



ЎЗБЕКИСТОН РЕСПУБЛИКАСИ ОЛИЙ ВА ЎРТА

МАХСУС ТАЪЛИМ ВАЗИРЛИГИ

ТЕРМИЗ ДАВЛАТ УНИВЕРСИТЕТИ

ФИЗИКА-МАТЕМАТИКА ФАКУЛЬТЕТИ

ФИЗИКА КАФЕДРАСИ

Алланазаров Баходирнинг

“5140200 - физика” таълим йўналиши бўйича
бакалавр даражасини олиш учун

**“КРИСТАЛЛ ВА АМОРФ ЯРИМ ЎТКАЗГИЧ
МАТЕРИАЛЛАР ЭЛЕКТРОФИЗИК
ХОССАЛАРИНИНГ ТАШҚИ ТАЪСИРЛАРГА
БОҒЛИҚЛИГИ”**

мавзусида ёзган

**БИТИРУВ-
МАЛАКАВИЙ ИШИ**

Илмий рахбар: проф. Э.Тўраев

ТЕРМИЗ 2017

МУНДАРИЖА

Кириш.....

I-боб. Қаттиқ жисмлар хақида маълумот.

§1.Кристалл қаттиқ жисмлар структураси

§2.Кристалл қаттиқжисмларни ўрганишда учрайдиган муаммолар.....

§ 3.Кристалл ярим ўтказгичларнинг структураси хақида

§ 4.Суюқ ва аморф ярим ўтказгичлар.....

II-боб. Тажрибалар методикаси.

§ 1.Холл эффекти

§ 2.Мессбауэр эффекти

§ 3.ЯГРС нинг турлари

§ 4.Икки контактли ўлчаш усули

§ 5.Тўрт контактли ўлчашусули

§ 6.Электрон парамагнит резонанси

§ 7.Масс- спектроскопия

§ 8.Намуналар синтези

III-боб. Тажриба натижалари.

§1.Кристалл структурали SiSe бирикмасининг электрофизик хусусиятлари хақида

§ 2.Аморф структурали SiSe бирикмасининг электрофизик хусусиятлари хақида

Хулоса

Фойдаланилган адабиётлар.....

КИРИШ

Приборсозлик ва микроэлектроника соҳасида ҳом ашё сифатида қўлланиладиган қаттиқ жисмлар ўзларининг структуравий тузилиши бўйича бир-бирларидан фарқ қилади. Шу сабабли улардан ишлаб чиқаришда бир хил ҳолда фойдаланиб бўлмайди.

Маълумки қаттиқ жисмлар ўзларининг структуравий тузилишига кўра кристалл ва аморф материалларга бўлинади. Кристалл қаттиқ жисмларнинг ўзи ҳам иккита гуруҳга- монокристалл ва поликристалл материалларга ажралади. Структуравий жihatдан бир-биридан тубдан фарққилган бундай материаллар ўзларининг электрофизик хоссалари билан ҳам фарқланади.

Электрофизик хусусиятлар биринчи навбатда ток ташувчи зарядли заррачалар сони билан белгиланади. Шунингдек қаттиқ жисмга киритиладиган аралашма атомлар ҳам катта рол ўйнайди.

Мавзунинг долзарблиги. Моддаларнинг физик хоссаларини ўзгартириш учун кўпинча уларга ташқаридан бошқа элементлар атомлари аралашма сифатида киритилади. Қаттиқ жисмларга ташқаридан киритилган аралашма атомлари шу моддаларнинг электрофизик ва структуравий хоссаларини ўзгартириб юборади. Шу сабабли аралашма атомлардан қаттиқ жисмларнинг керакли хоссаларини яратишда жуда кенг қўлланилади. Қаттиқ жисмларга синтез ёки диффузия усули билан киритиладиган аралашма атомлари қаттиқ жисмларни ташкил қилувчи атомлар ўрнига ёки улар оралиғига жойлашиб қолади. Шу сабабли бундай ҳолларда ҳар хил физик усуллардан кенг фойдаланилади.

Спектроскопик усулларнинг энг сезгири ва катта маълумотлар бера оладигани ҳисобланган ядровий гамма-резонанс спектроскопияси Мессбауэр эффектига асослангандир.

ЯГРС ёки Мессбауэр спектроскопияси қаттиқ жисмлар физикасининг ҳар хил соҳаларида кенг қўлланилади. Айниқса ярим ўтказгичлар физикаси соҳасида Мессбауэр спектроскопияси катта мувоффақиятларга асос бўлмоқда. Чунки физикавий тадқиқотларнинг классик усуллари аморф материалларини ўрганишда катта қийинчиликларга дуч келмоқда. Мессбауэр спектроскопияси эса аморф ярим ўтказгичларнинг локал структураси ва улардаги аралашма атомларнинг электрон ҳолатларини ўрганишда актуал усул ҳисобланади.

Худди шунингдек физикавий ўтишларни ўрганишда ҳам Мессбауэр спектроскопияси кўп маълумотлар бэриши мумкин. Масалан «Кристалл-аморф» фазавий ўтишларни ўрганиш асосида ушбу физикавий ўтишлар вақтида локал структурасини ўзгартирадиган материаллар группаси аниқланган.

Қаттиқ жисмларнинг, хусусан кристалл ва аморф структурали материалларнинг электрофизик хусусиятларини ўрганишда эса Холл эффекти усули, икки контактли ўлчаш усули, тўрт контактли ўлчаш усуллари жуда кенг фойдаланилади. Бу усулларнинг аниқлик даражаси ўта юқори бўлмасада, улар миқдорий таҳлиллар учун жуда яхши самара беради. Шунинг сабабли қаттиқ жисмларнинг электрофизик хусусиятларини ўрганишда бу усуллар кўп қўлланилади.

Кристалл ва аморф қаттиқ жисмларнинг хусусиятларини ўрганишда электрон парамагнит резонанси усули ва масс-спектроскопия усуллари ҳам кенг фойдаланилади. Улар ёрдамида сифат жиҳатдан ҳам, миқдор жиҳатдан ҳам анча аниқ маълумотлар олиш имкониятлари мавжуд.

Мавзунинг ўрганилганлик даражаси: Хозирги вақтгача қаттиқ жисмларнинг кристалл структурали бирикмалари шунингдек кристалл бўлмаган аморф аралашмалар ва бирикмаларнинг структураси, улардаги

аралашма атомларнинг электрон ҳолатлари ўрганилди ва катта мувоффақиятларга эришилди.

Олинган натижалар асосида приборсозлик ва микроэлектроника учун янги материаллар группаси яратилди. ЭХМ ларнинг хотира блокларининг ҳам янги оилалари дунёга келди. Бу эса фан ва техниканинг ривожланишига катта таъсир қилди ва янада янги мувоффақиятларга йўл очилди.

Битирув малакавий ишнинг мақсади: Ушбу битирув малакавий иш қаттиқ жисмларнинг кристалл ва аморф структурали бирикмаларига аралашма атомларнинг кристалл панжара структурасида жойлашиши, уларнинг электрофизик хоссаларига таъсирини ўрганишга бағишланган бўлиб, бир нечта физикавий тадқиқот усуллари ёрдамида қаттиқ жисмнинг электрофизик хоссаларига таъсирини ўрганиш асосида қаттиқ жисмларнинг керакли йўналишдаги хусусиятларига эришиш асосий мақсад қилиб қўйилган.

Битирув малакавий иш янгилиги:

-Менделеев даврий системасининг IV-гурух ва VI-гурух элементларидан тузилган ярим ўтказгич SiSe бирикмасига киритилган Sn аралашма атомлари спектроскопик ва электрофизик усуллар ёрдамида ўрганилди;

-Кристалл SiSe бирикмасида Sn аралашма атомлари Sn^{+1} заряд ҳолатида бўлиши тажрибаларда аниқланди;

-Аморф ҳолатдаги SiSe бирикмасида Sn аралашма Sn^{+2} заряд ҳолатида бўлиши аниқланди;

Олинган тажрибавий натижалар илмий адабиётларда учрайдиган натижалар билан ўзаро солиштириш асосида керакли хулосалар келтирилган.

Битирув малакавий ишнинг тузилиши: Битирув малакавий иш 3 та бобдан, хулосалар ва фойдаланилган адабиётлар рўйхатидан иборат.

I-БОБ. ҚАТТИҚ ЖИСМЛАР ХАҚИДА МАЪЛУМОТ.

1 §. Кристалл қаттиқ жисмлар структураси.

Кристалл структурага эга бўлмаган йарим ўтказгичли материаллар алоҳида хусусиятларга эга. Уларни ўрганишдан олдин кристалл структурали материалнинг баъзи хусусиятларига тўхтаб ўтамиз.

Кристалл- қаттиқ модда, унда атом ва молекулалар жойлашишида уч ўлчамли даврий такрорлаши қатнашади ёки бошқача қилиб айтганда кристаллни ташкил қилган заррачалар тартибсиз ҳаракатда қонуний уч ўлчамли образда жойлашиб, кристалл панжарани ташкил қилади [1].

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

Элементар ячейкалар эса бир-бирига боғлиқ равишда ҳосил бўлган бурчаклар бўйича бурилади.

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

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

Айрим ҳолда бу ўхшашлик рентгеноструктурали текширишлар орқали тасдиқланган. Шиша ва аралашмаларнинг диффрактограммаларида диффузий ҳалқа деярли бир хил ҳолатларда кузатилади.

Шишанинг суюқликдан фарқи шундаки, охириги иссиқлик харакати атомлар конфигурациясини узлуксиз ўзгартиради. Шунда шиша <<суюқлик фотографияси>> хисобланади.

Шишанинг бир нечта оний конфигурациялари фарқланган. Шиша кўринишли холатдаги моддалар кристаллизация марказлар ўсишининг тезлиги 0 га тенг бўлган температурада совутилган суюқлик хисобланади. Аммо шунни эътиборга олиш керакки, хозирги вақтда шиша кўринишли холат назарияси ишлаб чиқилмаган ва <<шиша>> умумий тушунчаси йўқ. Бу шишанинг оқиши каби бир қанча қийин процесслар билан боғлиқ.

Шуни эътиборга олиш керакки, шиша кўринишли холат критериялари хақида келишувга эришилмаган.

Кўпгина текширувчилар қуйидаги критериялар хизмат қилади деб хисобландилар деб аеграммаларда линияларнинг йўқлиги ва бўлмаслиги, раковистик дарз, шлифларни метал микроскопда қараганимизда бир фазалиги.

Лекин автор хисоблайдики, бу белгилар керакли, аммо шиша кўринишли холат идентификацияси учун етарли эмас. Кўрсатилган методлар микроуланишни олишда сезиларли эмас. Шиша кўринишли холатнинг критерияси сифатида инфрақизил областларидаги шаффофлик таклиф қилинади [2].

Тузилишнинг икки модели олдинга сурилган:

1.А.А.Лебедевнинг шиша-кристалл назарияси.

2.Захарчениянинг узлуксиз турлар назарияси.

Захарчениянинг айтишича шишанинг структураси мос келувчи кристалл структурасига ўхшаш.

Марказий атом атрофида яқин қўшнилари нисбатан тартибга солинган. Шунда ячейкаларнинг тасодифий деформацияларининг йиғиндиси каби кўпгина чиқиб кетган атомларнинг ўз бошича жойлашишига олиб келади.

Захарчениaning назарияси экспериментал тасдиқни у 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 тетрадрларни ўз ичига олади, аммо бирлашган тетрадрларнинг нисбий ориентацияси ўзгаради (кристалл SiO_2 дан факрли равишда).

Халькогенедли шишалар учун аналогик ишлар Э. А. Порай-Кошиц ва А.А. Вайполинлар томонидан олиб борилган [3].

А.А. Лебедев шишада атомларнинг тартибланган холати кичик областлар - кристаллар қатнашади, улар бир-биридан аморф фазалари орқали ажратилади деб таъкидлайди.

Кристаллидларга кўпол чэгарали идеал микрокристалл деб қараб бўлмайди: улар марказий қисмда кўпроқ тартибланган ва периферияда аморф фазалари орқали ажратилади деб таъкидлайди.

Бу иккала нуқтайи назар шишанинг тузилишида бир-бирига етарлича яқин ва шишанинг тузилиши узлуксиз турлар назарияларининг синтези хисобланади.

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 чэгарада Захариасен типигаги структураларни эгаллайди, гарчи суюқликларда харакатчан, хамма вақт хосил бўладиган ва йўқоладиган кристаллидлар бўлади.

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

1. Тўғри метод.

2. Билвосита метод.

Турли методга рентген нурларининг дифракцияси ва электронмикроскопия методларини киритиш мумкин. Билвосита методга эса қуйидаги методлар киради:

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

2. Фотон спектрларини шу ва бошқа йўллар билан текширишга асосланган методлар.

