

ЎЗБЕКИСТОН РЕСПУБЛИКАСИ

ОЛИЙ ВА ЎРТА МАХСУС ТАЪЛИМ ВАЗИРЛИГИ

ФАРҒОНА ДАВЛАТ УНИВЕРСИТЕТИ

ФИЗИКА-МАТЕМАТИКА ФАКУЛЬТЕТИ

Физика ва астрономия йўналиши 408-гуруҳ битирувчиси

Иброҳимов Абдурауф Иқболжон ўғлининг

“Юпқа пардали термoeлементлар параметрларига

ташқи таъсирларни тадқиқ қилиш”

мавзусидаги

БИТИРУВ

МАЛАКАВИЙ ИШИ

Илмий раҳбар:

ф.м.ф.д., профессор К.Э. Онаркулов

Фарғона - 2017

Битирув малакавий иш кафедранинг 2017 йил 5-июндаги 9-сонли йиғилишида муҳокама қилинган ва ҳимояга тавсия этилган.

Кафедра мудири _____ К. Онарқулов

Тақризчи:

1. ЎзФА “Физика-қуёш” ИИЧБ материалшунослик институти, техника
фанлар доктори Р.Раҳимов

Мундарижа

Кириш	3
I.БОБ. ЯРИМЎТКАЗГИЧЛАРДА ТЕРМОЭЛЕКТРИК ХОДИСАЛАР	8
1.1. Яримўтказгичларда Пельта эффекти.....	9
1.2. Яримўтказгичларда Зеебек эффекти.....	11
1.3. Термоэлектрик самара.....	17
II.БОБ ЯРИМЎТКАЗГИЧЛИ ТЕРМОЭЛЕКТРИК ПАРДАЛАР ОЛИШ ТЕХНОЛОГИЯСИ ВА УЛАРНИНГ КАТТАЛИКЛАРИ	21
2.1. Термоэлектрик юпка пардаларни назарий ҳисоблаш усуллари.....	22
2.2. Теллур – висмут - сурма пардаларни электрофизик катталиклари.....	25
2.3. $\text{Bi}_{2-x}\text{Sb}_x\text{Te}_3$ асосида олинган юпка пардаларни термоэлектр ўтказувчанлигини текшириш.....	31
2.4. Яримўтказгич термоэлектр пардалардан фойдаланиш.....	36
III. Хулоса	57
Фойдаланилган адабиётлар	61

Кириш

XXI асрни инсон салоҳияти ва ақлий қобилиятларининг чексиз имкониятларини очиш ва янада ошириш асри деб аташ билан бирга, жаҳон ижтимоий-сиёсий тараққиётида янги давр демократик жараёнларда жиддий бурилиш даври хусусиятларини ўзида намоён этаётган аср сифатида ҳам эътироф этмоқ жоиз.

Президентимиз Ш.М.Мирзиёевнинг мамлакатимизни 2016-йилда ижтимоий-иқтисодий ривожлантиришнинг асосий якунлари ва 2017-йилга мўлжалланган иқтисодий дастурнинг энг муҳим устувор йўналишларига бағишланган Вазирлар Маҳкамасининг кенгайтирилган мажлисидаги маърузасида қуйидагилар белгилаб ўтилган.

Истиқлол йилларида мамлакатимизда олий таълим соҳасида ҳам туб ислохотлар амалга оширилди, бакалавр ва магистрлар тайёрлашнинг Европа тизимига ўтилди, олий ўқув юртлари сони 2,5 баробар кўпайди.

Яна бир муаммони ҳал этиш ҳам ўта муҳим ҳисобланади: бу – педагоглар ва профессор-ўқитувчилар таркибининг профессионал даражаси, уларнинг махсус билимларидир. Бу борада таълим олиш, маънавий-маърифий камолот масалалари ва ҳақиқий кадриятларни шакллантириш жараёнларига фаол кўмак берадиган муҳитни яратиш зарур. Зеро келажак эгалари бўлмиш баркамол авлодни ўз билими, салоҳияти ва тажрибасига асосланиб тарбиялаш ҳамда унинг ижросини таъминлаш асосий вазифамиз ҳисобланади. Ана шу мақсадда 2016-йил давлат бюджетининг 50 фоиздан кўпроқ қисми фақат таълим-тарбия ва соғлиқни сақлаш соҳаларини ривожлантириш учун ажратилди.

Таълим соҳасида замонавий ахборот ва компютер технологиялари, интернет тизими, рақамли ва кенг форматли телекоммуникацияларни замонавий усуллари ўзлаштириш бугунги тараққиёт даражасини белгилаб

берадиган бундай ютуқлар нафақат мактаб, лицей ва коллежлар, олий ўқув юртларига балки ҳар қайси оила ҳаётига кириб бориши керак бўлади.

Ўзбекистон Республикаси биринчи Президенти ўзининг “Жаҳон молиявий иқтисодий инқирози, Ўзбекистон шароитида уни бартараф этишнинг йўллари ва чора-тадбирлари” китобида келтирилганидек “мамлакатимизда жаҳон-иқтисодий инқирозининг салбий оқибатларини бартараф этиш бўйича 2009-2012 йилларга мўлжаллаб қабул қилинган инқирозга қарши чоралар дастури Ўзбекистоннинг 2009-йилда ижтимоий-иқтисодий режалаштиришнинг энг устувор йўналиши бўлиб қолди”. Шунингдек, инқирозга қарши чоралар дастурининг 4-бўлимида айтилишича-электроэнергетика тизимини модернизация қилиш, энергия истеъмолини камайтириш ва энергия тежашнинг самарали тизимини жорий этиш чораларини амалга ошириш кўзда тутилади.

Ҳозирги даврда яримўтказгичлар фан ва техникада муҳим ўрин эгаллаб бормоқда. Яримўтказгичли электрон асбоблар халқ хўжалигининг турли соҳаларида қўлланилмоқда. Йилдан йилга яримўтказгичларнинг шу кунга қадар номаълум бўлган хоссалари аниқланмоқда ва улардан янгидан янги асбоблар тайёрланмоқда. Шу сабабли яримўтказгичлар физикасига бўлган қизиқиш тобора ортиб бормоқда.

Конденсирланган муҳитлар физикасида атомлари тартибсиз жойлашган нокристалл қаттиқ жисмларнинг физик хусусиятларини, хусусан улардаги электрон процессларни ўрганиш муҳим йўналишлардан бири ҳисобланади. Бундай структуралар қаторига яримўтказгич поликристалл пардалар ва улар асосидаги асбоблар ҳам киради. Поликристалл пардаларнинг асосий хусусияти шундаки, улар ташқи таъсирларга ўта сезувчандир. Кўпгина ҳолларда пардаларни ёруғлик, иссиқлик ва механик таъсирларга сезувчанлиги ўта юқори бўлади. Шу сабабли пардалар асосида юқори сезувчанликка эга бўлган асбоб ва қурилмалар тайёрлаш мумкин. Бундан ташқари пардаларни тайёрлаш технологияси анча арзон бўлиб, иқтисодий

тежамли ҳисобланади. Кўпгина материаллар асосидаги пардалар юқори термосезгирликка эга бўладилар. Шунингдек, баъзи яримўтказгич юпқа пардалар кенг диапазондаги қаршилиқка эга бўлиб деформацион характеристикалари чизиқли параметрлари температура ўзгаришига чидамли, релаксацион жараёнларга чидамли бўлади.

Яримўтказгичлардан тайёрланган фотоэлементлар (куёш батареяси) куёшдан келаётган ёруғлик энергиясини бевосита электр энергиясига айлантириб беришга имкон туғдирган бўлса, термоэлементлар (термогенераторлар) иссиқлик энергияси ҳисобига электр энергия олишга ёрдам бермоқда.

Мавзунинг долзарблиги. Яримўтказгичлар сиртида ва уларнинг ҳажмида юз берадиган жараёнлар уларнинг параметрларига кучли таъсир кўрсатиши мумкин. Бу таъсирларни ўрганиш ва аниқлаш асосида кўплаб яримўтказгичли асбоблар ва қурилмалармалар яратилиши ҳамда улардан фойдаланиш кўлами жадал ортиб бораётган бир вақтда уларни ишлаш тезлигини ва аниқлиги юқори бўлиши талаб қилинади. Юқори термоэлектрик самарага эга бўлган яримўтказгич юпқа пардалар асбобсозлигида кенг қўлланилмоқда.

Тадқиқотнинг мақсади: Яримўтказгичли асбобларнинг электр ўтказувчанлигини ҳамда ташқи таъсирлар туфайли уларнинг хоссаларини турлича ўзгариб туриши ҳақидаги янгича тасаввурларга эга бўлиш. Шунингдек, самарадорлиги юқори бўлган яримўтказгичли юпқа пардаларни тайёрлашни ва ишлаш принципини ўрганиш.

Тадқиқотнинг вазифалари:

1. Яримўтказгичлар ва уларнинг электр ўтказувчанлиги ҳақида тасаввурга эга бўлиш, яримўтказгич материалларнинг олиниш технологияси ва электрик хоссалари билан танишиш, ҳамда яримўтказгичларга температурани ва босимни таъсирларини ўрганиш.

2. Ярим ўтказгичли термоэлементлар олиниши ва ишлаш принципини қўлланилиши билан танишиб чиқиш.

Тадқиқотнинг объекти. ФарДУ физика-математика факультети физика кафедраси илмий лабораториясида висмут-сурма теллур материалларини тадқиқ қилиш.

Тадқиқотнинг методлари. Ярим ўтказгич материалларнинг олиниш технологияси улар асосида олинган термодатчикларни қўлланилиши.

Битирув малакавий ишининг ҳажми ва асосий мазмуни. Битирув малакавий иши кириш, икки боб, хулоса ва адабиётлар рўйхатидан иборат. Битирув малакавий ишининг умумий ҳажми 64 бет, 15та расм, 3та чизма, 5та жадвал ва фойдаланилган адабиётлар рўйхатини ўз ичига олган.

Биринчи бобда яримўтказгичларда юз берадиган термоэлектрик ходисалар, валент зона, ман этилган зона ва ўтказувчанлик зоналари, уларнинг кенглиги ва табиати, яримўтказгичларнинг хусусий, р-типли ва n-типли турлари ҳосил қилиш, электр ўтказувчанлигига ва заряд ташувчилар концентратциясига, зарядларнинг ҳаракатчанлигига ва бошқа хусусиятларига киришмавий, температуравий, ёруғлик таъсирлари ҳамда яримўтказгичларга температурани ва босимни таъсирларини ўрганилган илмий тадқиқот ишларининг таҳлили берилган.

Иккинчи бобда ярим ўтказгичли юпқа пардалар олиниши ва ишлаш принципини ўрганиш ҳамда яримўтказгичли юпқа пардалар ўрганилган. Термодатчиклар ҳақидаги маълумотлар ўрганилди ва уларни яримўтказгичлар асбобсозлигида қўлланилиши ҳамда амалий аҳамияти кўрсатиб берилган.

I БОБ. ЯРИМЎТКАЗГИЧЛАРДА ТЕРМОЭЛЕКТРИК ХОДИСАЛАР.

Моддаларнинг электр ўтказувчанлик хусусиятларини текшириб, уларни уч хилга ажратиш мумкин:

Электр токини яхши ўтказувчи моддалар – булар ўтказгичлар деб аталади. Ўтказгичларга асосан металллар киради. Бу моддаларда солиштирма электр қаршилиги $10^{-6} \div 10^{-8}$ Ом·м атрофида бўлади.

Электр токини ўтказмайдиган моддалар – булар диэлектриклар деб аталади. Резина, пластмасса, тоза сув кабилар диэлектриклардир. Диэлектрикларда солиштирма электр қаршилиги $10^{10} \div 10^{16}$ Ом·м атрофида бўлади. Ўтказувчанлиги ўтказгичлар билан диэлектриклар орасида бўлган моддалар ҳам бор. Бу моддаларни ўтказгич деб бўлмайди, чунки улар электр токини яхши ўтказмайди, аммо диэлектрик ҳам деб бўлмайди, чунки электр токини дурустгина ўтказди. Шунинг учун бундай моддалар яримўтказгичлар деб аталади. Менделеев даврий жадвалининг IV группасига кирувчи германий - Ge, кремний Si, селен Se шунингдек, III ва V группасидаги элементларнинг кимёвий бирикмасидан ҳосил бўлган мураккаб моддалар: арсенид-галлий - GaAs, фосфит-галлий – GaP ва шунга ўхшаш моддалар яримўтказгичлардир. Яримўтказгичларнинг солиштирма электр қаршилиги $10^{-6} \div 10^{10}$ Ом·м атрофида бўлади. Одатда яримўтказгичларнинг хусусий электр ўтказувчанлиги унча катта бўлмайди, чунки уларда эркин электронлар сони жуда оз, масалан уй температурасида германийда эркин электронлар концентратсияси $\approx 3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ атрофида бўлади. Тажрибаларнинг кўрсатишича яримўтказгичнинг температураси 1°C кўтарилганда унинг электр қаршилиги 3-5% га камаяди ва уларнинг хусусий электр ўтказувчанлиги ортади. Металларда бу ҳолнинг тескариси бўлиб, температураси 1°C кўтарилганда қаршилиги 0,3 % га ортади. Иссиқлик таъсирида электр қаршилигини ўзгартирадиган элементларга *термисторлар* дейилади.

Яримўтказгичларни электр ўтказувчанлигини фақатгина температурани ўзгартириб эмас, балки ёруғлик таъсир эттириб ҳам ўзгартириш мумкин. Ёруғлик таъсири остида яримўтказгичларнинг актив қаршилиги кескин камаяди, электр ўтказувчанлиги эса ошади. Ёруғлик таъсири остида ўз қаршилигини ўзгартирадиган элементлар *фоторезисторлар* ёки *фотоқаршилиқлар* дейилади.

1.1. Яримўтказгичларда Пельте эффекти

Икки турдаги бир хил температурали ўтказгич бир-бирига уланган жойдан I ток ўтганда, у жойда қўшимча Q_n иссиқлик миқдори ажралиб чиқиши ёки ютилиши ҳодисаси Пельте эффекти деб аталади. Бу ҳодисада ҳам иссиқликнинг ютилиши ёки ажралиб чиқиши ток йуналишига боғлиқ ҳодисасини биринчи бўлиб 1834-йили француз физиги Ж. Пельте кузатган.

Ажралиб чиққан иссиқлик миқдори

$$Q_n = I \Delta P \quad \text{I.1.1}$$

ифода билан аниқланади. Бу ерда

$$\Delta P = (\alpha_1 - \alpha_2) T \quad \text{I.1.2}$$

бўлиб, P - Пельте коэффициентлари деб номланади. α_1, α_2 лар эса ўтказгичларнинг термоэлектрик (Зеебек) коэффициентлари.

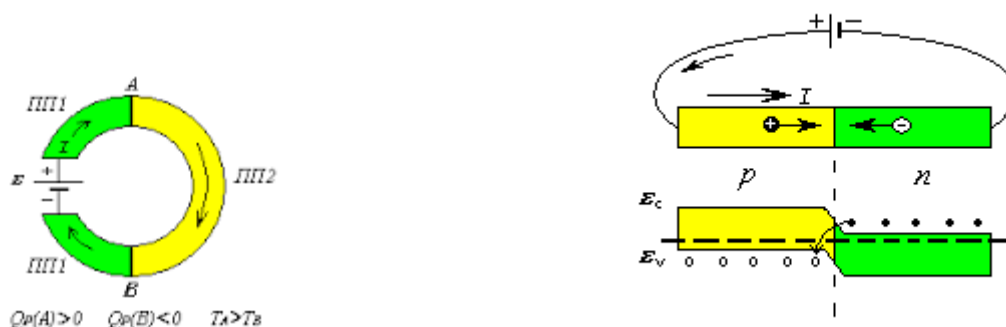
Пельте ҳодисаси кўп ҳолларда электр тармоқлар учун зарарлидир. Электр энергиясини узатишда ва фойдаланишда турли хил ўтказгичлар қўлланилади (алюминий, мис, жез, нихром ва бошқалар). Уларнинг бир-бирига уланиш нуқталарида эса фойдасиз қўшимча Q_n иссиқлик миқдори ажралиб чиқади.

