сантиметр(см), вольт(в), секунд(с), каби бирликлар қўлланилади ва шунинг учун ҳам ўтказувчанлик, ҳамда ҳаракатчанлик қуйидаги ўлчамларга эга бўлади.

$$(\sigma) = (\text{Ом}^{-1} \text{ см}^{-1})$$

$$(\mu) = (\text{см}^2 \text{ в}^{-1} \text{ с}^{-1}) \quad (1.8)$$

Металларнинг уй температурасидаги ўтказувчанлиги ўртача  $10^3 \div 10^6 \text{ Ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$  тенг бўлади.

Масалан: Кумуш метали учун ўтказувчанлик  $6.3 \cdot 10^5 \text{ Ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$  га тенг. Металларнинг температураси оширилса уларнинг электр ўтказувчанлиги камайиб боради:

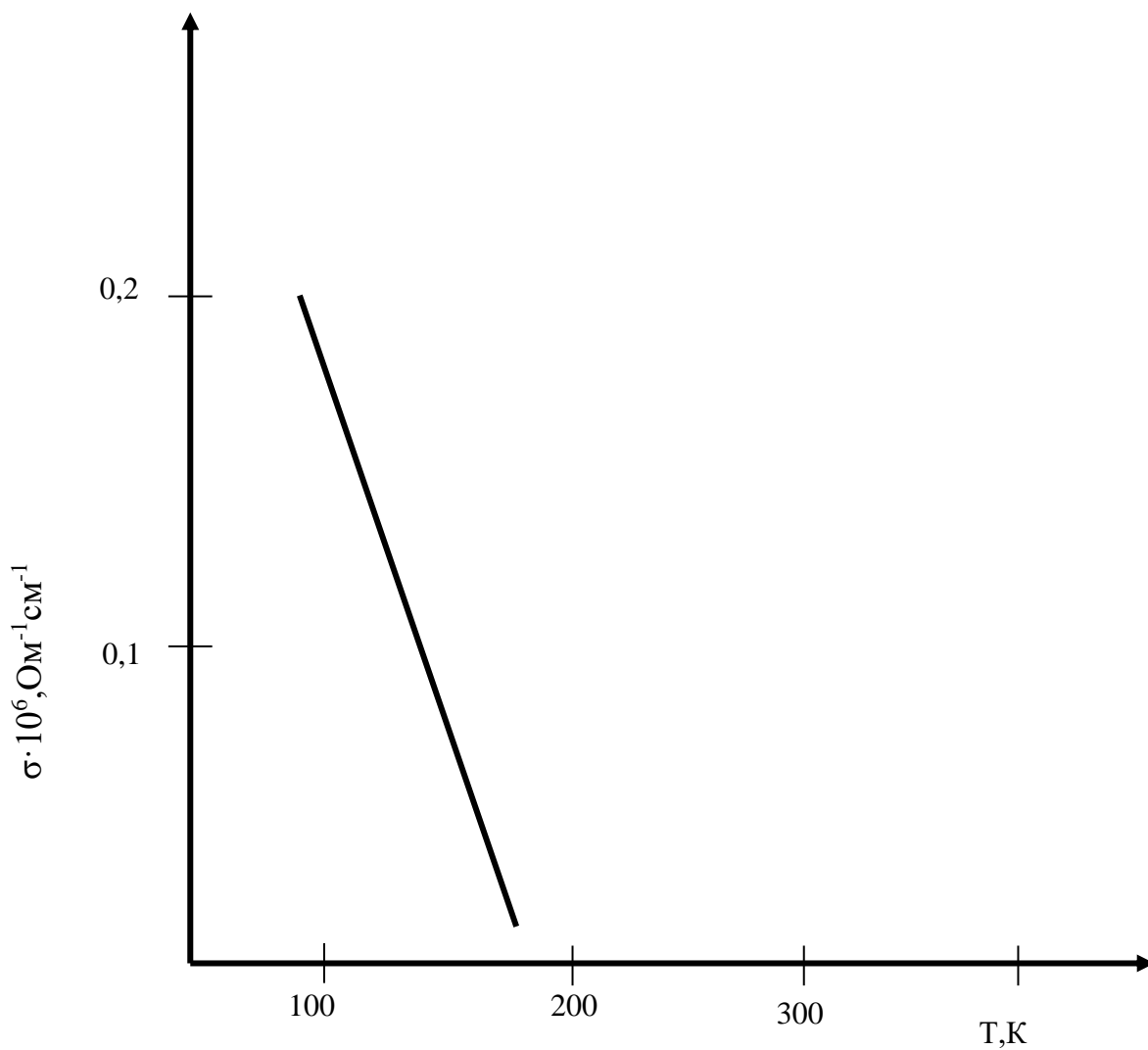
$$\sigma = \sigma_0 T / T_0 \quad (1.9)$$

$\sigma_0$ -уй температурасидаги ўтказувчанлик  $T = 300 \text{ К}$

Қуйидаги 1.8-расмда қўрғошин металининг электр ўтказувчанлиги температурага боғлиқлиги берилган. Металларда ток ташувчи электронларнинг концентрацияси температурага боғлиқ эмас, демак ток ташувчиларнинг ҳаракатчанлиги температурага боғлиқ бўлади:

$$\mu \sim T^{-n} \quad (1.10)$$

Шунинг учун ҳам металларда электр ўтказувчанлик температурага тескари пропорционал булади.



1.8-расм

Қўрошин элементининг электр ўтказувчанлигининг температурага боғлиқлиги.

Ярим ўтказгичларда электр ўтказувчанликда уй температурасида ўртача  $10^{-10} \div 10^3 \text{ Ом} \cdot \text{см}$  булади. Масалан, кремнийнинг электр ўтказувчанлиги унинг тайёрланиш технологиясига боғлиқ ҳолда  $\sigma = 10^4 \div 4 \cdot 10^4 \text{ Ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$  гача ўзгариб боради.

Тоза ярим ўтказгичда электр ўтказувчанлик температура ошиши билан пропорционал ортиб ,экспоненциал қонунга бўйсинади:

$$\sigma = \sigma_0 \exp(-E_\sigma/kT) \quad (1.11)$$

Бу ерда  $\sigma_0$ -бошланғич ўтказувчанлик,  $E_\sigma$ -ўтказувчанликнинг активацияси энергияси  $k=86 \cdot 10 \text{ эВ} \cdot \text{град}^{-1}$  –Больцман доимийси.

Қуйидаги 1.9-расмда тоза кремнийнинг электр ўтказувчанлигининг температурага боғлиқлиги берилган. Тоза ярим ўтказгичларнинг электр ўтказувчанлиги уларни ёруғлик билан ёритишга боғлиқ бўлиб ёритилганда уларнинг ўтказувчанлиги бир неча даражага ошиб кетиши мумкин.

Ярим ўтказгичлар электр ўтказувчанлигининг температурага боғлиқлигининг графиги кўпинча ярим логарифм координаталарида берилади, бунинг учун эса қуйидаги логарифмлаш ўтказилади:

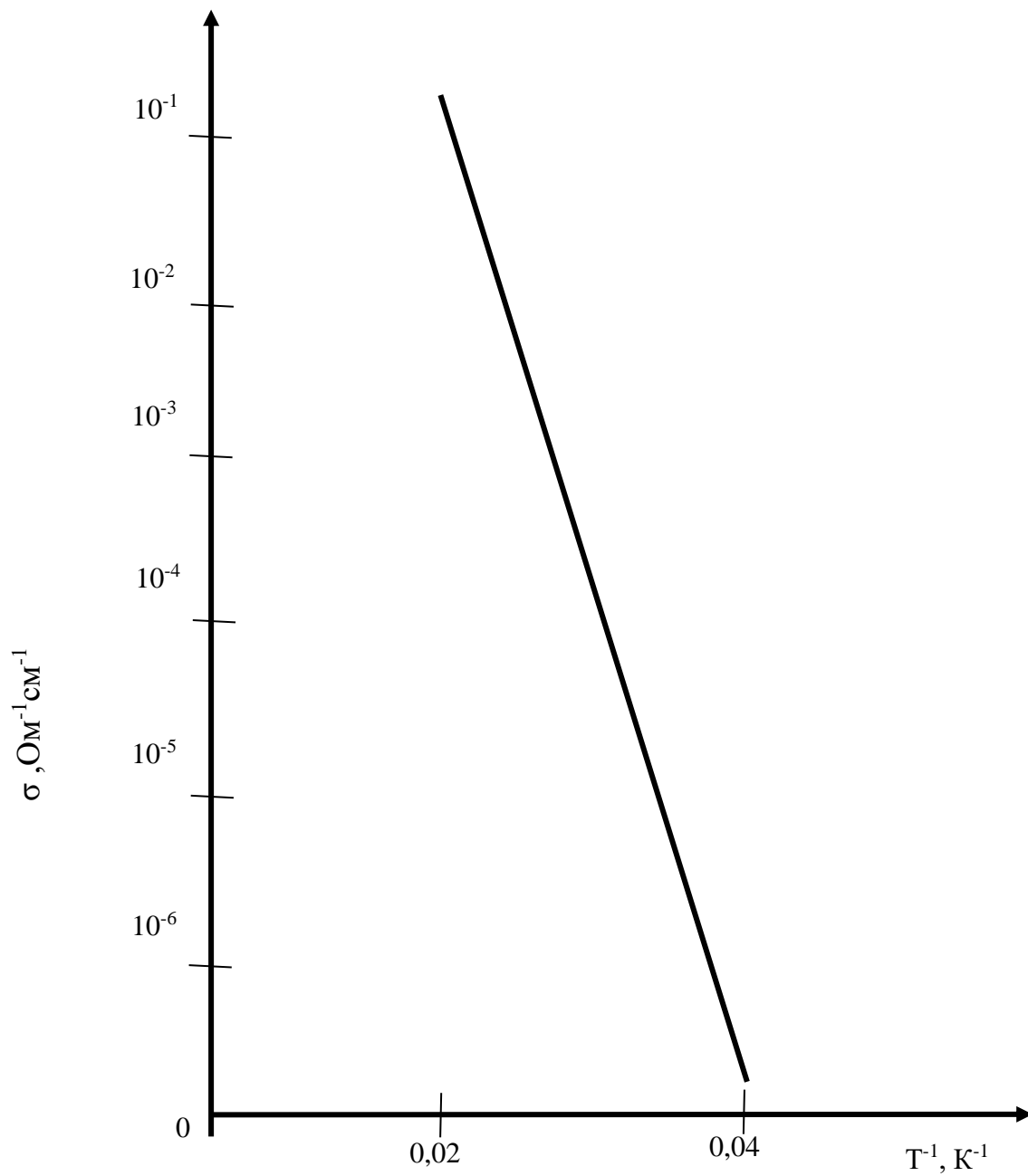
$$\ln \sigma = \ln \sigma_0 - E_\sigma/kT \quad (1.12)$$

Агар  $\ln \sigma$  ва  $1/T$  оралигидаги боғлиқлик графиги чизилса график чизиқнинг оғиш бурчаги  $E_\sigma/k$  га тенг бўлади.

Ушбу график ҳосил қилган бурчак тангенци шу ярим ўтказгич учун активация энергиясини беради:

$$E_\sigma = \text{tg} \varphi \quad (1.13)$$

Шунинг учун ҳам ярим ўтказгич материаллар ўрганилаётганда албатта уларнинг электр ўтказувчанлиги температурага боғлиқ ҳолда логарифмик координаталарда берилади.



**1.9-расм**

Тоза кремнийнинг электр ўтказувчанлигининг температурага боғлиқлиги

## 1.6. Ярим ўтказгичларнинг турлари

Ярим ўтказгичларни қандай кимёвий элементлардан ташкил этилганига қараб тўрт турга ажратиш мумкин. [9]

Биринчи турга элементлар даврий жадвалининг IV гуруҳ элементлари Ge ва Si лар киради. Бу элементлар тўрт валент электронга эга бўлиб, ковалент (атом) боғли кристалл панжараси ҳосил қиладилар. Улар бир элемент атомлардан тузилгани учун элементар (соғда) ярим ўтказгичлар дейилади.

Иккинчи тур ярим ўтказгичларга даврий системанинг III гуруҳ элементлари (Al, Ga, In) билан V гуруҳ элементлари (P, As, Sb) нинг бирикмалари киради. Улар  $A^{III} B^V$  бирикмалар деб белгиланади (GaAs, InSb, GaP, InP ва бошқалар). III гуруҳ элементлари учта валент электронга, V гуруҳ элементлари эса беш валент электронга эга, шунинг учун  $A^{III} B^V$  кўринишдаги кимёвий элементда ўртача ҳар бир атом тўрт валент электронга эга бўлади. Уларни олмоссимон ярим ўтказгичлар деб аталади. Кристалл панжарасида ҳар бир атом қўшни атом билан тўрт валентли боғланишлар ҳосил қилади. Ушбу турдаги моддаларда ковалент боғланиш етакчи ўрин тутади, шунинг учун улар Ge ва Si га ўхшаш хоссаларни намоён қилади. Даврий жадвалнинг II ва VI гуруҳ элементлари бирикмаларида ҳам ўртача ҳар бир атомга тўртта электрон тўғри келади (ZnTe, ZnSe, CdTe, CdS ва бошқалар) . Лекин уларда ион боғланиш ковалент боғланишга нисбатан етакчи ўрин тутади.

Учинчи тур ярим ўтказгичларда даврий жадвалнинг V ва VI гуруҳларнинг баъзи элементлари киради. Гуруҳдаги Se ва Te ларнинг ярим ўтказгичлар хоссалари Ge ва Si дан ҳам олдин аниқлаган. У гуруҳ элементлари As, Sb ва Bi лар ярим металллар бўлиб, уларнинг кўп хоссалари ярим ўтказгичларга яқиндир.  $A^{IV} B^{VI}$  кўринишдаги моддалар (PbS, PbSe,

SeTe, GeTe ва бошқалар) ҳам ўртача беш валент электронга эга. Бу моддалар ярим ўтказгичли инфрақизил нурлар қабул қилишда ишлатилади.

VI гуруҳ элементлари (Se, Te, S, O)нинг I-V-гуруҳ элементлари билан ҳосил қилинган кимёвий бирикмалари ичида кўп ярим ўтказгич мавжуд. Масалан, CuO бирикмаси тўғрилагичларда (купроксин тўғрилагич) ва термоэлемент сифатида қўлланилади. Бошқа кўп бирикмаларнинг хоссалари ҳали ўрганилмаган.

Тўртинчи тур ярим ўтказгичларига VI гуруҳ элементларининг ўтиш металлари (Ti, V, Mn, Fe, Ni, Sm, Eu ва бошқалар) билан ҳосил қилинган бирикмалар киради. Уларнинг бирикмаларида ион боғланиш устувор бўлиб, кўп бирикмалар магнит хоссаларга эгадир. Масалан, EuO, EuS, CdCr<sub>2</sub>Se<sub>4</sub> ярим ўтказгичлари феррамагнитлардир. EuTe, EuSe, NiO лар эса антиферрамагнит хоссага эга. Бундай бирикмаларнинг баъзилари (V<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub>, NiS, Eu<sub>2</sub>O ва бошқалар) температура ва босим ўзгариши билан металл ҳолатига ўтиши мумкин.

## 1.7. Суюқ ва аморф ярим ўтказгичлар

Маълумки металлларни катта температурада суюқ ҳолатга ўтказилганда уларнинг электр ўтказувчанлиги камаяди. (1,5÷2 марта камаяди).

Шунинг учун ҳам суюқ ва кристалл металллар электр ўтказувчанлигининг ўзаро бир-бирига жуда яқинлигини айтиб ўтмоқчимиз.

Қуйидаги 1.10-расмда суюқ мис ва олтиннинг электр ўтказувчанлигининг температурага боғлиқлиги графиги берилган. Кўриниб турибдики, суюқ металллар электр ўтказувчанлиги температурага тесқари пропорционал экан.

Ярим ўтказгичларни суюқ ҳолатга ўтказилганда икки хил ҳодиса юз бериши мумкин:

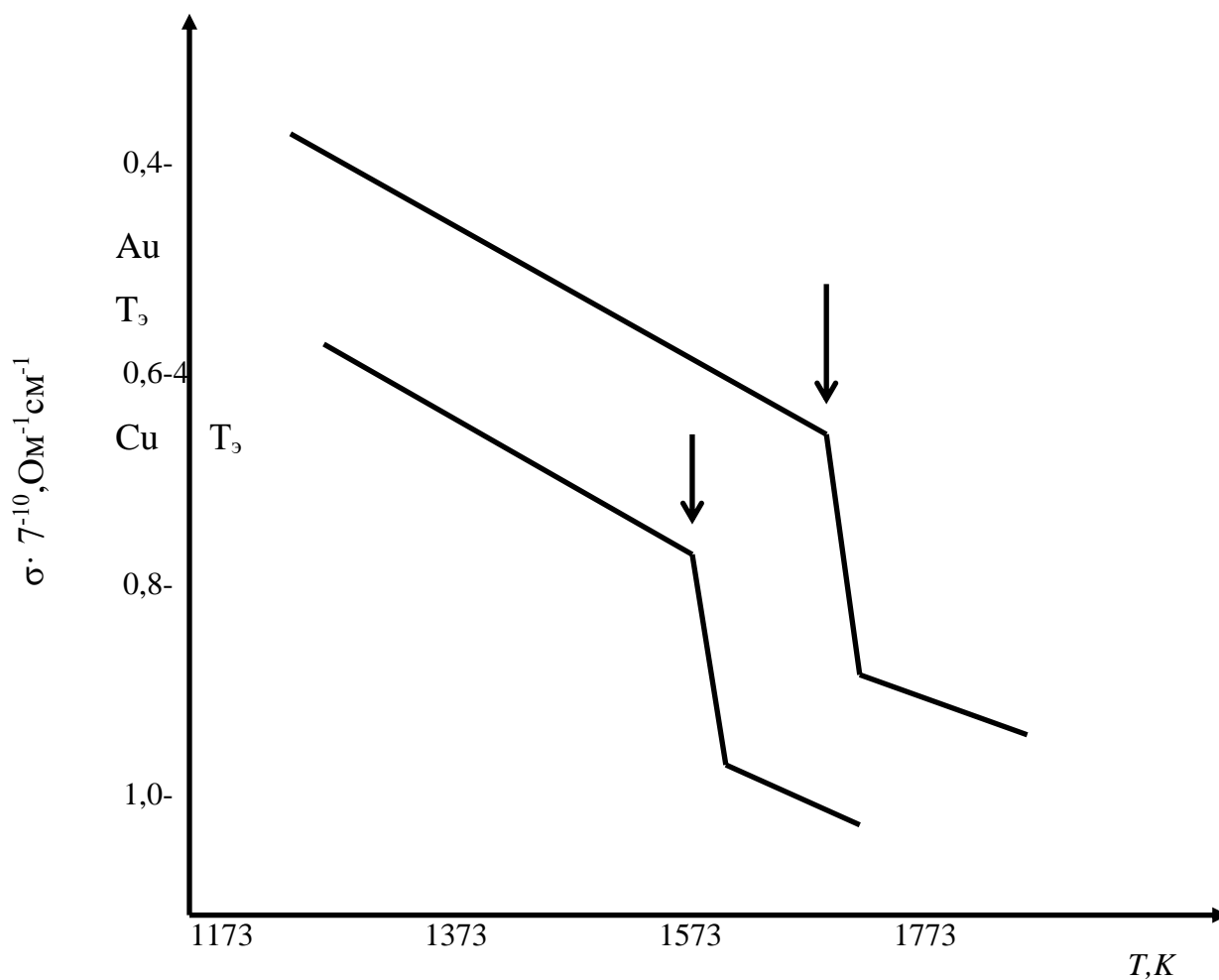
1. Ярим ўтказгични суюлтирилганда металл ўтказувчанликка ўтади.
2. Ярим ўтказгични суюлтирилганда ярим ўтказгич хусусияти сақланади. [10]

Қуйидаги 1.11-расмда ярим ўтказгич бўлган кремний ва германий элементларининг кристалл ва суюқ ҳолдаги электр ўтказувчанлиги берилган. Ундан кўринадики, ярим ўтказгичли кремний ва германий суюлтирилганда уларнинг электр ўтказувчанлиги анча ошади, лекин суюқ ҳолдаги электр ўтказувчанлик температура ошиши билан камаяди. Бу эса ўз навбатида ярим ўтказгич бўлган кремний ва германий элементлари суюқ ҳолга ўтказилганда улар металл ўтказувчанликка ўтиб кетиши кўриниб турибди.