3. Қаттиқ модданинг электр ўтказувчанлигини ва температурага боғлиқлигини ўлчаш, термостимулланган ўтказувчанлик, фотоўтказувчанлик, Холл эффекти ва бошқа электрон хусусиятларини ўрганишга асосланган методлар.

Шуни хисобга олиш керакки, тўғри методлар (асосан рентген нурларининг дифракцияси) шиша кўриниши ва суюқ моддаларда қўлланилиши бир қанча сабабларга эга ва кўрсатилган моддаларнинг локал структуралари хақида қониқарли, сифатли информация бера олмайди. ЯҚР, ЯМР, ЯГР, методларининг ҳам қўлланилиши шиша структураларини текширишда энди бошланаяпти.

2 §. Кристалл қаттиқ жисмларни ўрганишда учрайдиган муаммолар.

Кристалл ва кристалл бўлмаган структурага эга бўлган қаттиқ жисмлар, шу жумладан ярим ўтказгичли материаллар hozirги замон приборсозлиги ва микроэлектроникасида жуда катта аҳамиятга эга бўлганлиги учун уларга бўлган талаб қизиқиш тобора ортиб бормоқда.

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

Бирикмани ҳосил қилувчи эркин атомларнинг электрон характеристикаларининг ўзгариши монотоп эмаслиги учун бу ўзгариш номотоя ҳисобланади. Д.И.Менделеевнинг тахминига кўра унинг жадвалидаги вертикал устунларида жойлашган элементар 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 Э.М.Бирон томонидан аниқланган. У буни бешинчи, олтинчи ва еттинчи группаларнинг асосий подгруппаларидаги элементларининг анологик химик бирикмаларида текширилган, у бу ходисани иккиламчи даврийлик деб атади [4].

С.А.Шукарев шуни кўрсатадики, иккиламчи даврийлик ходисасида бирикманинг хусусиятлари асосий подгруппаларнинг юқоридан пастга қараб харакатидаги элементар атомларнинг ионлаш энергиясининг катталигининг даврий харакатини бевосита қайтариш ҳисобланади. Асосий подгруппалардаги элементларнинг энергетик характеристик изолатсияланган атом ва ионларнинг даврий харакати d ва f электрон қобиқлар сатхининг тўлдирилиши билан боғлиқ. Бу ички S ва P электронларнинг ядро билан

боғланишининг мустахамланишига олиб келади. Ярим ўтказгичларнинг кўпгина хусусиятлари фақат максимум областидаги валент зонани формасини боғлиқ бўлади. Шунинг учун зоналар чегаралари хақидаги тасаввур фавқулотда зарур. Олмос ва унинг аналогларининг физико-химик ва физик хусусиятларининг ўзгариши атом оғирлигининг ошиши билан атомлар орасидаги ўзаро таъсирининг заифлашувчи натижасида юз берди. Валент электронларининг ядро билан боғланишининг заифлашуви ядронинг охириги янги электрон қобиқларининг экранизациянинг ўсиши орқали бўлади.

Олмоснинг анамал юқори зичлиги унинг структурасидаги атомлар орасидаги масофанинг кичкиналашиши билан боғлиқ. Моддаларнинг уланиш кучларини харектерловчи микрокатталик олмосдан кўрғошинга оўтишда 0 га тушиб кетади. Шу ўтишда атомларнинг иссиқлик тебранишининг амплитудаси ошиши билан иссиқлик ўтказувчанликнинг камайиши Дебай температураси камайиши ва чизиқли кенгайишининг ошиши аниқланади.

Атомлараро боғланишларнинг заифлашуви билан моддаларнинг хусусиятлари хам ўзгаради. Нурланиш энергияси тақиқланган зонанинг кенглигига мос келади.

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

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

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

3 §. Кристалл ярим ўтказгичларнинг структураси хақида.

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

Бирикмани хосил қилувчи эркин атомларнинг электрон характеристикаларининг ўзгариши монотоп эмаслиги учун бу ўзгариш номотоя хисобланади. Д.И.Менделеевнинг тахминига кўра унинг жадвалидаги вертикал устунларида жойлашган элементар хусусиятларининг ўзгариши монотон бўлмаслиги ва худди шунинг учун щам номаълум элементнинг хусусиятларини олдиндан айтиб, уларнинг қийматини нафақат вертикал балки горизонталига ўртачалаштирилган. Хусусиятларнинг монотон бўлмаган ўзгаришларининг хосил бўлиши Э.М.Бирон томонидан аниқланган. У буни бешинчи, олтинчи ва еттинчи группаларнинг асосий подгруппаларидаги элементларининг анологик химик бирикмаларида текширилган, у бу ходисани иккиламчи даврийлик деб атади [5].

С.А.Шукарев шуни кўрсатадики, иккиламчи даврийлик ходисасида бирикманинг хусусиятлари асосий подгруппаларнинг юқоридан пастга қараб харакатидаги элементар атомларнинг ионлаш энергиясининг катталигининг даврий харакатини бевосита қайтариш хисобланади. Асосий подгруппалардаги элементларнинг энергетик характеристик изолатсияланган атом ва ионларнинг даврий харакати d ва f электрон қобиқлар сатхининг тўлдирилиши билан боғлиқ. Бу ички S ва P электронларнинг ядро билан боғланишининг мустахкамланишига олиб келади. Ярим ўтказгичларнинг кўпгина хусусиятлари фақат максимум областидаги валент зонани формасини боғлиқ бўлади. Шунинг учун зоналар чэгаралари хақидаги тасаввур фавқулотда зарур. Олмос ва унинг аналогларининг физико-химик ва физик хусусиятларининг ўзгариши атом оғрлигининг ошиши билан атомлар

орасидаги ўзаро таъсирининг заифлашувчи натижасида юз берди. Валент электронларининг ядро билан боғланишининг заифлашуви ядронинг охириги янги электрон қобикларининг экранизациянинг ўсиши орқали бўлади.

Олмоснинг анамал юқори зичлиги унинг структурасидаги атомлар орасидаги масофанинг кичкиналашиши билан боғлиқ. Моддаларнинг уланиш кучларини харектерловчи микрокатталик олмосдан кўрғошинга ўтишда 0 га тушиб кетади. Шу ўтишда атомларнинг иссиқлик тебранишининг амплитудаси ошиши билан иссиқлик ўтказувчанликнинг камайиши Дебай темпуратураси камайиши ва чизиқли кенгайишининг ошиши аниқланади. Атомлараро боғланишларнинг заифлашуви билан моддаларнинг хусусиятлари хам ўзгаради. Нурланиш энергияси тақиқланган зонанинг кенглигига мос келади.

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

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

Тақиқланган зонанинг кенглиги шу методлар орқали аниқланган бўлиши мумкин. Моддаларнинг энергетик спектрларининг тузилиши ярим ўтказгичларнинг Фотоэлектрик гальваномагнит, ва бошқа физик хусусиятлари асосида ётади.

4§. 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 –расмда суюқ мис ва олтиннинг электр ўтказувчанлигининг температурага боғлиқлиги графиги берилган. Кўриниб турибдики, суюқ металллар электр ўтказувчанлиги температурага тескари пропорционал экан.

Ярим ўтказгичларни суюқ ҳолатга ўтказилганда икки хил ҳодиса юз бэриши мумкин [6]:

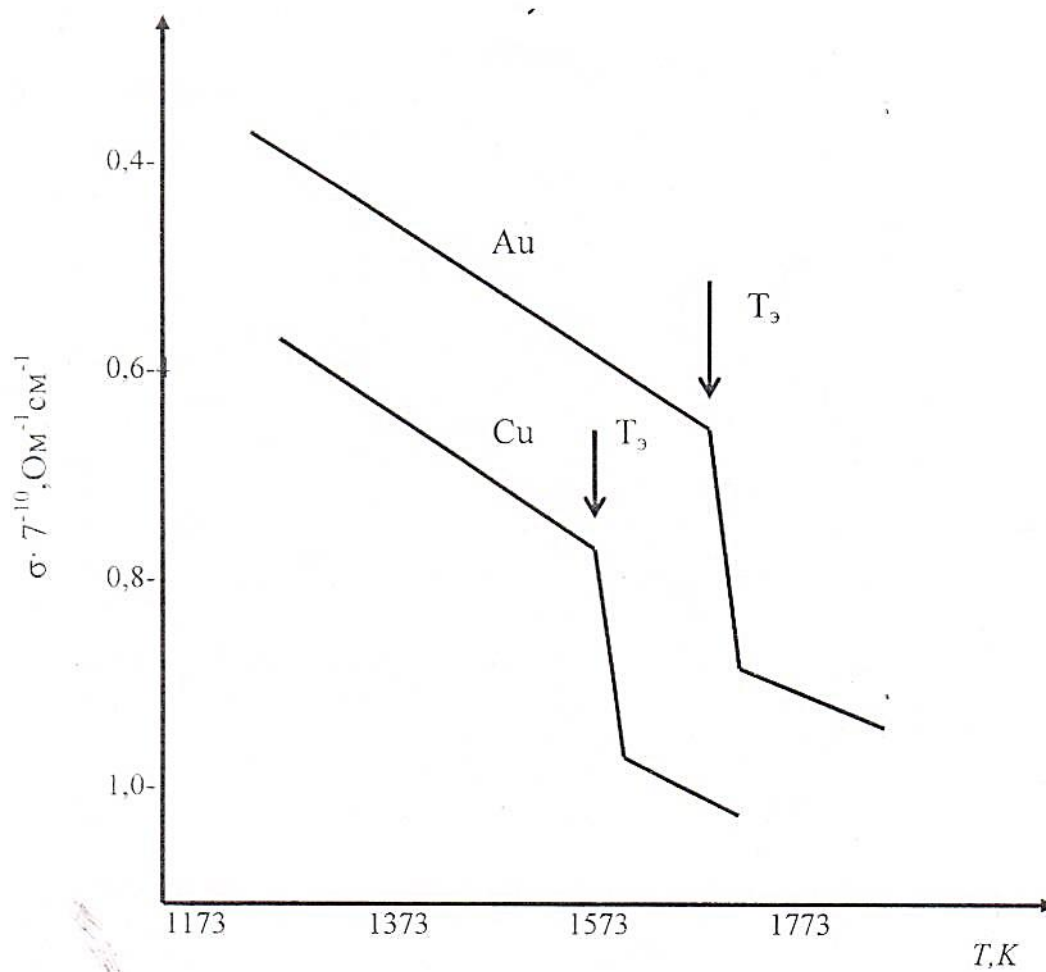
1. Ярим ўтказгични суюлтирилганда металл ўтказувчанликка ўтади.
2. Ярим ўтказгични суюлтирилганда ярим ўтказгич хусусияти сақланади[7].

Қуйидаги –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 –расмда ярим ўтказгичли In_2Te_3 ва Ga_2Te_3 кристалларни суюқ ҳолга ўтказилганда ҳам электр ўтказувчанлик температура ошиши билан ошиб бориши кузатилди [7].

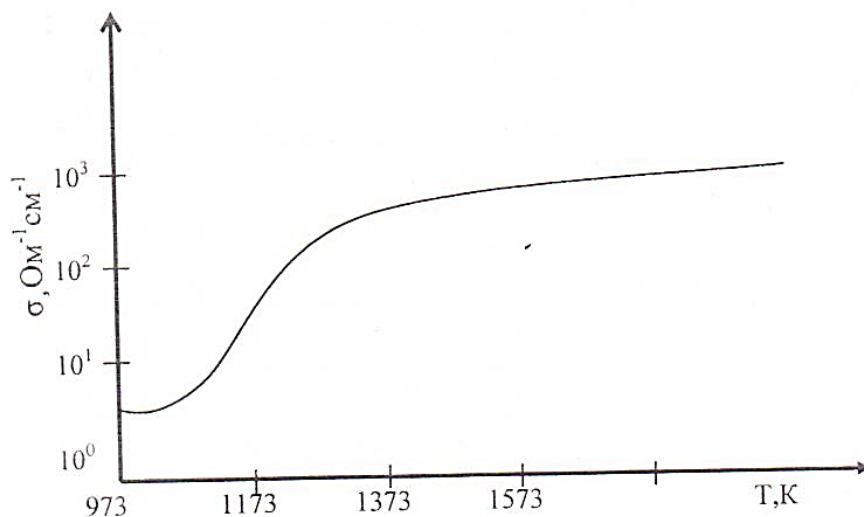
Бундан кўринадикки, In_2Te_3 ва Ga_2Te_3 кристалларини суюқ ҳолга ўтказилса, ҳам унинг электр ўтказувчанлиги ярим ўтказгич хусусиятига эга эканлиги аниқланди.