Бу иссиқлик ўтказгич контактларининг қизишига олиб келади. Натижада ўтказгичларнинг атмосферадаги кислород билан оксидланиш жараёни (занглаши) тезлашади. Ушбу ҳодиса билан курашиш учун, (I.1.2) ифодадан кўриниб турибдики, $(\alpha_1 - \alpha_2)$ ни камайтириш керак. Бу ҳолларда эса уловчи қурилмалар

(розетка, вилка ва ҳ.к.) материалнинг α си α_1 ва α_2 оралигида танлаб олинади.

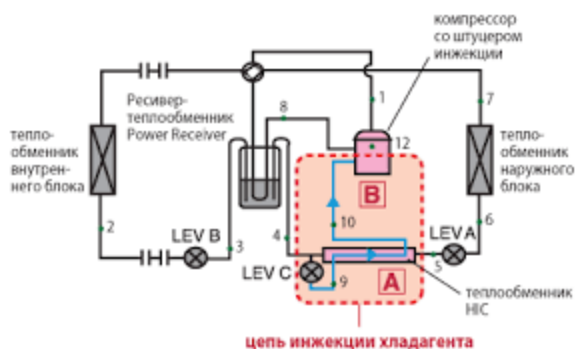
Масалан, алюминий ва мис ўтказгичларнинг уланиш нуқталарида жез ишлатилади.

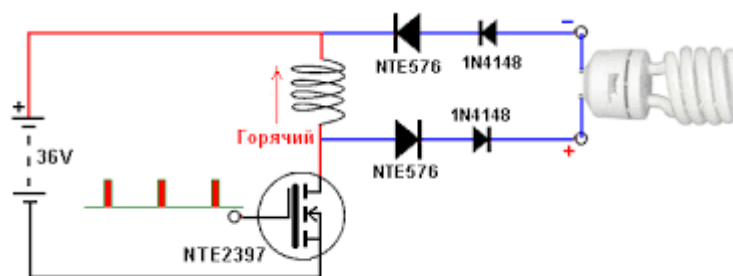
Пельте эффекти турли металллардаги электронларнинг ўртача энергиялари бир хил температурада ҳам турлича бўлиши билан тушунтирилади. Дарҳақиқат, металлдаги электронларнинг ўртача энергияси уларнинг энергетик спектрига, концентрациясига ва энергиясини ёқотиш механизмларига боғлиқ;. Электронлар Э.Ю.К таъсирида бир металлдан иккинчи металга ўтганда ўзининг ортиқча энергиясини кристалл панжараси ионларига беради ёки электроннинг энергияси кам бўлса, қўшимча энергия ютади (I.1.1- расм).



I.1.1- расм

Бу ходиса электронларнинг ўртача энергияси фарқи катта бўлган ўтказгичларда (масалан, металл — ярим ўтказгич контактида) яққол намоён бўлади. Пельте эффектидан техникада совуткичлар тайёрлашда фойдаланилади (I.1.1- расм).

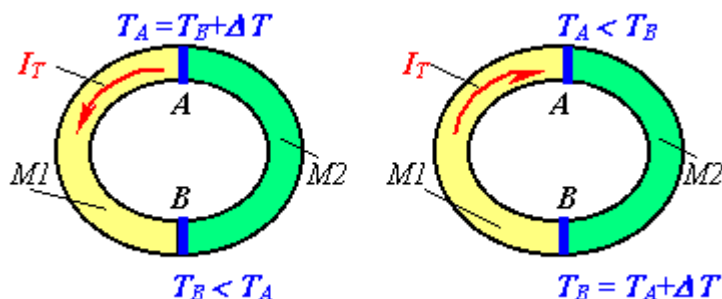




Пельте эффектидан техникада фойдаланиш.

I.2. Яримўтказгичларда Зеебек эффекти

Ингичка металл стерженни олиб унинг икки учини T_1 ва T_2 , температураларда сақлаймиз. Стержен бўйлаб температура фарқи пайдо бўлади. Иссиқроқ T_1 температурали учидан совуқроқ T_2 учига қараб иссиқлик оқими вужудга келади хона температураларида иссиқлик асосан кристалл панжараси тебранишлари ҳисобига фононлар орқали узатилади.



(I.2.1-расм).

Температура градиента (фарқи) металлнинг икки учига электр юритувчи куч (ЭЮК) E ҳосил қилади. Бу ҳодиса Зеебек эффекти деб

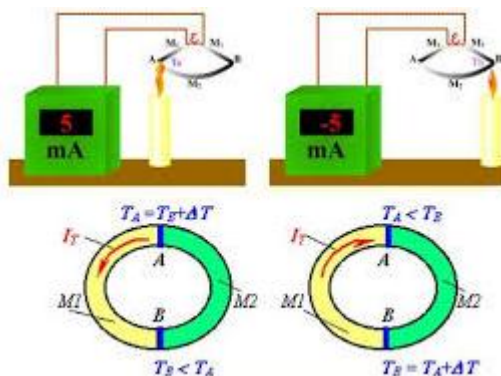
номланади (уни 1821 йили немис физиги Зеебек очган).

Ҳосил бўлган ЭЮК температура T $1^0 \sim 100^0$ С бўлганда,

$$E = a(T_1 - T_2) \quad \text{I.2.1}$$

ифода билан аниқланади. Бунда a -Зеебек коэффиценти (ёки термо ЭЮК коэффиценти) деб аталади. Стерженда термо ЭЮК нинг пайдо бўлиши куйидагича изоҳланади.

Стерженнинг иссиқ учидан совуқ учига йўналган фононлар сони совуқ учидан иссиқ учига йўналган фононлар сонидан кўп бўлади. Фононлар ўзлари билан бирга эркин электронларни эргаштириб кета оладилар. Натижада стерженнинг совуқ томонида электронлар сони кўпайиб кетади, иссиқ томонида эса ортиқча мусбат заряд пайдо булади. Бу эса стерженда ЭЮК ни вужудга келтиради. Зеебек эффекти икки хил ўтказгич бир-бирига уланганда ҳам кузатилади. Бунда температуралар фарқи ўтказгичларнинг уланиш нуктаси билан бошқа учлари орасида ҳосил қилинади. Ушбу ҳолда ҳам (I.2.1) ифода ўринли булади.



I.2.2-расм

Ўзаро уланган икки хил ўтказгичларни термо жуфт деб аталади. бири кўргошиндан бўлган термо жуфтлар учун α нинг қийматлари келтирилган. Жадвалдаги манфий ишора ток иккинчи ўтказгичдан кўргошин ўтказгич томон оқайотганини англатади.

№	Металл+P1>	$\alpha 10^6$	№	Металл+	$\alpha, 10^6 \text{ В/К}$
1	Темпр	15	12	Симоб	-4.4
2	Молибденнн	7.6	13	Платини	-4.4
3	Калсий	4,6	14	Никел	-6,5
4	Волфрам	3.6	15		-Я.9
5	Мис	3,2	16	Қалай	13,8
6	Рух	3,1	17	Никел	-20.
7	Олтин	2,9	18	Висмут	-6.0
Н	Кумуш	2,7	19	Хром	24.0
9	Қалай	-0,2	20	Нихром	1
10	Магний	-0.0	21	Алюмил	-17.3
11	Алюминий	-0,4	22	Копсл	-38
			23	Копстам	-38

Терможуфтлар ёрдамида юкори температураларни ўлчаш қулай. Жадвалдаги келтирилган натижаларни жуда аниқ деб бўлмайди, чунки термо э.ю.к қиймати металллар уланган жойдаги ёт аралашмалар, кристалл доначалар йўналишига кучли боғлиқ бўлади.

Доимий температура фарқи ҳосил қилинган металл стерженни кўриб чиқамиз. Унинг иссиқ учи температураси T_1 , совуқ учи температураси T_2 бўлсин. Ўтказгични доимий ток манбаига улаймиз.

Ундан электр токи ўта бошлайди ва Жоул-Ленс қонунига кўра,

$$Q = I^2 R t \quad \text{I.2.2}$$

миқдорда Жоул иссиқлиги ажралиб чиқади. Бунда I — стержендаги ток кучи, R — унинг электр қаршилиги ва t — ток ўтиш вақти. 1856- йили инглиз физиги У. Томсон (лорд Келвин) юкорида келтирилган доимий температура градиентига эга бўлган (бир учи T_1 ва иккинчи учи T_2 температурали) токли ўтказгичда Жоуль иссиқлиги Q дан ташқари яна қўшимча иссиқлик миқдори ажралиб чиқиши, ёки ютилиши мумкин эканлигини олдиндан айтиб беради. Бу фикр кейинчалик француз физиги Леру тажрибаларида тасдиқланди ва Томсон эффекти деб номланди. Ўтказгичда ажралиб чиқаётган тўлиқ иссиқлик миқдори

$$Q = Q_{\text{ж}} \pm Q_s$$

I.2.3

кўринишда ёзилади. Q_s нинг ишораси токнинг ва температура градиентининг ўзаро йўналишига боғлиқ. Агар ток ўтказгичнинг совук учидан иссиқ учи томон йуналса, Q_s мусбат бўлиб ўтказгичда қўшимча иссиқлик миқдори ажралиб чиқади. Бунда металлдаги электронлар иссиқ учидан совук учи томон йуналади. Ток йуналишини тескарига ўзгартирсак, Q_s манфий ва иссиқлик ютилади.

Металларнинг эркин электронлар назарияси доирасида ушбу ҳодиса куйидагича изоҳланади.

Ўтказгичнинг иссиқ қисмидаги электронларнинг ўртача кинетик энергияси совук қисмидагидан катта бўлади. Ташки электр юритувчи куч таъсирида электронлар металлнинг совук қисмига қараб дрейф ҳаракат қилганда, совук томонга етиб келгач, кристалл папжараси ионлар билан тўқнашиб, бир қисм энергияларини уларга беради ва «совийди».

Натижада уларнинг ўртача кинетик энергияси ўтказгичнинг совук қисмидаги электронлари билан тенглашади. Бунда ўтказгичда қўшимча Q_s миқдорда иссиқлик ажралиб чиқади.

Агар ток йўналишини ўзгартирсак, совук электронлар ўтказгичнинг иссиқ қисмига қараб ҳаракат қилади ва термодинамик мувозанатга келиш учун панжара ионларининг бир қисм энергиясини ютади. Томсон иссиқлиги Q_s ўтказгичдан оқиб ўтган заряд миқдори ва унинг учларидаги температуралар фарқига пропорционал.

$$Q_s = \tau_T (T_1 - T_2) I t. \quad \text{I.2.4}$$

Бу ерда τ_T , Томсон коэффиценти деб аталади.

Ушбу ифода хона температурасига яқин ва унча катта бўлмаган температуралар оралиғида бажарилади. Томсон назариясига асосан, икки ўтказгичдан ясалган терможуфтликларнинг - а Зеебек коэффиценти Томсон коэффицентига боғлиқ экан.

$$\tau_T = T \frac{da}{dT} \quad \text{I.2.5}$$

Охирги ифода Томсон ва Зеебек ҳодисаларини ўзаро бириктирувчи муносабатдир.





II.2.3-Зеебек эффектини техникада қўлланилиши

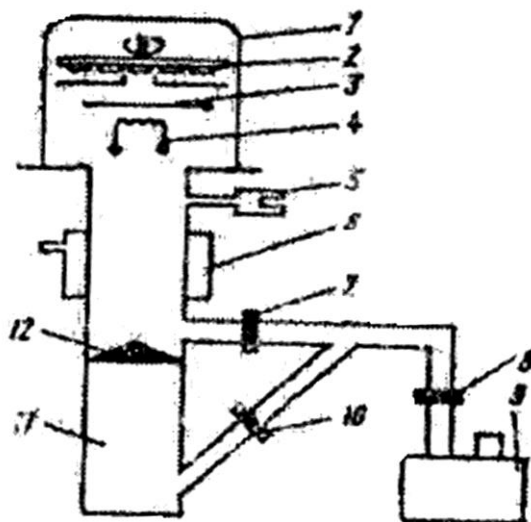
I.3. Термоэлектрик самара

Омик контактлар одатда қотиштириш, электрокимёвий ёки кимёвий ўтказгич бўшлиқда (вакуумда) буғлантириш, термобосим ёки ультратовуш усулида тайёрланади.

Қотишмали усул билан омик контактларни олиш жараёни қуйидагича олиб борилади. Кристалл пластинка сиртига юпқа металл қатлам, металл сим ёки шарча ўрнатилиб, уларни суюлиш температурасигача қиздирилади. Бунда яримўтказгичда озгина микдорда суюлиш бўлади. Совуши натижасида эритма билан яримўтказгич тизимида легирланувчи киришма металл билан кристалланади. Натижада, яримўтказгич ўтказувчанлигига мос келган юқори легирланган қатлам вужудга келади ва $Me - n^+ - p^-$ ёки $Me p^+ - p^-$ турдаги тузилма пайдо бўлади. Қотиштириш жараёнида яримўтказгичнинг металл билан ҳўлланувчанлиги катта аҳамиятга эга. Ҳўлланувчанликни яхшилаш учун яримўтказгич сирти киришмалардан ва оксид қатламлардан тозаланади. Қолдиқ сирт пардаларини кетказиш учун флюслар қўлланилади. Қотиштириш йўли билан олинган яримўтказгич металл-контакт шу температурасида катта қолдиқ кучланиш пайдо бўлмаслиги учун яримўтказгич ва металллар иссиқликдан кенгайиш коэффитциентлари қийматлари бўйича бир-бирига яқин бўлиши керак. Металл етарли даражада пластик бўлиши мақсадга мувофиқ бўлади.

Планар технология ривожланиши омик контактларни тайёрлаш учун вакуумда пуркаш усули қўлланила бошланди. Бу усул ҳозирги пайтда микросхемалар тайёрлаш учун кенг қўлланилмоқда. Вакуумда пуркаш металлни қиздирилган чулғам ёрдамида қиздиришда яримўтказгич сирти турли киришмалар билан ифлосланиши мумкин. Ундан сақланиш мақсадида жараён бошида тўсиқлардан фойдаланиш мумкин. Икки ёки ундан ортиқ металл қатламларни олишда, одатда, бир-бирлари билан таъминланган қурилмалар қўлланилади.

Термик буғлантириш чукур вакуумда ўтказилади. Металл контактларни олишда вакуумда пуркашнинг турли қурилмалари мавжуд. (6-расм).



6-расм.

Қурилманинг ишчи (1) камерасига яримўтказгич (2) пластинкалар, (4) буғлантиргич ва (3) тўсиқ жойлаштирилган. Ишчи ҳажмдаги босим (5) асбоб ёрдамида ўлчанади.

Бошланғич вакуумни ҳосил қилиш учун (9) форвакум насос ёрдамида (11) диффузион насос (12) клапан ва (10) кран ёпиқ ҳолда ўтказилади. (7) ва (8) кранлар очик. Ишчи ҳажмда босим 10 Ра бўлганда (7) кран ёпилиб, (10) кран ва (12) клапан очилади. Натижада, диффузион насос орқали вакуум олинади. Қолдиқ газлар ва ёғ буғларини конденсирлаш учун суюқ азот билан тўлдирилган (6) тузоқ хизмат қилади.

Термик буғланишда материалларни буғлантириш учун W, Та симли, Н₀, Та тасмали ёки кварц, графит, керамика қиздиргичлардан фойдаланилади. Бу материаллар буғлантирилувчи жуда кўп материаллар билан ўзаро таъсирлашмайди.

Металларни қоплашда катод чангланиш усули буғлантирилувчи металлни қиздириш ўрнига уни инерт газ ионлари билан, кўпинча аргон

ионлари билан бомбардимон қилинади. Катод чангланиш усули олдин айтиб ўтилган едириш усулига ўхшайди ва бунда катод - нишон металлдан тайёрланиб, унинг асосида парда ҳосил бўлади.

Катод чангланиш усули билан ҳар қандай металлдан пардалар олиш мумкин. Парда қалинлиги ва сифати катод токининг қиймати ва инерт газ босими билан аниқланади. Катод чангланиш тезлиги чангланиш коэффиценти – катодни ташлаб чиқувчи металллар атомлари миқдори унинг бомбардимонлари ионлар сонига нисбати билан аниқланади. Чангланиши коэффиценти чангланувчи металл ионининг энергиясига ва тушиш бурчагига боғлиқ. Катод чангланиш қурилмаларида яримўтказгич сиртини бошланғич тозалаш имконияти ҳам мавжуд.