Кейинги 1.12-расмда ярим ўтказгичли  $\text{In}_2\text{Te}_3$  ва  $\text{Ga}_2\text{Te}_3$  кристалларни суюқ ҳолга ўтказилганда ҳам электр ўтказувчанлик температура ошиши билан ошиб бориши кузатилди.

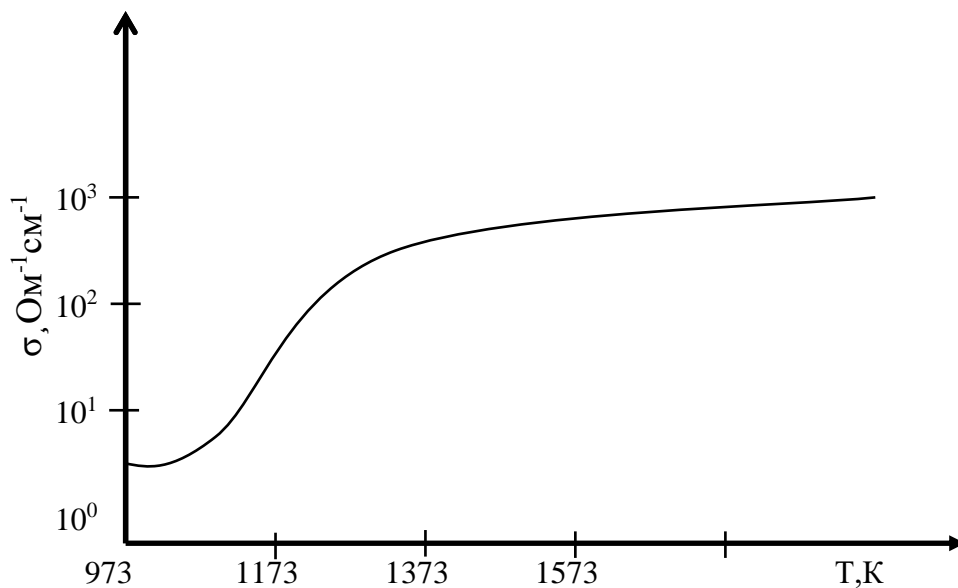
Бундан кўринадики,  $\text{In}_2\text{Te}_3$  ва  $\text{Ga}_2\text{Te}_3$  кристалларини суюқ ҳолга ўтказилса, ҳам унинг электр ўтказувчанлиги ярим ўтказгич хусусиятига эга эканлиги аниқланди.

1. Суюқ материалларни структуравий анализ қилиш асосида «кристалл-суюқ» фазавий ўтишининг характери аниқланди:



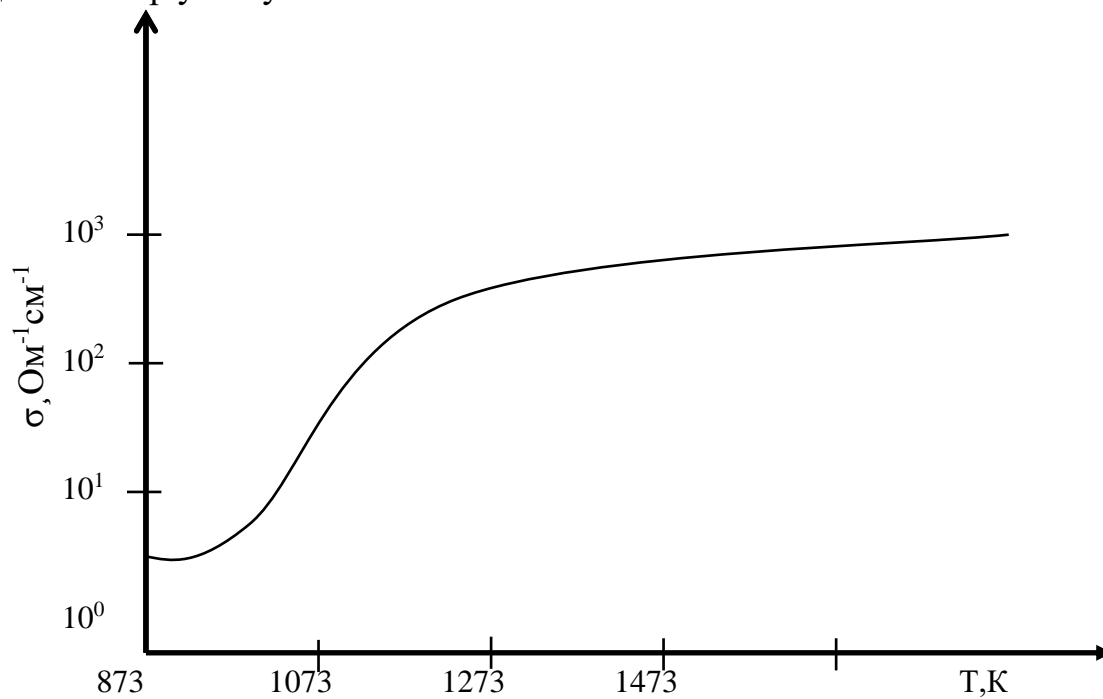
1.10-расм

Мис ва олтиннинг электр ўтказувчанлигининг температурага боғлиқлиги



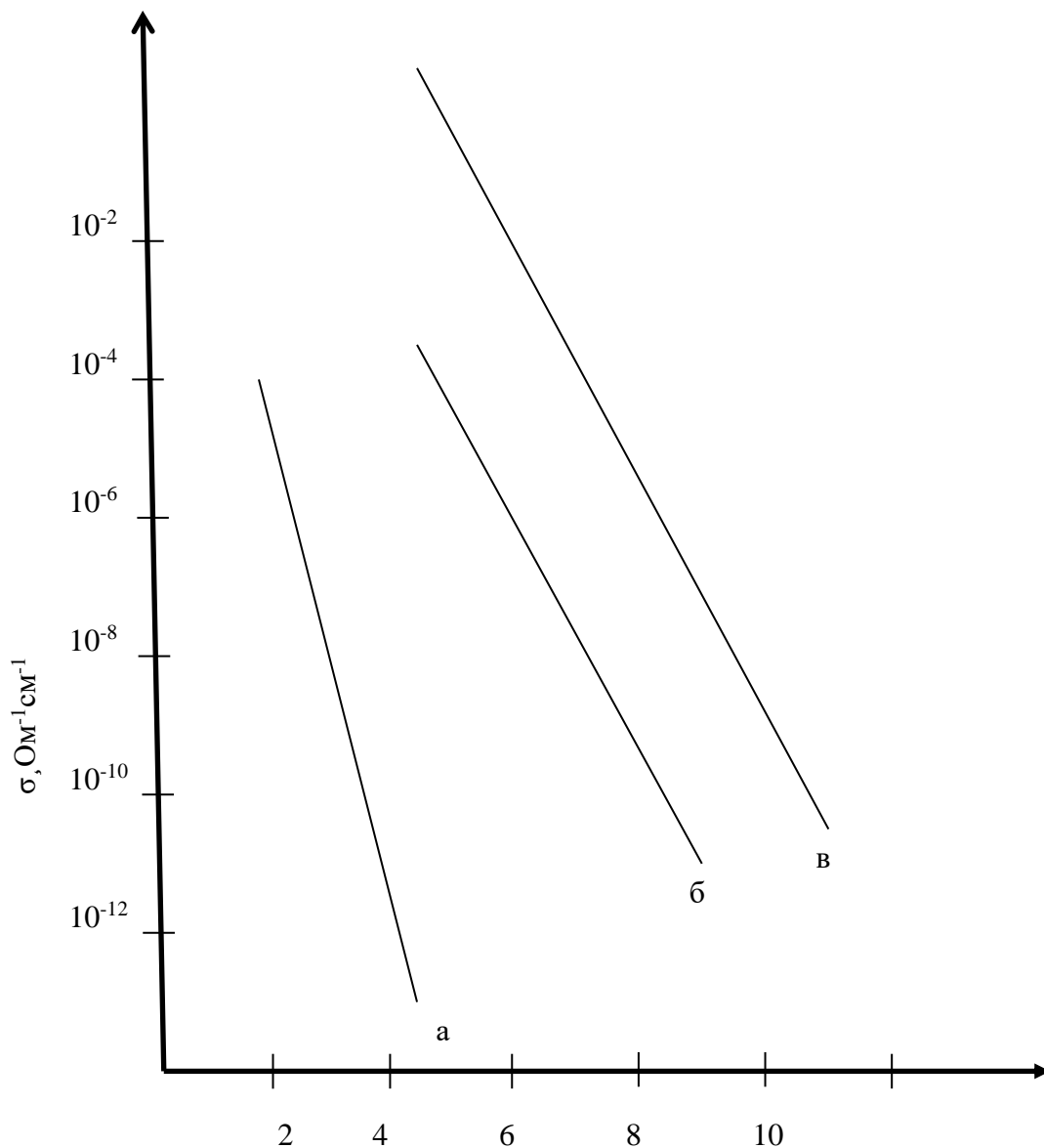
1.11-расм.

Ўтказгич бўлган кремний ва германий элементларининг кристалл ва суюқ ҳолдаги электр ўтказувчанлиги



1.12-расм

Ярим ўтказгичли  $\text{In}_2\text{Te}_3$  ва  $\text{Ga}_2\text{Te}_3$  кристалларни суюқ ҳолга ўтказилганда ҳам электр ўтказувчанлик температура ошиши билан ошиб бориши



1.13-расм

Бир нечта аморф ва шишасимон ярим ўтказгичларнинг электр ўтказувчанлигининг температурага боғлиқлиги

1. Суюқ ҳолда «ярим ўтказгич-металл» фазавий ўтишлар (кремний ва германий)нинг асосий хусусияти шуки, бу фазавий ўтишда кремний ва германий атомларининг координацион сонлари ошиши кузатилди.

2. Суюқ ҳолда «ярим ўтказгич» фазавий ўтишлар ( $\text{Jn}_2\text{Te}_3$  ва  $\text{Ga}_2\text{Te}_3$ ) натижасида уларнинг атомлари координацион сонлари ўзгаришсиз қолиши кўринади.

Аморф ярим ўтказгичлар эса бутунлай янги материаллар группаси бўлиб, бундай ярим ўтказгичларда «яқин тартиб» мавжуд бўлиб, лекин «узок тартиб» бузилиб кетиши аниқланган. Қуйидаги 1.13-расмда бир нечта аморф ва шишасимон ярим ўтказгичларнинг электр ўтказувчанлигининг температурага боғлиқлиги келтирилган. Ундан кўришиб турибдики, аморф ва шишасимон ярим ўтказгичлар хусусий ярим ўтказгичлар билан бир хил эканлигини исботлайди. [11]

Уларда Ферми сатҳи тақиқланган зонанинг ўртасида жойлашади.

Шिशасимон ярим ўтказгичларнинг энг асосий хусусиятларидан бири шуки, бу ярим ўтказгичнинг электр ўтказувчанлиги унга аралашма атомлар киритилишига боғлиқ бўлмайди, яъни аралашмали ўтказувчанлик мавжуд эмас ва Ферми сатҳи аралашма миқдорида боғлиқ эмас.

Аморф ярим ўтказгичларнинг иккинчи яна бир асосий хусусияти шундан иборатки, паст температуралар областида электр ўтказувчанликнинг “сақраб ўзгариш” хусусияти мавжуддир.

## 1.8. Кристалл ярим ўтказгичларнинг структураси ҳақида

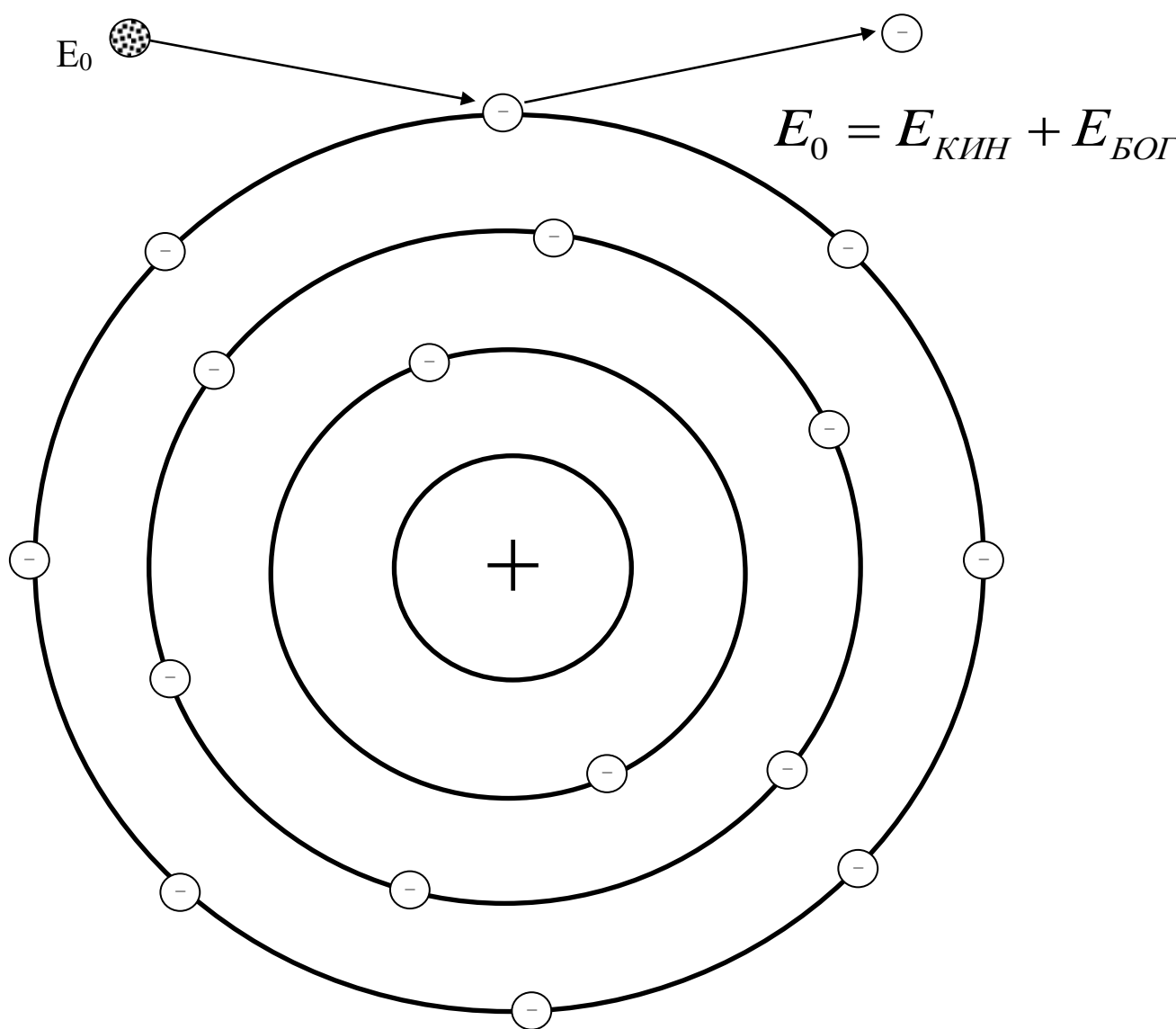
Олмоссимон ярим ўтказгичлар группасида атом оғирлигининг бир текис ошиши натижасида барча хусусиятлари аниқ образли ўзгаради. Улар валент электронларининг ядро билан боғланишининг заифлашувининг олдини олади.

( 1.14-расм).

Бирикмани ҳосил қилувчи эркин атомларнинг электрон характеристикаларининг ўзгариши монотон эмаслиги учун бу ўзгариш номонотон ҳисобланади. Д. И. Менделеевнинг тахминига кўра унинг жадвалидаги вертикал устунларида жойлашган элементлар хусусиятларининг ўзгариши монотон бўлмаслиги ва худди шунинг учун ҳам номаълум элементнинг хусусиятларини олдиндан айтиб, уларнинг қийматини нафақат вертикал балки горизонталига ўртачалаштирилган. Хусусиятларнинг монотон бўлмаган ўзгаришларининг ҳосил бўлиши Е. М. Бирон томонидан аниқланган. У буни бешинчи, олтинчи ва еттинчи группаларнинг асосий подгруппаларидаги элементларнинг аналогик химик бирикмаларида текширилган, у бу ҳодисани иккиламчи даврийлик деб аталади. [12]

С. А. Шукарев шуни кўрсатадики, иккиламчи даврийлик ҳодисасида бирикманинг хусусиятлари асосий подгруппаларнинг юқоридан пастга қараб ҳаракатидаги элементлар атомларнинг ионлаш энергияси катталигининг даврий ҳаракатини бевосита қайтариш ҳисобланади. Асосий подгруппалардаги элементларнинг энергетик характеристикаси, изоляцияланган атом ва ионларнинг даврий ҳаракати,  $d$  ва  $f$  электрон қобиклар сатҳининг тўлдирилиши билан боғлиқ. Бу ички  $s$  ва  $p$  электронларнинг ядро билан боғланишининг мустаҳкамланишига олиб келади. Ярим ўтказгичларнинг кўпгина хусусиятлари фақат максимум бластидаги валент зонанинг формасига боғлиқ бўлади. Шунинг учун зоналар чегаралари ҳақидаги тасаввур фавқулотда зарур. Олмос ва унинг

аналогларининг физик-химик ва физик хусусиятларининг ўзгариши атом оғирлигининг ошиши билан атомлар орасидаги ўзаро таъсирининг заифлашувчи натижасида юз беради.



1.14-расм

Валент электронларининг ядро билан боғланиши

Валент электронларининг ядро билан боғланишининг заифлашуви ядронинг охирги янги электрон қобикларининг экранизациясининг ўсиши орқали бўлади.