1. Суюқ материалларни структурайй анализ қилиш асосида “кристалл-суюқ” фазавий ўтишининг характери аниқланди:



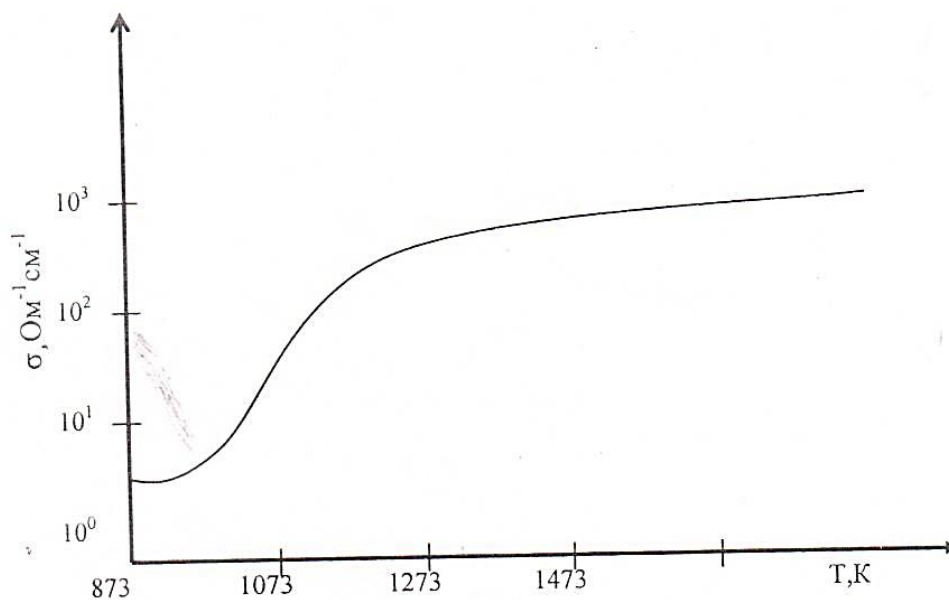
–расм

Мис ва олтиннинг электр ўтказувчанлигининг
 температурага боғлиқлиги

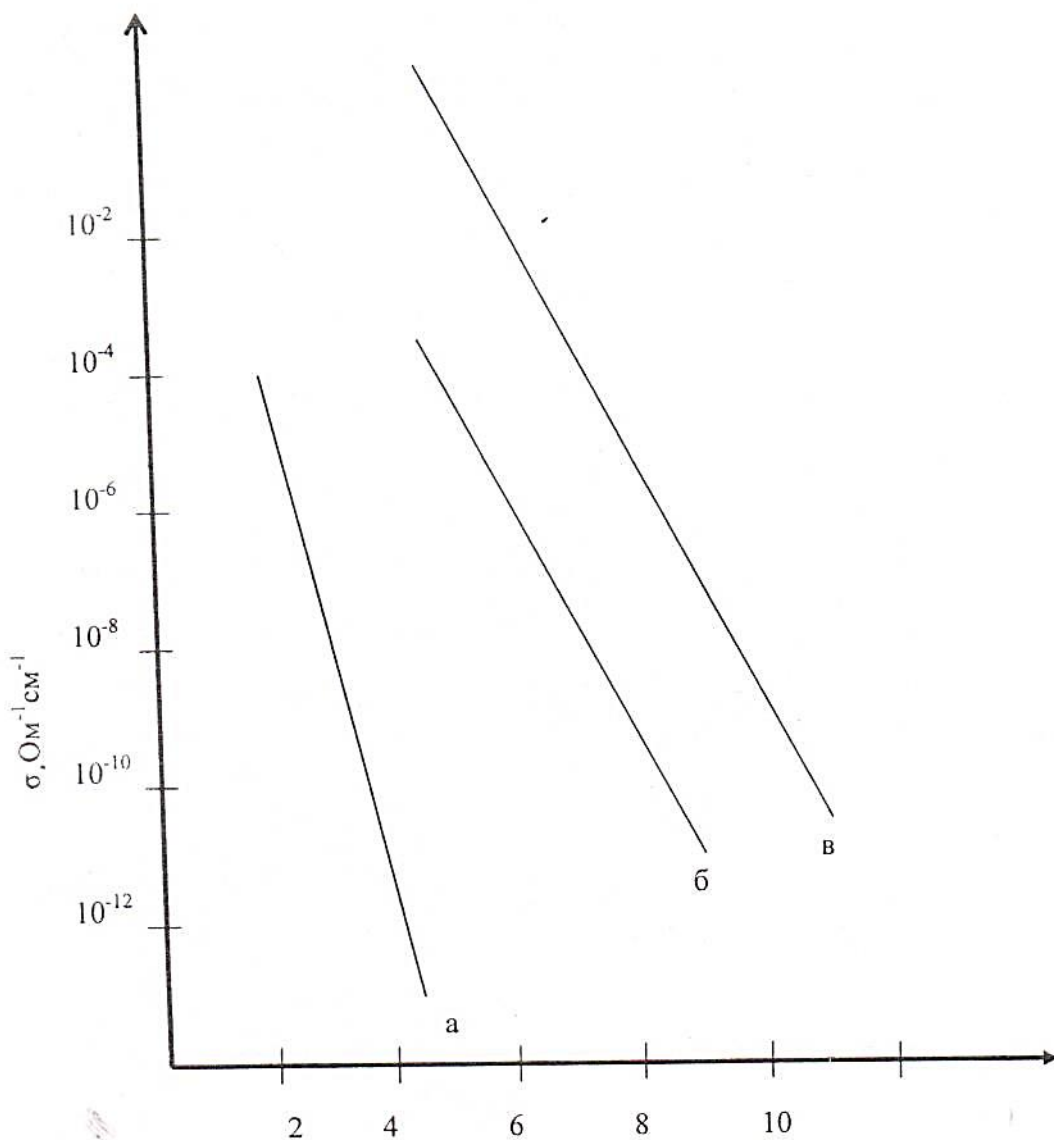


–расм

Ўтказгич бўлган кремний ва германий элементларининг кристалл
ва суяқ холдаги электр ўтказувчанлиги



–расм Ярим ўтказгичли $Jn_2 Te_3$ ва $Ga_2 Te_3$ кристалларни суяқ ҳолга
ўтказилганда ҳам электр ўтказувчанлик температура
ошиши билан ошиб бориши



—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 (In_2Te_3 ва Ga_2Te_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 -расмда бир нечта аморф ва шишасимон ярим ўтказгичларнинг электр ўтказувчанлигининг температурага боғлиқлиги келтирилган. Ундан кўриниб турибдики, аморф ва шишасимон ярим ўтказгичлар хусусий ярим ўтказгичлар билан бир хил эканлигини исботлайди [8].

Уларда Ферми сатҳи тақиқланган зонанинг ўртасида жойлашади.

Шишасимон 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 [9].

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

II-БОБ ТАЖРИБАЛАР МЕТОДИКАСИ.

1 §. ХОЛЛ ЭФФЕКТИ

Ярим ўтказгичларнинг электрофизик хусусиятини ўрағнишда қўлланиладиган асосий усуллардан бири Холл эффектидир. Ярим ўтказгичли материал ўзгармас магнит майдонида 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 асосланб тажриба усули яъни Холл эффекти қурилмасида ярим ўтказгичларнинг асосий параметрлари бўлган электр қаршилиқ, электр ўтказувчанлик Холл коэффициенти, 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 параллелипипед шаклида қирқиб олинади ва унинг иккита сиртига қўйилган электродлар орқали ўзгармас ток ўтказилади. Бунинг натижасида ярим ўтказгич ичида зарядли зарраларнинг тартибли ҳаракат 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 параллелипипед шаклдаги 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;

$$\vec{F}_L = q \cdot [\vec{v} \cdot \vec{H}]$$

ёки

$$F_{\perp} = q \cdot \mathcal{G} \cdot H \cdot \sin \alpha$$

Агар $\alpha = 90^{\circ}$ бўлса,

$$F_{\perp} = q \cdot \mathcal{G} \cdot H$$

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

$$\vec{F}_x = q \cdot \vec{E}_x$$

Лоренц кучи F_{\perp} ва электр майдони ҳосил қилган F_x кучлар ўзаро тенглашгунча зарядли заррачаларнинг бурилиши давом этади. Бу кучлар ўзаро тенглашгач ток ташувчилар бурилмай қолади, яъни;

$$E_x \cdot q = q \cdot \mathcal{G} \cdot H$$

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

$$U_x \cdot E_x \cdot d = \mathcal{G} \cdot H \cdot d$$

Бу ерда d – материалнинг қалинлиги.

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

$$\mathcal{G} = \frac{j}{n \cdot q} = \frac{J}{q \cdot n \cdot b \cdot d}$$

бундан

$$U_x = \frac{1}{q \cdot n} \cdot \frac{J \cdot H}{B} = R \cdot \frac{J_o \cdot H}{B}$$

бу ерда $R = \frac{1}{q \cdot n}$ Холл эффекти дейилади.

Электрон ўтказувчанликка эга бўлган ярим ўтказгич учун:

$$R = \frac{1}{n_o \cdot e}$$

ёки

$$R = \frac{U_x \cdot e}{J \cdot H}$$

Агар ток ташувчилар мусбат тешикчалар бўлса;

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

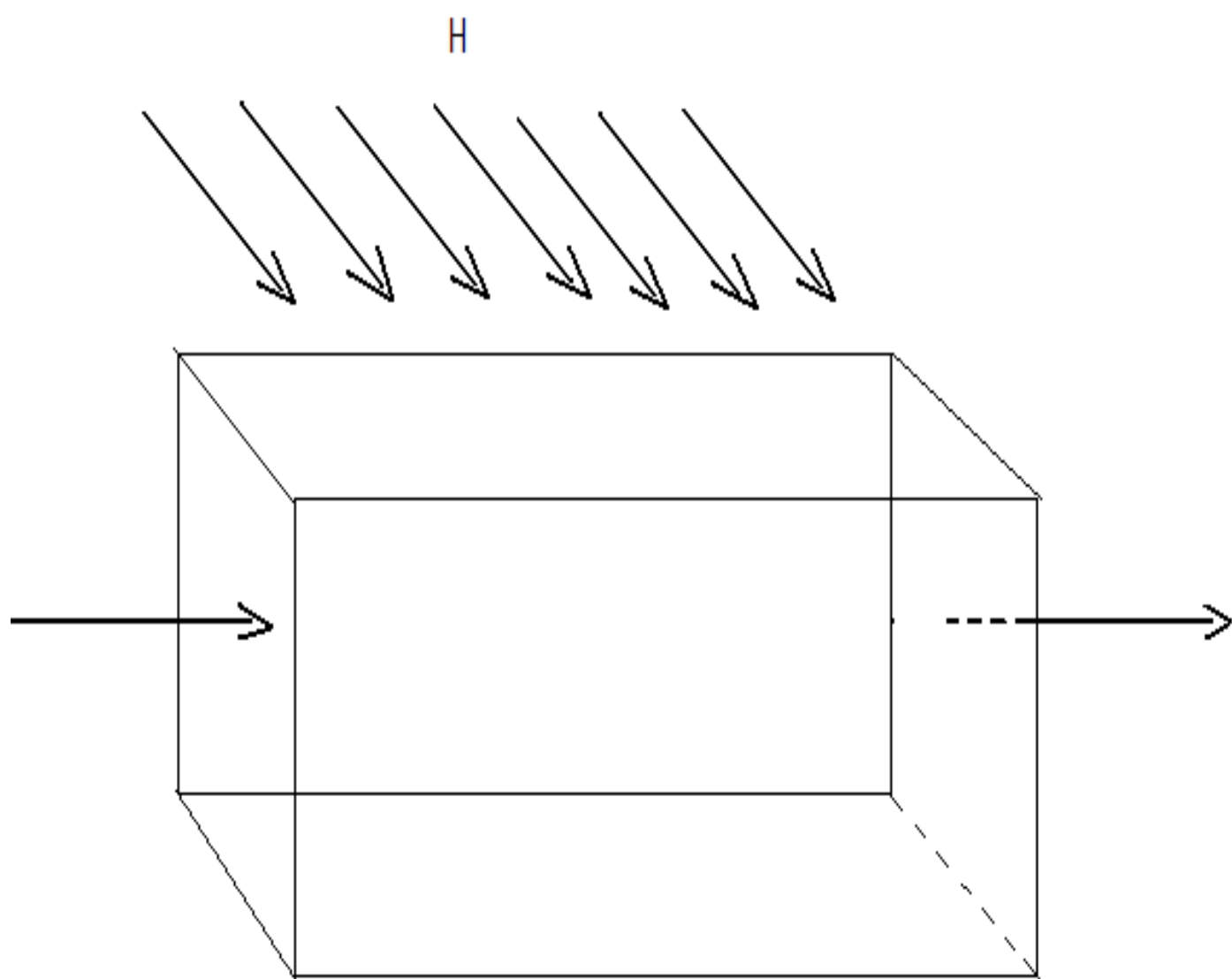
Шундай қилиб, Холл коэффициентини билган ҳолда ток ташувчилар концентрацияси n ни ва унинг ишорасини билиб олиш мумкин:

$$n = \frac{1}{R \cdot q} = \frac{J \cdot H}{q \cdot U_x \cdot e}$$

Холл коэффиценти орқали ток ташувчиларнинг ҳаракатчанлигини ҳам аниқлаш мумкин:

$$\mu = \frac{R}{\rho}$$

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



Холл эффекти

2 §. МЕССБАУЭР ЭФФЕКТИ

Ядро гамма резонанс (ЯГР) ҳодисаси 1958 йили Мессбауэр томонидан кашф этилган ва Мессбауэр номини олган. Бу ҳодиса шундан иборатки, қайтмасдан ютилиш ва қаттиқ моддадаги уйғонган ҳолатда ва кристалга мустаҳкам маҳкамланган ядролардан гамма-квантларининг чиқиш процессини кўйиб ўтамиз. Бу ҳолда қайтариш импульси бўлак-бўлак ядро томонидан қабул қилинади. Бутун кристалл қайтариш энергияси эса E_R қуйидагича ёзилади.

$$E_R = \frac{E_o^2}{2MC^2}$$

Бу ерда E_o – гамма квант энергияси M – кристалл массаси, C – ёруғлик тезлиги

Бу ифодадан кўринадикки қайтариш энергияси бу ҳолда жуда кичкина ва квант ўзи билан изомер ўтиш энергиясининг ҳаммасини олиб кетади (-расм).