Алюминий пардаларни қоплаш учун вакуумда ($5 \cdot 10^{-5}$ Pa) термик буғлантириш усули кенг қўлланилади. Сифатли пардани электрон нур қиздиргичда алюминий симларини қиздириш билан олиш мумкин. Бунда алюминийда буғланиш тезлигини электрон оқим қувватини ўзгартириш билан кенг ораликда ўзгартириш мумкин. Қувват ошиши билан металл конденсирлаш тезлиги чизикли ўсади. Электрон нур қуввати 6 кВт ва таглик билан осилган сим орасидаги масофа 0,25 м бўлганда конденсация, тезлиги тахминан 0,15 мкм/с ни ташкил қилади.

Маълумки, ҳосил бўлган парда тузилмаси ва контакт сифати таглик сирти сифатига ва температурага боғлиқ. Шунинг учун алюминий пардани кремний тагликка ўтказишда температура 600 К дан 820 К гача бўлган оралик танланади. Бу температуралар ошиши алюминий пардани анча катта донадорликка олиб келади. Ундан ташқари, 770 К – 820 К оралик температурада алюминийнинг кремнийга ёпишқоқлиги анча ошиб кетади. Кристалл билан парда ўртасида суюлма бўлишидан сақланиш учун таглик температураси 950 К дан ошмаслиги керак.

Пардани қоплаш учун таглик юқори даражада тозаланган бўлиши керак. Бунинг учун улар фторид кислота, атсетон билан (1:10) аралашмада ва тоза атсетонда уч маротаба ювиб ўтказилади.

Электрик ўтказувчанлиги n – тур бўлган кремнийда омик контакт каршилигини камайтириш учун олтиндан парда қопланади. Бунинг учун вакуумда молибденли тигелдан термик буғлантириш усулидан фойдаланилади. Сўнг, 640 К – 670 К температурада термик ишлов берилади.

Яримўтказгич сиртига қопланган металл пардага ингичка металл симлар контактини термобосим ёки ултратовуш пайванд усулларида олиш мумкин. Ингичка металл симларни (кўпинча олтин ёки алюминий) ни термобосим усулида ҳам қиздириш, ҳам босим бериш йўли билан олинади.

Термобосим усулидан фарқли равишда, босим остида, ултратовуш пайвандлашда ва тебранишларда ишқаланишлар ҳисобига юпқа сирт пардалар бузилади ва у материалларнинг ўзаро зич контактни таъминлайди. Механик босим ва ишқаланиш контакт ҳосил қилувчи материаллар аралашishiга ва симларнинг сирт билан мустаҳкам бўлишга олиб келади. Шу усулда яримўтказгични пластинка ёки кристаллида, талаб даражада қалинликдаги n^+ - ёки p^+ - турли юқори легирланган.

II. БОБ ЯРИМЎТКАЗГИЧЛИ ТЕРМОЭЛЕКТРИК ПАРДАЛАР ОЛИШ ТЕХНОЛОГИЯСИ ВА УЛАРНИНГ КАТТАЛИКЛАРИ

Аввало яримўтказгичли юпқа пардаларга қўйилган талаблар ISO (ҳалқаро стандартлаш ташкилоти) томонидан белгиланади. Масалан, инсон қон босимини ўлчашга мўлжалланган яримўтказгичли юпқа пардалар инсон баданига текканда терини сескинтирмаслиги керак.

Ҳаракатдаги жисмларга жойлаштирилган яримўтказгичли юпқа пардалар турли тебранишларга бардошли бўлиши керак. Барча ҳолатларда яримўтказгичли юпқа парда билан муомала қилувчи инсонларга электр хавфсизлиги эътиборга олинаши лозим.

Яримўтказгичли юпқа пардаларга қўйиладиган асосий талаблар қуйидагилардан иборат:

- 1) одам организмига турли таъсирлардан холи бўлиши;
- 2) унинг зарурий сезгирлиги ва аниқ иш режими;
- 3) ишлаш режимининг юқорилиги;
- 4) атроф-муҳитга кимёвий ва биологик зарарсизлиги;
- 5) электр манбаидан фойдаланишга қулайлиги;
- 6) магнит, электр ва гравитатсион майдонларга кам сезгирлиги;
- 7) унинг зарурат туғилганда керакли қисмини алмаштиришга қулайлиги;
- 8) ўлчаш ва аниқлигини қулайлиги;
- 9) унинг технологик ишлаб чиқишини кам ҳаражатликларини эътиборга олинаши керак.

Яримўтказгичли юпқа пардалар тузилиши тинимсиз мураккаблашиб бормоқда. Чегараланган ўлчам ҳажмига кўп сонли деталларни жойлаштиришга тўғри келмоқда. Айрим яримўтказгичли юпқа пардаларга жуда юқори мустаҳкамлиги талаби қўйилмоқда. Бундай яримўтказгичли юпқа пардалар автоматик системаларда, учиш аппаратларида, назоратчи механизмларда, атом энергетикасида, биомедицина соҳасидаги ишларда

муҳим аҳамиятга эга бўлмоқда. Охирги йилларда турли ва деталларни ишлаш муддатини ўзгартириш соҳасидаги ишларни бажармоқда.

II.1. Термоэлектрик юпқа пардаларни назарий ҳисоблаш усуллари

Юқори сезгирли ва аниқлиги, ҳамда чиқувчи сигнални чизиқлиги билан аҳамиятли бўлган терморезисторлар ва термоэлементлар ҳозирда кўплаб ишлаб чиқарилмоқда. Бундай яримўтказгичли юпқа пардалар мембронаси 3-3.5 мм.га тенг. Бироқ бундай яримўтказгичли юпқа пардаларда юқори шовқин содир бўлиш, лекин яримўтказгичли босим термояримўтказгичли юпқа пардалар сезгирлиги вибротсия, ядро радиатсия каби ташқи таъсирларда хатоликлар ташқи муҳит ҳаракатини ўзгариши билан содир бўлади. Шу сабабли чиқувчи электр сигнални яримўтказгичли юпқа парда учун қуйидаги формулалар билан ёзиш мумкин:

$$U_o = f(p, t); dU_o = \left(\frac{\partial U_o}{\partial p} \right)_t dp + \left(\frac{\partial U_o}{\partial T} \right)_p dT \quad (\text{II.1.1})$$

ёки

$$U_o = \frac{U_o}{p} \bigg|_T p + \frac{U_o}{T} \bigg|_p T; U_o = S_p \cdot p + S_T \cdot T \quad (\text{II.1.2})$$

бу ерда S_p ва S_T – яримўтказгичли юпқа парданинг босим ва температурага мос келувчи сезгирлигидир.

Яримўтказгичли юпқа парданинг + 1.5 % юқори чегара ўлчашдаги статистик характеристикаси бўлиб, $T_1 = \text{const.}$ ва $T_a = \text{const.}$ ҳолатдаги ўлчашни ифода этади.

Ушбу схемада R шунт қаршилик бўлиб, $R_{ш} = 1.5 \div 10$ кОм 30-40°C ҳароратдаги компенсацияланувчи қаршиликлардир.

Стержен охирлари омик кантакда бўлади. Яримўтказгичларнинг хусусий электр ўтказувчанлиги

$$\delta_i = qn_i \left(\mu_n + \mu_p \right) \quad (\text{II.1.3})$$

га тенг. Бунда $n_i \sim \exp(-E_i / kT)$.

Яримўтказгич қаршилиги $\mu(T)$ ни (II.1.3) формуладан эътиборга олинса

$$R = R_\infty \exp(B/T) \quad (\text{II.1.4})$$

га тенг. Бунда $B = E_g / 2k$ га тенг. R_∞ - доимий қаршилик, $T = \infty$ га тенг.

$$R = R_0 \exp \left[\frac{B \left(\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T} \right)}{\left(\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T} \right)} \right] \quad (\text{II.1.5})$$

га эга бўламиз.

Бунда R_0 -номинал қаршилик бўлиб, $T_0 = 293$ К гат энг. Бундан ташқари терморезисторлар B ва R_0 га қўшимча қуйидаги параметрларга ҳам эга:

$$\alpha_T \left(\frac{\%}{C} \right) = \alpha_T = \left(\frac{1}{R} \right) \cdot \left(\frac{\partial R}{\partial T} \right) = - \left(\frac{B}{T^2} \right) \cdot 100 \quad (\text{II.1.6})$$

Максимал кучланиш U ни иссиқлик баланси тенгламасидан аниқлаш мумкин.

Терморезисторни қуввати

$$P = I^2 R = \frac{U^2}{R} = H \left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_0} \right) \quad (\text{II.1.7})$$

га тенг. Бунда T_1 -атроф-муҳит температураси. Агар (II.1.5) ни (II.1.3) формулага қўйсак,

$$U^2 = H R_0 \left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_0} \right) \exp \left(B \cdot \frac{T_0 - T}{T_0 \cdot T} \right)$$

$$I^2 = \frac{H}{R_0} \left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_0} \right) \exp \left(B \cdot \frac{T_0 - T}{T_0 \cdot T} \right) \quad (\text{II.1.8})$$

га эга бўламиз.

Ушбу формула терморезисторнинг Волт-Ампер характеристикасини параметрик шаклидир. (3,6) ни T бўйича дифференциаллаб ҳосилани нолга тенглаб қуйидаги тенгламага эга бўламиз:

$$T_{cp}^2 - BT_{cp} + BT_0 = 0$$

дан

$$T_{cp} = 0.5B \left(1 \pm \sqrt{1 - \frac{4T_0}{B}} \right) \quad (\text{II.1.9})$$

бунда T_f (U_f , I_f) нуқтадаги температура. Агар (II.1.9) ни (II.1.8) га қўйсак, U_f ва I_f ларни аниқлаймиз. Терморезисторлар асосан икки хил режимда ишлаши мумкин. Агар паст кучланишда (U_f кичик) терморезистор орқали ўтадиган тўқ уни қиздириб юбормайди. Ом қонунига кўра:

$$I = \frac{U}{R}$$

Бунда R -атроф-муҳит ҳароратига боғлиқ. Барча C кўринишдаги температура яримўтказгичли юпқа пардаларни қаршилик R_n ва манба кучланиши E ни шундай танлаш керакки, терморезистор Волт-Ампер характеристикасини урта нуқтадан кесиб ўтсин. Истеъмолчини манбага улаганда а ва б нуқтадан ўтса занжирдан озгина ток ўтади. (II.1.6) формулага кўра терморезистор кучланиши атроф-муҳит температураси кўтарилиши билан озаяди ёки N коэффициент озаяди. Терморезисторни температураси кўтарилиши билан 18 с расмдаги каби 2-эгри чизиқдан 1-эгри чизиққа Волт-Ампер характеристикаси ўтади. Ишчи нуқта а дан б га ўтади ва зонддаги ток кескин кўпаяди.

Шу асосда реле (температурани бошқарувчи), намликни бошқарувчи, оқим тезлигини бошқарувчи, суюқлик сатҳини бошқарувчи асбоблар ишлатилади.

Терморезисторлар – поликристалл яримўтказгичлардан яъни қаршилик температура коеффитсиенти юқори бўлган материалдан тайёрланади. Масалан, никел ва марганес оксиди, никел, марганес ва кобалий, титан ва магнит оксиди ва бошқалар. Монокристалл терморезисторлар нозик ва ўта сезгир аппаратдир, ишлатиладиган жойларда кенг қўлланилади.

II.2. Теллур – висмут - сурма пардаларни электрофизик катталиклари

Теллур-висмут–сурма материали кўп қиррали физик хусусиятларга эга бўлган материал бўлиб унда турли физик эффектларни юзага келтириб улар асосида хилма хил асбоблар тайёрлаш мумкин. Юпқа пардали қилиб тайёрланган материалдан термогенератор ва термометрик қурилмаларда фойдаланилади. Технологик йўл билан пардаларга юқори термоэлектрик хусусият, ёки юқори термосезгирлик хусусиятларини бериш мумкин. $Bi_{2-x}Sb_xTe_3$ материалнинг термометрик хусусиятлари пардани конденсацияланишини амалга оширувчи диэлектрик тагликнинг температураси ва турига кучли боғлиқ эканлиги кўрсатиб ўтилган. Юқори термосезгирликка $400^{\circ}K$ температурадан паст температурадан аморф тагликка ўтказилган пардалар эга бўлади.

Висмутли пардаларни уни узунлиги бўйича бир ўкли деформацияси туфайли термосезгирлиги 10^2 - $6 \cdot 10^4$ оралиғида бўлади. $Bi_{2-x}Sb_xTe_3$ пардаларни полимид ПМ-1 ва слюда тагликларга ўтказилган. $360^{\circ}K$ температурадаги деформацияси характеристикалари келтирилган. Бу характерискаларни солиштиришдан кўринадики полимид тагликдаги пардани термосезгирлиги, слюдага ўтказилган парданикига нисбатан юқори. $\Delta I(\epsilon)/I_0$ катталикнинг слюда тагликдаги парда учун сиқилишдаги ва чўзилишдаги қиймат чизиқли. Сиқилишдаги ва чўзилишдаги термосезгирликни қийматлари турлича.

Полимид тагликка олинган пардаларнинг термосезгирлиги чизиқли элиа. Слюда полимид ва слюда тагликка термодатчиликларни

конструкциялардаги механик кучланишларни ўлчаш учун уларни клей ёки шунга ўхшаш воситалар ёрдамида конструкцияларга бириктирадилар. Бу эса термометрларни амалий қўлланилишида маълум бир қийинчиликлар ва ноқулайликлар туғдиради. Шунингдек термометрларнинг эластиклик хусусиятларини ўзгаришга олиб келади ва ўлчанаётган параметрларни қийматларини ўзгаришга олиб келади. Шу сабабли, термометрларни конструкцияларини сиртига бевосита ўтказиш масаласи ҳам алоҳида кизиқиш талаб этади. Бунинг учун конструкция сиртига алоҳида ишлов берилиб, унга диелектик қатлами суртилиб ва термометрик хусусиятга эга материал ўтказилади. $Bi_{2-x}Sb_xTe_3$ материал асосидаги пардани дюралюминий сиртига ўтказиш масаласи ўрганилган. Қуйида шу методга тўхталиб ўтамиз. Бундай усуллар бир неча.

Биринчи усулда оксид қатлами чиқариб ташланган дюралюминий сиртига 320-390°K температурада теллур-висмут-суртма бирикмаси ўтказилади. Бундай усулдаги термосезгирликнинг максимуми 360°K га тўғри келади ва термосезгирлик 10^3 бўлади. [28,37] лардаги текширишлар шуни кўрсатадики $\Delta I/I$ нинг кўриниши нозичиқли бўлади. Термосезгирлик сиқилиш ёки чўзилишдаги қийматлари бир биридан фарқ қилади. Деформацион характеристикаларни нозичиқли бўлиши билан бирга циклик деформация натижасида чистерезм кузатилади.

Иккинчи усул [43] да ишлаб чиқилган бўлиб, унда $\Delta I/I$ ни нозичиқли хусусиятини йўқотишга қаратилган. Бунинг учун оксидсизланган дюралюминий материал ўтказилишидан олдин эгилади ва бунда тагликда кучланиш юзага келади. Кейин эгилган сиртга юқорида айтиб ўтилган технологик усулда материал буғланиб ўтказилади.

Теллируд висмут-сурьма монокристалларини асосий хусусияти юқори термоэлектрик хусусиятларга эга бўлиб, термогенераторлар тайёрлаш учун асосий материал бўлиб ҳисобланади. Бундай материални асосий характеристикаси шундаки, улар паст ва ўрта температураларда яхши

эффективликка эга. Теллируд висмут-сурьма изоморф каттик Bi_2Te_4 ва Sb_2Te_3 ларни бирикмасидан иборат. Бундай бирикма ромбоэдрик кристаллографик структурага эга ва $D_{3d}^5(R\bar{3}m)$ симметрик группага киради. Кристалл панжара холькогенид атомларини тўққиз қатламли қатлампан иборат. Бу ячейка фазасининг $2/3$ қисмини сурма ва висмут атомлари эгаллаган бўлиб, октоэдр шаклига эга. Қатламлар кубик шаклда қатламлашади. $Bi_{2-x}Sb_xTe_3$ ни умумий ҳолда қатламли гексоганаль структуравий тузилишда бўлиб, асосий ячейка кетма-кет жойлашган учта бешталиқ гуруҳлардан иборат (квинтет). Қатламлар кетма-кетлиги куйидагича структурани ташкил этади. $-A-Te^{(1)}-Te^{(1)}-A-Te^{(2)}-A-Te^{(1)}-Te^{(1)}-A-Te^{(2)}$. Бунда А-V гуруҳ элементи, бизни ҳолда Bi ёки Sb атомлари. Теллур кристалл панжарада турлича ҳолатларни эгаллаши мумкин. Теллур $Te^{(2)}$ атомлари олтига А тип энг яқин қўшни атомларга эга (Bi ёки Sb) $Te^{(1)}$ атомлари эса бир томондан учта $Te^{(1)}$ атомлари билан боғланган.