Олмоснинг максимал юқори зичлиги унинг структурасидаги атомлар орасидаги масофанинг кичкиналашиши билан боғлиқ. Моддаларнинг уланиш кучларини характерловчи микрокаттиклик олмосдан кўрғошинга ўтишда 0 (нол) га тушиб кетади. Шу ўтишда атомларнинг иссиқлик тебранишининг амплитудаси ошиши билан иссиқлик ўтказувчанлиги камайиши, Дебай температураси камайиши ва чизиқли кенгайишининг ошиши аниқланади.

Атомлараро боғланишларнинг заифлашуви билан моддаларнинг хусусиятлари ҳам ўзгариши нурланиш энергияси тақиқланган зонанинг кенглигига мос келади. [13]

Фотоэлектрик эффектнинг спектрал занжиридаги сезгирликнинг максимуми оптик спектрда ютилаётган полосаларнинг чегараларига мос келувчи тушаётган ёруғлик тўлқин узунликларида кузатилади.

Тақиқланган зонанинг кенлиги шу методлар орқали аниқланган бўлиши мумкин. Моддаларнинг энергетик спектрларининг тузилиш ярим ўтказгичларнинг фотоэлектрик, гальваномагнит ва бошқа физик хусусиятлари асосида ётади.

## 1.9. Ярим ўтказгич материалларда Ферми сатҳининг температурага боғлиқлиги

Қаттиқ жисмлар ўзларининг электрофизик хоссаларига кўра 3 гуруҳга бўлинади:

Энергетик нуқтаи назардан тақиқланган зонанинг кенглиги бу материалларда ҳар хил бўлади (1.15-расм).

Тақиқланган зона кенглиги 0,2 эв. дан кичкина бўлган материаллар ўтказгичлар ҳисобланади.

Тақиқланган зона кенглиги 2 эв. дан катта бўлган моддалар диэлектриклар дейилади.

Ярим ўтказгичларда тақиқланган зонанинг кенглиги ўртача  $2\text{эв} > \Delta E > 0,2\text{эв}$  атрофида бўлади. [14]

Ферми сатҳи (энергияси) шу тақиқланган зона ичида жойлашган бўлиб, куйидаги формула билан аниқланади:

$$E_F = \Delta E / 2 + 3/4 kT \cdot \ln(m_p^* / m_n^*) \quad (1.14)$$

бу ерда  $k$  -Больцман доимийси,  $T$ -температура  $m_p^*$ ,  $m_n^*$  электрон ва ковакларнинг эффектив (самаравий) массасидир.

Агар эффектив (самаравий) массалар ўзаро тенг  $m_p^* = m_n^*$  дейилса,  $\ln(m_p^* / m_n^*) = 1$  бўлади. У ҳолда

$$E_F = \Delta E / 2 + 3/4 \cdot kT \quad (1.15)$$

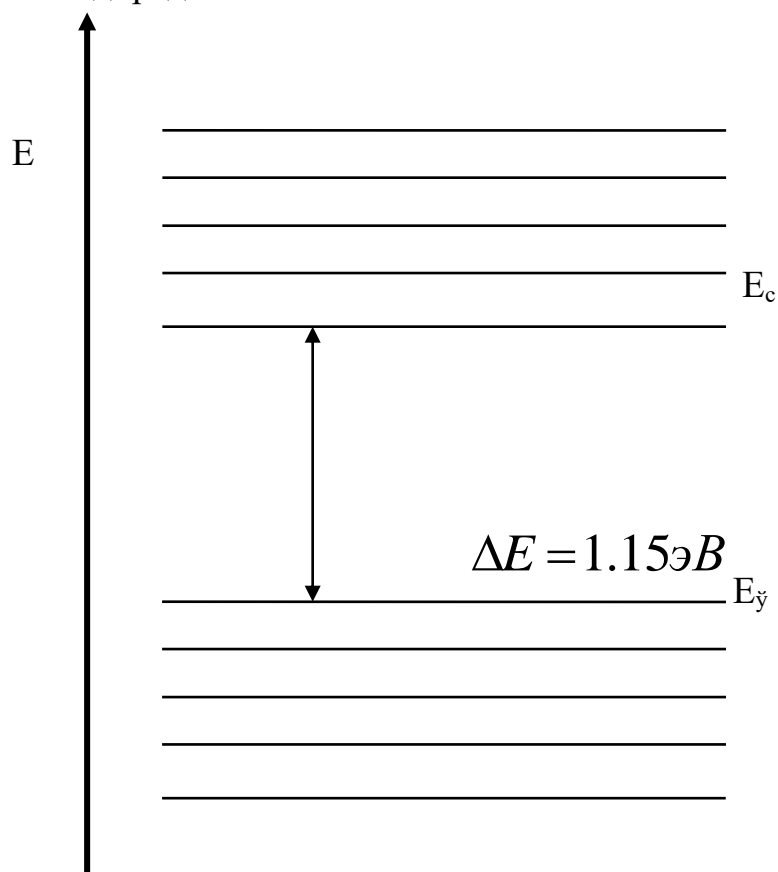
Шу формула асосида Ферми сатҳи (энергияси)  $E$ , нинг  $T$  га боғлиқлигини аниқласа бўлади.

Абсолют ноль температурада ( $T = 0 \text{ K}$ ):

$$E_F = \Delta E / 2 \quad \text{бўлади.}$$

Демак, абсолют ноль температурада Ферми сатҳи тақиқланган зонанинг ўртасида жойлашган бўлади. [15]

Ёки бошқача айтганда, абсолют ноль температурада валент зонада турган электронлар (боғланган электронлар) қабул қилиши мумкин бўлган, максимал энергия қийматини билдиради. Шундай қилиб бу формуладан кўринадики, валент зонадаги боғланган электронлар абсолют ноль температурада Ферми сатҳигача кўтарилиб келиш эҳтимоли бор эканлигини билдиради.



1.15-расм

Тақиқланган зонанинг кенглиги

## II –БОБ. ФИЗИКАВИЙ ТАДҚИҚОТ УСУЛЛАРИ.

### 2.1. Электрон парамагнит резонанси (ЭПР)

Парамагнит зарралар бўлган моддаларнинг электромагнит энергияни резонанс ютиши электрон парамагнит резонанси (ЭПР) дейилади.

Радиоспектроскопия усулларидан бири бўлган (ЭПР) асосан тўлқин узунлигининг сантиметр ва миллиметрли диапазонида ( $\lambda \sim 30 \div 2\text{мм}$ ) ҳосил бўлади. ЭПР ни 1944 йил Э.К.Завойский кашф қилган. ЭПР ўргана оладиган объектлар:

А) Тоқ сонли электрон бор атомлари ва молекулалар (масалан: азот атоми ( $\text{N}_2$ ), водород атоми ( $\text{H}_2$ ),  $\text{NO}$  молекуласи).

Б) Ички электрон қобиқ тўлиқ тўлмаган ионлар (Масалан: ўтиш элементи ионлари).

В) Химиявий бирикмаларнинг электронлари жуфтлашмаган эркин радикаллари (Масалан:  $\text{CH}_3$ ).

Г) Кристаллардаги ранглар маркази

Д) Металлар ва ярим ўтказгичлардаги ўтказувчанликдан электронлар.

Бунда ядро физикасидан маълумки, агар атомнинг  $S$  ва магнит моменти  $\mu$  бўлса ва доимий магнит майдонида ( $H$ ) га киритилса фазавий квантланиш натижасида  $2S+1$  та магнит сатҳларга бўлинади. Бу сатҳсалар орасидаги энергия фазаси.  $\Delta E = 2\mu \cdot H$  бўлади.

$H$  магнит майдон таъсирида  $S$  спиралнинг фазавий квантланиши ва энергетик сатҳларнинг ажралиши. (2.1- расм)

А) Эркин электрон ўтиш учун

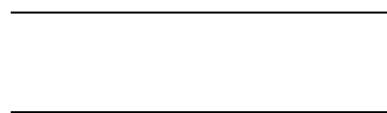
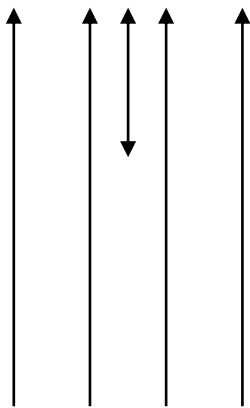
Б) Спиини  $S=1$  бўлган ва бир нечта электрони бўлган парамагнит зарра учун.

В) Спиини  $s = \frac{5}{2}$  учун.

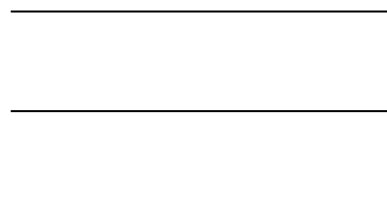
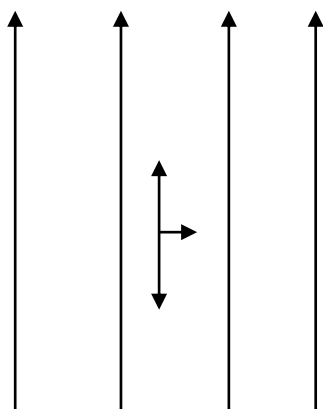
Бу ерда эркин электрон учун магнит моменти

$$\mu = g_s \cdot \beta \cdot M_s \quad (2.1)$$

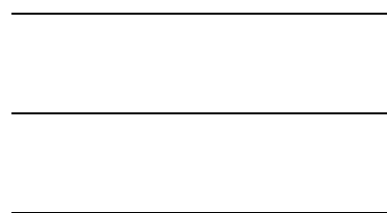
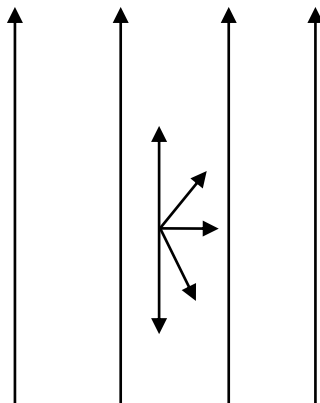
$$a) S = \frac{1}{2}$$



$$b) S = 1$$



$$c) S = \frac{5}{2}$$



2.1-расм Н магнит майдон таъсирида S спиралнинг фазавий квантланиши ва энергетик сатҳларнинг ажралиши

Бу ерда  $g_s$  - 2,0023 ( $g$  - фактор),  $\beta$  - Бор магнитони,  $M = \pm \frac{1}{2}$  (магнит квант сони). Магнит майдонда ( $\vec{H}$ ) электрон энергияси мумкин.

$$\xi_1 = -\frac{1}{2} \cdot g_s \cdot \beta \cdot H \text{ ва } \xi = +\frac{1}{2} \cdot g_s \cdot \beta \cdot H \quad (2.2)$$

Электроннинг бир сатҳчадан иккинчисига ўтиши спин йўналиши ўзгариши билан амалга ошади.  $\Delta M_s = \pm 1$ .

Пастки сатҳчадан юқори ўтса энергия ютилади, аксинча бўлса нурлантирилади. Больцман тақсимотига асосан пастки сатҳларнинг бандлиги  $N_1$  ҳамма вақт юқори сатҳнинг  $N_2$  дан катта. Шунинг учун ҳам кўпинча энергия ютилади.

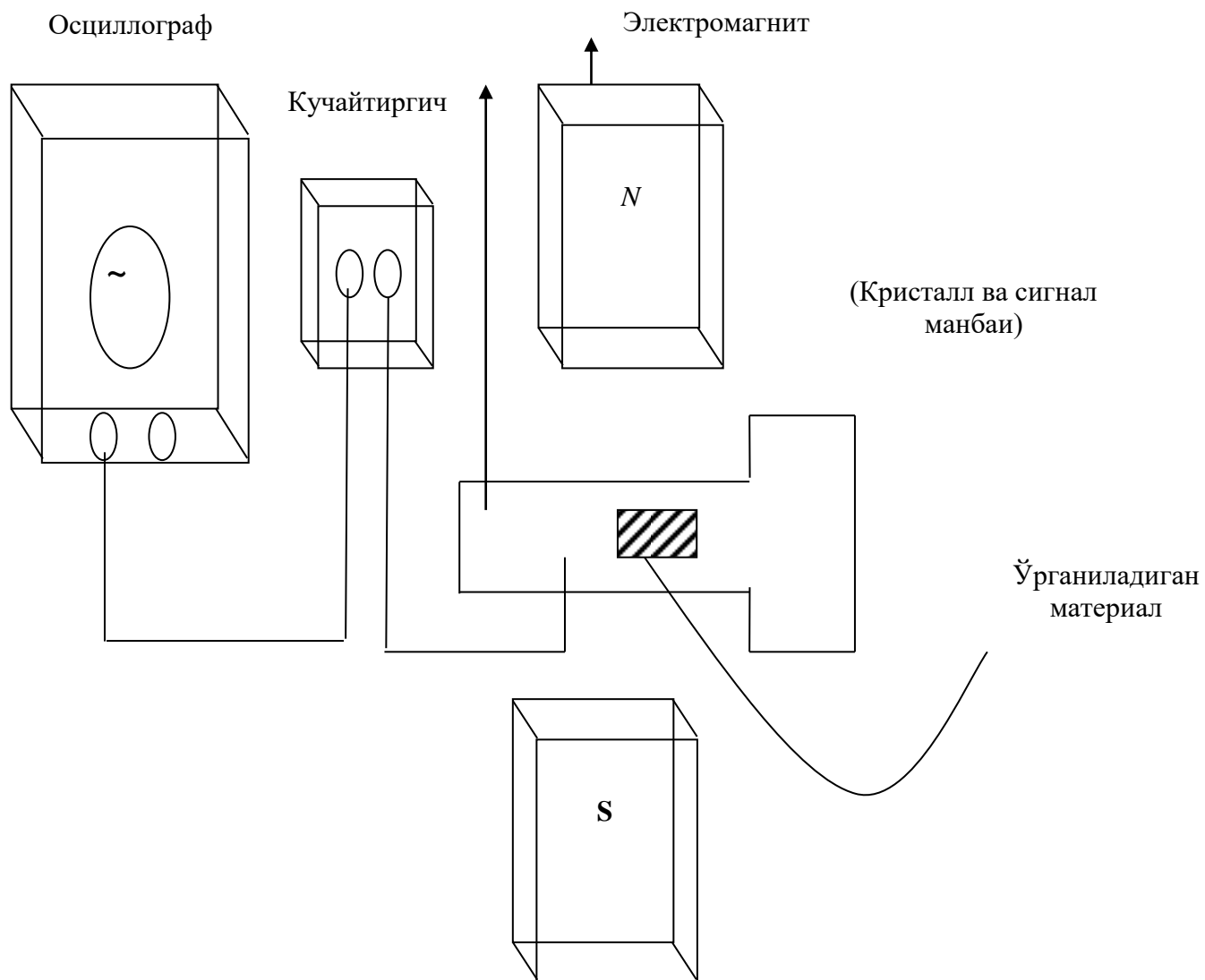
ЭПР спектрини олиш учун доимий частотали радиоспектрометрдан фойдаланилди. Н магнит майдон қийматини секин ўзгартириб бориб ўлчанадиган материалда ютиладиган қувват ўзгариши аниқланади.(2.2- расм)

ЭПР спектридан:

А) Парамагнит ионлар валентлиги

Б) Уларнинг симметрик атрофини

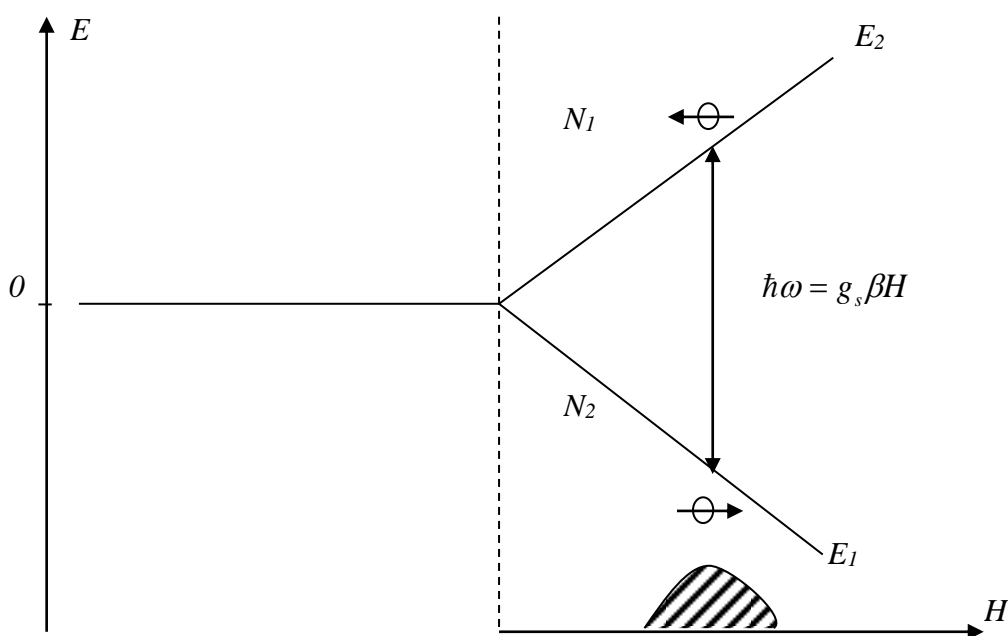
В) Парамагнит ионлар энергетик сатҳлари қийматини аниқлаш имконини беради.



2.2-расм.

ЭПР усули ёрдамида кристалл панжара нуқсонлари табиати ва локал ҳолатларини аниқлаш мумкин. Металл ва ярим ўтказгичларда ток ташувчи электронлар ориентацияси ўзгариши жараёнида ЭПР қўллаш мумкин. ЭПР усули химия ва биологияда ҳам кенг қўлланилади.

Химик реакциялар ёки нурланиш таъсирида тўғри бўлмаган химик боғланишга эга бўлган молекулалар ҳосил бўлса, яъни эркин радикаллар ҳосил бўлганда ЭПР орқали ўрганиш мумкин. Биологик системалардан ва металл органик бирикмалардаги эркин радикаллар ҳам ЭПР билан ўрганилади.



2.3-расм

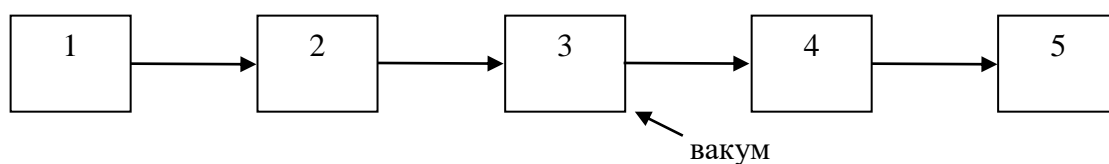
2.3-расм  $h\nu = \Delta\xi$  да ўзгарувчан электромагнит майдон энергияси ютиши содир бўлади. Экспериментал тадқиқотларда ана шундай спектр энергетик сатҳларнинг ажралишини билдиради.

## 2.2. Масс-спектроскопия

Вакуумда учиб бораётган зарядли заррачага магнит ёки электр майдон таъсири остида ионлашган молекула ва атомларни массалари бўйича ажратишга асосланган қурилма масс – спектрометр дейилади.