Шуни қайд қилиш керакки, монохроматик манба чиқараётган квантларнинг ҳаммаси E_o энергиясига эга эмас.

$E + E_o$ шартда гамма-квант энергиясининг чиқиш эҳтимоллиги $W(E)$ мавжуд:

$$W(E) = \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{\Gamma^2}{(E - E_o)^2 + \frac{1}{4} \cdot \Gamma}$$

Бу ерда Γ = спектрал линиянинг кенглиги, уйғонган ядронинг яшаш вақти. Охириги формула ядро спектрал линия формасини тасвирлайди. Ҳозиргача

биз кристалга қаттиқ маҳкамланган нурланувчи атомни қарадик. Қайтариш энергияси жуда кичкина, барча квантлар Мессбауэр квантлари ҳисобланади. Аммо реал ҳолда чиқишларидан кристалл панжара фононларини уйғотиш процесси, энергиясининг гамма-квант қисмини йўқотишга олиб келади. Натижада Мессбауэр квантлари сони камаяди.

Фононсиз ўтишлар йўли орқали чиқарилган гамма квантлар улуши характеристикалари учун катталиқ Мессбауэр коэффиценти киритилган. Изомер ўтиш энергияси ядродаги электрон зичлигига боғлиқ бўлади. Ядро гамма-резонанс (ЯГР) спектридан кубик тубининг симметрия атрофида Мессбауэр атомини магнит матрицага киритишида спектрнинг Заеман ажралиши ҳосил бўлиши мумкин.

А) МЕССБАУЭР КОЭФФИЦИЕНТИ

Уйғонган ядрога гамма-квантларининг чиқиш процессини кўриб чиқамиз. E_0 изомер ўтиш энергияси, M -ядро массаси. Агарда нурланувчи ядро газда суюқликда бўлса, у қуйидаги қайтариш энергиясини олади;

$$E = E_0^2 / 2mc^2 \quad C - \text{ёруғлик тезлиги}$$

($c = 3 \cdot 10^{10} \text{ см/сек}$). Бундан кўринадики Мессбауэр спектроскопиясида $M = 40 - 240$ ва $E_0 = 6 - 200 \text{ кВ}$ ва катталиги $2 \cdot 10^{-4}$ дан $8 \cdot 10^{-2}$ бўлган ядролар қўлланилади.

Биринчи қараганда ядро манба катта бўлса қайтариш энергиясини олади. Шунингдек чиқарилган гамма-квант изомер ўтишда энергиядан фарқли бўлган, аммо энергиянинг камлиги, чиқарилган гамма-квантларнинг асосий ҳолатдан бўлган изотоп ядролари томонидан ютилмаслиги учун етарли бўлиб кўринади. Принципда вазиятлар ўзгаради, агарда квант

чиқарувчи ядро қаттиқ моддада жойлашган бўлса системаларнинг уйғонишини кўрсатувчи $\{hs\}$ квант сонлар набори орқали берилди.

Алоҳида S – осциллятор учун:

$$E_{n_s} = (1/2 + n_s)\hbar\omega \quad n_s = 0, 1, 2, \dots$$

Бу ерда \hbar – Планк доимийси ($\hbar = 6,5 \cdot 10^{-16}$ ЭВс) системадаги фонлар ўртача сони; $\bar{n} = 1 / \exp(\hbar\omega / kT) - 1$ балки $T \rightarrow 0$ к $\bar{n} \rightarrow 0$ ларда, агарда ядро квант чиқарса ва қайтариш энергияси E ни сезса, унда бу энергия панжара томонидан қабул қилинади ва осцилляторларни уйғотишга кетади.

Модомики осцилляторлар энергияси дискрет ўзгарса, $0 \pm \hbar\omega, \pm 2\hbar\omega$ ва ҳақозо. Оддий ҳолда $A\omega \sim 10^2$ ЭВ, аммо квантни чиқариш қайтармаслик даражада юз берса, агарда $E_R \sim 10^2$ ЭВ қайтармаслик квант ютилиш эҳтимоллиги қуйидаги муносабат орқали аниқланади:

$$f = \exp(-2W) = \exp\left[-\frac{(2\bar{n} + 1) \cdot E_R}{\hbar\omega}\right]$$

Бу ерда $2W$ – Дебат – Валлер фактори

Агарда $T = 0$ К, унда $\bar{n} = 0$ ва унда $2W = \frac{E_R}{\hbar\omega}$. Шундай қилиб; $f = 1 - \frac{E_R}{\hbar\omega}$

катталиқ шунчалиқ каттаки, $\hbar\omega > E_R$ даражада. Худди шунинг учун юмшоқ гамма-квантлар чиқарувчи ($E_o \leq 200$ ЭВ) Мессбауэр ядросига эга бўлиш маъқул, шунингдек E_R катталиқ унча катта эмас.

Температуранинг ошиши билан \bar{n} ўсиб бошлайди ва унинг тушишига олиб келади. Шундай қилиб, қабул қилинган катталиқ модели E_1 ; T ва эффектив температуралар $\theta_{эфф} \approx -\hbar\omega / k$ нукталарига боғлиқ бўлади. Реал системаларида асосий қийинчилик-осцилляторларнинг частота бўйича жойлашувининг етарлича аниқ функциясини аниқлашдилар. Шунинг учун

одатда молекуляр кристалларнинг яқинлашиши Эйнштейн ва Дебай температураларининг эффектив терминларидан олинган натижаларнинг туб моҳиятини очиб бэришга имкон берадиган содалаштирилган методлари (Эйнштейн модели, Дебай модели) ўзига жалб қилади.

Мессбауэр эффекти назарияси ҳосил қилинган фанон билан бир атомли ва икки атомли кристаллар учун

Б) СПЕКТРАЛ ЛИНИЯЛАРНИНГ ФОРМАСИ ВА ИЗОМЕР СИЛЖИШ

Гамма-квант чиқарувчи уйғонган ядролар яшаш вақтига эга, бундай метостабил системалар аниқ аниқланмаган. E_0 – энергия эмас ва Γ – энергия бўйича бир нечта тарқатиш мумкин.

$$\Gamma = \frac{K}{\tau}$$

Натижада квантлар ҳам энергия бўйича тарқатишга эга, биргаликда E энергиянинг гамма-квант чиқариш эҳтимоллигини куйидаги муносабат орқали аниқланади:

$$W(E) = \frac{(\Gamma/2)^2}{(E - E_0)^2 + (\Gamma/2)^2}$$

Тезликда йотади. Аммо бу ходисалар ядронинг электрон қатлами билан ўзаро таъсирини ҳисобга олсак, манба ва юткич ҳар хил матрицаларда бўлса, ҳолат ўзгаради.

Бу ўзаро таъсир ядро радиуси ва ядродаги электрон зичликнинг кенглиги $(\psi(0))^2$ га боғлиқ бўлади. Шунини кўрсатиш мумкинки, агарда

уйғонган (R-уйғон) ва асосий (R-асосий) ядроларнинг радиуслари ҳар хил бўлса ёки бир-биридан фарқ қилса, ($\Delta R \ll R$ уйғонган – R асосий $\neq 0$);

Агарда манба ва юткичлар ядролари ҳар хил химик формаларда, яъни

$$(\Delta / \psi(O))^2 = / \psi(O)^2 \text{ юткич } / \psi(O)^2 \text{ манба } \neq 0$$

унда Мессбауэр спектрининг оғирлик маркази O тезликка нисбатан қуйидаги кенгликда силжиган бўлади:

$$\sigma \approx \frac{4}{5} \pi \cdot \tau \cdot e^2 \frac{\Delta R}{R} \cdot \Delta / \psi(O)^2$$

Бу ерда σ – кенгликда текшириляётган бирикмада Мессбауэр атоми ядролардаги электрон зичликни топиш мумкин, агарда қандайдир стандарт манба (ёки юткич) учун маълум бўлса.

Аммо охириги кенглик номаълум бўлса, бундан текшириляётган атомнинг валентлигини топиш мумкин.

3 §. ЯГРСнинг турлари

ЯГРС усули ўзининг қўлланилиши ва тузилишига қараб ҳар хил турларга бўлинади. Гамма нурланиш манбаи бўлган радиоактив изотопларни

харакатлантириш хисобига гамма-квантлар тезлигини ўзгартириш Мессбауэр спектрометрларининг асоси ҳисобланади.

Мессбауэр спектрометри 2 та типда кўрилади:

1. Доимий тезликли спектрометр;

2. Доимий тезланишли спектрометр;

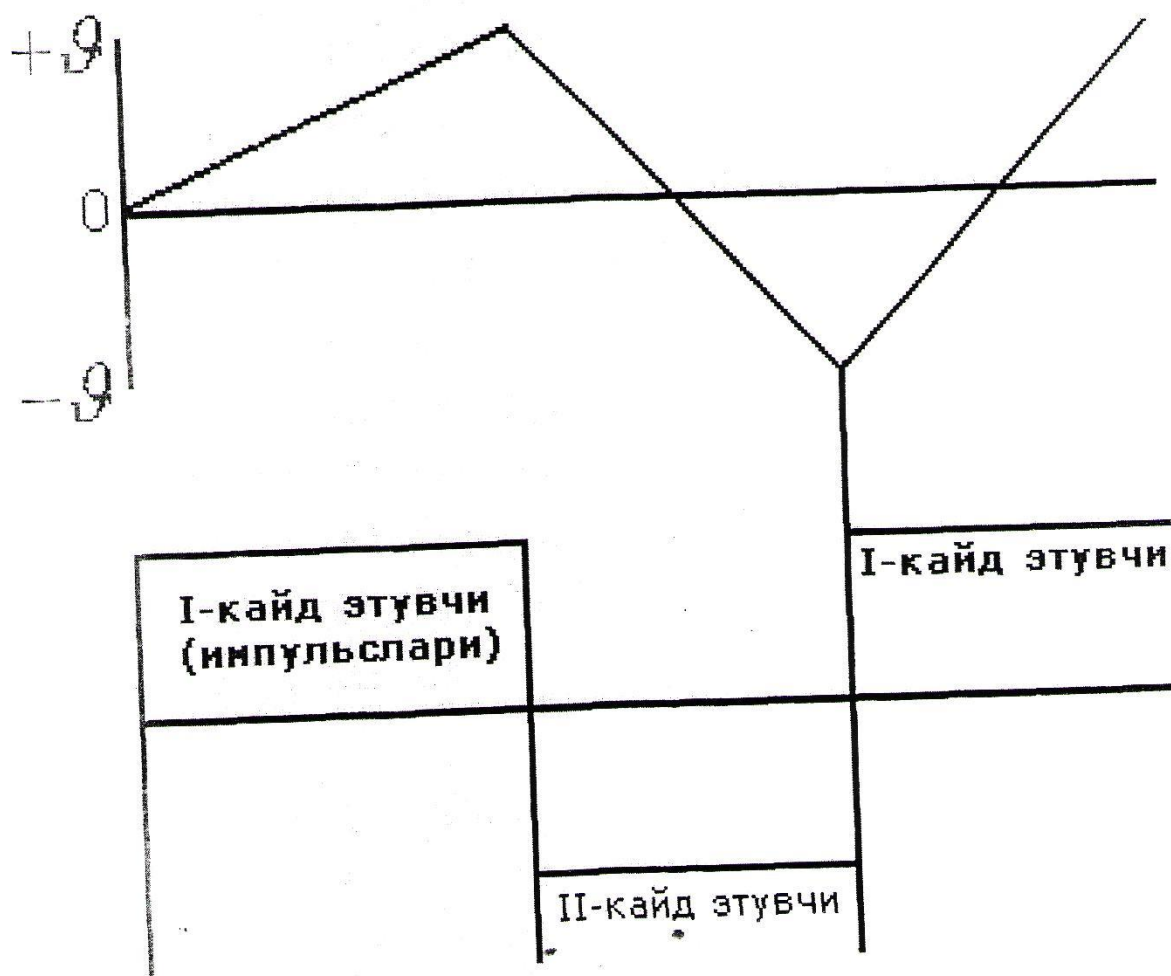
Уларбир-бириданхфрфкфтберилишусулларибиланфарққилади:

1. Доимий тезликли Муссбауэр спектрометрлари электродинамик вибраторлар асосида ишлашга мослашган. Бундай холда манба доимий тезлик билан харакатланади.