Юқоридаги формулада квинтетлар ажратиб кўрсатилган. Квинтетлар орасидаги масофа нисбатан катта бўлганлиги сабабли $Te^{(1)}-Te^{(1)}$ боғланиш кучсиз бўлади. Бу боғланиш Ван-дер-Ваальс типидagi кучлар орқали амалга оширилади деб фараз қилинади. Бунда кулон гетаришиш кучлар ҳам мавжуд бўлиши мумкин. $Te^{(1)}-Te^{(1)}$ боғланишни кучсизлигини Bi_2Te_3 бирикма энергетик сатҳларини парчаланиши билан тушунтириш мумкин. $A-Te^{(1)}$ ва $A-Te^{(2)}$ боғланишлар асосан кавалент ион боғланиш характериға эга.

Теллир висмут-сурьма материални эритиш йўли билан олишда А ва Те компонентлари стехиометрик муносабатда бўлади ва бу нисбат анча фарқ қилади. Бирикмадаги стехиометрик ўзгариш Bi ва Sb атомларини ортиши ҳисобига юз беради. Синтез қилинган бирикма p -тип ўтказувчанликка эга бўлиб, заряд ташувчилар концентрацияси юқори ($10^{19}_{cm}1-1$) бўлади. Тешиклар концентрациясини камайтириш учун материалга қўшимча бошқа аралашма киритилади ва бирикмадаги Te ни миқдорини 3% гача тушириш мумкин [46].

Керакли ҳолларда $Bi_{2-x}Sb_xTe_3$ бирикмага ионли кислород ҳайдаш йўли билан бирикмани n -тига ўтказиш мумкин.

$Bi_{2-x}Sb_xTe_3$ бирикмада стихометрияни ўзгариши, унда манфий зарядланган элементларни ортиши натижасида қўшимча дефектлар юзага келади. Улар уч турга бўлинади: тугунлараро, антиструктуравий ва вокант жойлар.

Акцептор марказларни Te атомлари ва Bi ёки Sb атомлар ҳосил қилади. Атомлараро электроманфий элементлар донор марказ ролини ўйнайди. Bi_2Te_3 ва Sb_2Te_3 бирикмалар антиструктуравий дефектлар ҳосил қилади. Масалан; Bi_2Te_3 да антиструктуравий Bi 0,4 ЭВ, Теллур атоми 1 ЭВ энергияли бўш ўрин ҳосил қилади.

$Bi_{2-x}Sb_xTe_3$ юпқа пардаларни буғлаб олишни термовакuum усули билан танишайлик. Бундай конденсатни олишни энг арзон ва содда йўли вакуумда очик тигелга буғлатиб олиш ҳисобланади. Бу усулни қулайлиги шундаки, бу керакли материални, керакли физик хусусиятларда олиш учун технологик режимини бошқариш мумкин (атмосфера босими, буғланиш режими ва конденсацияланиш таглик материални ўзгартириш орқали).

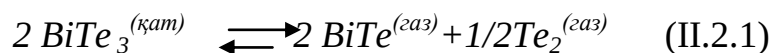
Юпқа пардаларни термовакuum усулида олиш қуйидаги жараёнлардан иборат:

Материални қиздириш орқали конденсатланган фазадан газ ҳолатига ўтказилади.

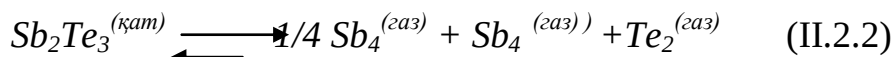
Вакуумда ($P < 10^{-3}$ тор) буғларни буғлатгич тигелдан тагликка ўтказиш конденсациялаш.

Тигелда материал қиздирилганда, ундаги атомларнинг энергияси ортиб, атомлараро ва молекуляр боғланишлар узилади. Бунда кўп компонентли ярим ўтказгичларни молекулалари қисман ёки тўлиқ паст тартибдаги компонентлараро бўлинади.

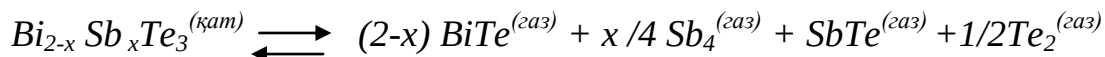
Висмут холькогенидлари қиздирилганда тўлалигича паст тртибдадаги бўлақларга парчаланади. Висмутни теллир парчаланиш схемаси куйидагича эканлиги кўрсатилган;



Sb_2Te_3 да диссоцияланиш схемаси куйидагича; [48]



Юқоридаги иккала муносабатни умумий ҳолда



Термовакuum технологиясидан фойдаланилганда шихтани буғланиши буғланаётган моддани босими камера вакуумдаги дастлабки босимдан бир неча марта ортганда бошланади. Бундан ташқари $\text{Bi}_{2-x}\text{Sb}_x\text{Te}_3$ нинг эффектив буғланиши температура 850-900°K бўлганда юқори бўлади. Буғлантирилаётган ярим ўтказгич юпқа пардани сифати ва тозаллиги асосан буғлантирувчи тигельнинг материаллига боғлиқ бўлади. Одатда буғлатувчи тигеллар қийин эрувчи, химик инерт материаллардан фойдаланилади [Ma,Ta,W]. Бу материаллар кучли буғланувчи материаллардан юпқа парда олишда фойдаланилади. Чунки уларнинг буғланиш температураси ўта юқори эмас. Теллур висмут-сурма ҳам шундай хусусиятга эга. Теллур висмут-сурмани кўпинча тантал тигелларда олинади.

$\text{Bi}_{2-x}\text{Sb}_x\text{Te}_3$ бирикмани қиздиришда парчаланишни асосий хусусияти унинг фазавий таркиби термовакuum технологияни шароитига кучли боғлиқ бўлади. $\text{Bi}_{2-x}\text{Sb}_x\text{Te}_3$ компонентлари буғланаётган шихта устидаги газсимон оқимни ташкил этувчилари бўлиб, улар мустахкам боғланишга эга бўладилар. Бу компоненталар ичида Теллур атомлари яхши учувчан бўладилар. Буғланишнинг дастлабки босқичида буғланган газ таркибида теллурнинг миқдори, хиссаси кўп бўлади. Масалан, Sb_2Te_3 бирикмаларни кўрилаётган буғланиш жараёнидаги босими 880°K температурада 750, 18 ва 60 марта қолган бирикмалар: Sb_4 , SbTe ва Sb_2Te_3 га нисбатан ортиқ бўлади.

Юпқа парда олиш жараёнида $Bi_{2-x}SB_xTe_3$ буғлантирилганда технологик жараён бошланганидан сўнг етти хил молекула ажралиши кузатилган. Парда олиш жараёнини бошланғич ўрта оралиғи текширилганда парда таркибидаги теллурнинг миқдори 83%, 79% ва 70% бўлган. Натижада кристаллитларнинг чегарасига теллурнинг кўп миқдорда тўпланиши кузатилган. Буғланиш жараёнининг кейинги босқичларида олинган пардаларда теллурнинг миқдори 60% атрофида бўлишлиги аниқланган. Пардаларда теллурнинг тўпланишини бошқа авторлар ҳам кузатган. Технологик жараёнларда буғланаётган буғ миқдорида турли аралашмалар составини бошқариш учун махсус тугувчи мосламалардан фойдаланилади. Бу қурилма орқали аралашмали нисбати бошқарилади.

Келтирилган хулосаларга кўра буғ конденсатининг состави тағликининг температурасига боғлиқ. 350°K дан паст температураларда олинган пардаларда теллурнинг миқдори юқори бўлади. $360\text{--}400^{\circ}\text{K}$ температура оралиғида олинган пардаларда сурма миқдори кўп бўлишлиги аниқланган.

Юпқа пардаларнинг хусусиятларини аниқлаб берувчи унинг структураси технологик қайта буғлантириш йўли билан амалга оширилади. Bi_2Te_3 бирикмалар алоҳида олинадиган пардаларни ўстириш, унинг структурасини ўрганишга бағишланган ишлар кўп эмас. $Bi_{2-x}SB_xTe_3$ бирикмаси асосида вакуумда буғлатиш йўли билан слюдага олинган пардаларга бағишланган илмий натижалар ва уларнинг структуралари муҳокама этилган. Аморф тағликка олинган пардаларнинг хусусиятлари таҳлил этилган.

$Bi_{2-x}SB_xTe_3$ пардаларда слюда тағликка олинган бўлса, слюда бирикмага кучли эпитаксаль таъсир ўтказади. 360°K температурада полимидга олинган пардалар электрограмма ва рентгеноструктуравий анализ қилинганда поликристалл тағлик текислигига нисбатан (110) ва (200) текисликларда тартибсиз жойлашганлиги аниқланган. Бу текисликлар $Bi_{2-x}SB_xTe_3$ ўсиш текислиги йўналишига нисбатан перпендикуляр йўналган бўлади. Шу

сабабли полимидга олинган пардаларда конденсат ва тагликнинг чизиқли кенгайиши турлича бўлганлиги сабабли ички механик кучланишлар юзага келади. Натижада, парданинг ўсиши йўналишида микроёриқлар юзага келади.

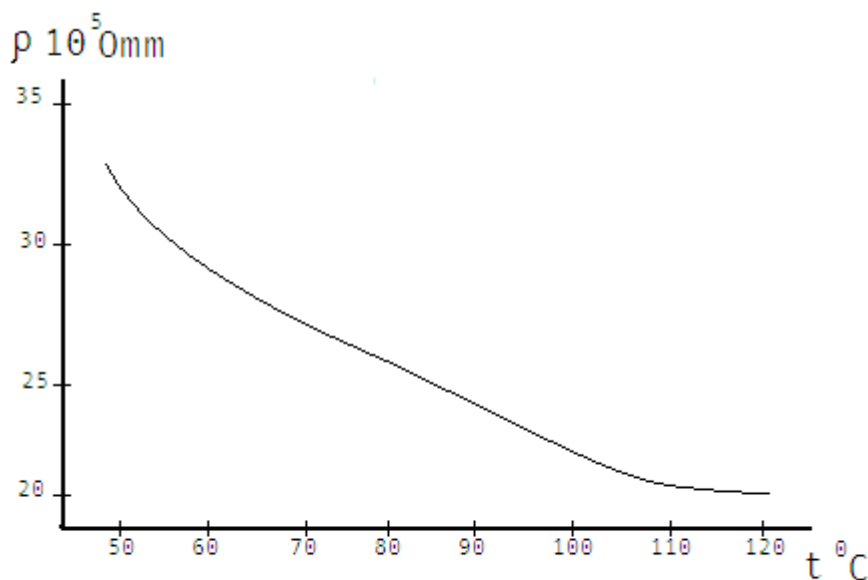
II.3. $\text{Bi}_{2-x}\text{Sb}_x\text{Te}_3$ асосида олинган юпқа пардаларни термоэлектр ўтказувчанлигини текшириш

Ярим ўтказгичли юпқа пардаларни замонавий асбоб –ускуна ва курилмаларда амалий қўлланиши соҳалари ва самарадорлиги кундан-кунга ортиб бормоқда. $p - \text{Bi}, \text{Sb}_2\text{Te}_3$ материали асосида олинган юпқа пардалар юқори термоэлектрик хусусиятлари билан ажралиб туради [1]. Шунинг учун ярим ўтказгич юпқа пардаларни олиш технологиясини мақсадли бошқариш амалий аҳамият касб этади. Бу масалани ҳал қилиш учун технологик жараён параметрларининг олинган юпқа пардаларнинг таркиби, тузилиши ва электрофизик хусусиятларига таъсирини ва боғланишини ўрганиш талаб этилади. Тажрибаларда $p - \text{Bi}, \text{Sb}_2\text{Te}_3$ материалидан буғлатиб олинган юпқа парда турли хил структура ва таркибга эга бўлиши кузатилади. Шунини қайд этиш керакки, юпқа пардани тагликка ўтқазишда дастлабки босқичда енгил учувчи, яъни буғланиш температураси паст бўлган моддалар тагликка ўтиради. Натижада қалинлик бўйича таркибнинг турли хил бўлиши кузатилади. Бу ўз навбатида юпқа парданинг ҳоссаларига таъсир қилади. Ушбу ҳолатни ўрганиш мақсадида, дастлаб асосни ҳимояловчи тўсиқ очилмасдан ярим ўтказгич моддани 1/5 қисми буғлатиб юборилди, сўнгра тўсиқ очилиб, 3/5 қисм модда асосга ўтказилиб юпқа парда ҳосил қилинади ва 1/5 қисм модда буғлатгичда қолади. Шундай қилиб юпқа парда материалини фақат буғлатмани иккинчи қисми ташкил этади. Бошланғич материални ва юпқа пардани химиявий таркиби микроструктуравий аниқланиб, натижалари II.3.1-жадвалда келтирилган.

№	Bi	Sb	Te	Si	Al	Ga	Fe
материал %	16.12	26.9	57	0.06	0.01	0.03	0.1
юпка парда %	16.06	26.32	56.81	0.05	0.01	0.025	0.1

Жадвалдан кўринадики юпка парданинг химиявий таркиби асос модда таркибига яқин. Бу ўтказилган юпка парда кристаллитлари электронли $Bi_2Te_3 + Te$ ва ковакли Sb_2Te_3 ёки $Bi_2Te + Bi$ ўтказувчанликлардан ташкил топганлигини кўрсатади. Шунинг учун бу кристаллитларни бирлашиш жойида $p - n$ ўтиш - $Bi_2Te_3 + Bi$ ва $Bi_2Te_3 + Te$ ва $p - n, p - p$ микрогетеро ўтишлар Sb_2Te_3 ва $Bi_2Te_3 + Te$; Sb_2Te_3 ва $Bi_2Te_3 + Bi$ ҳосил бўлади. Чегара қисмларни иккиланиши, бу соҳада нуқсонларни йиғилиши алоҳида кристалчалар ўртасида потенциал тўсиқ ҳосил бўлишига олиб келади [4]. Бундай нуқсонларни поликристалл юпка пардаларни бир кристалл доначаларини ичида ҳам учратиш мумкин. Буғланишнинг иккинчи босқичидан ҳосил қилинган юпка пардаларнинг солиштира қаршилигини асоснинг ҳароратига боғланиши, вақтий турғунлик, қаршилиқни ҳароратга боғланиши, термосезгирлик коэффициентини ҳароратга боғланиши ва деформация тавсифномалари тадқиқот қилинди. Bi, Sb_2Te_3 юпка парда тизимининг солиштира қаршилиги $\rho = 2 \div 3 \cdot 10^{-4} \text{ Ом} \cdot \text{м})$ бошланғич материал $p - Bi, Sb_2Te_3$ нинг солиштира қаршилиги $\rho = 7 \div 8 \cdot 10^{-6} \text{ Ом} \cdot \text{м})$ 1-2 дан марта катта. Солиштира қаршилиқ модда миқдори, таркиби ва асоснинг ҳароратига, юпка парда сиртини ҳолатига, вакуум даражасига буғларни тушиш бурчакларига сезиларли даражада боғлиқ. Бажарилган тадқиқот ишларини кўрсатишича ҳароратни бирор характерли қийматларида юпка парда ҳосил бўлишининг кинетикасида сифат ўзгариши содир бўлади. Бу ўз навбатида структуравий тавсифнома ва физик хоссаларида кескин

Ўзгаришни юзага келтиради. Солиштира қаршиликни ҳароратга боғланишини тадқиқот қилиш учун қиздирилган ва қиздирилмаган асосга юпка пардалар ўтказилди. Қиздирилмаган асосга ўтказилган юпка пардаларда жуда кўп бўшлиқлар мавжуд бўлиб, улар кучсиз адгезияни юзага келтирди. Асос ҳароратини $50^0 - 120^0$ гача қиздирилиб олинган натижалар текширилди (1 - расм).