Бизга маълумки, магнит ёки электр майдонга зарядли заррача киритилса бу заррачага майдон таъсир қилиб, унинг ҳаракати йўналишини ўзгартиради. Зарраларнинг заряди ва массаси миқдорига қараб улар майдон таъсирида ҳар хил бурчакка бурилади. Шу туфайли зарраларнинг м/с нисбат параметри каби улар ҳар хил бурчак остида бурилиб майдондан чиқишга ҳар хил йўналиш бўйича ҳаракатланади. Шунинг учун уларни м/с нисбат асосида алоҳида группалаш имконияти туғилди.

Қурилманинг блок схемаси.

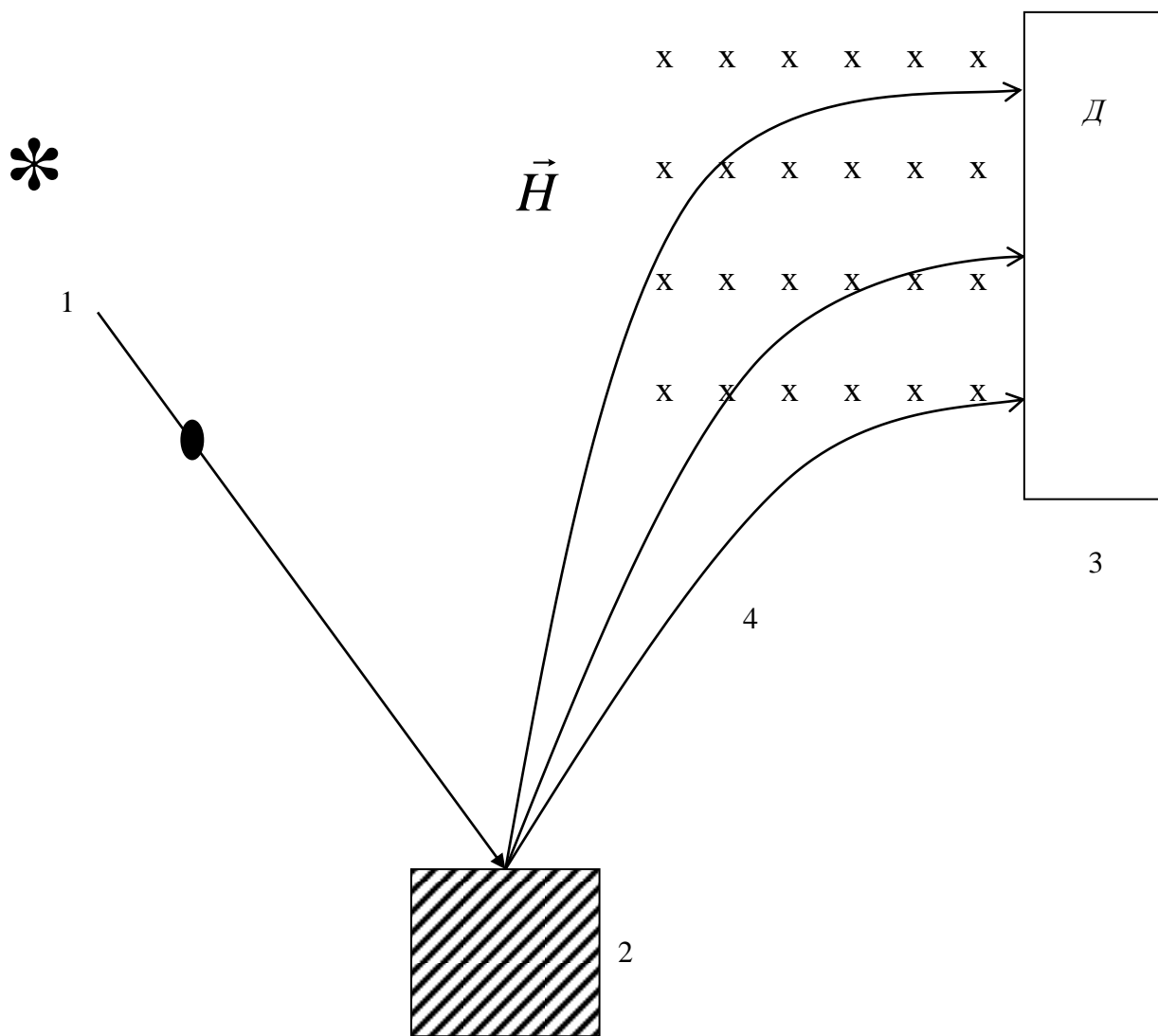


2.4 – расм. Масс-спектроскопия усулида қаттиқ жисмни ўрганиш.

- 1 – Ўрганиладиган модда
- 2 – Ион манба
- 3 – Масс - анализатор
- 4 – Ионлар приёмниги
- 5 – Кучайтиргич

Ушбу қурилма орқали олинadиган натижалар ион токнинг (I) нинг зарра массаси (m) га боғлиқлиги кўринишида бўлади. Масалан: қўрғошин элементи масс – спектрида графикнинг ҳар бир чўққиси унинг изотопларининг бир хил зарядли ионларига мос келади.

Зарра массаси  $m$  нинг график кенглигига нисбати:  $R=m/\delta_m$  ажрата олиш қобилияти деб аталади.



2.5 – расм. Қаттиқ жисмдан зарраларнинг қайтиши.

- 1 – Ионлар оқими манбаи
- 2 – Ўрганиладиган материал
- 3 – Зарраларни қайд қилувчи қурилма
- 4 – Ўзгармас магнит майдон.

График марказида (50%):  $R = 380$  график пастида (10%)  $R = 230$  га тенг:

- А)  $R < 10^2$  бўлса, энг паст
- Б)  $R \sim 10^2 \div 10^3$  бўлса, ўрта
- В)  $R \sim 10^3 \div 10^4$  бўлса, юқори
- Г)  $R \sim 10^2 \div 10^3$  бўлса, жуда юқори ҳисобланади.

Масс – спектрометрнинг энг асосий хусусиятларидан бири бир неча элементдан иборат бирикмада ҳар бир элементнинг миқдорини ўта катта аниқликда ўлчаш имкониятини беради.

$I (m)$  боғлиқлик графигида ҳар бир элементга таълуқли алоҳида – алоҳида график чўққиларига эга бўлади. Графикдаги чўққиларнинг интенсивлиги шу элемент миқдорини белгилайди.

### 2.3. Мессбауэр эффекти

Ядро гамма резонанс (ЯГР) ходисаси 1958-йили Мессбауэр томонидан кашф этилган ва Мессбауэр эффекти номини олган.

Бу ходиса шундан иборатки, қайтмасдан ютилиш ва қаттиқ моддадаги уйғонган ва ҳолатда ва кристаллга мустаҳкам маҳкамланган ядролар  $\gamma$ -квантларининг чиқиш процессини кўриб ўтамиз. Бу ҳолда қайтариш импульси бўлак ядро томонидан қабул қилинади. Бутун кристалл қайтариш энергияси эса

$E_R$ - куйидагича ёзилади:

$$E_R = E_0^2 / 2Mc^2 \quad (2.3)$$

Бу ерда  $E_0$  -квант энергияси,  $M$ -кристалл массаси,  $c$ -ёруғлик тезлиги. Бу ифодадан кўринадики, қайтариш энергияси бу ҳолда жуда кичкина ва квант ўзи билан изомер ўтиш энергиясининг ҳаммасини олиб кетади.

Шуни қайд қилиш керакки, монохроматик манбаи чиқараётган квантларининг ҳаммаси  $E_0$  -энергиясига эга эмас.

$E \neq E_0$  шартда  $\gamma$  -квант энергиясининг чиқиш эҳтимоллиги  $W(E)$  мавжуд:

$$W(E) = 1/2\pi \cdot \Gamma^2 / (E - E_0)^2 + 1/4\Gamma \quad (2.4)$$

Бу ерда  $\Gamma = \eta_r$  - спектрал линиянинг кенлиги,  $r$ -уйғонган ядронинг яшаш вақти. Охирги формула ядро спектрал линия формасини тасвирлайди. Ҳозиргача биз кристалл қаттиқ маҳкамланган нурланувчи атомни қардик. Қайтариш энергияси жуда кичкина, барча квантлари Мессбауэр квантлари ҳисобланади. Аммо реал ҳолда  $\gamma$ -квант чиқишларидан кристалл панжара фонларини уйғониш процесси энергиясининг  $\gamma$  -квант қисмини йўқотишга олиб келади. Натижада Мессбауэр квантлари сони камаяди.

Фононсиз ўтишлар йўли орқали чиқарилган  $\gamma$  -квантлар улуши характеристикалари учун  $f$ -катталиқ Мессбауэр коэффициенти киритилган.

Изомер ўтиш энергияси ядродаги электрон зичлигига боғлиқ бўлади. Ядро гамма резонанс спектридан кубик тубининг симметрия атрофида Мессбауэр атомини топишда квадруполь ажралиш вужудга келади ва ниҳоят Мессбауэр атомини магнит матрицага киритишда спектрнинг квадруполь ажралиши ҳосил бўлиши мумкин.

### 2.3.1. Мессбауэр коэффициенти

Уйғонган ядрога  $\gamma$ -квантларининг чиқиш процессини кўриб ўтамиз.

$E_0$ -изомер ўтиш энергияси,  $M$ - ядро массаси. Агарда нурланувчи ядро, газда ёки суюкликда бўлса, у қуйидаги қайтариш энергиясини олади:

$$E = E_0 / 2Mc \quad (2.5)$$

с-ёруғлик тезлиги ( $3 \cdot 10^{10}$  см/сек) .Бундан кўринадики, Мессбауэр спектроскопиясида  $M=40 \div 240$  ва  $E_0=6 \div 200$  эв ва катталиги  $2 \cdot 10^{-4}$  дан  $8 \cdot 10^{-2}$  бўлган ядролар қўлланилади.

Биринчи қараганда ядро манбаи катта бўлмаган қайтариш энергиясини олади. Шунингдек чиқарилган  $\gamma$ - квант изомер ўтишда энергиядан фарқли бўлган жуда кичкина қийматдир. Аммо энергиянинг чиқарилган  $\gamma$ -квантларнинг асосий ҳолатдан бўлган изотоп ядролар томонидан ютилмаслик учун етарли бўлиб кўринади. Принципка вазиятлар ўзгаради, агарда квант чиқарувчи ядро қаттиқ моддада жойлашган бўлса.

Системаларнинг уйғонишини кўрсатувчи  $\{\hbar_s\}$  квант сонлари набори орқали берилади.

Алоҳида S- осцилятор учун

$$E_{ns} = (\frac{1}{2} + ns)\hbar\omega, \quad n_s = 0, 1, 2, 3, \dots \quad (2.6)$$

Бу ерда  $\hbar$  - Планк доимийси системадаги фононлар ўртача сони :

$$\hbar = 1 / \exp \cdot (\hbar\omega / kT)^{-1} \quad (2.7)$$

балки  $T \rightarrow 0$  К  $n \rightarrow 0$  ларда агарда ядро квант чиқарса ва қайтариш энергияси сезса, унда бу энергия панжара томонидан қабул қилинади ва осциляторларни уйғотишга кетади.

Мадомики, осциляторлар энергияси дискрет ўзгарса,

$$0, \pm \hbar\omega, \pm 2\hbar\omega \quad (2.8)$$

ва ҳ.к.

Оддий ҳолда,  $A_w \sim 10^{-2} \text{эВ}$  аммо квантни чиқарилиши қайтармаслик даражасида юз беради, агарда  $E_R \sim 10^{-2} \text{эВ}$  қайтармаслик кванти ютилиши эҳтимоллиги қуйидаги муносабат орқали аниқланади.

$$f = \exp(-2W) = \exp[-(2n+1)E_R/\hbar\omega] \quad (2.9)$$

Бу ерда  $2W$ -Дебай Валлер фактори.

Агарда,  $T \rightarrow 0 \text{ К}$  унда  $\Pi = 0$  ва унда

$$2W = E_R/\hbar\omega \quad (2.10)$$

шундай қилиб,

$$f = 1 - E_R/\hbar\omega \quad (2.11)$$

катталиқ шунчалиқ каттаки,  $\hbar\omega > E_R$  даражада худди шунинг учун юмшоқ  $\gamma$ -квантлар чиқарувчи ( $E_0 \leq 200 \text{эВ}$ ). Мессбауэр ядросига эга бўлиши маъқул. Шунингдек катталиқ унча катта эмас.

Температуранинг ошиши билан  $n$  ўсиб бошлайди  $f$  нинг тушишига олиб келади.

Шундай қилиб қабул қилинган катталиқ модели  $E_R$ ,  $T$  эффектив температуралар

$$\theta_{\text{эфф}} \approx \hbar\omega/K \quad (2.12)$$

нуқталарига боғлиқ бўлади. Реал системаларда асосий қийинчилик осциляторнинг частота бўйича жойлашувининг етарлича аниқ функциясини аниқлашдир.

Шунинг учун одатда молекуляр кристалларни яқинлашиши Эйнштейн ва Дебай температураларнинг эффектив терминларидан олинган натижаларни туб моҳиятини очиб беришга имкон берадиган соддалаштирилган методлар (Эйнштейн модели, Дебай модели) ўзига жалб қилади. Мессбауэр эффекти назарияси ҳосил қилинган фонон билан бир атомли ва икки атомли кристаллар учун ўринлидир.

### 2.3.2. Спектрал линияларнинг формаси ва изомер силжиши

$\gamma$ -квант чиқарувчи уйғонган ядролар  $\tau$ -яшаш вақтига эга.

Бундай метастабил системалар аниқ аниқланмаган,  $E_0$ - энергияга эмас ва  $\Gamma$ -энергия бўйича бир неча йўналишда тарқалиш мумкин.

$$\Gamma = k/\tau \quad (2.13)$$

Натижада квантлар ҳам энергия бўйича тарқалишга эга. Иш билан биргаликда  $E$  энергиянинг  $\gamma$ -квант чиқариш эҳтимоллиги қуйидаги муносабат орқали аниқланади.

$$W(E) = (\Gamma/2)^2 / (E - E_0)^2 + (\Gamma/2)^2 \quad (2.14)$$

$\Gamma$ -чиқариш линияси кенглиги деб аталади (ютилиш линиялари учун  $\Gamma=0$  асосий ҳолатнинг яшаш вақти  $\tau=\infty$ )

Мессбауэр линиясининг формасини экспериментал аниқлаш учун манбага бир неча тезлик бериш керак.  $\pm v$ ,  $\gamma$ -гамма квант энергияси қуйидаги катталиқда ўзгаради.

$$\Delta E = \pm E_0 v/c \quad (2.15)$$

Турли хил тезликлар бериш билан ва ҳар бирида ютгич орқали ўтаётган нурланишнинг интенсивлигини ўлчаш билан линиянинг формасини такрорловчи Мессбауэр спетрини олиш мумкин, аммо Мессбауэр спектрининг кенглиги 2 га тенг.

Мессбауэр изотопини сайлаётганимизда асосий диққатимизни унинг линиясининг кенглигига қаратишимиз керак. Агарда  $u$  жуда катта бўлса,  $u$  ҳолда эффектнинг экспериментал текширилатган катталиги (эффект амплитудаси) кичик бўлади ва ундан ташқари спектрнинг юпқа структурасини аниқлаш қийинлашади. Агар шу спектрал линия жуда тор бўлса, унда уни экспериментал текшириш қийин. Мессбауэр сатҳлари  $\tau=10^{-7} \div 10^{-9}$  сек билан анча қулайдир.

Шуни қайд қилиш керакки, Мессбауэр спектрлари қисмлари кенгайган бўлиши мумкин. Агарда бу спектрнинг дефекти (вибрацион

кенгайиши) ҳисобланмаса, у ҳолда унинг учун заиф квадруполь ва магнит ўзаро таъсирлар сабабчидир (ёки диффузион ҳодисалар ҳам).

Агар манба ва ютгичлар ядролари бир хил химиявий формада бўлса, Мессбауэр спектрининг оғирлик маркази 0 тезликда ётади. Аммо бу ҳодисалар ядронинг электрон қатлами билан ўзаро таъсирини ҳисобга олсак, манба ва ютгич ҳар хил матрицаларда бўлса, ҳолат ўзгаради.

Бу ўзаро таъсир ядро радиуси ва ядродаги электрон зичликнинг кенглиги ( $\varphi$ )<sup>2</sup> га боғлиқ бўлади. Шунинг кўрсатиши мумкинки, агарда уйғонган (R-уйғон) ва асосий (R-асосий) ядроларнинг радиуслари ҳар хил бўлса ёки бир-биридан фарқ қилса, ( $\Delta R = R_{\text{уйғон}} - R_{\text{асосий}} \neq 0$ )

$$[\Delta(\psi(0))]^2 = [\psi(0)]^2_{\text{ютгич}} - [\psi(0)]^2_{\text{манба}} \neq 0 \quad (2.16)$$

Унда Мессбауэр спектрининг оғирлик маркази 0 тезликка нисбатан қуйидаги кенгликда силжиган бўлади:

$$\sigma \approx 5/4 \pi e^2 \Delta R / R \cdot \Delta[\psi(0)]^2 \quad (2.17)$$

Бу ерда  $\sigma$ -кенликда текширилатган бирикмада Мессбауэр атоми ядролардаги электрон зичликини топиш мумкин, агарда қандайдир стандарт манба (ёки ютгич) учун маълум бўлса.

Аммо охириги кенлик номаълум бўлса, бундан текширилатган атомнинг валентлигини топиш мумкин.

### 2.3.3. Квадруполь ажралиш

Мессбауэр спектрининг нурланувчи ёки ютилувчи ядро кубик куршовда бўлган ҳолдагина ўзи билан синглет линияни намоён қилади.

Кубик бўлмаган кристалл майдон учун сатҳи  $I > 1/2$  спини билан бир нечта компонентларга ажралади (15-расм) ва Мессбауэр спектри бир қанча синглет линияларнинг йиғиндисини намоён этади.  $I > 1/2$  спинли ядролар носферик заряд тақсимланишига эга ва бу тақсимланишнинг сферик симметриядан ядро квадруполь электрик моменти  $[Q]$  хизмат қилади.

Агарда ядро спин йўналиши бўйича олинган бўлса, унда  $Q > 0$  шу йўналишда уйғонма ядро учун  $Q < 0$  бўлади.

Бир қанча компонентларда ядро сатҳларининг ажралиши электр майдон градиенти (ЭМГ) билан ядро квадруполь моментининг ўзаро таъсирга асосланган.

ЭМГ иккита катталиқнинг берилиши билан аниқланади:

$$q = V_{zz}/e \text{ ва } q = V_{xx} - V_{yy}/V_{zz} \quad (2.18)$$

Ассимметрия параметри ( $0 \leq z \leq 1$ ) бу ерда  $V_{xx}$ ,  $V_{yy}$ ,  $V_{zz}$  ЭМГ тензори (параметри) компонентлари.

$$([V_{zz}] > [V_{yy}] > [V_{xx}]) \quad (2.19)$$

$\eta$ -электр майдонининг цилиндр симметрияга нисбатан электр майдонини характерлашни кўриш қийин эмас ва шунинг учун бу катталиқни ассимметрия параметри деб атайдилар.