Бундай холларда тезликни аниқлаш мураккаб ишдир. Шу сабабли тезликни калибровка графикларидан аниқланади.

Масалан (Co ваPd) манбаси учун α -Fe ёки Fe_2O_3 калибровкаларидан фойдаланилади.

2. Доимий тезланишли спектрометрларда γ -квант манбаи вибраторга маҳкамланади ва параболик формада харакат берилади.



γ - квантлар (Na I (Fe)) сценценяторга тушади. Унда нурланиш хосил қилади ва ФЭУ холидаги кучайтиргичдан ўтиб импульслар анализаторига келиб тушади,

келиб тушайотган импульсларнинг хаммаси ҳам тепки энергиясиз чиқавермайди, яъни резонанс ютилмайди.

Масалан (Co Pd да) манбасидан чиқайотган гамма квантлар 6 кеВ, 14 кеВ, 122 кеВ, 136 кеВ бўлиши мумкин. γ -квант резонанс ютилади.

Шу сабабли улар Мессбауэр квантлари дейилади.

Радиоактив манбаларнинг активлиги <<Микротори>>қурилмаларида ўлчанади. Бизнинг холда радиоактив 20 кюри атрофида бўлса, К-радиоактивлик 1 секундда $3,7 \cdot 10$ атом емирилишида хосил бўлади.

Мессбауэр спектроскопияси 2 турда учрайди.

1.Ютилувчи Мессбауэр спектроскопияси.

2.Эмиссион Мессбауэр спектроскопияси.

Катта концентрацияли аралашмалар киритилган намуналарни 1-вариантдан фойдаланилади, бунда манба билан намуна алохида бўлади. Кичик концентрацияли намуна алохида бўлади. Кичик концентрацияли намуналарни ўрганишда Эмиссион вариантдан фойдаланилади. Бундай холда манба текширувчи намуна ролини ҳам ўйнайди.

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

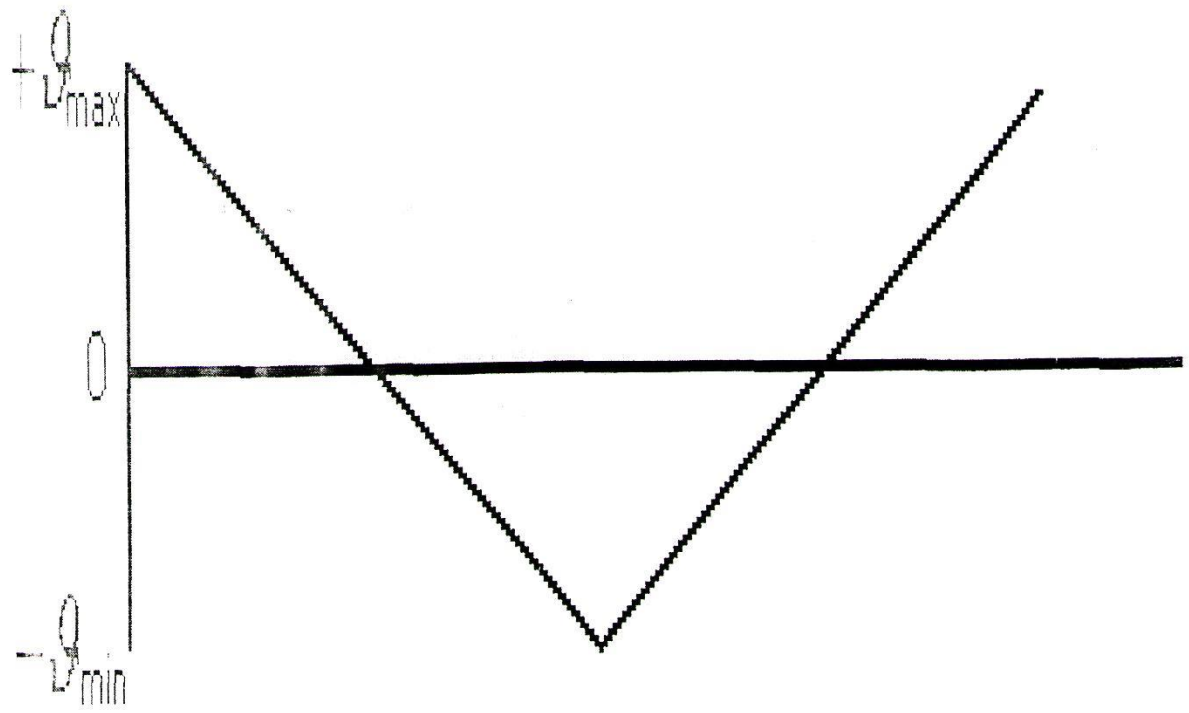
1.Мессбауэр коэффициентлари ($f f'$).

2.Изотермик зилжиш.

3.Спектрал чизиқлар кенглиги.

4.Квадруполь тарқалиш.

5.Ўта нозик магнит тарқлиш



4 §. 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 параллеллопипед шаклида бўлиши лозим.

Параллопипеднинг 6 та томони бўлиб тажриба жараёнида шу томонларнинг икkitаси орқали ўзгармас ток ўтказилади (-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;

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

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

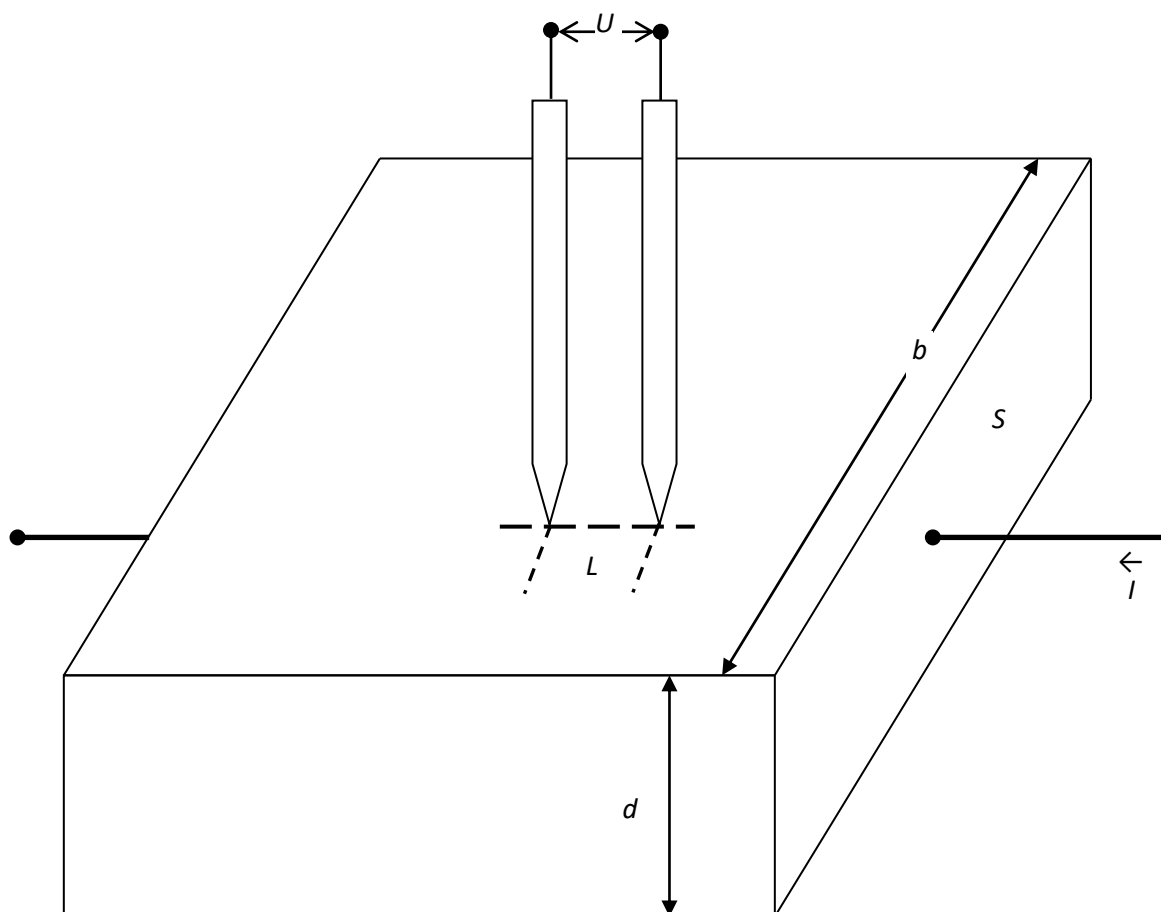
Кўндаланг кесим юзаси аниқ бўлган, тўғри геометрик формадаги материалнинг солиштирма қаршилиги;

$$\rho = \frac{U \cdot S}{J \cdot L} = \frac{U \cdot d \cdot \epsilon}{J \cdot L}$$

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.



5 §. ТҮРТ КОНТАКТЛИ ҰЛЧАШ 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 бэришини ҳам Холл эффекти ёрдамида ўрганиш мумкин. Бунинг учун ярим ўтказгич параллелопипед шаклида қирқиб олинади. Унинг 6 та юзаси бўлиб уларнинг икkitаси орқали ўзгармас ток, яна икkitаси 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:

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

ёки

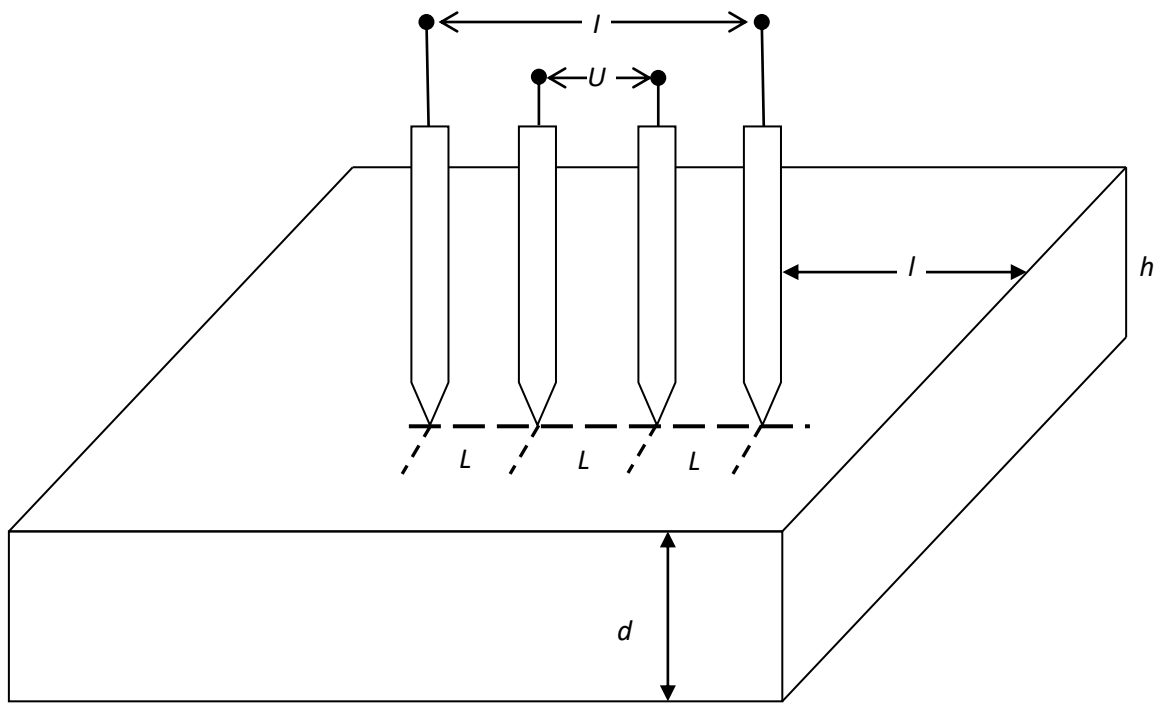
$$F_{\text{л}} = q \cdot \mathcal{G} \cdot H \cdot \sin \alpha$$

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

Бу усул ёрдамида ярим ўтказгичнинг қуйидаги параметрларини аниқлаш мумкин.

$$R = \frac{1}{q \cdot n} \sim \text{Холл коэффиценти}$$

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



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

Бундан бошқа тўрт зондли усул ҳам мавжуд. Унинг уланиш схемаси (-рasm) берилган. Схemaда $d, \ell, h \gg L$ 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 чэгаравий шартига боғлиқ бўлади.