1 расм. Юпка пардаларнинг солиш тирма қаршилигини таглик ҳароратига боғланиш графиги

Графикдан кўриниб турибдики паст ҳароратли асосга олинган юпка пардаларни электр ўтказувчанлиги нисбатан паст бўлиб, етарлича катта солиштира қаршиликкага эга. Бу эса жуда кўп сондаги кристаллитчаларни ичидаги заряд ташувчиларни ҳаракатчанлигини чегаралайдиган чегаравий соҳаларни мавжудлигидан далолат беради. Юпка пардадаги заряд ташувчиларни ҳаркатчанлиги $R_x \cdot \sigma$ монокристалл Bi, Sb_2Te_3 даги заряд

ташувчиларникидан $\left(\mu_0 = 52 \cdot 10^{-3} \frac{m}{B \cdot c} \right)$ кескин фарқланади, бу эса юпка

пардани бир жинсли эмаслигидан далолат беради. Юпка пардада заряд

ташувчилар концентрациясини ортишида, асосан юпка парда материалининг стехиометриядан четлашиши рол ўйнаса, Bi ва Sb қўшимчаларини ортиши эса p -турдаги ўтказувчанликни кучайтиришга олиб келади. $p - BiSb_2Te_3$ дан тайёрланган юпка пардаларни электронографик тадқиқот натижаларини тасдиқлашча, унда жуда кўп сондаги структуравий етишмовчиликлар йиғилган нуқсонлар кристаллитларнинг чегарасида бўлади. Бу эса кинетик коэффициентларга таъсир этувчи потенциал тўсиқни юзага келишига олиб келади. Олинган материаллар қаршилигини ўлчаш орқали механик хоссалари, ҳамда асос билан буғлатилган материални боғланиш сифати қаратилди.

2 - жадвал

№	d, мкм	$\rho \cdot 10^5 (\text{Ом} \cdot \text{м})$	$R_x \cdot 10^2 (\text{см}^3/\text{Кл})$	$R_x \sigma \cdot 10^2 (\text{см}^2/\text{В} \cdot \text{с})$	$P_x \cdot 10^{-20} \text{см}^{-3}$
15	4.9	0.22	1.2	49	5.2
37	4.4	0.23	0.9	37	7.5
78	5.2	0.22	1	42	6.25
109	5.1	0.23	0.95	40	6.4

Қатламларнинг адгезиясига асос сиртининг тузилиши, кимёвий реакциялар, буғлатиб ўтқазиш жараёнида буғлатгич ва асос ҳароратлари таъсир кўрсатади. Газ фазасидан конденсация йўли билан олинган материаллар буғлатгичдан буғланган алоҳида атом ва молекулаларнинг асосга ўтириши натижасида ташкил топади. Траекторияси асос сиртни кесиб ўтган атомлар унга тушади, аммо уларни юпка парда атомлари билан боғланиш энергияси асос ва юпка парданинг ўртача энергиясидан катта бўлган тақдирдагина канденсацияланади. Канденсацияланиш назариясида, буғлатилган атомлар асосга ўтириб икки ўлчовли буғни ҳосил қилади. Асос сирти бўйича адашиб юрган атомлар бир бири билан тўқнашиб, кристалл доначалар ҳосил қилади.

Бунга бошқа атомларни кўшилиши ҳисобига ўсади чегара қатламдаги молекуляр кучларни ўзаро таъсирлашиши натижасида юпқа парда ва асосни боғловчи кучлар юзага келади. Юпқа парда ва асос ўртасида бир нечта турдаги ўзаро таъсир мавжуд:

1. Сиртий адгезия, юпқа қатлам ҳосил бўлишининг энг содда кўринишлардан бири бўлиб, юпқа парда ва асос материалларини аниқ чегарага эга бўлади.
2. Диффузияли адгезия, бунда қатлам асос ва материалнинг ўзаро диффузияси натижасида шаклланади. Бу ҳолда асос ва юпқа парданинг чегара оралиғи қоришган бўлади.
3. Амалда асоснинг сирти идеал силлиқ бўлмаганлиги учун юпқа парда ва асос ўрталарида механикавий ўзаро таъсир юзага келади. Агар асос сирти тоза бўлмаса, буғлатилган материал заррачалари етарлича боғланиш энергиясига эга бўлмайди, бу юпқа пардани тўпланишига ва асосдан қолишликка олиб келади. Бизни тажрибамизда совуқ ва 50°C га қиздирилган асосда ўстирилган юпқа пардалар паст механик хоссаларга эга бўлиши билан бирга, асосга яхши ёпишмади, яъни асос билан адгезияси паст. Асос ҳароратини 90°C га ортиши молекулаларни асос билан мустаҳкам боғланишда бўлишликга олиб келади. Юқорида кўрсатилишича юпқа парда намунаси эскириш самарасига эга. Тадқиқотларни кўрсатишича биринчи уч ҳафта ичида юпқа пардаларни қаршилиги 12% гача ортган, қолган икки ҳафтада эса 1-2% гача, сўнгра қаршилиқ амалда умуман ўзгармайди (бу ҳақда кейинги мақолаларда батавсил маълумот берамиз). $\text{Bi}, \text{Sb}_2\text{Te}_3$ асосли юпқа парда тизимининг қаршилигини вақтга боғлиқ ҳолда ўзгариши. Бундан ташқари юпқа парда намунасини қаршилигини ўзгаришига атроф муҳитни ҳароратининг таъсири назорат қилинди. Илмий асосланган, буғлатилиб ўстириш орқали кичик донатор BiSb_2Te_3 поликристалл юпқа пардалар

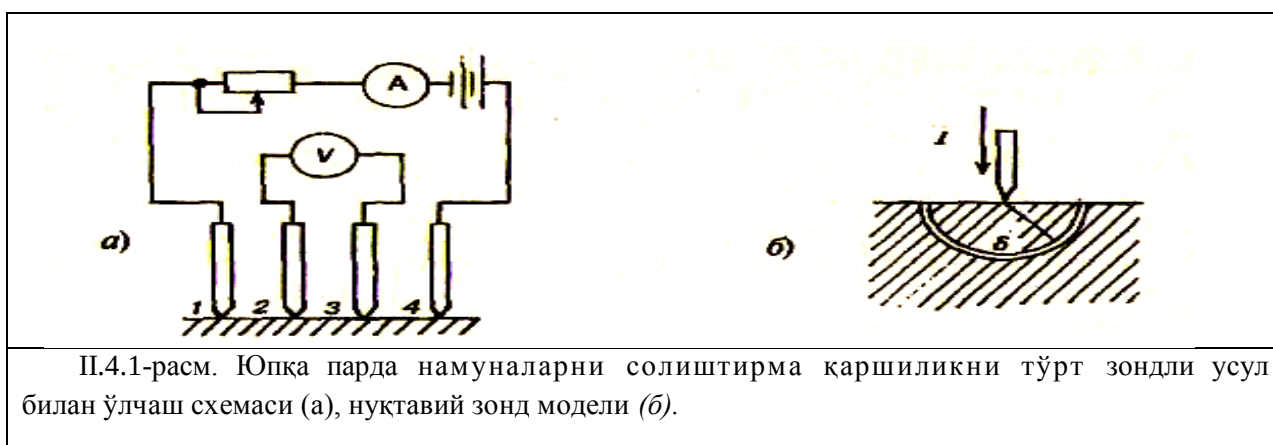
олинди. Улардаги заряд ташувчиларни концентрацияси $P_x = 6 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ ва қаршилиқнинг термик коэффиценти эса $8 \cdot 10^{-5} \cdot 1/\text{K}$ ни ташкил этади. Тажриба натижаларига асосланиб қуйидагича хулоса чиқариш мумкин. Талик харорати (85^0 - 95^0) градусларда юпқа парда шаклланишидан энг қулай шароитлар бўлиб, бунда зарур бўлган электромеханик хоссали термоэлементлар олинади. Тортилган материалдан дастлабки бошланғич қисмини буғлатиб юбориш орқали яримўтказгичли юпқа парданинг олиш технологиясини бошқариш мумкин. Бунини ҳисобига заряд ташувчиларини консентрацияси ортиб, термоқаршилиқнинг турғунлик даражаси яхшиланади. Ўтказилган тажрибалар натижасига асосан қуйидаги берилганларга тўхталиш мумкин: буғлатиш шарт-шароитини бошқариш орқали конденсацияланган юпқа пардаларнинг структураларини, хоссаларини ўзгартириб, мос физика-технологик параметрлар комплексини танлаб олиш мумкин. Юпқа пардаларнинг термоэлектрик хоссалари, солиштирма электр қаршилиги, электр қаршилигининг хароратга боғлиқлиги текширилди.

№	E	ΔT	α	R	$R_{t(50)^0}$
1	0.66	0.09	6.9	16	58
2	0.82	0.09	8.8	20	100
3	0.91	0.09	10.2	40	80

II.4. Яримўтказгичларда термоэлектр пардаларни тадқиқ этишнинг замонавий усуллари.

Яримўтказгичли намуналарнинг солиштирма қаршилиқларини ўлчаш усулларида бир қанча афзалликларга эга бўлган 4-зондли усул кенг қўлланилади. Бунга ўлчаш (метеорологик) кўрсаткичининг юқорилигини, ўлчаш учун намуналарга Ом контактларини олиш талаб этилмаслигини, бир

томони ясси текисликдан иборат шакли ва ўлчамлари ҳар хил бўлган ҳажмий яримўтказгич намуналарини ҳамда кўп қаватли структураларда эпитаксиал, диффузион катлам солиштирма қаршиликларини ўлчаш мумкинлигини кўрсатиш мумкин. Бу усул билан ҳажмий монокристалларда, пластинка (тахтасимон) на муналарда солиштирма қаршиликни $10^{-4} \div 10^3$ Ом·см ораликда, эпитаксиал, диффузион сирт қаршилигини $1 \div 5 \cdot 10^5$ Ом ораликда ўлчаш мумкин.



Тўрт зондли усулнинг бир кўриниши П.4.1-расмда кўрсатилган. Бир томони ясси текис сирт билан чегараланган ярим чексиз намунанинг сиртига бир чизикда жойлашган тўртта учи ингичкалаштирилган металл электродлар (зондлар) жойлаштирилган. Икки четки зонддан ток ўтказилади ва икки ўрта зондлардан кучланиш (зондлар орасидаги потенциаллар айирмаси) ўлчанади. Бу икки катталиқ - ток ва кучланиш орқали солиштирма қаршилик аниқланади. Усул назарияси Валдес томонидан 1954- йилда яратилган бўлиб, яримўтказгич ва зондни кичик юзаси билан контактлашган нуқтасидан токнинг яримўтказгичда тарқалишига асосланган.

Солиштирма қаршилик ρ ни ток (I) ва кучланиш (U) билан боғланган ифодасини топиш учун ярим чексиз (ўлчамлари зондлар орасидаги масофа S дан жуда катта, ($a, b, d \gg S$)) намунанинг ясси сирти билан контактлашган алоҳида олинган нуқтавий зонд чегарасидан яримўтказгичга ток тарқалиш масаласини ечиш керак (12 б-расм). Ярим чексиз намуналарда нуқтавий

контактлашган зонд билан яримўтказгич чегарасидан тарқалаётган ток, потенциал тақсимооти сферик симметрияга эга бўлади. Бу ҳол учун Ом қонуни

$$j = \sigma E = -\frac{I}{\rho} \cdot \frac{d\varphi}{dr} \quad (\text{II.4.1})$$

ва ток зичлигининг

$$j(r) = \frac{I}{2\pi r^2} \quad (\text{II.4.2})$$

ифодаларидан фойдаланиб, намунада потенциал тақсимланишини топамиз:

$$\varphi(r) = \frac{I\rho}{2\pi r} + A \quad (\text{II.4.3})$$

бу эрда, A -ўзгармас катталиқ.

Потенциал ишораси ток йўналиши билан аниқланади, исталган нуқтадаги потенциал ҳар бир ток зондларининг ҳосил қилган потенциалларининг йиғиндисидан иборат. Намунага кираётган токнинг ҳосил қилган потенциали мусбат, чиқаётган токнинг ҳосил қилган потенциали эса манфий бўлади. Демак, ўлчов зондларининг контактларидаги 2 ва 3 потенциаллари 1 ва 4 зондлар ҳосил қилган потенциаллар йиғиндисига тенг. Ток йўналишини, яъни 1 ва 4 ток манбалари ҳосил қиладиган потенциаллар ишораларини назарда тутганда 2 ва 3 нуқталардаги потенциаллар ифодаси (II.4.4) га кўра қуйидаги кўринишни олади:

$$\varphi_2 = \frac{I\rho}{2\pi} \left[\frac{1}{S_1} - \frac{1}{S_2 + S_3} \right] + A \quad (\text{II.4.4})$$

$$\varphi_3 = \frac{I\rho}{2\pi} \left[\frac{1}{S_1 + S_3} - \frac{1}{S_3} \right] + A$$

Икки ички (2 ва 3) зондлардаги потенциаллар айирмасининг кучланиш тушуви U_{23} қуйидагича бўлади.

$$U_{23} = \varphi_2 - \varphi_3 = \frac{I\rho}{2\pi} \left[\frac{1}{S_1} - \frac{1}{S_2 + S_3} + \frac{1}{S_3} - \frac{1}{S_1 + S_3} \right] \quad (\text{II.4.5})$$

Зондлар орасидага масофалар бир-бирига тенг ($C_1 = C_2 = C_3 = C$) бўлганда (II.4.6) дан солиштира қаршилик ифодаси қуйидаги кўринишни олади:

$$\rho = \frac{U_{23}}{I_{14}} \cdot 2\pi S \quad (\text{II.4.6})$$

Тўрт зондли усул билан солиштира қаршиликни аниқлашда зондларнинг исталган иккитасидан ток ўтказиб, қолган иккитасидан кучланишни ўлчаш мумкин. Бу ҳолда (II.4.6) ни

$$\rho = \frac{U_{23}}{I_{14}} \cdot 2\pi F_1 \quad (\text{II.4.7})$$

кўринишда ифодалаймиз. Бунда F зондларнинг чизмага уланишига қараб, ҳар хил қийматларни қабул қилади (1-жадвалга қаранг)

1-жадвал

Зоналарнинг чизмадаги уланиши	Ток ўтадиган зондлар	Кучланиш ўлчанадиган зондлар	F_1 $a, b, \delta \gg S$	F_1 $a, b \gg S, \delta \ll S$
1	1-4	2-3	2π	4.532
2	2-3	1-4	2π	4.532
3	1-3	2-4	3π	15.5
4	2-4	1-3	3π	15.5
5	1-2	3-4	6π	21.84
6	3-4	1-2	6π	21.84

F_1 — монокристалл қалин намуналар учун, Φ_2 — поликристалл юпка намуналар учун тузатиш коэффициентлари. Жадвал таҳлилидан зондларни чизмага уланишида 1- ва 2-усулларнинг афзаллигани кўрамиз, чунки бундай ҳолларда ўлчанаётган кучланиш энг катта қийматга эришади. Умумий тарзда

ярим чексиз намуналарда потенциалнинг тақсимооти, яъни потенциалнинг (p) масофага боғлиқлиги сферик координата системасида ифодаланган Лаплас тенгламаси ечимидан топилади. Биз кўрсатган масалада потенциал сферик симметрия бўйича тарқалганлигини ҳисобга олиб, Лаплас тенгламасининг фақат (p) га боғлиқ ҳади кўрилади:

$$\Delta\varphi = \frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{d\varphi}{dr} \right) = 0 \quad (\text{II.4.8})$$