$Z=0$  (яъни) ли майдон ассимметрик ҳисобланади.

$3/2 \rightarrow 1/2$  ( $\text{Sn}^{119}$  ходисаси) ўтиш учун асосий ҳолда квадруполь ўзаро таъсир йўқолади, уйғонган сатҳ эса иккита энергетик сатҳга ажралади.

$$E^{(1,2)} = \pm e^2 q Q / 4 \cdot (1 + Z^2/3)^{1/2} \quad (2.20)$$

Чунки сатҳчалар икки марта айниган. Шундай қилиб, гамма линия билан бирга компонентлар орасидаги масофани дублетни намоён қилади.

Электр майдон градиенти 2 та манба билан ўрганилаётган атом ядроларида пайдо бўлади. Бу 2 та манба қуйидагилар:

- 1 . Ўраб олган ионлар зарядлари – Д кристалл
- 2 . Атомларнинг хусусий валент электронлари-Д валент

$$D=(1-R)D_{\text{вал}}+(1+\gamma)D_{\text{крис}} \quad (2.21)$$

Бу ерда R ва  $\gamma$ -Штернхаймер коэффициентлари.

Бу коэффициентлар ЭМГ ни ташқи ионлар ва атом ички қобиғидаги электронлар валент электронлардан экранилашиши ва антиэкранилашишини билдиради. n, l ва m квант сонлари.

Электронлардан иборат водородсимон атом учун

$$D_{\text{вал}} = 2\langle\tau^{-3}\rangle\ln\cdot 3m^2-l(l+1)/(2l+3)(2l-1)$$

$$\langle\tau^{-3}\rangle\ln=Z^3/n^3l(l+1/2)(l+1)a_0^3 \quad (2.22)$$

га тенг.

Бу ерда  $a_0^3=li/mc^2$  Боров радиуси.

Ички ионлар ташкил қилган ЭМГ кенглиги қуйидаги ифода орқали аниқланади:

$$D_{\text{крис}}=\sum_I 3\cos^2\theta_i-1/r_i^3\cdot li=1/D_{\text{крис}}\sum 3\sin\theta_i\cdot\cos\varphi_i/r_i^3 \quad (2.23)$$

Бу ерда  $r_i$ ,  $\theta_i$ ,  $\varphi_i$ - заряднинг сферик координаталари.

Маълумки, $D_{\text{крис}}$  ва  $D_{\text{вал}}$  г- га боғлиқ, аммо валент электронлар қанча даражада ядрога яқин бўлса, у ҳолда панжара ва улар ҳосил қилган ЭМГ ташқи ионлар ЭМГ сидан катта бўлади.

Квадруполь ажралиши атомларда таъсир қилувчи майдон кенгликлари ва таъсир этиш атрофи симметриялари ҳақида информация беради. Шунинг кайд қилиш керакки, квадруполь ажралиши ЯҒР спектрида:

$$e^2 D_{\theta} = 2T \quad (2.24)$$

ҳолда ҳосил бўлади, (тескари ҳолда фақат спектрнинг кенгайиши кузатилади).

## 2.4. Спектроскопик усул турлари

Радиактив ядролар билан ишлайдиган спектроскопик усуллар ўзининг қўлланилиши ва тузилишига қараб ҳар хил турларга бўлинади. Гамма нурланиш манбаи бўлган радиактив изотопларни ҳаракатлантириш ҳисобига гамма – квантлар тезлигини ўзгартириш Мессбауэр спектрометрларининг асоси ҳисобланади.

Мессбауэр спектрометри 2 та типда қурилади:

1. Доимий тезликли спектрометр;
2. Доимий тезланишли спектрометр.

Улар бир – биридан ҳаракат берилиш усуллари билан фарқ қилади:

1. Доимий тезликли Мессбауэр спектрометрлари электродинамик вибраторлар асосида ишлашга мослашган. Бундай ҳолда манба доимий тезлик билан ҳаракатланади. Бундай ҳолларда тезликни аниқлаш мураккаб ишдир. Шу сабабли тезликни калибровка графикларидан аниқланади. (2.6 – расм).

Масалан (Co ва Pd) манбаси учун  $\alpha$  - Fe ёки  $Fe_2O_3$  калибровкаларидан фойдаланилади.

2. Доимий тезланишли спектрометрларда  $\gamma$  – квант манбаи вибраторга маҳкамланади ва параболик формада ҳаракат берилади.

$\gamma$  – квантлар ( Na I (Fe) ) сценцеляторга тушади. Унда нурланиш ҳосил қилади ва ФЭУ ҳолидаги кучайтиргичдан ўтиб импульслар анализаторига келиб тушади, келиб тушаётган импульсларнинг ҳаммаси ҳам тепки энергиясиз чиқавермайди, яъни резонанс ютилмайди.

Масалан ( Co Pd да) манбасидан чиқаётган  $\gamma$  – квантлар 6 кэВ, 14 кэВ, 122 кэВ, 136 кэВ бўлиши мумкин. Улардан фақат 14 кэВ  $\gamma$  – квант резонанс ютилади.

Шу сабабли улар Мессбауэр квантлари дейилади.

Радиактив манбаларнинг активлиги “Микротори” қурилмаларида ўлчанади. Бизнинг ҳолда радиактив 20 кюри атрофида бўлса, К - радиактивлик 1 секундда  $3,7 \cdot 10^{10}$  атом емирилишида ҳосил бўлади.

Мессбауэр спектроскопияси 2 турда учрайди:

1. Ютилувчи Мессбауэр спектроскопияси.
2. Эмиссион Мессбауэр спектроскопияси.

Катта концентрацияли аралашмалар киритилган намуналарни 1-вариантдан фойдаланади, бунда манба билан намуна алоҳида бўлади.

Кичик концентрацияли намуна алоҳида бўлади. Кичик концентрацияли намуналарни ўрганишда эмиссион вариантдан фойдаланилади. Бундай ҳолда манба текширувчи намуна ролини ҳам ўйнайди.

Мессбауэр эффекти ёрдамида атомларнинг нозик структураларини аниқлаш мумкин. Мессбауэр эффекти ўзининг қуйидаги параметрларига эга:

1. Мессбауэр коэффициентлари.
2. Изотермик силжиш.
3. Спектриал чизиқлар кенглиги.
4. Квадруполь тарқалиш.
5. Ўта нозик магнит тарқалиш.

### **Спектроскопик усулнинг эмиссион варианты.**

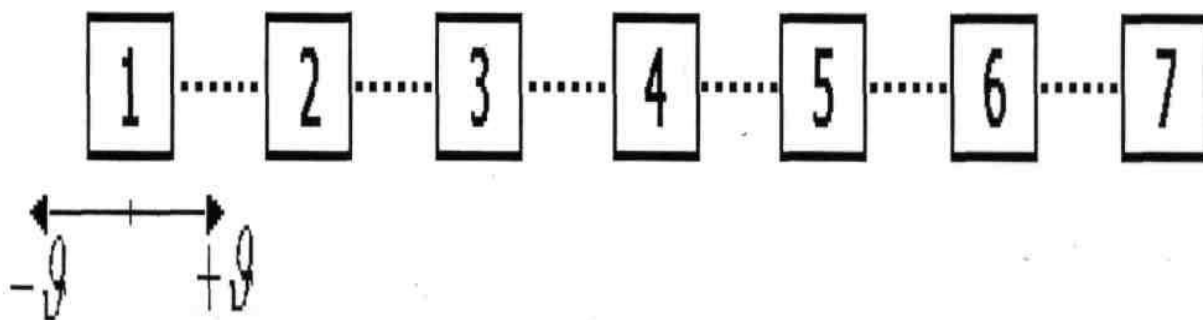
Радиактив изотоп киритилган материал гамма нурланиш манбаи сифатида фойдаланиладиган усул эмиссион вариант деб аталади.

Ушбу усул ўтган асрнинг 80-йилларида яратилган бўлиб, Мессбауэр ушбу миқдор жуда кам бўлганида қўлланилади.

Кам миқдордаги радиактив изотоп ўрганиладиган қаттиқ жисмга диффузия йўли билан киритилади ва ушбу материал Мессбауэр спектрометрида нурланиш манбаи сифатида фойдаланилади. Гамма-нурни ютгич сифатида эса эталон бирикма қўлланилади. Шунинг учун ҳам бу усул эмиссион Мессбауэр спектроскопияси деб аталади. Мессбауэр ушбу миқдор

жуда кам бўлганлиги сабабли олинадиган Мессбауэр спектрларининг ажрата олиш қобилияти ҳам анча паст бўлади. Лекин кам миқдордаги изотоплар ёрдамида ҳам керакли маълумотларни олиш учун ушбу усулдан фойдаланилади.

Эмиссион Мессбауэр спектроскопияси ҳозирги вақтда юқори ҳароратли ўта ўтказгич материалларни ўрганишда жуда кенг қўлланилмоқда. Атомларнинг локал ҳолатлари, уларнинг заряд миқдори, қандай элементлар билан узаро таъсирда бўлишини фақат Мессбауэр спектроскопияси ёрдамида жуда катта аниқликда аниқлаш мумкин.



2.6– расм. Қаттиқ жисмни Мессбауэр спектроскопияси ёрдамида ўрганиш.

1. Кам миқдорда радиактив Мессбауэр изотопи киритилган материал.
2. Эталон бирикма.
3. Детектор.
4. Кучайтиргич.
5. Импульслар анализатори.
6. Хотира блоки.
7. Маълумотларни берадиган блок.

## 2.5. Фазавий ўтишларни ўрганишнинг электрофизик усуллари

Қаттиқ жисмларда атомларнинг заряд ҳолатлари ўзгариши шу материалларнинг электрофизик хусусиятларига таъсир қилади. Шунинг учун ҳам атомларнинг заряд ҳолатлари ўзгариши ўрганилаётганда албатта материалларнинг электрофизик хусусиятлари ҳам ўрганилиб борилади.

Ҳар қандай қаттиқ жисмнинг электрофизик хусусиятини ўрганаётганда уни бошқа стандарт ва аниқ, олдиндан ўлчаб олинган намуналар билан солиштириб кўрилади. Биз ўтказаётган тажрибаларда ҳам ярим ўтказгичнинг электр ўтказувчанлиги стандарт қаршиликли материаллар ўтказувчанлиги билан солиштириб кўриш орқали аниқланди.

Ҳар қандай материалнинг электр ўтказувчанлигини аниқлашда доимий токдан фойдаланилди. 2.7 – расмда ярим ўтказгичли материалларнинг электр ўтказувчанлигини аниқлайдиган қурилманинг электр схемаси берилган. Схемадан кўриниб турибдики, номаълум қаршилик  $R_x$  ни аниқлаш учун маълум қаршилик  $R_0$  ни схемага киритилган ва бу қаршиликлардаги кучланиш тушишини ўзаро солиштириш орқали  $R_x$  қаршилик аниқланилади.

Қаршиликга тескари пропорционал бўлган электр ўтказувчанликни эса  $R \approx \frac{1}{\sigma}$  формула орқали ҳисоблаб топилади.

Кўпинча электр ўтказувчанлик ташқи таъсирга яъни майдон, нурланиш ёки температурага боғлаб ўрганилади.

Бизнинг тажрибаларимизда, электр ўтказувчанлик температурага боғлиқ ҳолда ўрганилди.

Бунинг учун уй температурасидан яъни 20°C дан 300°C гача температура берадиган печь танлаб олинди ва ҳар 10 - 15°C температурада битта ўлчов ўтказилди.

Тажрибалар аниқлигини ошириш учун ўлчовлар температура ошиш режимида яъни 0°C дан 300°C га ошиб бориши натижасида олинди ва температура камайиш режимида яъни 300°C дан 0°C гача камайтириб

Ўлчовлар такрорланиб борилди. Бундай ҳолда температуранинг ўлчов хатолиги  $\pm 1^\circ\text{C}$  ни ташкил қилди.

Ўлчашларни ўтказиш жараёнида стабил кучланиш олиш учун ўзгармас кучланиш олиш учун ўзгармас кучланиш берадиган УИП-I универсал таъминлаш манбаси орқали фойдаланилди ва кучланишлар М-106 вольтметри ёрдамида ўлчанди.

Бу вольтметрнинг аниқлик даражаси 0,1 В ни ташкил қилади. Ўлчашлар, доимий ток кучайтиргич УІ-2 ни қўллаш ёрдамида бажарилди.

Қаршилиги ўлчанадиган ярим ўтказгични маълум ўлчамда 1 см X 0,5 см X 0,5 см ўлчами қилиб кесиб олинади ва уни ўлчов давомида ушлаб турадиган пружина ва сиқувчи винт ўрнатилган маълум бир ток ўтказмайдиган фторпластдан ясалган қурилма ичига жойлаштирилади. ярим ўтказгич ва схема контактлари орасига графит ўтказгичлар жойлаштирилади. Контактлар жуда кичкина қаршиликли латун диск сифатида ясалади. Графитдан ташқари аквадаг ва кумуш пасталар ҳам контакт сифатида хизмат қилади.

Солиштирма электр ўтказувчанлик қуйидаги ифода орқали ҳисобланилади:

$$\sigma = \frac{l}{S \cdot R} \quad (\text{ом}^{-1} \text{см}^{-1}) \quad (2.25)$$

Бу ерда  $l$  – намуна калинлиги (см)

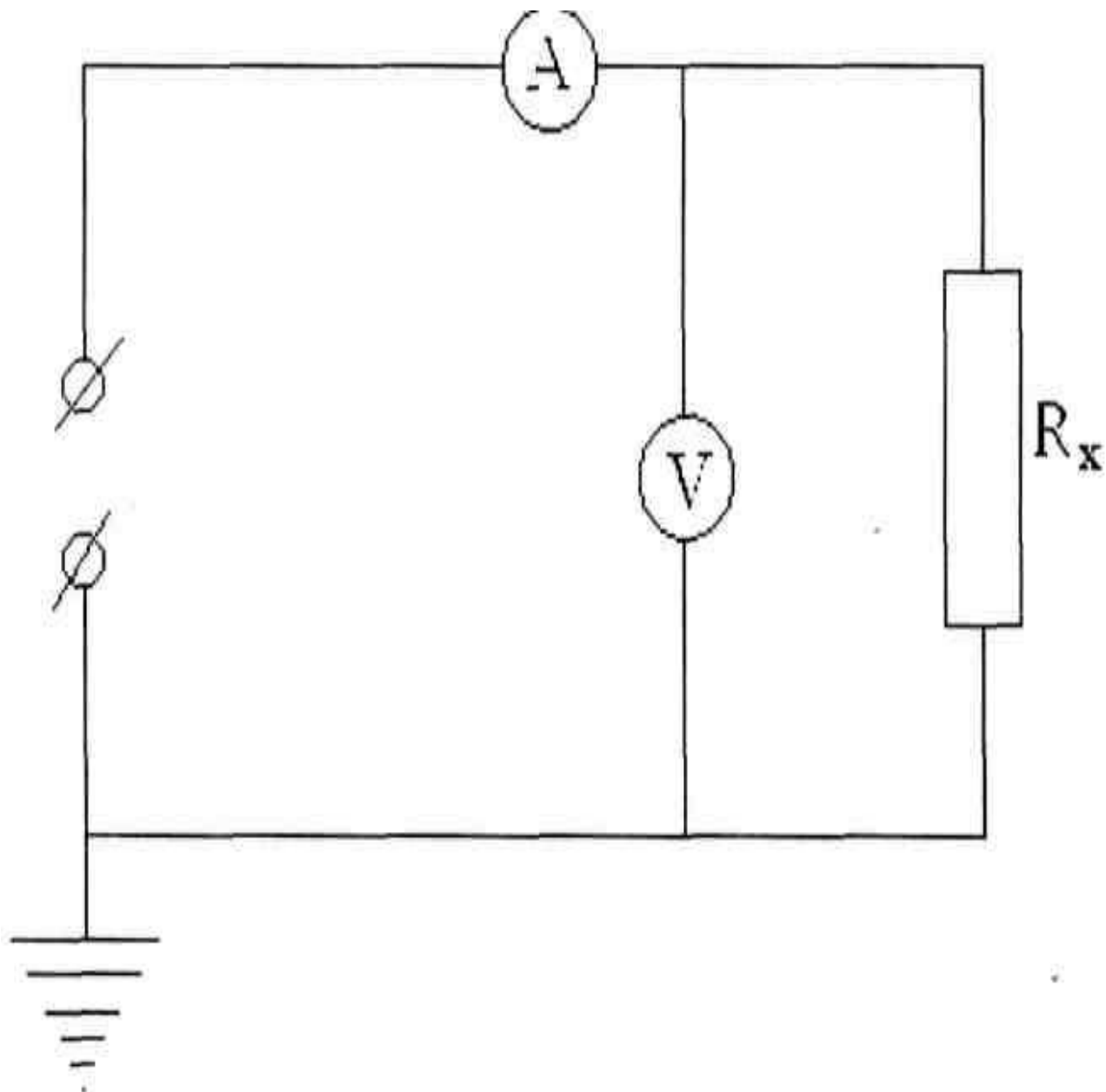
$S$ -электроднинг юзаси ( $\text{см}^2$ )

$R$ -намунанинг қаршилиги (ом).

Ўтказилган ҳар бир ўлчовлар температуранинг ошиш ва камайиш режимида камида уч марта такрорланади ва умумий ўртача қиймати аниқланиб олинади.

Олинган натижаларда ўлчашлар хатолиги  $2 + 5\%$  ни ташкил қилди. Ушбу аниқлик даражаси олинган натижаларнинг ҳақиқий ва тўғрилигини

таъминлайди. Чунки энг юқори савиядаги илмий тадқиқот ўлчовларида ҳам хатолик 5 % гача бориши мумкин.



2.7 – расм. Қаршиликни температурага боғлиқ равишда ўрганиш.

## 2.6. Холл эффекти

Ярим ўтказгичларнинг электрофизик хусусиятини ўрганишда қўлланиладиган асосий усуллардан бири Холл эффектидир.

Ярим ўтказгичли материал ўзгармас магнит майдонига киритилганда ундаги ҳар хил ишорали зарядли заррачалар ўзгармас магнит майдони таъсирида ўзининг ҳаракат йўналишини ўзгартиради. Ток ташувчилар манфий электрон ва мусбат тешиклар бўлгани учун улар ўзаро қарама – қарши сиртларда тўпланиб ва сиртлар орасида потенциал фарқи юзага келади.

Ана шу ҳодисага асосланган тажриба усули яъни Холл эффекти қурилмасида ярим ўтказгичнинг асосий параметрлари бўлган электр қаршилиқ, электр ўтказувчанлик Холл коэффиценти, ток ташувчилар ҳаракатчанлиги ва концентрацияси каби параметрлари юқори аниқликда ўлчанади. Ушбу метод ёрдамида ярим ўтказгич параметрларини ўлчаш учун қуйидагича тартибда тажриба ўтказилиши керак:

Ярим ўтказгичли материални параллелолипед шаклида қирқиб олинадимиз ва унинг иккита сиртига қўйилган электродлар орқали ўзгармас ток ўтказилади. Бунинг натижасида ярим ўтказгич ичида зарядли зарраларнинг тартибли ҳаракати юз беради. Ток ўтаётган сиртларга перпендикуляр йўналишда ўзгармас магнит майдони қўйилади ва ҳар хил ишорали зарядли зарралар бу майдон таъсирида ўз ҳаракат йўналишларини ўзгартирадilar.