6. Электрон парамагнит резонанси (ЭПР).

Парамагнит зарралари булган модданинг электромагнит знергияни резонанс ютиши ЭПР дейилади.

Радиоспекроскопик усуллардан бири булган ЭПР асосан тўлжин узунлигининг сантиметр ва миллиметрли диапазонида (λ - 30 --2 мм) хосил бўлади. ЭПР ни 1944 йил Е.К.Завойский кашф қилган. ЭПР ўргана оладиган объектлар:

А) Тоқсонли электрони бор атомлар ва молекулалар (масалан азот атоми. Водород атоми, N₀ молекуласи).

Б) Химиявий бирикмаларнинг электронлари жуфтлашмаган эркин рад и к ал л ар и. (масалан: CH₃).

В) Ички электрон қобиғи тўлик тўлмаган ионлар. (Масалан: ўтиш элементи ионлари).

Г) Кристаллардаги ранглар маркази (Центры окраски)

Д) Металлар ва ярим ўтказгичлардаги ўтказувчанликда

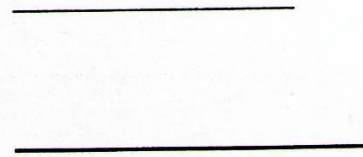
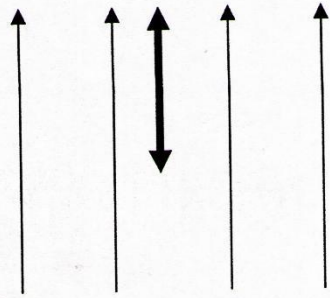
қатнашадиган электронлар.

Бизга ядро физикасидан маълумки, агар атомнинг спини S ва магнит моменти μ булса ва уни доимий магнит майдонига (H), га киритилса фазавий квантланиш натижасида $2S+1$ та магнит

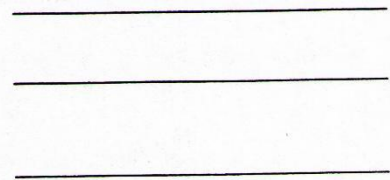
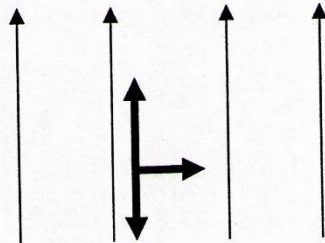
сатхларга бўлинади. Бу сатхчалар орасидаги энергия фарқи

$$\blacktriangle E = 2\mu \cdot H \text{ булади:}$$

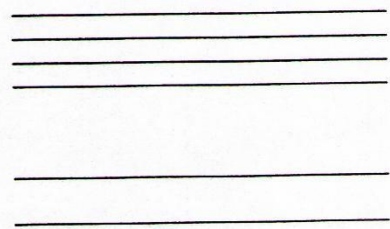
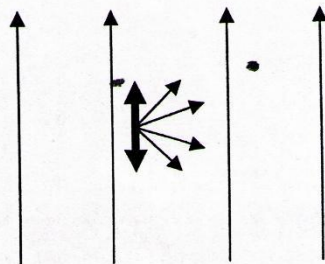
a) $S = \frac{1}{2}$



б) $S = 1$



в) $S = \frac{5}{2}$



H магнит майдон таъсирида S спинларининг фазавий квантланиши ва энергетик сатхларнинг ажралиши.

А) эркин электрон учун

Б) спини S=1 булган ва бир нечта электрони булган парамагнетик зарра учун.

В) Спини S=5/2 учун.

Бу ерда эркин электрон учун магнет момента

$\mu = g_s \cdot \beta \cdot M_s$ бу ерда $g_s = 2.0023$ (g-фактор), β -Бор магнетони, $M = \pm 1/2$ (магнит квант сони). Магнет майдонда (H) электрон энергияси куйидаги иккита кийматни кабул килиши мумкин:

$$\xi_1 = -1/2 \cdot g_s \cdot \beta \cdot H$$

$$\xi_2 = 1/2 \cdot g_s \cdot \beta \cdot H$$

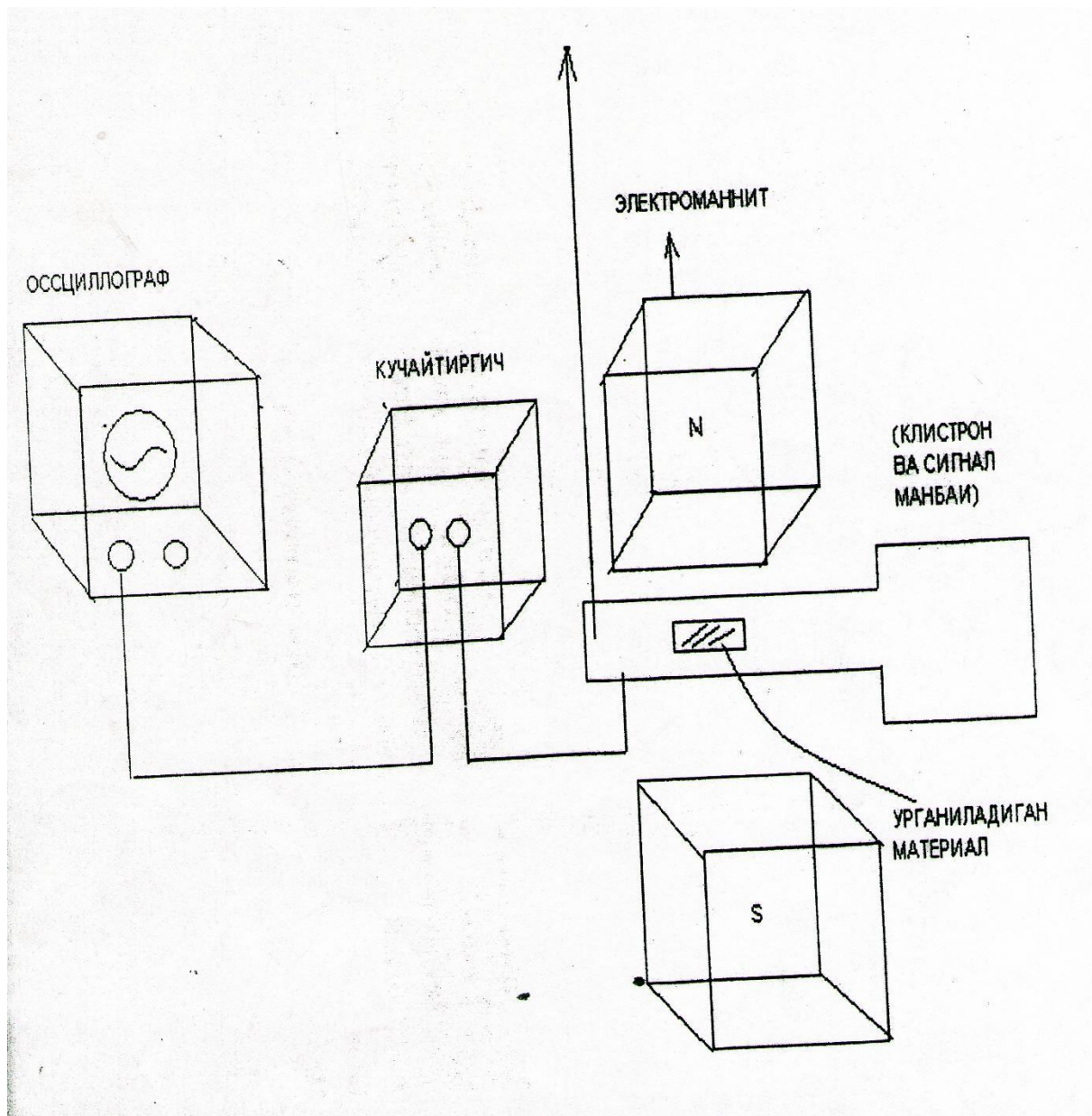
Электроннинг бир сатхчадан иккинчисига ўтиши спин йўнуналиши узгариши билан амалга ошади: $\Delta M_s = \pm 1$ Пастки сатхчадан юқорига ўтса энергия ютилади, аксинча бўлса нурлантирилади. Больцман тақсимотига асосан пастки сатхнинг бандлиги N_1 хамма вақт юқори сатхнинг бандлиги N_2 дан катта. Шунинг учун хам кўпинча энергия ютилади.

ЭПР спектрларини олиш учун доимий частотали радиоспектрометрдан фойдаланилади. H магнит майдон қийматини секин ўзгартириб бориб улчанадиган материалда ютиладиган кувват ўзгариши аникланади. ЭПР спектрдан:

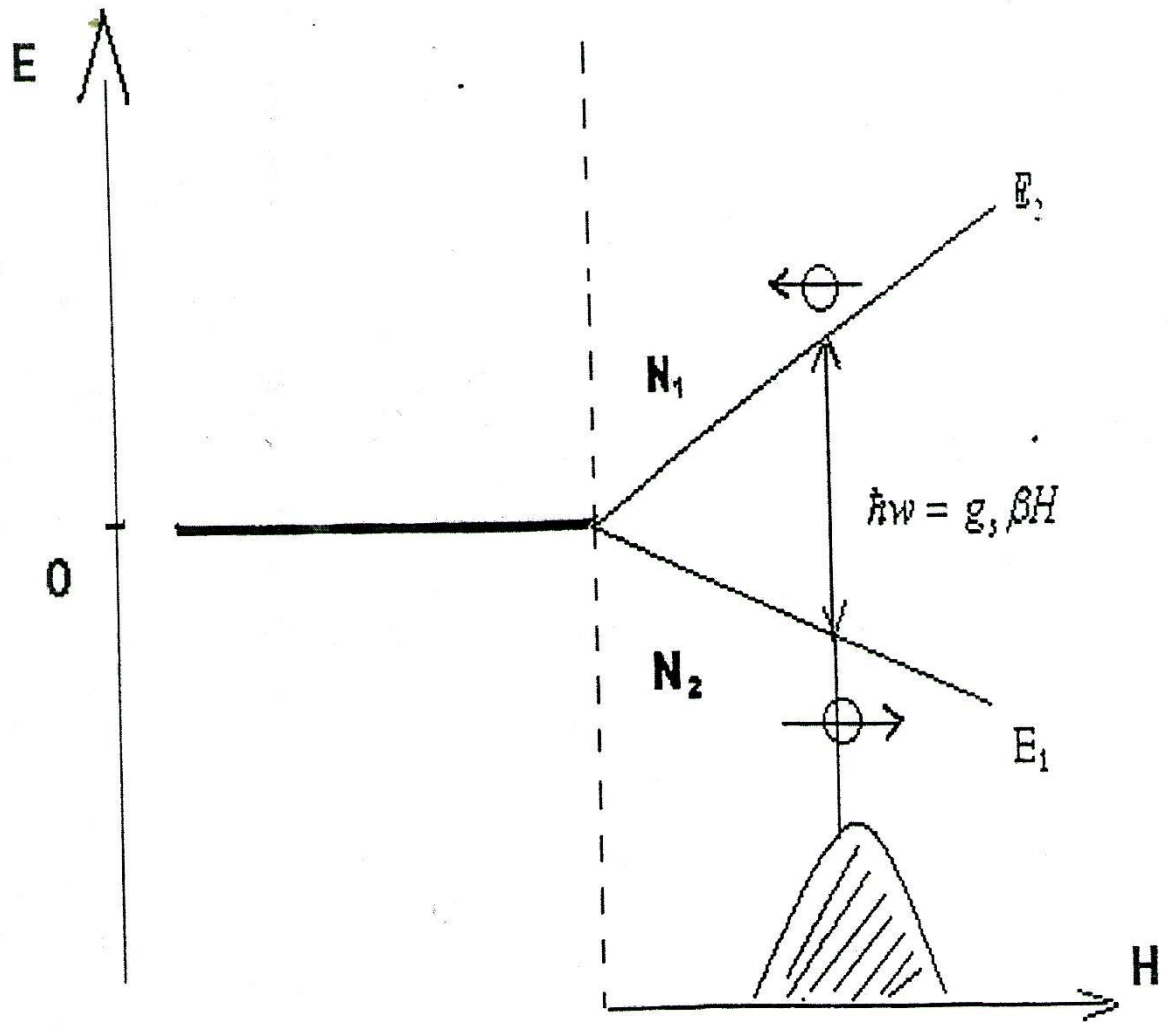
А) Парамагнит ионлар валентлигини

Б) уларнинг симметрик атрафини

В) Парамагнет ионлар энергетик сатхлари қийматини аниқлашимконини беради.