Лаплас тенгламаси (8) ни $p=0$ нуқтада мусбат, масофанинг жуда катта қийматида нолга интилувчи, яъни $p=0$ да $\varphi(r) > 0$ ва $r \rightarrow \infty$ да $\varphi(r) \rightarrow 0$ чегаравий шартни қаноатлантирувчи ечими

$$\varphi(r) = -\frac{C_1}{r} + A \quad (\text{II.4.9})$$

бўлади. Интеграллаш доимийси (C_1) $p=r_0$ да майдон кучланганлиги $E(r_0)$ га тенглик шартидан топилади:

$$E(r_0) = j\rho = \frac{I\rho}{2\pi r_0^2} \quad (\text{II.4.10})$$

Юқорида айтилганидек, $j = \frac{I}{2\pi r_0^2}$, радиуси r_0 га тенг бўлган яримшар сиртидан оқаётган ток зичлигидир. Иккинчи томондан, $E(r_0)$ ни (II.4.20) дан фойдаланган ҳолда қуйидагича ёзиш мумкин:

$$E(r_0) = -\left[\frac{d\varphi}{dr} \right]_{r=r_0} = \frac{C_1}{r_0^2} \quad (\text{II.4.12})$$

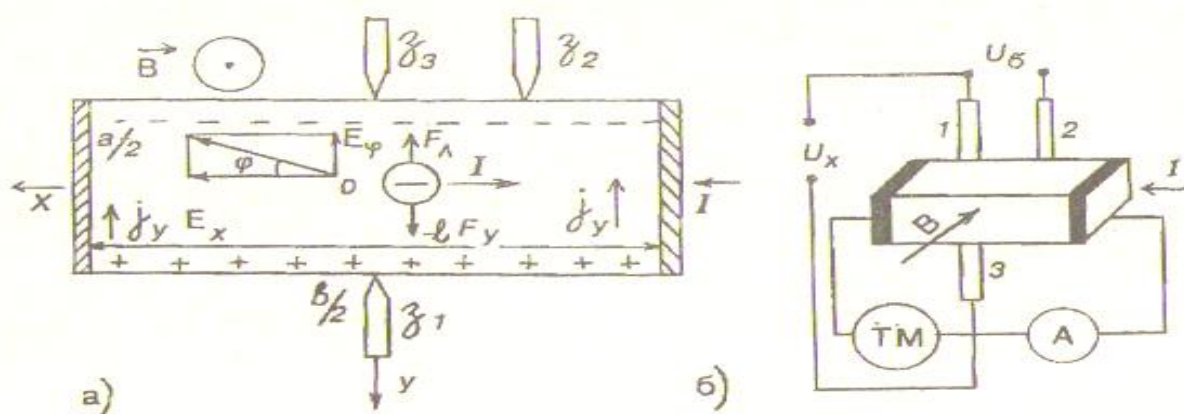
Бу икки (10) ва (11) ифодалардан интеграллаш доимийси (C_1)

$$C_1 = \frac{I\rho}{2\pi} \quad (\text{II.4.13})$$

бўлади. Интеграллаш доимийси (C_1) ни (II.4.8) га қўйсак, худди (II.4.9) га ўхшаш ифодани оламиз.

Солиштирма қаршиликни тўрт зондли усул билан ўлчаш шартларини таъкидлаб ўтиш зарурдир.

1. Ўлчов бир жинсли наъмунанинг ясси текис сиртида бажарилиши керак.
2. Контакт орқали асосий бўлмаган заряд ташувчиларнинг инжекцияси бўлмаслиги керак. Бу сирт рекомбинация тезлиги катта бўлган намуналарда кузатилади, бу сиртга маълум ишлов бериш билан эришилади.
3. Токнинг сирт бўйича сирқиши (оқиши) бўлмаслига керак.
4. Зондлар намуна сирти билан нуқтада контактлашган бўлиши ва бир чизикда ётиши керак.
5. Ток ўтказувчи зондлар билан яримўтказгич намуна сирти чегарасида зондлар кичик радиусли яримшар кўринишида бўлиши керак.
6. Зондларни намуна сирти билан контактлашган юзасининг диаметри зондлар орасидаги масофадан жуда кичик бўлиши керак ($D_k \ll S$).



II.4.2-расм. Холл электр юритувчи кучининг пайдо бўлишини тушунтиришга чизма (а) ва Холл эффектини ўлчаш схемаси (б)

Юқоридаги зарурий шартлар бажарилганда намуналарнинг солиштирма каршилигини тўрт зондли усул билан ўлчаш мақсадга мувофиқдир.

Эркин заряд ташувчилар (электронлар, коваклар) концентрацияси (n , n)ни ва ҳаракатчанлик (μ_p, μ_n)ни ўлчашнинг бир қанча усуллари мавжуд. У ёки бу усулнинг қўлланиши уларнинг метрологик характеристикасига, ўлчанаётган параметрларни тушунтириш маълумотларга бойлиги, ўлчаш усуллариининг физик асослари, намунанинг электрофизик хоссалари, геометрик шакли ва ўлчамларига боғлиқ. Ўлчаш усулини танлашда булардан ташқари ускуналарнинг техник мураккаблиги, физик катталикларни ўлчашдаги хатоликларни назарда тутиш керак. Заряд ташувчилар концентрацияси ва ҳаракатчанлигини ўлчаш усуллари ичида кенг тарқалгани Холл эффектига асосланган усулдир. Бу усул билан яримўтказгач намунада n ва μ_n ни ўлчашдан ташқари, электр ўтказувчанлик типини ҳам аниқлаш мумкин. Заряд ташувчилар концентрацияси ва ҳаракатчанлигини температурага боғлиқлигини ўлчаб, тақиқланган зона кенглигини, киришмаларнинг маҳаллий энергетик сатҳлари, ионизация энергияси, киришма атомларнинг консетрацияси ва заряд ташувчиларнинг сочилиш механизмларини аниқлаш мумкин.

Холл эффекти яримўтказгич намуналарда уларга электр ва магнит майдонларининг бир вақтдаги таъсиридан вужудга келади. x ўқи йўналишида (наъмуна бўйи бўйлаб) оқаётган параллелепипед шаклидаги наъмунани унга тик z ўқи бўйича йўналган магнит майдонига киритганда, намунада магнит ҳамда ток I йўналишига тик бўлган y ўқи йўналишида кўндаланг электр юритувчи куч (ЭЮК) ҳосил бўлишига Холл эффекти деб аталади (13-расм).

Бу эффектнинг моҳиятини қисқача кўриб чиқайлик. Узунлиги a , эни b , калинлиги d бўлган наъмуна берилган бўлсин. x ўқи бўйича I_x ток ўтаётган наъмунани z – ўқи бўйича йўналган магнит майдонга тик қилиб ўрнатганда x

ўқи бўйича $V_x = -\mu_n E$ ўртача дрейф тезлик билан ҳаракатланаётган электрон Лоренс кучи

$$F = -e[V_x \vec{B}] \quad (\text{II.4.14})$$

таъсирида x ва z ўқларига тик бўлган y — ўқи йўналишига бурилади (оғади). Электрон ва ковакларнинг дрейф тезликларининг йўналиши ва заряд ишоралари ҳар хил бўлгани учун улар наъмунанинг фақат бир томонига оғади. Шундай қилиб, наъмунада y — ўқи йўналишида кўндаланг

$$I_y = I_{ny} + I_{py} \quad (\text{II.4.15})$$

ток пайдо бўлади. Наъмунанинг y — ўқи йўналишидаги ўлчами чекланган ҳолда I_H -ток наъмуна устки сиртида (расмда келтирилган ҳол учун) заряд ташувчиларнинг тўпланишига, остки қисмида эса уларнинг ишораларига тескари ишорали етишмаган зарядлар тўпланишига олиб келади. Натижада наъмунанинг остки ва устки томонлари қарама-қарши зарядланади ва кўндаланг Холл электр майдонининг ошиб бориши унинг заряд ташувчиларга (электрон ёки ковакка) таъсир кучи ($F = e\mathcal{E}$) Лоренс кучига ва кўндаланг I_y — ток нолга тенг бўлгунча давом этади. Натижавий электр майдон кучланганлиги $E(x)$ — ўқиға нисбатан магнит майдон индуксияси B_z га пропорсионал бўлган Холл бурчакка оғади

$$\text{tg}\psi_H = \frac{E_y}{E_z} = \mu_H B_z \quad (\text{II.4.16})$$

бу эрда: μ_H — ҳаракатчанлик бирлиги билан ўлчанадиган пропорсионаллик коэффисиенти. У Холл ҳаракатчанлиги деб юритилади. Заряд ташувчиларнинг Холл ҳаракатчанлиги электр ўтказувчанликни ($\sigma = en\mu_n$) аниқловчи микроскопик ҳаракатчанликдан фарқ қилади. Қаттиқ жисмларда кинетик ҳодисаларнинг назариясига кўра бу ҳаракатчанликлар

$$\mu_{nH} = e \langle \tau^2 \rangle / \mu^* \langle \tau \rangle; \mu_n = e \langle \tau \rangle / m^* \quad (\text{II.4.17})$$

ифода билан аниқланади. Бу эрда: τ — заряд ташувчиларнинг релаксация вақти, μ^* — заряд ташувчиларнинг эффектив массаси, $\langle \tau \rangle$, $\langle \tau^2 \rangle$ — релаксация вақти ва унинг квадрати заряд ташувчилар энергияси бўйича ўрталаштирилган қиймати. Бу ифодалардан кўринадикки, μ_n ва μ_H ҳаркатчанликларни фарқли бўлиши релаксация вақтининг энергия бўйича ҳар хил усул билан ўрталаштирилиши экан. Холл тажрибадан кучсиз магнит майдонда Холл электр майдон кучланганлиги ($E_H = E_y$) ни қуйидаги эмперик формула билан аниқланишини кўрсатди:

$$\vec{E}_y = \vec{E}_H = R_H [\vec{j}_x \vec{B}] \quad (\text{II.4.18})$$

бу эрда ток: J_k — ток зичлигига, R_H — наъмуна хоссасига боғлиқ доимийси, B — магнит майдон индукцияси вектори (II.4.16) ва (II.4.18) формулалардан

$$j_x R_H = \mu_H E_x \quad (\text{II.4.19})$$

тенгликни оламиз. Наъмуна n - типли яримўтказгич бўлганда, ток зичлиги ифодаси $j_x = \sigma \mathcal{E} = e \mu_n n E_x$ ни (II.4.19) га қўйиб, Холл доимийсининг

$$R_{nH} = \frac{\mu_{nH}}{en\mu_n} = \frac{r_n}{en} \quad (\text{II.4.20})$$

кўринишдаги ифодасини оламиз. Худди шунга ўхшаш n -тип ўтказувчанликка эга бўлган яримўтказгичларда Холл доимийси қуйидагича бўлади:

$$R_{pH} = \frac{\mu_{pH}}{ep\mu_p} = \frac{r_p}{ep} \quad (\text{II.4.21})$$

бу ерда: n , p — мос равишда электрон ва ковак концентратсияси, r_n , r_p мос равишда электрон ва ковакнинг Холл омиллари бўлиб, Холл ҳаракатчанликларининг дрейф ҳаракатчанликларига нисбати $r_n = \mu_{MH}/\mu_n$, r_p

$=\mu_x/\mu_n$ — билан ифодаланадилар ва улар $\langle \tau^2 \rangle / \langle \tau \rangle^2$ га тенг бўлган катталиқ билан аниқланади. r нинг қиймати заряд ташувчиларнинг сочилиш механизмига боғлиқ бўлиб, зарад ташувчиларнинг релаксация вақтини, уларнинг энергияга боғланиш функциясини кўрсатади. Содда зонали айнамаган яримўтказгичларда заряд ташувчилар кристалл панжаранинг иссиқлик тебранишида сочилса, Холл фактори $r=r_n=r_p=3\pi/8=1,17$ га, ионлашган киришма атомларида, сочилса, $r=1,93$ га, нейтрал атомларда сочилса, $r=1$ га тенг бўлади.

Ўтказувчанликка икки хил заряд ташувчилар: электрон ҳамда ковак катнашса, Холл доимийси қуйидаги ифода билан аниқланади:

$$R_H = \frac{r_n \mu_n^2 n - r_p \mu_p^2 p}{(en\mu_n + ep\mu_p)^2} \quad (\text{II.4.2})$$

Шундай қилиб, заряд ташувчилар концентрацияси ва ҳаракатчанлигини аниқлаш учун солиштирма қаршиликни (ёки ўтказувчанликни) ва Холл доимийсини ўлчаш керак. Бу ўлчовни ўтказиш (II.4.2 б-расмда келтирилган ҳол) учун юқори сиртига иккита зонд (1 ва 2), пастки қисмига зондлардан бирининг қаршисиги 3-зонд жойлаштирилади. 1 ва 3 зондлар орасидаги потенциаллар айирмаси орқали Холл электр юритувчи кучини, 1 ва 2 зондлар орқали U_0 — наъмунанинг бир қисмидаги кучланишнинг тушуви ўлчанади. Холл электр майдон кучланганлиги $E_H = U_H/b$ ва ток зичлиги $J_x = I_x/bd$ га тенг бўлганлигини ҳисобга олган ҳолда (II.4.18) формуладан Холл зондлари орасидаги потенциаллар айирмаси, яъни Холл кучланиши тушуви

$$U_H = \frac{R_H I_x B_z}{d} \quad (\text{II.4.23})$$

билан аниқланади:

$$R_H = \frac{dU_H}{I_x B_z}; \left[\frac{\text{м}^3}{\text{Кл}} \right] \quad (\text{II.4.24a})$$

Агар (II.4.23) га кирган катталиклар кучланиш, ток кучи, узунлик, магнит майдони индуксияси СИ системасида (Волт, Ампер, Тесла) ўлчанса, Холл доимийси R_H бирлиги $\text{м}^3/\text{Кл}$ бўлади ва (II.4.24а) формула билан ҳисобланади. Агар магнит индуксияси Гауссда ($1\text{T}=10^4 \text{ Гс}$), узунлик сантиметрда ўлчанса, Холл доимийсининг бирлиги $\text{см}^3/\text{Кл}$ бўлади ва у

$$R_H = 10^8 \frac{dU_H}{I_x B_z}; \left[\frac{\text{см}^3}{\text{Кл}} \right] \quad (\text{II.4.24б})$$

билан ҳисобланади. Юқорида кўрилган Холл эффекти узун $a > b$, д намуналарда ўринли. Чунки бунда, физик мулоҳазаларга кўра, намунанинг марказий қисмида ток зичлиги J_y ва майдон кучланганлиги x га боғлиқ бўлмайди. I_x ва E_x лар y координатага боғлиқ эмас. Намунанинг узунлик бўйича ўрта қисми бир жинсли бўлади. $U = \pm b/2$ сиртларда тўпланган зарядлар намуна кўндаланг кесимига ўтказилган Ом контактлари орқали оқа бошлайди. Ток ўтадиган Ом контактлари соҳасига яқин жойда x бўйича бир жинсли бўлмаган электр майдон кучланганлигининг пайдо бўлишига олиб келади. Бу соҳада Лоренс кучи Холл майдони билан тенглаша (мувозанатлаша) олмайди, у ўқи бўйича ташкил этувчиси $J_y \neq 0$ бўлади. Бу соҳанинг кенглиги эса $(1 \div 1,5) b$ га тенг. Ўлчов зондлари шу соҳадан ташқарида бўлганда (II.4.23) ва (II.4.24) формулалар ўринли бўлади. Бу уни $a \geq 3b$ бўлган намуналарга қўллаш мумкин деган сўздир. Акс ҳолда E_y ва U_x ларнинг заряд оқиши билан боғлиқ бўлган камайишини ҳисобга олишга тўғри келади. Кичик магнит майдонда $\mu_n B \ll 1$ Холл зондлари 1 ва 3-намунанинг ўртасида ($x=0$ да) жойлашган бўлса, Холл ЭЮК

$$U_H = \frac{aIBR_H}{bd} \Phi\left(\frac{a}{b}\right) \quad (\text{II.4.25})$$

формула билан топилади. Ҳисоблашларнинг кўрсатишича, 0,7% дан кичик хатолик билан ўлчанганда $\Phi(a/b)$ ни қуйидаги формула билан аниқлаш мумкин:

$$\Phi(\alpha) = \Phi\left(\frac{a}{b}\right) = 0,742th\left[\frac{\alpha(1+\alpha/2\pi)}{0,742}\right] \quad (\text{II.4.26})$$

Холл эффектени ўлчашда назорат қилиб бўлмайдиган мунтазам (систематик) ва тасодифий хатоликлар манбаи бўлган, ўлчов натижаларини хатоликка олиб келувчи бир қанча эффектлар (ҳодисалар) пайдо бўлади. Буларга қуйидагиларни кўрсатиш мумкин:

Эттенгаузен эффекти. Намунадан магнит майдон йўналишига тик бўлган йўналишда ток ўтганда уларга тик бўлган йўналишда температура градиентининг пайдо бўлишига Эттенгаузен эффекти деб юритилади. Агар ток x ўқи, магнит майдони z ўқи бўйича йўналган бўлса, y ўқи бўйича пайдо бўлган температура градиенти магнит майдон индукцияси B га, ток зичлиги j_x га пропорсионал:

$$\nabla T_z = \frac{\partial T}{\partial y} = -K_z j_x B_z \quad (\text{II.4.27})$$

Бу ерда: K — Эттенгаузен коэффисиенти.