Натижада параллелолипед шаклидаги ярим ўтказгичнинг қарама – қарши сиртларида мусбат ва манфий ишорали зарядли зарралар йиғилиб қолади ва бу сиртлар орасида потенциаллар фарқи юзага келади. Бизга маълумки, ўзгармас магнит майдонида ҳаракат қилаётган зарядли заррачага майдон Лоренц кучи билан таъсир этади:

$$F_L = q \cdot \left[ \vec{\mathcal{G}} \cdot \vec{H} \right] \quad (2.26)$$

ёки

$$F_L = q \cdot \mathcal{G} \cdot H \cdot \sin \alpha \quad (2.27)$$

агар  $\alpha = 90^\circ$  бўлса,

$$F_L = q \cdot \mathcal{G} \cdot H \quad (2.28)$$

Бу куч таъсирида зарядлар ҳаракат йўналишини ўзгартирадilar ва кучланганлиги  $\vec{E}_x$  бўлган кўндаланг электр майдони ҳосил қилади. Бу майдон ҳам зарядли заррачага  $\vec{F}_x$   $\vec{F}_x$  куч билан таъсир этади:

$$\vec{F}_x = q \cdot \vec{E}_x \quad (2.29)$$

Лоренц кучи  $F_L$  ва электр майдони ҳосил қилган  $F_x$  кучлар ўзаро тенглашгунча зарядли заррачаларнинг бурилиши давом этади. Бу кучлар ўзаро тенглашгач ток ташувчилар бурилмай қолади, яъни:

$$E_x \cdot q = q \cdot \mathcal{G} \cdot H \quad (2.30)$$

Шундай ҳолда А ва В сиртлар (2.8 – расм) ўртасида потенциаллар фарқи юзага келади:

$$U_x = E_x \cdot d = q \cdot \mathcal{G} \cdot H \quad (2.31)$$

Бу ерда  $d$ -материалнинг қалинлиги.

Бизга маълумки, электронларнинг  $v$  тезлигини ток зичлиги  $j$  билан ёзса бўлади:

$$g = \frac{j}{n \cdot q} = \frac{J}{q \cdot n \cdot b \cdot d} \quad (2.32)$$

бундан,

$$U_x = \frac{1}{q \cdot n} \cdot \frac{J \cdot H}{B} = R \cdot \frac{J_0 \cdot H}{B} \quad (2.33)$$

бу ерда,  $R = \frac{1}{q \cdot n}$  - Холл эффекти дейилади. Электрон ўтказувчанликка эга

бўлган ярим ўтказгич учун:

$$R = \frac{1}{n_0 \cdot e} \quad (2.34)$$

ёки

$$R = \frac{U_x \cdot b}{J \cdot H} \quad (2.35)$$

Агар ток ташувчилар мусбат тешикчалар бўлса:

$$R = \frac{1}{n_p \cdot e} \quad \text{ёки} \quad R = \frac{U_x \cdot b}{J \cdot H} \quad (2.36)$$

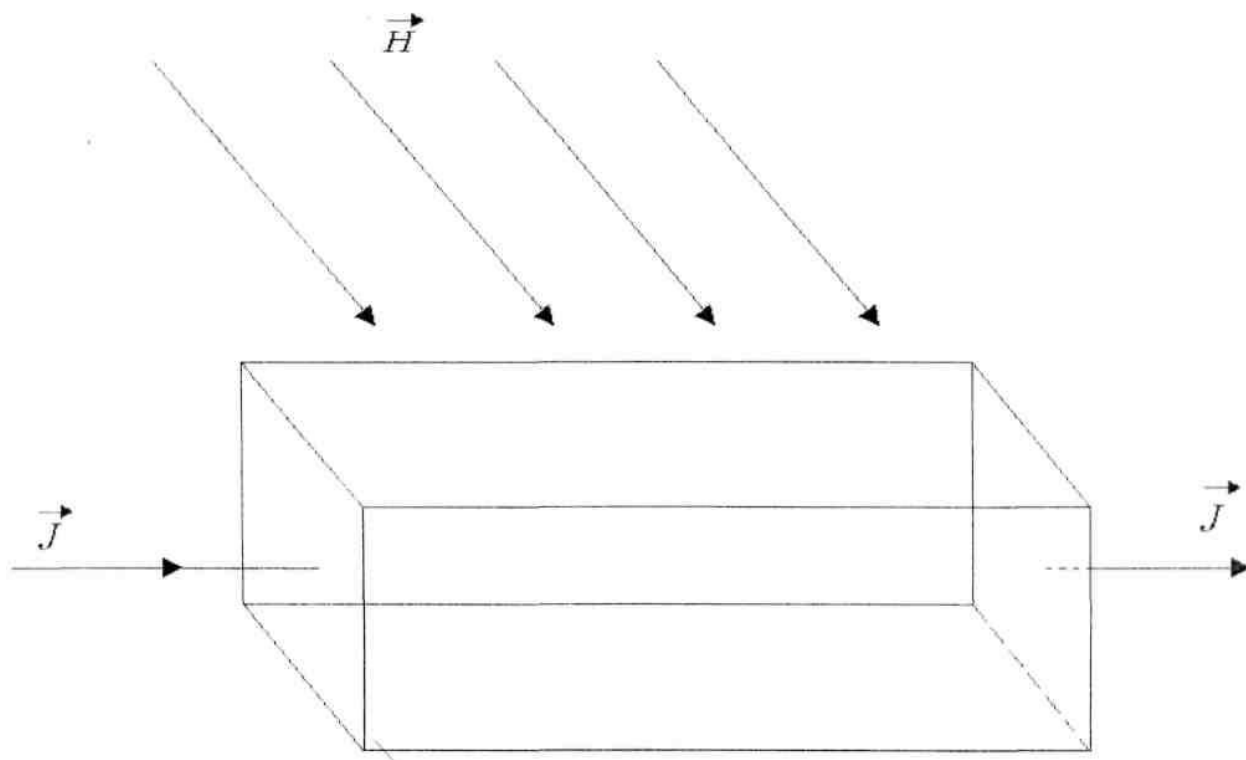
Шундай қилиб, Холл коэффициентини билган ҳолда ток ташувчилар концентрацияси  $n$  ни ва унинг ишорасини билиб олиш мумкин:

$$n = \frac{1}{R \cdot q} = \frac{J \cdot H}{q \cdot U_x \cdot b} \quad (2.37)$$

Холл коэффициентини орқали ток ташувчиларнинг ҳаракатчанлигини ҳам аниқлаш мумкин:

$$\mu = \frac{R}{\rho} \quad (2.38)$$

Ярим ўтказгичлар параметрларини ўлчаш пайтида олинган натижалар ҳатолиги кам бўлиши учун ярим ўтказгичга қўйилган ўзгармас магнит майдонининг қиймати катта бўлиши лозим. Акс ҳолда зарядли заррачаларнинг магнит майдонида бурилиш жуда кам бўлади ва ҳосил бўладиган потенциаллар фарқини қийинчиликларга тўғри келади.



2.8– расм. Холл эффектени ўрганиш.

## 2.7. Икки контактли ўлчаш усуллари

Қаттиқ жисмларнинг электр қаршилиги ва электр ўтказувчанлигини ўрганишнинг бир неча хил усуллари бор. Шулардан бири икки контактли ўлчаш усулидир. Бу усулни қўллашда ўрганиладиган кристалл параллелолипед шаклида бўлиши лозим.

Параллолипеднинг 6 та томони бўлиб тажриба жараёнида шу томонларнинг икkitаси орқали ўзгармас ток ўтказилади (2.9-расм). Яна битта сиртида иккита учли контакт ўрнатилади ва улар орқали кучланиш тушиши ўлчаб олинади.

Бизга маълумки кристаллар ўтказгич ёки ярим ўтказгич хоссасига эга бўлади. Ярим ўтказгичлар ва ўтказгичларнинг электр қаршилигини ўрганишда асосан солиштирма қаршилик ҳақида сўз юритилади. Масалан; Ярим ўтказгичларнинг электр ўтказувчанлиги умумий ҳолда;

$$\sigma = \frac{1}{\rho} = e \cdot (n \cdot \mu_n + P \cdot \mu_p) \quad (2.39)$$

Бу ерда  $\rho$  - солиштирма қаршиликдир. Ана шу солиштирма қаршиликни икки контактли (зондли) усулидан фойдаланилди.

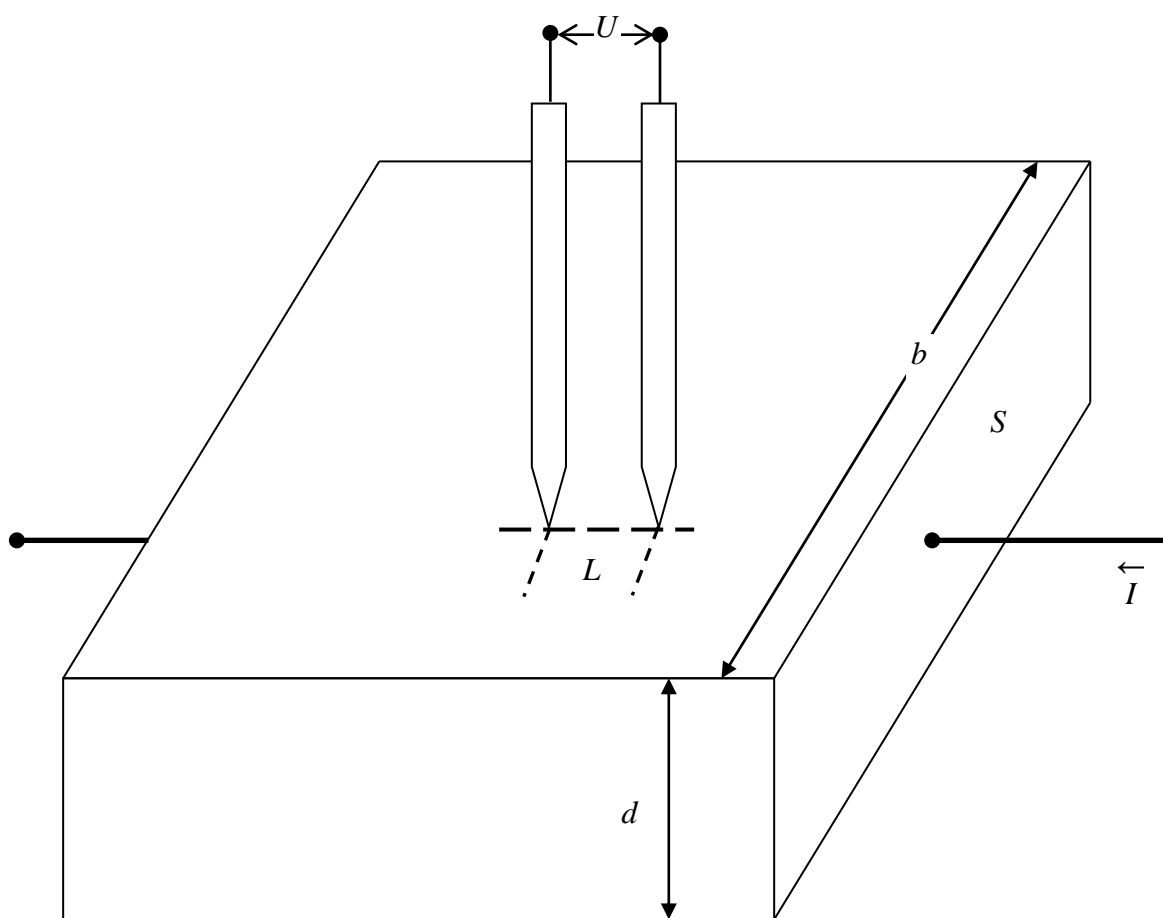
Кўндаланг кесим юзаси аниқ бўлган, тўғри геометрик формадаги материалнинг солиштирма қаршилиги;

$$\rho = \frac{U \cdot S}{J \cdot L} = \frac{U \cdot d \cdot e}{J \cdot L} \quad (2.40)$$

Бу ерда  $U$  – потенциал потенциометр ёки катта кириш қаршилигига эга бўлган вольтметр билан ўлчанади.

Солиштирма қаршиликни билган ҳолда кристаллнинг электр ўтказувчанлигини ҳисоблаб топиш мумкин.

Ушбу кристалларга ёруғлик оқими тушиши натижасида уларнинг фотоўтказувчанлигини ҳам аниқлаш мумкин.



2.9-расм.

## 2.8. Тўрт контактли ўлчаш усули

Қаттиқ жисмларнинг электрофизик хоссаларини ўрганишда тўрт зондли усул жуда кўп қўлланилади. Кристалл ва аморф ярим ўтказгичли материалларнинг электрофизик хусусиятини ўрганишда қўлланиладиган асосий усуллардан бири Холл эффектидир. Ёруғлик таъсирида фотоўтказувчанликнинг юз беришини ҳам Холл эффекти ёрдамида ўрганиш мумкин. Бунинг учун ярим ўтказгич параллелопипед шаклида қирқиб олинади. Унинг 6 та юзаси бўлиб уларнинг иккитаси орқали ўзгармас ток, яна иккитаси орқали ўзгармас магнит майдони қўйилади. Токли ўтказгичга магнит майдони таъсир қилиб зарядли зарраларнинг тезлиги ва ҳаракат йўналишини ўзгартиради. Бундай ўзгартириш Лоренц кучи таъсирида юз беради:

$$F_{\text{л}} = q \cdot [\vec{H} \cdot \vec{\mathcal{G}}] \quad (2.41)$$

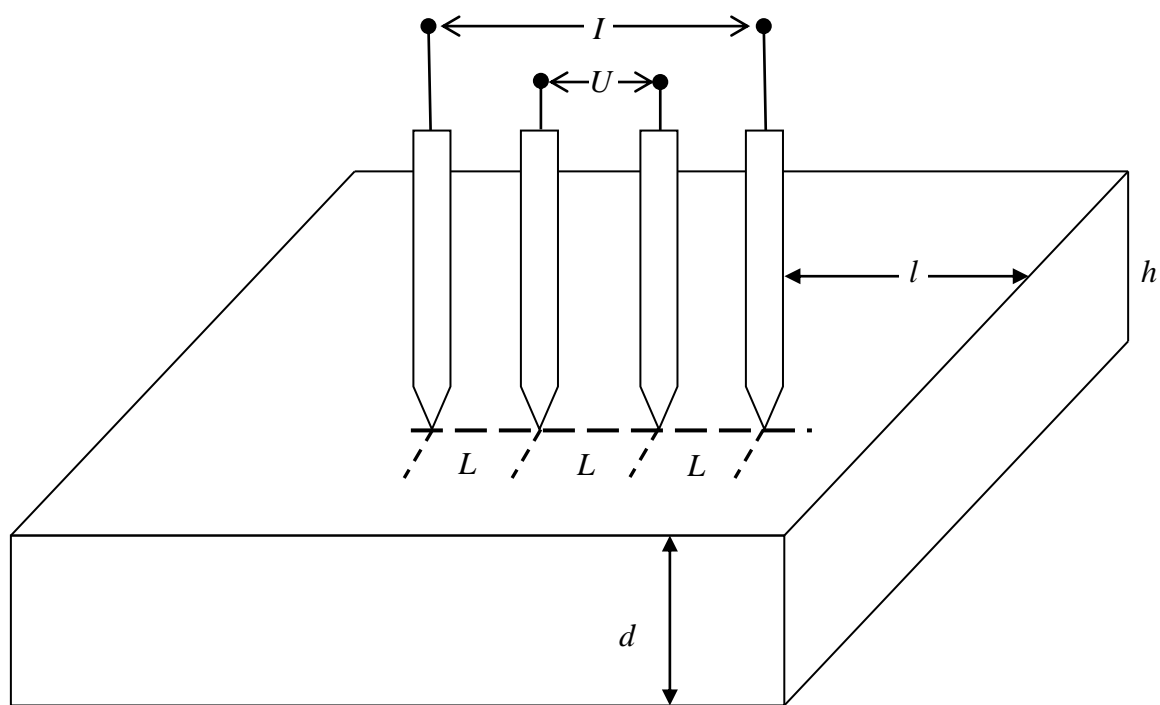
ёки

$$F_{\text{л}} = q \cdot \mathcal{G} \cdot H \cdot \sin \alpha \quad (2.42)$$

Агар  $\alpha = 90^\circ$  бўлса  $F_{\text{л}} = q \cdot \mathcal{G} \cdot H$

Бу усул ёрдамида ярим ўтказгичнинг қуйидаги параметрларини аниқлаш мумкин.

$$R = \frac{1}{q \cdot n} \sim \text{Холл коэффиценти}$$
$$n = \frac{1}{R \cdot q} = \frac{J \cdot H}{q \cdot U_x \cdot U} \sim \text{ток ташувчилар концентрацияси}$$



2.10- расм.

$$\mu = \frac{R}{\rho} \sim \text{ток ташувчилар ҳаракатчанлиги}$$

Бундан бошқа тўрт зондли усул ҳам мавжуд. Унинг уланиш схемаси (2.10 - расм) берилган. Схемада  $d, \ell, h \gg L$  бўлганда;

$$\rho = 2\pi \cdot L \cdot \frac{U}{J}$$

$L \cong d, \ell, h$  бўлганда эса;

$$\rho = F \cdot 2\pi \cdot L \cdot \frac{U}{J}$$

Бу ерда  $F$  – қўшимча ҳад бўлиб, ўлчашларнинг чегаравий шартига боғлиқ бўлади.

## 2.9. Намуналар синтези

Ярим ўтказгичли материалларни синтез қилишнинг бир неча усуллари мавжуд бўлиб, уларнинг энг асосийси элементларни керакли нисбатда порошок кўринишида олиб аралаштириб кварц ампулаларга солиб ва ампуладаги ҳавони сўриб олиш натижасида катта вакуум ҳосил қилиш натижасида ампула ковшарланади. Ушбу ампула катта температурада қиздирилиш натижасида порошок кўринишидаги материаллар эрийди ва элементлар ўзаро аралашиб кетади ( 2.11 -расм).

Маълум фазадаги ярим ўтказгич олишда унинг тозалиги ва мукамаллиги, ҳамда бир жинслилиги эритманинг совутиш режимига ва аралашма миқдorigа бо-лиқ бўлади. Совутиш тезлиги катта бўлиши ва аралашма миқдори кичкина бўлиши маълум фазадаги материални мукамал ва бир жинсли кўринишда олиш имкониятини беради. Шунинг учун ҳам эритмани  $0^{\circ}\text{C}$  температурадаги яъни музли сувга тез тушуриш ёрдамида совутилади. Бунда совуш тезлиги ўртача 200 град/сек. га яқин бўлади ( -расм).

Кўпинча ушбу усул ёрдамида шиша кўринишли ва аморф яримўтказгичлар ҳосил қилинади.