ЭПР усули йордамида кристалл панжара нуқсонлари табиати ва локал ҳолатларини аниқлаш мумкин. Металл ва йарим ўтказгичларда ток ташувчи электронлар ориентацияси ўзгариши жарайонида ЭПР қўллаш мумкин. ЭПР усули химия ва биологияда ҳам кенг қўлланилади. Химик реакциялар ёки нурланиш таъсирида тўлиқ бўлмаган химик боғланишга эга бўлган молекулалар ҳосил бўлса, яъни еркин радикаллар ҳосил бўлганда ЭПР орқали ўрганиш мумкин. Биологик системаларидаги ва металл органик бирикмаларидаги еркин радикаллар ҳам ЭПР билан ўрганилади.



$h\omega = \Delta\xi$ да узгарувчан электромагнит майдон энергияси ютилиши содир бўлади.

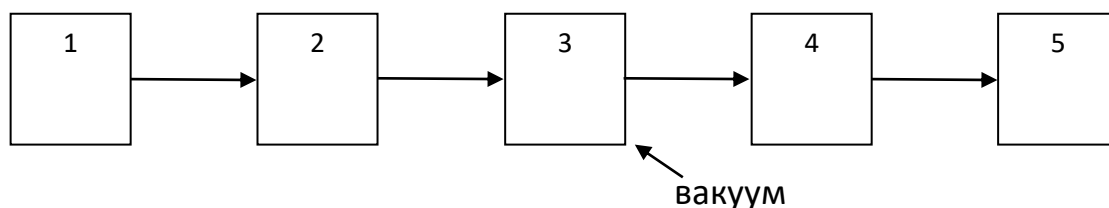
Эксперименталтадқиқотларда ана шундайспектр энергетик сатҳарнинг ажралишини билдиради.

7 §. МАСС- СПЕКТРОСКОПИЯ

Вакуумда учиб бораётган зарядли заррачага магнит ёки электр майдон таъсири остида жонланишдан 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 параметрига 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:



1 – Ўрганиладиган модда

2 – Ион манба

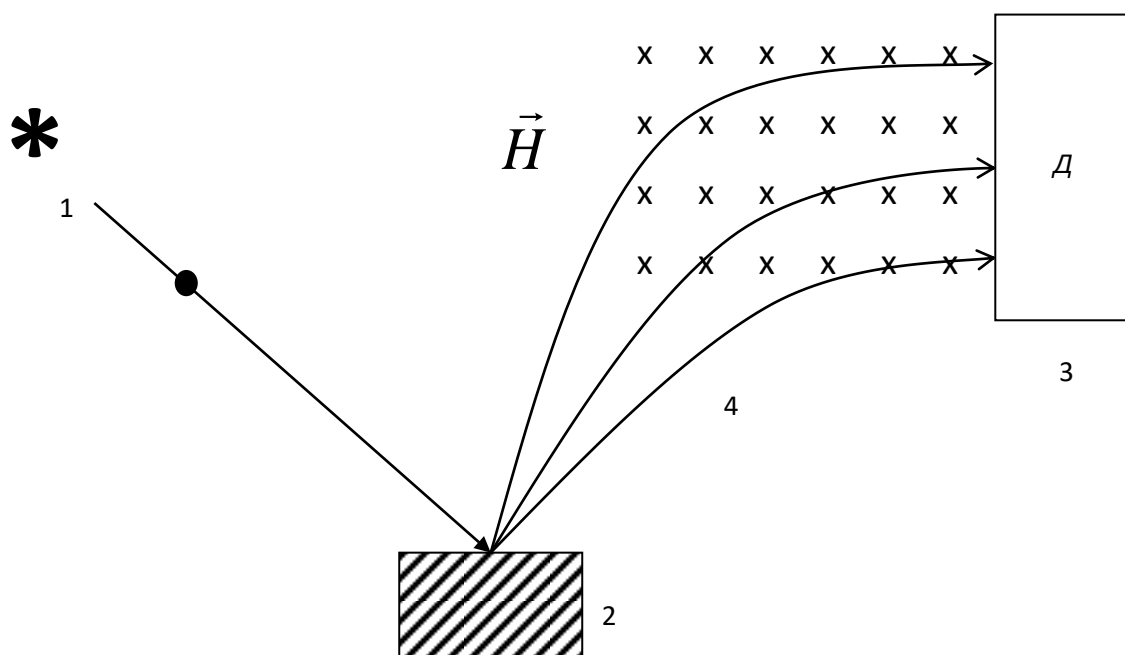
3 – Масс - анализатор

4 – Ионлар приёмниги

5 – Кучайтиргич

Ушбу қурилма орқали олинadиган натижалар ион токнинг (1) 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: $R\chi m / \delta_m$ ажрата олиш қобилияти деб аталади.



1 – Ионлар оқими манбаси

2 – Ўрганиладиган материал

3 – Зарраларни қайд қилувчи қурилма

4 – Ўзгармас магнит майдон.

График марказида (50%) : $R=380$

График пастида (10%) $R=230$ га тенг.

Масс–спектроскопияда ажрата олиш қобилияти:

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) $R \sim 10^4 \div 10^5$ бўлса жуда юқори ҳисобланади.

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

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

8 §. 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 (-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°с 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.

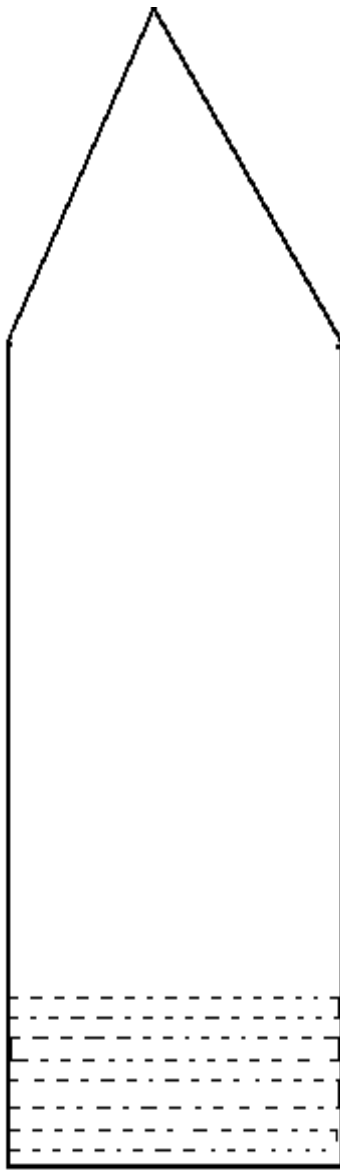
Бизнинг тажрибаларимизда эритма кўринишдаги ярим ўтказгичли аралашма миқдори кўпинча 2 граммни ташкил қилди.

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 суyoқ аралашмада бўладиган бо-

ланишларнинг 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

Кристаллқўринишдаги ярим ўтказгич материални ҳосил қилиш учун эритмани жуда секин совутиш суликўлланилади. Эритма ката температурадан секин совутилганда суюқ аралашмада бўладиган бо-ланишларнинг 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.

III – БОБ. Тадқиқот натижалари.

1§. Кристалл структурали SiSe бирикмасининг электрофизик хусусиятлари хақида.

Маълумки ярим ўтказгичли материаллар ўзининг структуравий тузилишига кўра 3 гуруҳга бўлинади:

- Кристалл ярим ўтказгичлар
- Аморфяримўтказгичлар
- Шишасимон ярим ўтказгичлар

Кристалл структурали ярим ўтказгичлар ишлаб чиқаришда жуда кўп қўлланилаётганлиги туфайли бундай структурали ярим ўтказгичларнинг физик хусусиятларини ўрганиш актуал масала ҳисобланади.

Бундай кристалл структурали ярим ўтказгичлар элементар кўринишли, бинар бирикма ҳолида ва шунингдек мураккаб структурали ярим ўтказгичлар кўринишда мавжуд бўлади.

Битирув-малакавий иш учун бинар бирикма ҳисобланган SiSe ярим ўтказгичи танлаб олинди.

Менделеев даврий системасидаги тўртинчи гуруҳ элементи бўлган Si ва бешинчи гуруҳ элементи ҳисобланадиган Se элементларидан ҳосил бўлган бинар бирикма ярим ўтказгич хусусиятига эга бўлиб, бу бирикма приборсозлик ва микроэлектроника соҳасида хом ашё сифатида кенг қўлланилади.

Шу сабабли бу ярим ўтказгичли кристалл SiSe бирикмасининг электрофизик хусусиятини ўрганиш, электр ўтказувчанлигининг температурага боғлиқлигини ўрганиш мақсад қилиб қўйилди.

Бунинг учун аввало SiSe бирикмасига синтез усули билан тўртинчи гурух элементи бўлган Sn^{119} изотопи аралашма атоми сифатида киритилиб Мессбауэр спектроскопияси ёрдамида Si атомининг кристалл панжарадаги локал холати ўрганилди. Бунинг учун SiSe бирикмасига Sn^{119} изотопи аралашма сифатида 0,1% миқдорда киритилди. Илмий адабиётларда берилган маълумотларга кўра Sn^{119} изотопи атомлари SiSe бирикмасида Ge атомлари ўрнига жойлашиб олади. Чунки Si элементи ва Sn элементи Менделеев даврий системасида бир гурухта, яъни тўртинчи гурухта жойлашган бўлиб улар бир-бирларини бемалол алмаштира олиш хусусиятига эгадир. Шунинг учун Мессбауэр изотопи бўлган Sn^{119} изотоп атомларининг локал холатини спектроскопик усулда ўрганиш орқали бу Sn атоми жойидаги Si атомларининг холати ҳақида тўлиқ маълумот олиш имконияти ҳосил бўлади.

Қуйидаги–расмда SiSe: Sn^{119} бирикмасининг Мессбауэр спектри берилган.

Ушбу кристалл структурали ярим ўтказгич бўлган SiSe: Sn^{119} бирикманинг Мессбауэр спектри битта синглет линиядан иборат бўлиб, бу линиянинг кенглиги жуда кичкина ва линиянинг изомер силжиши Sn^{+4} заряд холатига тўғри келади.

Бу эса ўз навбатида Sn^{119} нинг Si атомлари жойига жойлашиб олгани учун Ge атомлари ҳам шу бирикмада 4 валентли эканлигини билдиради. Мессбауэр спектри кенглигининг жуда кичик бўлиши бу бирикма структураси тетраэдр кўринишига эга эканлигини ва бу тетраэдр структурада ҳар бир Si атомини 4 та Se атоми ўраб туришини, яъни энг яқин “қўшнис” 4 та эканлигини билдиради.

Бундай тетраэдр струуктурали бирикма ковалент боғланишли атомлардан тузилиб, структура жуда катта мустаҳкамликга эга эканлигини билдиради.

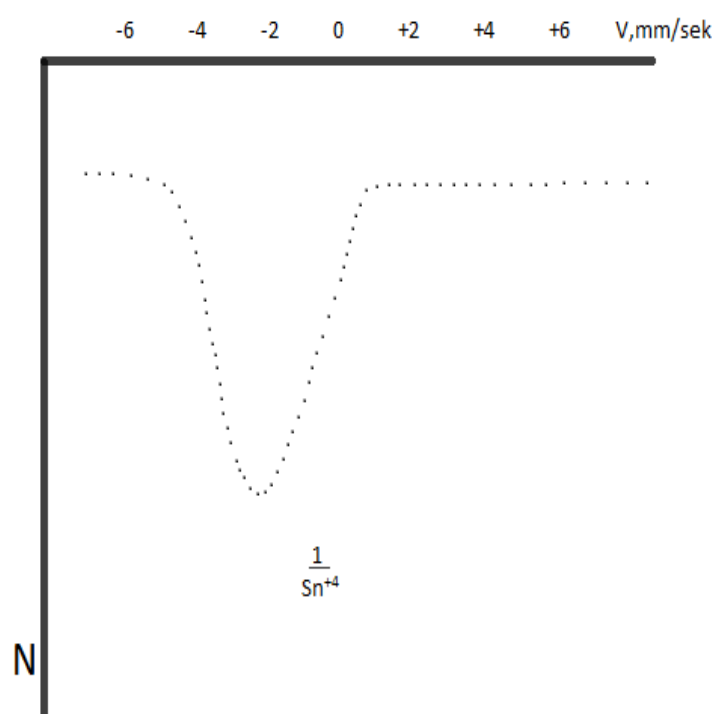
Ана шундай структурали кристалл ярим ўтказгич SiSe бирикмасининг электр ўтказувчанлиги температуранинг катта интервалида, яъни уй

температурасидан 250°C температурагача бўлган интервалда температурага боғлиқлиги тажрибалар асосида ўлчаб олинди ва олинган натижалар жадвал холига келтирилиб график кўриниши тайёрланди.