Магнит майдони тезлиги ўртача тезликдан катта "иссиқ" заряд ташувчиларга (электрон ёки ковак) каттароқ куч билан таъсир этади, тезлиги ўртача тезликдан кичик бўлган "совуқ" заряд ташувчиларга эса таъсир кучи кичикроқ бўлади. Маълумки, Холл электр майдонининг электронга (ковакка) таъсир кучи ўртача тезликка эга бўлган электронга (ковакка) магнит майдонининг таъсир кучини, яъни Лоренс кучини компенсациялай олади ва натижада улар оғмасдан x ўқи бўйича ҳаракатланади. Шунинг учун магнит майдон таъсирида заряд ташувчиларнинг тезлик бўйича ажралиши юзага келади. "Иссиқ" заряд ташувчилар (II.4.2-расм) юқори томонга, "совуқ" заряд ташувчилар пастки томонга оғади. Заряд ташувчилар билан кристалл панжара орасида энергия алмашинуви туфайли, "иссиқ" заряд ташувчилар тўпланган томон кристалл панжаранинг мувозанатдаги ҳолатига нисбатан исийди, "совуқ" заряд ташувчилар тўпланган томони совийди ва намунада кўндаланг температура градиентининг пайдо бўлишига олиб келади.

Эттенгаузен эффектининг ишораси ҳам Холл эффекти каби майдон ва ток йўналишига боғлиқ. Кўндаланг температура градиенти ҳосил қилган Зеебек эффекти туфайли вужудга келган Эттенгаузен термоэлектр юритувчи кучи, яъни Эттенгаузен кучланиши ҳар доим Холл кучланишига қўшилади. Уни ток ёки магнит майдон йўналишини ўзгартириш билан ажратиб бўлмайди;

Нернст-Эттенгаузен эффекти x ўқи бўйича температура градиенти бўлган намуна x ўқига тик z ўқи бўйича йўналган магнит майдонига жойлаштирилганда буларга тик бўлган y ўқи бўйича намунада кўндаланг потенциаллар айирмасининг пайдо бўлишига Нернст-Эттенгаузен эффекти дейилади. Температура градиенти натижасида наъмунада иссиқ томондан совуқ томонга диффузияланувчи заряд ташувчиларга магнит майдонида Лоренс кучи таъсир этиб, уларни бир томонга оғдиради. Бунинг оқибатида магнит майдон индукцияси B га ва температура градиенти $\nabla_x T$ га пропорционал бўлган кўндаланг потенциаллар айирмаси — кучланиш пайдо бўлади.

$$U_{нэ} = A_{нэ} \nabla_x T B_z b \quad (\text{II.4.28})$$

Бу эрда: $A_{не}$ —Нернст-Эттенгаузен коэффициентини, b - y ўқи йўналишидаги намуна ўлчами. Нернст-Эттенгаузен эффектининг ишораси магнит майдон йўналиши ўзгариши билан ўзгаради, y ток йўналишига боғлиқ эмас.

Риги-Ледюк эффекти x ўқи бўйича температура градиенти бўлган намуна унга тик магнит майдони B га жойлаштирилганда Лоренс кучи таъсирида диффузияланувчи заряд ташувчилардан "иссиқ" заряд ташувчилар бир томонга, "совуқ" заряд ташувчилар иккинчи томонга оғади (бурилади) ва натижада уларнинг кристалл панжара билан энергия алмашинуви туфайли, Эттенгаузен эффектига ўхшаш кўндаланг y — ўқи бўйича температура градиенти пайдо бўлади:

$$\nabla_y T = A_{RZ} \nabla_x T B_z \quad (\text{II.4.29})$$

Бу намунадаги кўндаланг температура градиенти Холл зондлари орасида қўшимча потенциаллар айирмасини U_{pz} вужудга келтиради. Бу ходиса Риги-Ледюк эффекти деб юритилади. U_{pz} нинг ишораси магнит майдон йўналишига боғлиқ бўлиб, ундан оқаётган ток йўналишига боғлиқ бўлмайди;

Юқорида кўрдикки, ўртача тезлик билан ҳаракатланаётган заряд ташувчиларга Лоренс кучи таъсир етмайди, чунки Холл электр майдони уни компенсациялайди. Шунинг учун уларнинг магнит майдонида траекторияси ўзгармайди. Лекин заряд ташувчилардан тезликлари ўртача тезликдан катталари ҳамда кичиклари E_x майдон йўналишига нисбатан икки томонга оғади. Уларнинг ҳаракат тезлиги электр майдони E_x бўйича камаяди деб қараш наъмуна қаршилигининг ошиши деб қараш билан бир хил. Бу кўндаланг магнитоқаршилиқ эффекти деб аталади. Магнит майдонида солиштира қаршилиқнинг нисбий ўзгариши кичик иккинчи тартибли функция билан боғланган бўлиб,

$$\frac{\Delta\rho}{\rho} = (\mu_H B)^2 \quad (\text{II.4.30})$$

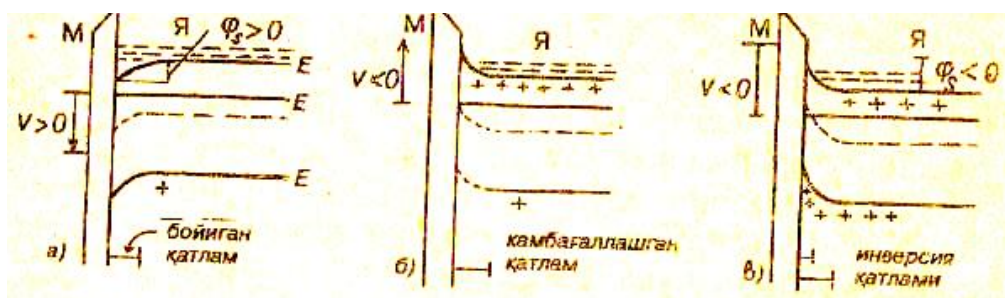
билан аниқланади. Шунинг учун кичик магнит майдонида ($\mu_H B \ll 1$) ўлчанаётган солиштира қаршилиқка кўндаланг магнитоқаршилиқ эффектнинг таъсирини эътиборга олмаса ҳам бўлади;

Холл зондларининг ноеквивалент потенциал сиртларда жойланиши. Холл ЭЮК ига таъсир этадиган яна бир омил сифатида Холл электродларини ноеквивалент потенциал сиртга жойлашганда ҳосил бўладиган кучланиш U_0 ни кўрсатиш мумкин. Бу кучланиш 1 ва 3-зондлар силжиган қисмининг қаршилигига, наъмунадан ток ўтгандаги кучланишнинг тушувига тенг бўлади. U_0 Холл кучланишига қўшилиши ҳам, айирилиши ҳам мумкин.

Унинг ишораси фақат ток йўналишига боғлиқ. Юқорида ёритилганлардан кўринадик, Холл кучланишини аниқ ўлчаш учун кўрилган эффектларни инобатга олиш зарур экан.

Бундан ташқари яримўтказгичлар сиртида бўладиган жараёнлар улар асосида тайёрланган асбоблар параметрларига сезиларли таъсир ўтказди. Шунинг учун яримўтказгичлар сиртида, аниқроғи, диелектрик-яримўтказгич чегарасида сирт ҳолатлари, яъни яримўтказгичнинг тақиқланган зонасида рухсат этилган энергия сатҳлари бўлмаган, диелектрик (масалан, оксид, шиша) қатламида қўзғалувчан (К, На, Сс ионлари) ва қўзғалмас тутқич марказ зарядлари, бошқача айтганда, сирқиш токи бўлмаган, яримўтказгич билан металл чиқиш ишларининг фарқи нолга тенг бўлган структура бенуксон (идеал) структура дейилади. Идеал структурасида яримўтказгичнинг сирт потенциали ҳажмидаги потенциалига тенг бўлади ва структурага ташқи кучланиш қўйилмаганда яримўтказгичда энергиявий зоналари ясси (текис) бўлади. п-тип яримўтказгич асосида олинган структурага ташқи кучланиш уланганда кечадиган жараёнларни қисқача таҳлил қилайлик. Структурага мусбат силжиш кучланиши (металл томонига ўзгармас ток манбаининг мусбат қутби) уланса, яримўтказгич ҳажмидан электронларни сирт (диелектрик-яримўтказгич чегараси) томон тортувчи электр майдони пайдо бўлади ва яримўтказгичнинг сирт соҳасида асосий заряд ташувчилар (электрон) билан бойиши кузатилади. Бу соҳада электр нейтраллик шартин бузилади ва ҳажмий заряд соҳаси содир бўлади. Ҳажмий заряди яримўтказгич-диелектрик чегарасида сирт потенциалининг ортишига, энергиявий зоналарининг эгриланишига олиб келади (II.4.3-расм). Ҳажмий заряди сиғимининг кенглиги заряд ташувчилар билан бойиш режимида етарлича кичик $100 \text{ \AA}$ бўлади, шунинг учун кучли бойиш режимида сиртий заряд сиғими шундай катта бўладики, тузилма сиғими диелектрик (масалан, оксид) сиғимига тенг бўлади. Агар кучланишни $V=0$ гача камайтирсак, асосий заряд ташувчилар туфайли юзага келган сиғим камаяди.

Яримўтказгич киришма атомларининг концентрацияси $10^{14}-10^{15} \text{ см}^{-3}$ тартибида, диелектрик қатламининг қалинлиги $0,1 \div 1 \text{ мкм}$ чамасида бўлганда, структура сиғими $(0,6 \div 0,9) C_D$ ни ташкил этади. Мутлоқ структуранинг $V=0$ даги сиғими ясси (текис) зоналар сиғими $C_{яс}$ деб юритилади. Структурага нисбатан катта бўлмаган манфий силжиш кучланиши уланганда яримўтказгичнинг сирт соҳаси асосий заряд ташувчилар (электрон) билан камбағаллашади, компенсацияланмаган қўзғалмас мусбат зарядланган киришма донор ионидан ташкил топган бўлади ва оқибатда энергия зоналарининг эгриланиши кузатилади (II.4.3 б-расм). Бу ердаги p-n- ўтишга тескари йўналишда қўйилган кучланишдан ҳосил бўлганга ўхшаш бўлади. Сиғими заряд ташувчилар билан камбағаллашган қатлам кенглиги $W_{хзс}$ билан аниқланади. $W_{хзс}$ қўйилган кучланишга, яримўтказгичнинг легирловчи киришма атом концентрациясига боғлиқ бўлиб, у сиртда потенциалнинг ортиши билан катталашади. Сирт соҳасининг камбағаллашиш режимида кучланишнинг ортиши Ҳажмий заряди сиғимининг камайишига олиб келади.



II.4.3-расм, Нуқсонсиз (идеал) структуранинг бойиш (a), камбағаллашиш (б), инверсия (в) режимидаги энергетик диаграммаси.

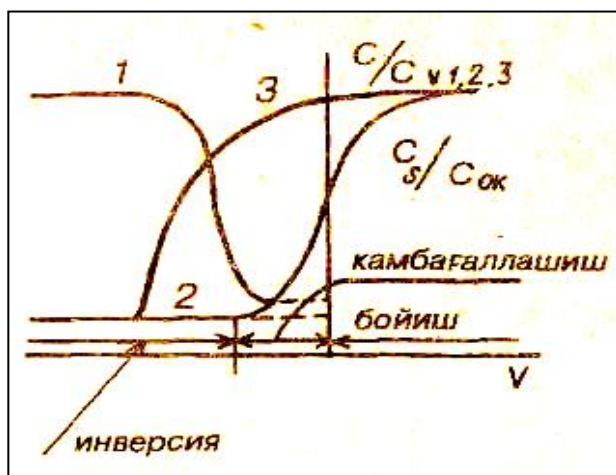
Кўрилатган ҳолда асосий заряд ташувчилар (електронлар)ни яримўтказгич сиртида ҳам, ҳажмида ҳам ўтказувчанлик зонасида ҳаракатланишини назарда туцак, улар диффузион-дрейф мувозанати ўрнатилиши (максвелл) вақт доимийси 10^{-12} с билан силжиш кучланиши изидан боради. Шунинг учун сиртнинг заряд ташувчилар билан камбағаллашиши, бойишидан юзага келган структуранинг юқори, паст частотали S-V характеристикалари бир-

бирига мос тушадилар. (15-расм, 1,2 чизиклар). Манфий силжиш кучланишини катталаштириб, яримўтказгичнинг энергия зоналарида шундай эгриланишга эришиш мумкинки, унинг сирт соҳасида хусусий яримўтказгич ҳосил қилиш мумкин. Бунда яримўтказгичнинг сирт соҳасида ҳаракатчан асосий ва асосий бўлмаган заряд ташувчилар концентрацияси биргаликда минимумга эришади. Бу ҳолатдаги сирт потенциалига мос равишда структуранинг паст частотали S-Vхарактеристикаси минимумга эришади.

Асосий бўлмаган заряд ташувчилар концентрацияси асосий заряд ташувчиларникидан ортиши билан сирт соҳасида ўтказувчанлик типи ўзгаради, яъни ўтказувчанликнинг инверсияси кузатилади (II.4.3 в-расм). Инверсион қатлам кенглиги ҳажмий заряд сиғимининг кенглигидан анча кичик бўлгани учун, бу қатламнинг сиғими жуда катта бўлади ва натижада ўтказувчанликнинг инверсия соҳасида паст частотали S-Vхарактеристика диэлектрик (оксид) сиғимигача тез тўйинади (II.4.3- расм, 1-чизик). Инверсион қатламда ковак ўтказувчанлиги мавжуд бўлганлиги туфайли, ковакни қўчишидан ёки ҳажмий заряд сиғими да генерацион-рекомбинацион жараёнлар туфайли, қатлам заряди ўзгариши мумкин. Бу жараёнлар нисбатан секин кечадиган жараёнлар, шунинг учун частотанинг ўсиши билан асосий бўлмаган заряд ташувчилардан пайдо бўлган сиғим нолга интилади.

Кузатишларнинг қўрсатишича, генерация жараёнлари критик частотани аниқлайди. Бу частота шундай частотаки, ундан катта частотада S-Vхарактеристика юқори частотали характеристика (II.4.3- расм 2-чизик) нинг кўринишини олади. Яримўтказгичнинг сиртий сиғими, камбағаллашган қатлам сиғимидан иборат бўлади. Инверсион қатлам бўлгандан сўнг ҳажмий заряд сиғими нинг кенгайиши тўхтади. Асосий бўлмаган заряд ташувчилар МДЯ (МОЯ) структура сиғимига ҳисса қўшмаса ҳам, юқори частотали сиғимни инверсия режимидаги сиғим $C_{инв}$ сатҳида тўйинишга олиб келади. Критик частота $\sim 1\text{кГц}$ тартибида, баъзи бир ҳолда, ундан кичик $0,1\text{ кГц}$

бўлган қийматларни қабул қилади. Оралиқ частоталарда S-V характеристика инверсия режимида шубҳасиз 1- ва 2-ҳолатлар орасини эгаллайди. Шунинг эса тутиш жоизки, биз юқорида муҳокама қилган идеал МДЯ структура, C-V характеристикаси юқори паст частотали ўлчаш сигналидан силжиш кучланиши доимий ёки секин (квазистатик) ўзгариш кузатиладиган ҳолга (тааллуқлидир) тегишлидир.