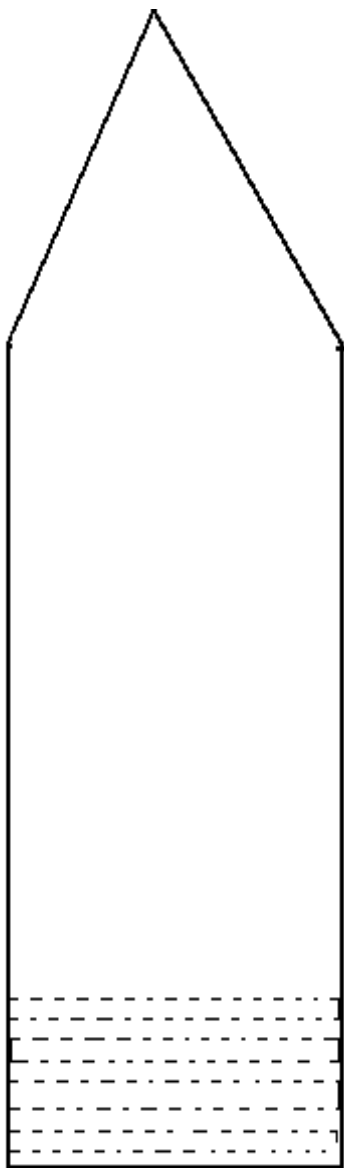
Бизнинг тажрибаларимизда эритма кўринишдаги ярим ўтказгичли аралашма миқдори кўпинча 2 граммни ташкил қилди.

Илмий адабиётларда келтириши ушбу миқдордаги эритмани тез совутиш натижасида шишасимон ярим ўтказгичлар жуда тоза ва бир жинсли кўринишда олиш имконияти бўлади.

Кристалл кўринишдаги ярим ўтказгичли материални ҳосил қилиш учун эритмани жуда секин совутиш усули қўлланилади. Эритма ката температурадан секин совутилганда суяқ аралашмада бўладиган боланишларнинг барча бузилишлари тикланишга улгуради, ва тез совутишдан

вужудга келадиган таранглик йўқолади. Натижада атомлар кристалл панжара тузишга ва тартибли доимий структура яратишга улгуради.

Кристалл структурали ярим ўтказгич бир жинслилигини ҳам маълум усуллар ёрдамида аниқлади ва ушбу хусусиятлари бўлгандан кейингина уларнинг электрофизик ва структуравий хусусиятлари ўрганилиши мумкин бўлади.



·расм

### **III - БОБ. ЎТКАЗИЛГАН ТАЖРИБАЛАР НАТИЖАЛАРИ ВА УНИНГ МУХОКАМАСИ.**

#### **3.1. “Кристалл-аморф” фазавий ўтишни Мессбауэр спектроскопияси ёрдамида ўрганиш**

Қаттиқ жисмларда юз берадиган “Кристалл – аморф” фазавий ўтишлар натижасида уларнинг физик – химик хусусиятлари ва структурасида катта ўзгаришлар бўлиши натижасида бундай материаллардан ясалган приборлар хоссалари ўзгариб кетади.

SiTe структурали бирикмаларнинг кристалл ва аморф кўринишдаги ҳолатларини мураккаб технология ёрдамида олиш мумкин. Айниқса аморф структурасини олиш учун тез совутиш натижасида эритма ҳолдаги аралашма қаттиқ ҳолатга олиб келади.

Биз ўрганаётган SiTe бирикма олмоссимон структурали характерга эга бўлгани учун бундай олмоссимон структурали бирикма учун шишасимон ёки аморф ҳолат характерли эмас деб хулоса қилиб келинар эди.

Аммо суяқ аралашмани 100 град/сек ва ундан катта тезликда совитилганда аморф ҳолатдаги SiTe бирикмаси олишга муваффақ бўлинди.

Кристалл кўринишдаги бирикма эса эритмани жуда секин совутиш натижасида олишига эришилди.

Мессбауэр спектроскопияси ёрдамида аморф ва кристалл SiTe бирикмасини ўрганиш учун бу бирикмага Мессбауэр изотопи ҳисобланган  $\text{Sn}^{119}$  изотопи синтез ва диффузия усуллари ёрдамида киритилди.

Адабиётларда кўрсатилишича  $\text{Sn}^{119}$  изотопи SiTe бирикмасидаги Si атомлари ўрнига жойлашиб қолади.

Чунки Si ва  $\text{Sn}^{119}$  элементлари Менделеев даврий системасида 4-группада жойлашган бўлиб синтез қилинганда бу элементлар бир-бирларининг ўрнига бемалол жойлашиб қолади.

Натижада Мессбауэр изотопии бўлган  $S_n^{119}$  нинг структурадаги хусусиятларини Мессбауэр спектроскопияси ёрдамида ўрганиш имконияти туғилади.

Мессбауэр спектроскопияси ёрдамида *SiTe* структурали бирикмалардаги “кристалл – аморф” фазавий ўтишни кузатиш учун кристалл ва аморф структурали бирикмаларнинг спектрлари олинди ва ўзаро солиштириб кўрилди.

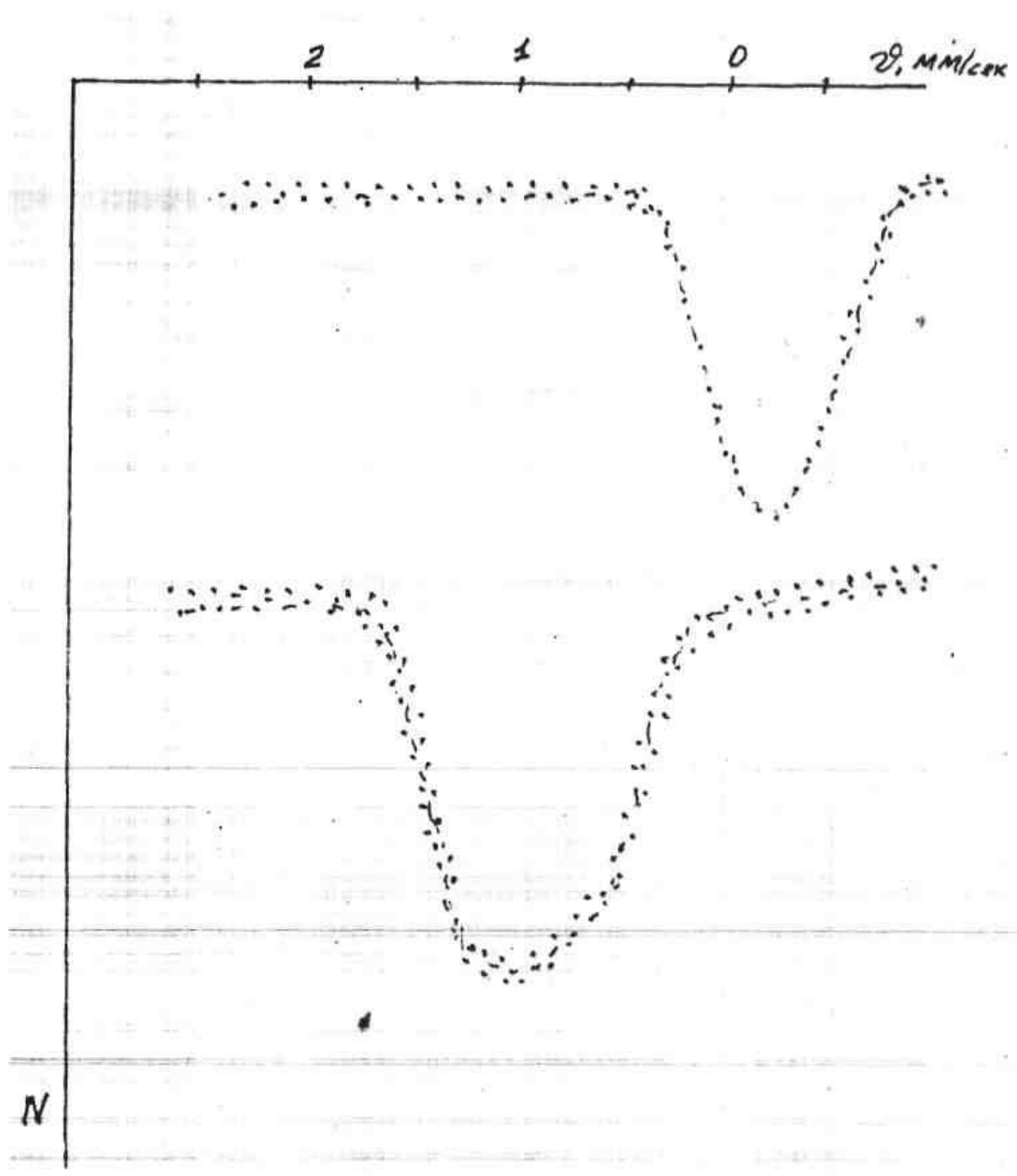
Қуйидаги 3.1-расмда *SiTe* структурали бирикмаларнинг кристалл ва аморф ҳолдаги кўриниши учун Мессбауэр спектрлари берилган.

Спектрлардан кўриниб турибдики кристалл ва аморф ҳолатлардаги спектрлар параметрлари бир-бирларидан фарқ қилади.

Агар кристалл ҳолатдаги *SiTe* бирикмаси учун Мессбауэр спектри синглет линия бўлиб, изомер силжиш ўртача - 0,206 мм/сек бўлса, аморф кўринишдаги бирикмада Мессбауэр спектри ҳам синглет бўлиб, изомер силжиши +0,940 мм/сек қийматга эга эканлиги кўриниб турибди. Бу эса икки ҳолатдаги бирикмада  $S_n^{119}$  изотопи атомлари ҳар хил локал жойлашишга эга эканлиги ҳақида маълумот бериб турибди (3.1-расм).

Ушбу бирикмаларнинг Мессбауэр спектрларини бошқа стандарт спектрлар билан солиштириш натижасида қуйидагича хулосага келинди.

Кристалл структурали *SiTe* бирикмасининг Мессбауэр спектри изомер силжиш қийматига асосан бу бирикмалар киритилган  $S_n^{119}$  изотопи атомлари Si атоми ўрнига жойлашиб қолади ва  $S_n^{+4}$  заряд ҳолатига эга бўлади. Чунки бу спектрнинг изомер силжиш стандарт  $SnO_2$  бирикмаси Мессбауэр спектри изомер силжиши билан ўзаро мос келади.



3.1 – расм. *SiTe* бирикмасининг кристалл ва аморф ҳолати Мессбауэр спектрлари.

Б у бирикмада  $Sn$  атомлари фақат битта яъни  $S_n^{+4}$  ҳолатда мавжуд бўлади.

Аморф ҳолдаги  $SiTe$  бирикмаси Мессбауэр спектри изомер силжиши эса стандарт  $SnO$  бирикмаси изомер силжиши билан ўзаро мос келади. Бу  $SnO$  бирикмада  $Sn$  атомлари  $S_n^{+2}$  ҳолатда мавжуд бўлади.

Шундай қилиб,  $SiTe$  бирикмасидаги кристалл ҳолатда аралашма  $S_n^{119}$  изотопии атомлари  $S_n^{+4}$  ҳолатда аралашма мавжуд бўлса, аморф ўтганда шу,  $S_n^{119}$  изотопии атомлари ҳолати  $S_n^{+2}$  кўринишига ўтади.

Шундай қилиб,  $SiTe$  бирикмадаги “кристалл – аморф” фазовий ўтишда аралашма  $S_n^{119}$  изотопи атомлари  $S_n^{+4}$  ҳолатдан  $S_n^{+2}$  ҳолатга ўтади. Бу эса ўз навбатида ушбу структурадаги бошқа параметрлар ҳам ўзгариб кетишини кўрсатади.

### 3.2. “Кристалл-аморф” фазавий ўтишда электр ўтказувчанликнинг ўзгариши

Электрфизик хусусиятларнинг фазавий ўтиш пайтида ўзгаришларини ўрганиш учун асосан Холл эффектига асосланган тажриба усуллари кенг фойдаланилди. Фазавий ўтишлар қаттиқ жисмларда кўп ўрганилмаган.

Илмий адабиётларда кўрсатилишича бу *SiTe* структурали бирикмаларда “кристалл – аморф” ҳолатларда фазавий ўтишда структурадаги яқин тартибнинг ўзгариши юз беради.

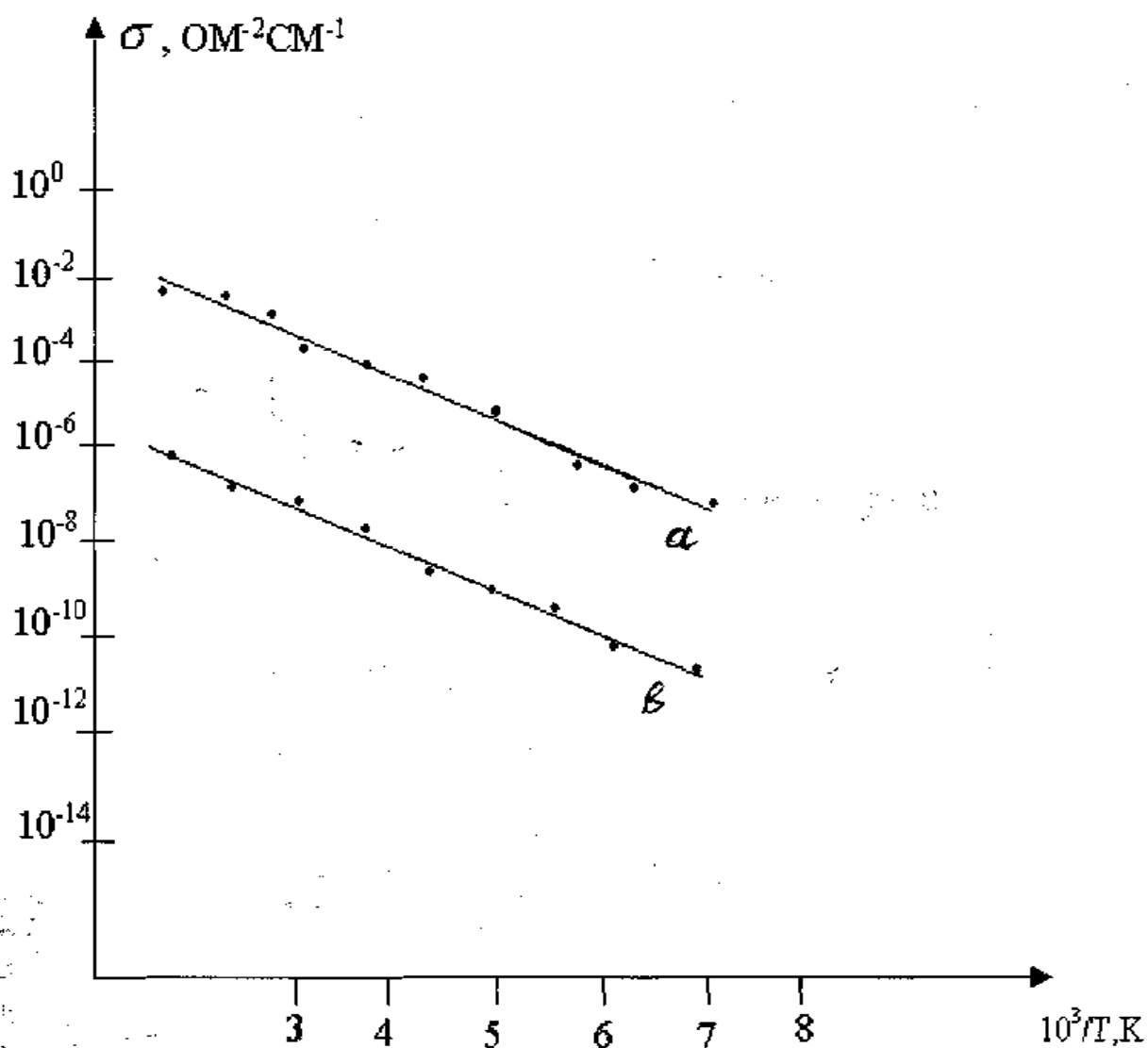
Бу эса ўз навбатида ушбу материаллар электр ўтказувчанлигининг ўзгаришига олиб келади.

Қуйидаги 3.2-расмда кристалл ва аморф ҳолатлардаги *SiTe* бирикмасининг электр ўтказувчанлигининг температурага боғлиқлиги графиги кўрсатилган.

Кристалл кўринишдаги *SiTe* бирикмасининг электр ўтказувчанлиги температурага боғлиқ ҳолда ўрганилди ва бу ўтказувчанлик графиги қуйидаги 3.2-расмда  $a$  – ҳолатда кўрсатилган. Графикнинг абцисса ўқи билан ташкил қилган бурчаги тангенс қиймати шу ярим ўтказгичли кристаллнинг активацион энергиясини яъни таъқиқланган зона кенглиги қийматини беради. Бу қиймат  $E = 0,90$  эВ га тенгдир. Шу *SiTe* бирикмасининг аморф структурасининг электр ўтказувчанлиги температурага боғлиқ ҳолда ўрганилганда, бу ўтказувчанлик 3.2-расмдаги  $b$  – ҳолатдаги график кўринишига эга бўлди.

Кўриниб турибдики, аморф ҳолдаги *SiTe* бирикма электр ўтказувчанлиги кристалл структурали *SiTe* бирикмаси электр ўтказувчанлигидан тахминан 4 (тўрт) тартиб кам қийматга эга бўлар экан. Бу эса ўз навбатида аморф структурада ток ташувчиларнинг ҳаракатчанлиги кичик бўлиши ва аморф бирикмада таъқиқланган зонанинг кенглиги анча катта бўлишини кўрсатиб турибди.

Шунинг учун аморф материалларнинг электр ўтказувчанлиги анча кичик бўлади. Бунинг асосий сабаби таъқиқланган зона кенлиги жуда катта бўлганлиги сабабли валент зонасидаги боғланган электронлар ўтказувчанлик зонасига ўта олмайди. Бунинг учун уларнинг энергияси етмайди. Шу сабабли ўтказувчанлик зонасида ток ташувчи эркин электронлар сони унчалик кўп бўлмайди. Шу сабабли аморф ҳолатдаги моддалар электр токини яхши ўтказмайди.



3.2-расм. *SiTe* бирикмасининг электр ўтказувчанлигининг температурага боғлиқлиги

### 3.3. Оптик шаффоф бўлган жисмларнинг физик хоссалари

Инфрақизил ва кўзга кўринувчи нурларни ўзидан ўтказувчи материаллар ўзларининг структуравий тузилишидан катъий назар умумий ҳолда оптик жиҳатдан шаффоф бўлган жисмлар деб аталади.