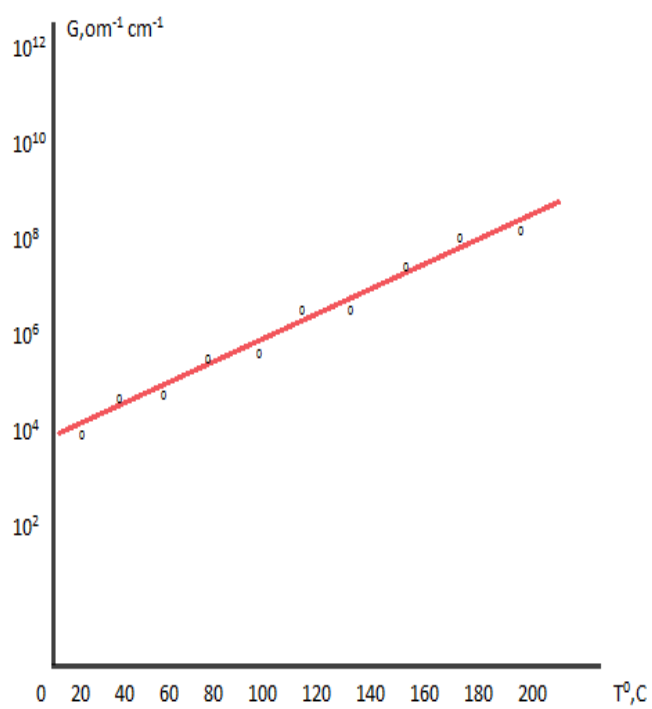
Қуйидаги–расмда кристалл структурали SiSe бирикмасининг электр ўтказувчанлигининг температурага боғлиқлик графиги берилган.

Графикдан кўриниб турибдики SiSe кристали электр ўтказувчанлиги температурага чизиқли боғлиқ бўлар экан ва температура ошиши билан электр ўтказувчанлик чизиқли ошиб бориши аниқланди.

Бу эса ўз навбатида SiSe кристалл бирикмасининг ярим ўтказгич хусусиятига эга эканлигини билдиради.



Кристалл структурали $\text{SiSe}:\text{Sn}^{119}$ бирикмаси Мессбауэр спектри.



Кристалл структурали SiSe бирикмасининг электр ўтказувчанлигининг температурага боғликлиги.

3.2§ Аморф структурали SiSe бирикмасининг электрофизик хусусиятлари.

Аморф материаллар ўзларининг структуравий тузулишига кўра кристалл материаллардан кескин фарқ қилади. Уларда “яқин тартиб” мавжуд бўлиб “узоқ тартиб” мавжуд эмас.

Аморф материаллар приборсозликда хомашё сифатида кўп қўлланилмаса ҳам лекин фундаментал тадқиқотлар соҳасида кўп қўлланилади.

Аморф материалларнинг структуравий тузулишини ўрганиш учун структуравий тадқиқот усулларидадан фойдаланади.

Битирув-малакавий ишда материал сифатида танлаб олинган аморф структурали SiSe ярим ўтказгичининг структурасини ўрганиш учун унга Sn¹¹⁹ изотопи аралашма сифатида киритилди.

Sn¹¹⁹ изотопи ва Si элементи Менделеев даврий системасидаги IV-гурух элементлари ҳисобланади. Улар бир гурух элементлари бўлгани учун бир-бирларини алмаштиришлари мумкин. Шу сабабли Sn¹¹⁹ изотопи атомлари Si атомлари ўрнига жойлашишини ҳисобга олган ҳолда Sn¹¹⁹ изотопи атомлари локал ҳолатини ўрганиш асосида Si атомлари ҳақида малумотлар олиш имконияти юзага келади.

Қуйидаги–расмда аморф структурали SiSe:Sn¹¹⁹ бирикмасининг Мессбауэр спектри берилган.

Спектрдан кўриниб турибдики аморф структурали SiSe: Sn¹¹⁹ бирикмасининг спектри кенг линияли синглет кўринишга эга бўлиб, унинг изомер силжиши Sn⁺² заряд ҳолатига тўғри келади.

Шу сабабли аморф SiSe бирикмасида Si атомлари икки валентли ҳолатда бўлиши аниқланди.

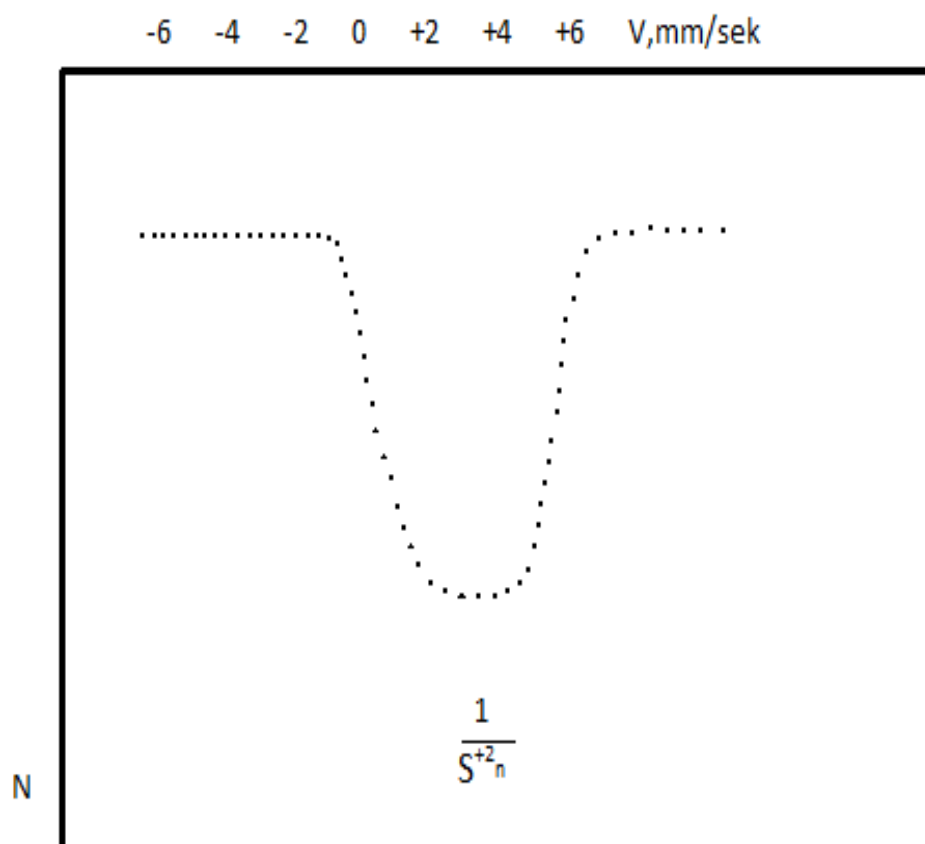
Ана шу SiSe бирикмасининг аморф структурали материалининг электр ўтказувчанлигининг температурага боғлиқлиги тажрибалар асосида ўрганилди. Бунинг учун уй температурасидан 220⁰C температурагача интервалда хар 10-15⁰C да электр ўтказувчанлик ўлчаб олинди ва олинган натижалар асосида электр ўтказувчанликнинг температурага боғлиқлиги графиги тайёрланди.

Қуйидаги -расмда ана шу боғлиқлик графиги берилган.

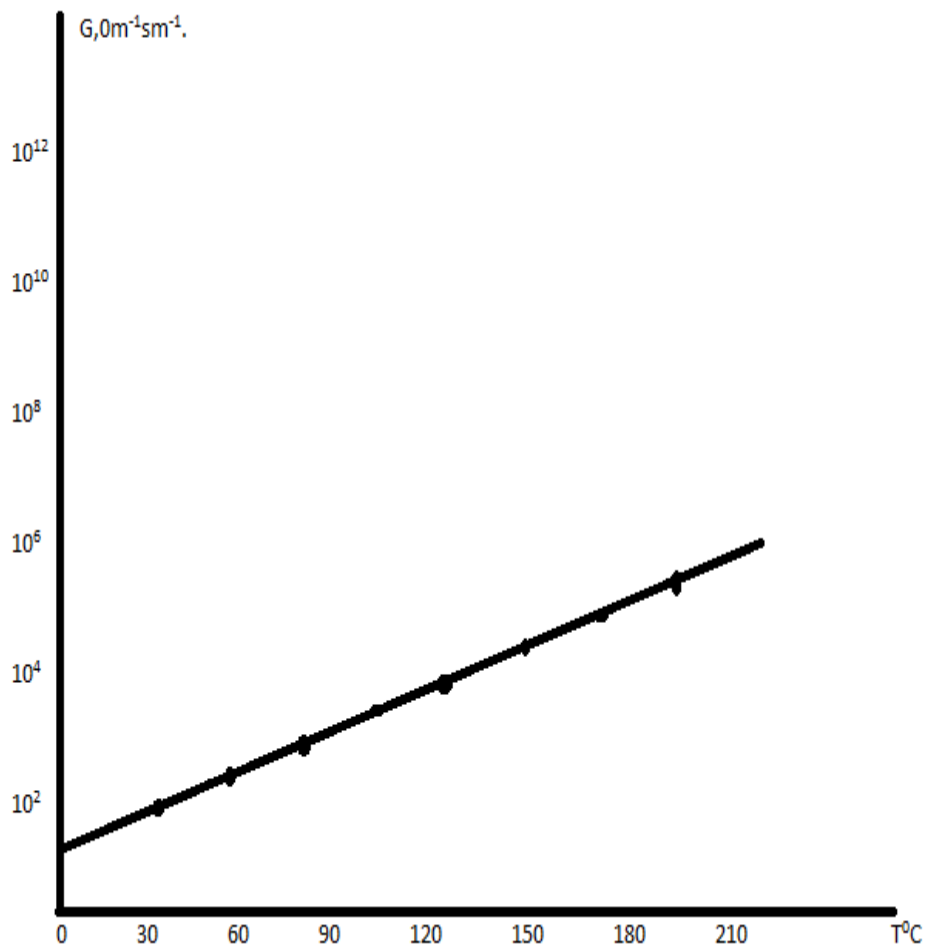
Графикдан кўриниб турибдики аморф структурали SiSe бирикмасининг электр ўтказувчанлиги температурага чизикли боғлиқ бўлар экан.

Температура ошиши билан аморф SiSe нинг электр ўтказувчанлиги чизикли равишда ошиб бориши аниқланди.

Демак графикдан маълумки аморф SiSe бирикмаси ярим ўтказгич хусусиятига эга бўлар экан.



Аморф структурали SiSe бирикмаси Мессбауэр спектри.



Аморф структурали SiSe бирикмасининг электр ўтказувчанлигининг температурага боғликлиги.

ХУЛОСАЛАР

1. Қаттиқ жисмларда кристалл ва аморф структураларда электроизик хоссаларнинг температурага боғлиқлиги спектроскопик ва Холл эффекти усуллари ёрдамида тажрибалар асосида ўрганилди.

2. Кристалл структурали ярим ўтказгич бўлган SiSe бирикмасининг электр ўтказувчанлиги температурага чизиқли боғлиқ бўлиб, температура ошиши билан электр ўтказувчанлик чизиқли равишда ошиб бориши аниқланди.

3. Шунингдек аморф структурали ярим ўтказгич бўлган SiSe бирикмасининг электр ўтказувчанлиги ҳам температурага чизиқли пропорционал эканлиги аниқланди.

4. Кристалл структурали SiSe бирикмасининг электр ўтказувчанлиги аморф структурали SiSe бирикмасининг электр ўтказувчанлигидан 4 (тўрт) даража юқори эканлиги бирикмадаги Si атомларининг заряд ҳолатига боғлиқлиги тажрибаларасосида исботланди.

Фойдаланилган адабиётлар

1. Шалимова К.В. „Физика полупроводников” Москва, Наука, 1985.
2. Зайнабиддинов.С.,Тешабоев.А.,Ярим ўтказгичлар физикаси”.Тошкент, 1999.
3. Киреев В. „Физика полупроводника”. Москва,Наука,1981.
4. Зайнабиддинов.С.,Тешабоев.А.,Қаттиқ жисимлар физикаси”,Тошкент,2001.
5. Тўраев Э.Ю., Қодирова Н.Т. „Суюқ ва аморф ярим ўтказгичлар”,Термиз,2002.
6. Стилбанс Л.С „Физика полупроводника”,Москва,Наука,1982.
- 7 Азизов Х. „Ярим ўтказгичлар”,Тошкент,Фан,1988.
- 8 Тўраев Э.Ю.,Серегин П.П., „Введение в физику полупроводников”,Ташкент,1989.
- 9 Тўраев Э.Ю.,Серегин П.П., „Применение эффекта Мессбауэра в физике полупроводников”,Ташкент, Фан,1989.
- 10 Киттель Ч. „Введение в физику твердого тела”,Москва,Наука,1985.