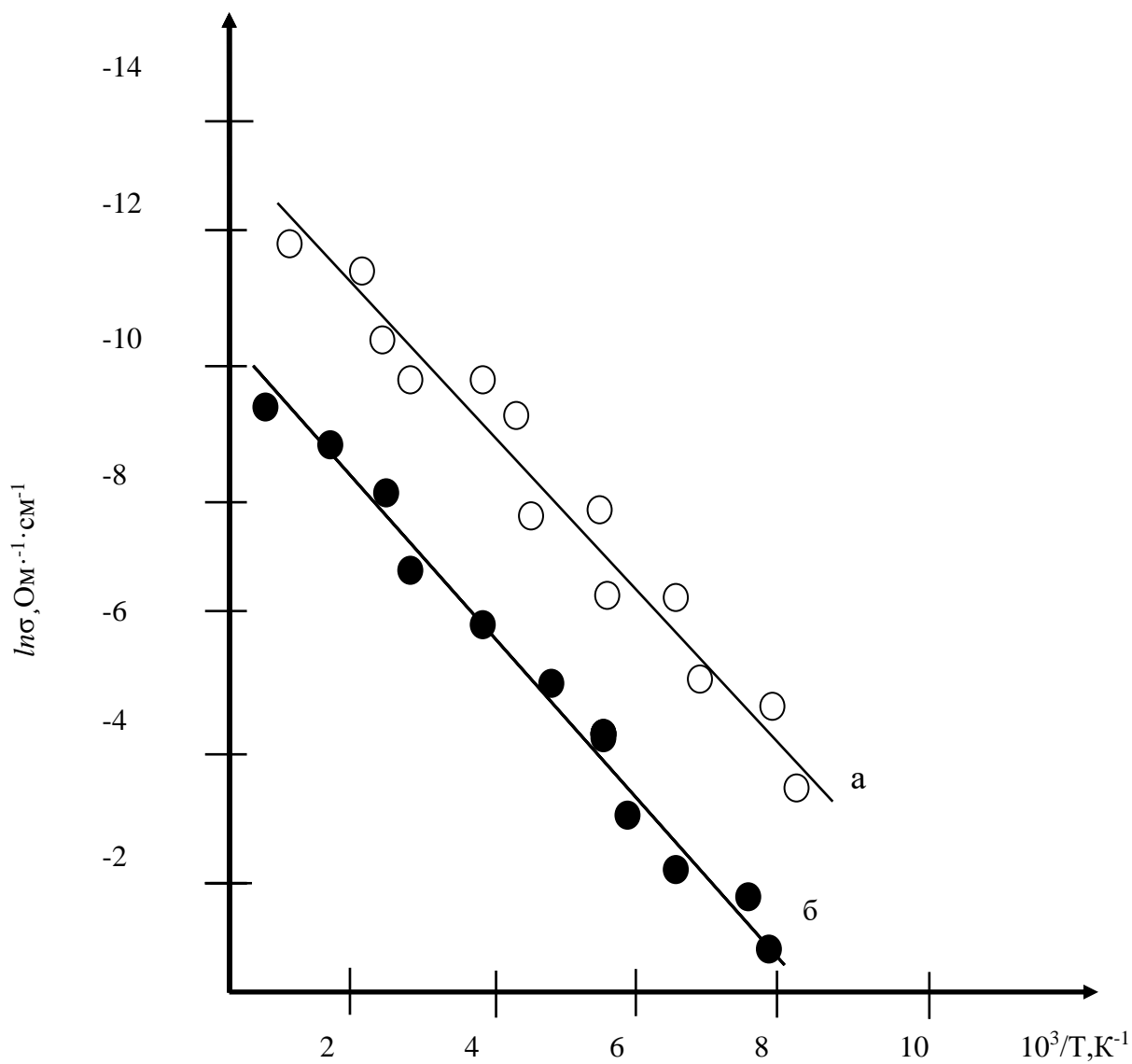
Оптик шаффоф материалларнинг кўпчилиги электрик жиҳатдан изолятор ҳисобланади. Лекин баъзилари ярим ўтказгич хоссаси ҳам эгадир.

Ярим ўтказгичлар ўзларининг структуравий тузилишига кўра қуйидаги ҳолатларда мавжуд бўлади.

- монокристалл ярим ўтказгичлар;
- поликристалл ярим ўтказгичлар;
- аморф ярим ўтказгичлар;
- шишасимон ярим ўтказгичлар.

Моддаларнинг электрофизик хусусиятларини ўрганишнинг бир нечта усуллари мавжуд. Ярим ўтказгичли материалларнинг электрик хусусиятларини ўрганишда кўпинча Холл эффектидан фойдаланилади. Холл эффекти ёрдамида ярим ўтказгичнинг электр ўтказгичларнинг параллелолипед шаклидаги кўриниши бўлиши зарур. Шисасимон ярим ўтказгичларни параллелолипед шаклида яшаш қийин муаммо ҳисобланади. Шунинг учун шисасимон ярим ўтказгичнинг сиртига иккита контакт ўрнатилиб, ўзгармас ток ўзгартирилади. Температуранинг маълум бир интервалида ярим ўтказгичнинг электр ўтказувчанлиги ўзгариши аниқланиб борилади.

Биз ўрганаётган  $As_2Se_3$  шисасимон ва кристалл ярим ўтказгичларнинг икки томонига графит контактлар ўрнатилди. Температуранинг  $20\text{ }^\circ\text{C}$  дан  $150\text{ }^\circ\text{C}$  гача интервалида шисасимон ва кристалл ярим ўтказгичнинг электр ўтказувчанлиги ўлчаб борилди. Олинган натижалар электр ўтказувчанликнинг температурага боғлиқлиги графиги тайёрланди.



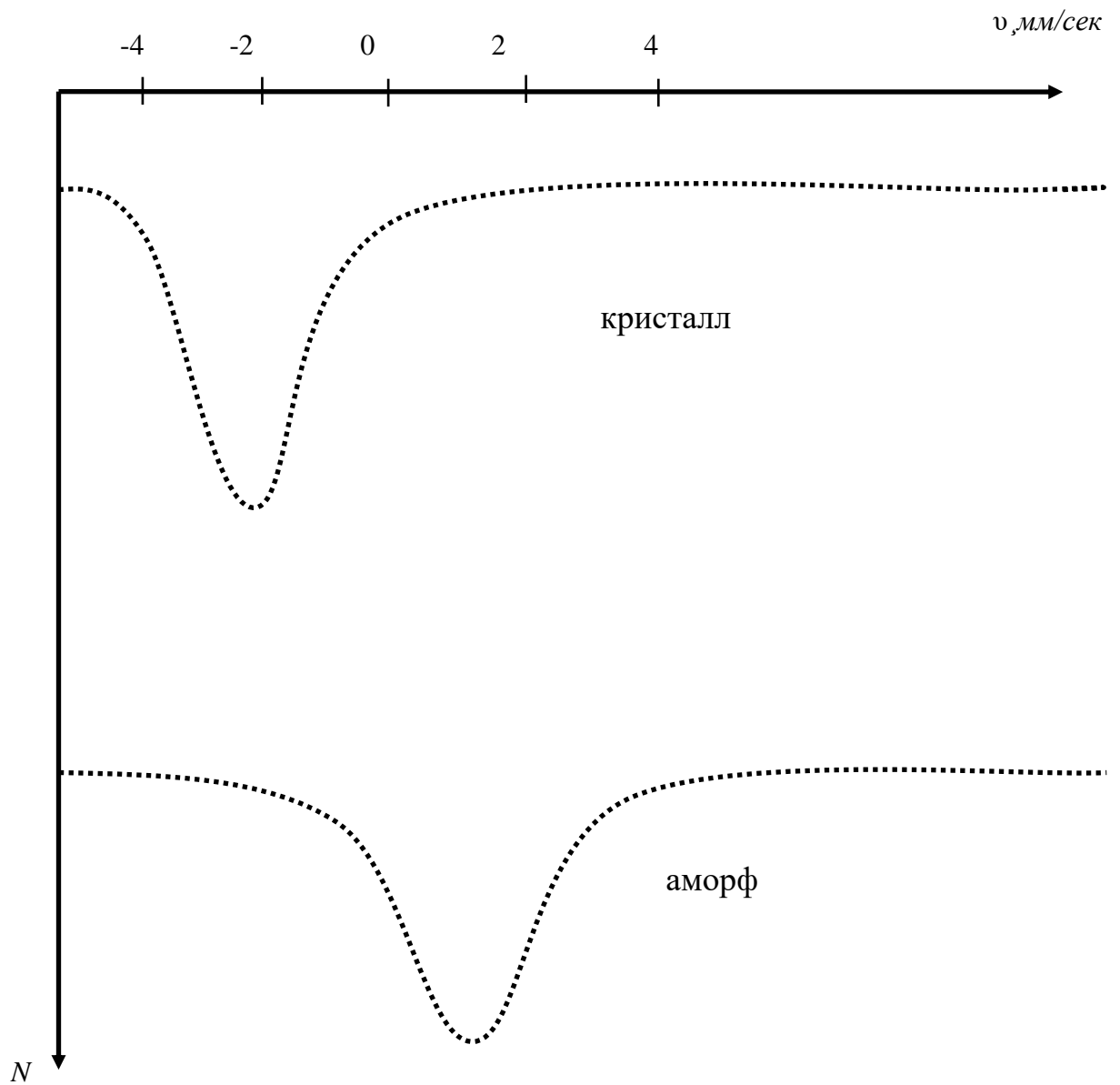
3.3-расм

Оптик шаффоф  $\text{As}_2\text{Se}_3$  бирикмасининг (а) ва кристалл структурали  $\text{As}_2\text{Se}_3$  нинг (б) электр ўтказувчанлигининг температурага боғлиқлиги

Графикдан кўринадикки, шишасимон ярим ўтказгичнинг электр ўтказувчанлиги анча кичик бўлиб температуранинг катта интервалида ҳам жуда кам ўзгаради. Бу натижа Мессбауэр спектроскопияси ёрдамида олинган натижаларни тасдиқлайди, яъни шишасимон  $As_2Se_3$  ярим ўтказгичга киритилган қалайи Sn атомлари электрик жihatдан ноактив ҳолатда,  $Sn^{+2}$  ҳолатда бўлади. Шунинг учун ҳали бу аралашма атомлари ярим ўтказгич электр ўтказувчанлигига таъсир қилмайди.

Кристалл  $As_2Se_3$  ярим ўтказгичида эса электр ўтказувчанлик анча юқори бўлиши кузатилди. Бу хил ярим ўтказувчанлик учун ҳам электр ўтказувчанликнинг температурага боғлиқлиги ўрганилди. Олинган натижалар графиги чизилди. (3.4-расм)

Графикдан кўриниб турибдикки, кристалл ярим ўтказгичнинг электр ўтказувчанлиги анча юқори. Чунки аралашма Sn атомлари кристалл структурада актив ҳолатда бўлади. Бу натижа Мессбауэр спектроскопияси ёрдамида олинган натижалар билан мос тушди.



3.4-рaсм

$As_2Se_3:Sn^{119}$  нинг кристалл ва аморф ҳолатдаги Мессбауэр спектрлари

### 3.4. Оптик жиҳатдан шаффоф бўлган жисмлари спектроскопик усуллар ёрдамида ўрганиш

Аморф структурага эга бўлган лекин оптик нурларни ўзидан ўтказиш хусусиятига эга бўлган, материалларнинг структуравий ва оптик хусусиятларини ўрганиш учун ядровий гамма-резонанс спектроскопияси (Мессбауэр эффекти) дан фойдаланилди.

Ўрганилаётган  $As_2Se_3$  бирикмаси бинар бирикма деб аталиб, улар фақат иккита химик элементнинг бирикишидан ҳосил бўлади. Мессбауэр спектроскопияси ёрдамида бу хилдаги бинар бирикмани тадқиқ қилиш учун бирикмага синтез йўли билан  $^{119}Sn$  изотопи киритилди. Бирикмага киритилган  $^{119}Sn$  изотопи 0,1% ни ташкил қилган бўлсада унинг атомлари бинар бирикма таркибида ҳар хил ҳолатларда жойлашади. Аввал As ва Se элементларидан керакли микдорда олиниб кварц ампулага солинади. Устидан 0,1%  $^{119}Sn$  изотопи ҳам солинади ва кварц ампула ичидаги ҳаво сўриб олинади учлари кавшарланиб герметик қилиб ёпиб ташланади. Сўнг ушбу ампула электропечда  $1050^{\circ}C$  температурада қиздириш натижасида ичидаги электронлар ёритиб аралаштирилди. 2 соат синтез қилингандан сўнг ушбу ампула  $0^{\circ}C$  температурали сувга (муз солинган сув) туширилди. Ампуладаги юқори температурали бинар бирикма музли сувга тушурилгач жуда тез совийди ва оптик жиҳатдан шаффоф бўлган ҳамда аморф структурага эга бўлган  $As_2Se_3:Sn$  бирикмасини ҳосил қилади.

Ушбу бирикма Мессбауэр спектрометрида ўрганилиши учун бирикма майдаланиб кукун ҳолига келтирилди ва махсус қурилмада Мессбауэр спектрометрида ишлатишга мос таблетка ҳолига келтирилди. Бу таблетка Мессбауэр спектрометрида гамма нурни ютгич сифатида қўлланилди.

$As_2Se_3:Sn$  бирикмасидаги Sn атомлари структурадаги панжара тугунларидаги атомлар ўрнига жойлашиб қолади ва шу сабабли Sn аралашма атомларининг хусусиятларини ўрганиш асосида структурадаги As ва Se атомларининг хоссаларини ҳам ўрганиш имконияти ҳосил бўлади.

Мессбауэр спектроскопияси ёрдамида олинган натижаларнинг кўрсатишича шишасимон  $As_2Se_3$  материалига киритилган Sn атомлари электрик жиҳатдан актив бўлмаган ҳолатда янги  $Sn^{+2}$  ҳолатида мавжуд бўлиши аниқланди.  $As_2Se_3$  бирикмадаги  $Sn^{+2}$  ҳолатдаги атомлар учун Мессбауэр спектри 3.4-расмда кўрсатилган. Агар шишасимон  $As_2Se_3$  бирикмасини яна  $1050^\circ C$  гача қиздириб эритилиб, сўнг жуда секин совитилса  $As_2Se_3:Sn$  бирикмасининг кристалл структураси ҳосил бўлади. Бундай кристалл структурали  $As_2Se_3:Sn$  бирикмасини Мессбауэр спектроскопияси ёрдамида ўрганилганда бу бирикмадаги Sn атомлари структурада  $Sn^{+4}$  ҳолатида мавжуд бўлиши аниқланди. Бу ҳолатдаги Sn атомлари электрик жиҳатдан актив бўлади ва кристаллнинг электр ўтказувчанлиги анча юқори бўлади.

## ХУЛОСАЛАР

1. SiTe ярим ўтказгичида „кристалл-аморф“ фазавий ўтишда уларнинг электрофизик хоссалари ўзгаришини назарий ҳисоблар ва тажрибалар натижалари асосида ўрганилди.

2. „Кристалл-аморф“ фазавий ўтиш SiTe ярим ўтказгичида электр ўтказувчанликнинг 4 даражага пасайиши тажрибалар асосида аниқланди.

3. Мессбауэр спектроскопияси ёрдамида SiTe ярим ўтказгичида „кристалл-аморф“ фазавий ўтиши ўрганилганда SiTe ярим ўтказгичига киритилган  $\text{Sn}^{119}$  аралашма атомларининг заряд ҳолати ўзгариши аниқланди.

4. Кристалл SiTe да  $\text{Sn}^{119}$  атомлари  $\text{Sn}^{+4}$  заряд ҳолатида, аморф структурада эса  $\text{Sn}^{+2}$  заряд ҳолатида бўлиши исботланди.

5. Аралашма атомларининг кристалл SiTe да  $\text{Sn}^{+4}$  заряд ҳолатда бўлиши шу ярим ўтказгичда эркин электронлар кўплигини ва бу кристалл SiTe ярим ўтказгичи электр ўтказувчанлиги яхши эканлигини билдиради.

6. Аморф SiTe да  $\text{Sn}^{119}$  аралашма атомлари  $\text{Sn}^{+2}$  заряд ҳолатида бўлиши уларда эркин электронлар камлигини ва токни яхши ўтказмаслигини билдиради.

## Фойдаланилган адабиётлар рўйхати

1. Шалимова К.Б. «Физика полупроводников» Москва, Мир, 1985г .
2. Кетлер М., «Жидкие полупроводники» Москва . Мир, 1980 г.
3. Фистуль В.И. «Введение в физику полупроводников» Москва, Высшая школа, 1984г.
4. Мотт, Деэвис «Электронные процессы в некристаллических веществах», Москва 1982 г
5. Киреев П.С «Физика полупроводников». Москва, 1966 г.
6. Иоффе А.Ф. «Физика полупроводников». Москва, 1957 г.
7. Тураев Э.Ю. П.П. Серегин «Применение эффекта Месбауэра в физику аморфных полупроводников». Ташкент, Фан. 1989г.
8. Баходирхонов М.К. Болтакс Б.И. «Компенцированный кремний» Л.,1972г.
9. Юсунов М.С. «Физические свойства облученного кремния». Ташкент, 1987г.
10. Болтакс Б.И. «Диффузия и точечные дефекты в полупроводниках» Л.,1972г.
11. Тураев Э.Ю., П.П. Серегин «Введение в физику полупроводников». Ташкент, Фан, 1989г.
12. Зайнобидинов С.З., «Физические основы образования глубоких уровней в кремнии» 1984г.
13. Зайнобидинов С.З., Тешабоев А.Т. « Қаттиқ жисмлар физикаси» Тошкент , 2002 й.
14. Зайнобидинов С.З., Тешабоев А.Т. «Ярим ўтказгичлар физикаси» Тошкент , 1999 й
15. Тўраев Э.Ю. Қодирова Н.Т « Аморф ва суюқ ярим ўтказгичлар ҳақида» Термиз , 1998 й.
16. [www.ZiyoNet.uz](http://www.ZiyoNet.uz)
17. [www.Kitob.uz](http://www.Kitob.uz)
18. [www.fizika.ru](http://www.fizika.ru)

**Магистр Абдурахманов Сирожиддиннинг диссертация мавзуси бўйича  
чоп қилинган илмий ишлар рўйхати**

№	Илмий иш номи	Қаерда, қачон чоп этилди	Ҳажми Б.Т	Соавторлар
1	Ўзбекистон Республикасининг жанубий регионларидаги экологик муаммолар ва уларни ўрганишнинг физик усуллари	Олий ва Ўрта махсус, касб-хунар таълимида аниқ ва табиий фанларнинг ўзаро алоқадорлик ва узвийлиги масалалари. Республика илмий-назарий анжумани материаллари. Қарши-2014	0,1	Турапов И. Тўраев Э.
2	“Кристалл- аморф” фазавий ўтишда аралашма атомларининг заряд ҳолатларининг ўзгариши	“Замонавий физика ва физика ўқитишнинг долзарб муаммолари” илмий – назарий конференцияси материаллари тўплами. Термиз-2014.	0.1	Тўраев Э. Нормамаатов А.
3	Пахта толасининг ярим ўтказгич хусусиятларини ўрганиш.	Ўзбекистон Республикаси Олий ва ўрта махсус таълим вазирлиги Термиз Давлат Университети магистратура бўлими. Магистрларнинг илмий хабарлари. Термиз-2015	0.1	Тураев Б. Тураева Г.
4	Гамма нурланишнинг ярим ўтказгичлар ҳоссаларига таъсири.	Замонавий физика ва Астрофизиканинг Долзарб муаммолари. III Республика илмий – амалий анжумани материаллари. Қарши-2015-й.23-май	0,1	Нормамаатов А. Тўраева Г.