П.4.4-рasm. Нуқсонсиз структуранинг C-V характеристикаси. (1,2 чизиклар) ва ҳақиқий структура характеристикаси (3 чизик). Паст (1), юқори (2) частотали C-V характеристикалар, (3) - оксиддаги қўзғалмас зарядни, чиқиш ишлари фарқининг таъсирини ҳисобга олгандаги C-V характеристикаси.

Кўп ҳолларда МДЯ структурада диелектрик яримўтказгич чегарасининг параметрларини тажриба натижалари бўйича аниқлашда идеал МДЯ структуранинг S-V характеристикасидан фойдаланилади. Идеал МДЯ структура S-V характеристикасини ҳисоблаш структурага диелектрик қатлам орқали ташқи электр майдон қўйилганда, яримўтказгич сирти яқинида содир бўладиган ҳажмий заряд сифимининг назариясига асосланган. ҳажмий заряд сифимининг зарядини ҳамда у билан боғлиқ сифимни аниқлаш учун n-тип яримўтказгич сирт соҳаси энергия зоналари диаграммасидан фойдаланамиз ва

$$\Psi = \Psi_n - \Psi_p \quad (2.41)$$

ифода билан аниқланган электр потенциал тушунчаси киритилади. Бу ерда $\mathcal{E}_\Phi$ – яримўтказгичда ферми сатҳи, $\mathcal{E}_n$ -берилган температурадаги хусусий яримўтказгичнинг ферми сатҳига мос келадиган сатҳ. Сирт соҳаси яқинида энергия зоналарида эгрланиши мавжуд бўлса, $\mathcal{E}_c$ ва $\mathcal{E}_v$ сатҳлар x — координатанинг функциялари бўлади. $\mathcal{E}_n(m)$ сатҳ ва потенциал $\psi(x)$ ҳам x — координатага боғлиқ.

Яримўтказгич сиртидан узоқда, энергия зоналарида эгрланиш бўлмаганда, $\mathcal{E}_n$ сатҳ хусусий яримўтказгичнинг ферми сатҳи билан мос тушади. Потенциал $\psi(x)$ ни x координатага боғлиқ ва боғлиқ бўлмаган икки ҳаддан иборат деб қараш мумкин:

$$\psi(x) = \psi_0 + \varphi(x) \quad (\text{II.4.31})$$

ψ_0 —энергия зоналарида эгрланиш бўлмаган яримўтказгич ҳажмидаги потенциал. Яримўтказгич сирти ($x=0$) да потенциал

$$\psi(0) = \psi_c$$

бўлади.

Энергия зоналарининг эгрланиши сирт соҳаси яқинидаги ҳажмий заряд туфайли юзага келган бўлиб, у ихтиёрий x — нуқтада ҳажмий заряд электр майдони билан боғлиқ электростатик потенциал $\varphi(x)$ билан аниқлашда яримўтказгич сиртида потенциал

$$\varphi(0) = \varphi_c$$

бўлиб, сиртнинг электростатик потенциалига мос келади.

$e\varphi_c$ катталик сирт соҳасининг энергия зоналари эгрланишига тенг бўлиб, сиртда электрон энергиясини аниқлайди. Сиртдан ичкарида электростатик потенциал $\varphi_c=0$ бўлганда энергия зоналарида эгрланиш бўлмайди, бу ясси зона шартини деб юритилади. Агар $\psi(0)=\psi_c=0$ бўлса,

яримўтказгич сиртида хусусий яримўтказгичлик шарти амалга ошади ва сиртда ферми сатҳи $\mathcal{E}_n$ билан мос тушади.

Айнимаган яримўтказгичда электрон, ковак концентрацияларининг x га боғланиши $\psi(x)$ ва $\phi(x)$ потенциаллар орқали

$$n(x) = N_c \exp\left(-\frac{E_c(x) - E_F}{kT}\right) = n_n \exp\left(\frac{e\psi(x)}{kT}\right) = n_0 \exp\left(\frac{e\phi(x)}{kT}\right)$$

$$p(x) = N_v \exp\left(-\frac{E_F - E_v(x)}{kT}\right) = p_n \exp\left(\frac{e\psi(x)}{kT}\right) = p_0 \exp\left(\frac{e\phi(x)}{kT}\right) \quad (\text{II.4.32})$$

ифодалардан аниқланади. Бу ифодалар таҳлилидан кўринадики, ψ_c ва ψ_0 бир хил ишорада бўлса, ҳажмий заряд сиғими эса бойиган, ҳар хил ишорада бўлса, камбағаллашган ва инверсион қатламлар ҳосил бўлиши мумкин. Маълумки, сирт соҳасидаги ҳажмий заряднинг, ҳажмий заряд соҳасининг сиғимини Пуассон тенгламаси

$$\text{div}E = \frac{dU}{dx} = \frac{\rho(x)}{\varepsilon_0 \varepsilon_1} \quad (\text{II.4.34})$$

ечими асосида топилади. Бу эрда ε — яримўтказгичнинг диелектрик сингдирувчанлиги, ε_0 — вакуумнинг диелектрик сингдирувчанлиги, ∂U ҳажмий заряд соҳасининг элекгр майдони, $\rho(x)$ — ҳажмий заряд зичлиги.

U_c — мусбат (зоналарнинг бошланғич эгриланиши пастга қараган бўлса) ҳамда манфий (зоналар эгриланиши юқорига бўлса) қийматлар қабул қилиши мумкин. Ҳажмий заряд сиғимини ифодадан мураккаб бўлмаган алмаштиришдан сўнг $U_c > 0$ да сиртни заряд ташувчилар билан бойиш соҳасида

$$C(U_s) = \frac{en_0(\exp U_s - 1)}{\left(\frac{2n_0 kT}{\varepsilon_1 \varepsilon_0}\right)^{\frac{1}{2}} (\exp U_s - U_s - 1)^{\frac{1}{2}}}$$

$U_c < 0$ да заряд ташувчилар билан камбағаллашиш соҳасида

$$C(U_s) = \frac{en_0(1 - \exp(-U_s))}{\left(\frac{2n_0kT}{\varepsilon_1\varepsilon_0}\right)^{\frac{1}{2}} (U_s + \exp(-U_s) - 1)^{\frac{1}{2}}}$$

билан аниқланишини кўрамиз. МДЙ структурага қўйилган тўла кучланишнинг сирт потенциалига боғланиши $U_s > 0$ да

$$V = \left(\frac{2n_0kT}{\varepsilon_1\varepsilon_0}\right)^{\frac{1}{2}} (e^{U_s} + U_s - 1)^{\frac{1}{2}} \frac{\varepsilon_1\varepsilon_0}{C_D} S + \frac{kT}{e} U_s$$

$U_c < 0$ да

$$V = \left(\frac{2n_0kT}{\varepsilon_1\varepsilon_0}\right)^{\frac{1}{2}} (e^{U_s} + U_s - 1)^{\frac{1}{2}} \frac{\varepsilon_1\varepsilon_0}{C_D} S - \frac{kT}{e} U_s \quad (\text{II.4.35})$$

аниқланади. Бу эрда: C — контакт юзаси; C_D — диелектрик (ёки оксид) сигими.

Юқорида келтирилган параметрлардан ташқари, юқори частотали S-V характеристика орқали яримўтказгичнинг легирловчи киришма концентрациясини, қалинлик бўйича тақсимотини, яримўтказгич типини, оксид қатлам (диелектрикни) диелектрик сингдирувчанлигини, қалинлигини ва бошқа параметрларини аниқлаш мумкин.

ХУЛОСА

Юқоридаги режа бўйича менга жуда қизиқ бўлган термоэлектрик материалларни очик тигелда инерт газ босими остида турли усулда қотишма ва қуймаларни махсус қурилмада намуналарни олиб, уларни электрофизик параметрларини ўлчаш ишларини бажариб саноатда қўлланилиши мумкин бўлган материалларни яратиш усуллари билан бевосита танишдим, бу материаллар иқтисодий жиҳатдан ишлаб чиқаришда кварц ёки графитда олинган қуймалар анча арзон тушади. Ушбу битирув малакавий ишда термоэлементлар технологиясини ҳам долзарб масалаларини ёритиб беришга ҳаракат қилдим ва режа асосида кўплаб адабиётларни излаб, улар билан танишиб факультетнинг илмий лабораториясида илмий раҳбарим билан бирга илмий тадқиқот ишларини олиб бордим.

Ҳозирги даврда яримўтказгичлар фан ва техникада муҳим ўрин эгаллаб бормоқда. Ярим ўтказгич моддалар асосида тайёрланадиган асбоблар, қурилмалар саноатда, қишлоқ хўжалигида, транспортда, электроникада, микроэлектроникада ва электротехникада, компьютерларда, энергияни бир турдан иккинчи турга айлантиришда, алоқада, информатикада, маиший хизмат соҳасида ва жамият фаолиятининг бошқа барча жабҳаларида турли-туман муҳим вазифаларини бажариши кўзда тутилмоқда. Яримўтказгич моддалар ва улар асосида тайёрланаётган асбоблар ва қурилмаларнинг тобора кенг кўламда қўлланилишининг асосий сабаблари яримўтказгич моддаларнинг ажойиб хоссаларидир: яримўтказгичлар турли ташқи таъсирларга жуда сезгир, улар замирида ишлаб чиқиляётган асбобларнинг ўлчамлари, ҳажми кичик, ишлаш муддати катта ва бажарадиган хизматлари доираси жуда кенг. Шу билан бирга бир вақтда улар турли зарбларга чидамлидир.

Ярим ўтказгичдан тайёрланган фотоэлементлар қуёшдан келяётган ёруғлик энергиясини бевосита электр энергиясига айлантириб беришга

имкон туғдирган бўлса, термоэлементлар иссиқлик энергияси ҳисобига электр энергия олишга ёрдам бермоқда.

Термоэлектрик материаллар олиш технологияси, уларнинг замонавий илмий технологик хусусиятдаги охириги 10 йил ичида энергетика соҳасида нашр этилган илмий мақолалар, илмий китоблар шарҳи асосида мен илмий тадқиқотлардан экспериментал натижалар олишга ва яримўтказгич материалшунослик модулларини тайёрлашдаги янги технологиявий термоэлектрик модулларни қуймаларни ва қотишмаларини электрофизик параметрларини юқори натижаларини олишга эришдим

Олиб бораётган илмий тадқиқот ишларимдан қуйидагича хулоса қиламан: Демак, термоэлемент ва термобатареялар тайёрлаш технологиясида қичик ўлчамли фото ва термобатареялар яшаш, юпқа пардалар олиш, асосида энергияни турларини ўзгартиришга асосланиб, бугунги кунда қуёш энергияси, геометриял энергия, биомасса энергия, сув, буғ энергиясидан автоном ток манбаларини яратиш мумкинлиги ўрганилди.

а) яримўтказгич термоэлектрик материалларни янги технологик усулда р ва п типли материалларни қуйма шаклини инерт газ босими остида очиқ тигелда олиш технологияси яратилди ва такомиллаштирилди.

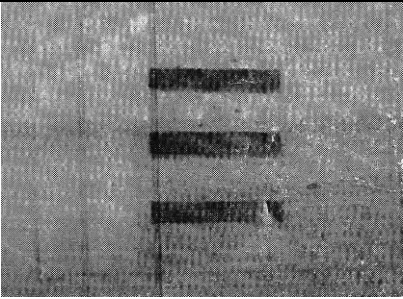
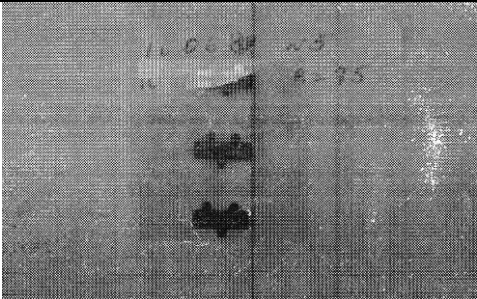
б) Намуналарнинг турли режимда олиш ваунинг тигел баландлигига боғлиқлик асослари ўрганилди.

в) Намуналарни термо ЭЮК электр ўтказувчанлик жадвалларда ва график таҳлилларда келтирилди.

д) Bi_2Te_3 – Bi_2Se_3 термоэлектрик хоссани ўзгаришида теллурнинг чиқишдаги таъсири, термоэлектрик асосда легирловчи модданинг концентрация таъсири ва унинг ностационар ишлаш услубларининг янги натижалари олинди.

Янги технологик усулда олинган намуналарда юпқа пардалар олиниб, уларнинг электрофизик хусусиятлари ўрганилди.

Яратилган термоэлектрик материаллардан турли сезгир датчиклар яратиш мумкин.

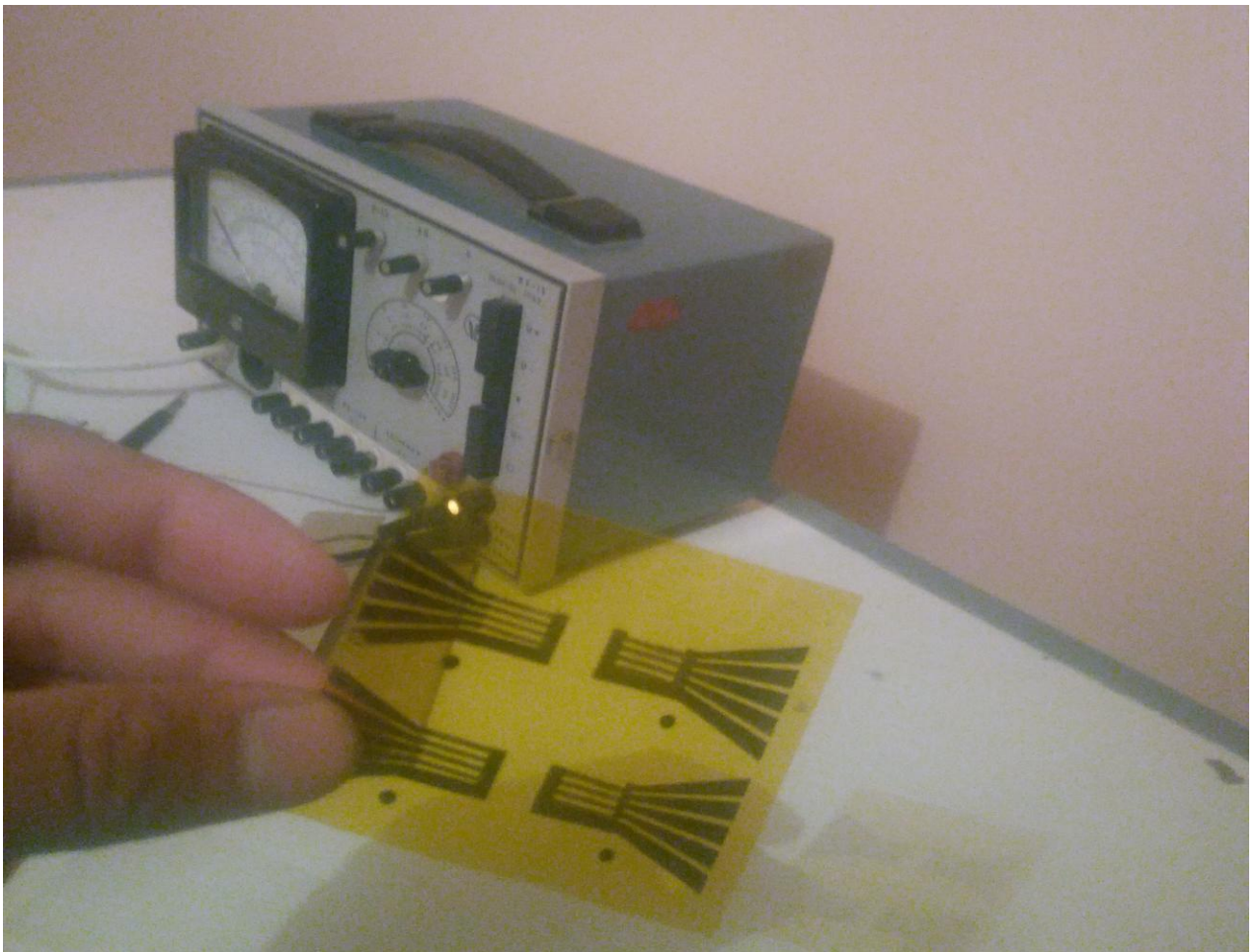
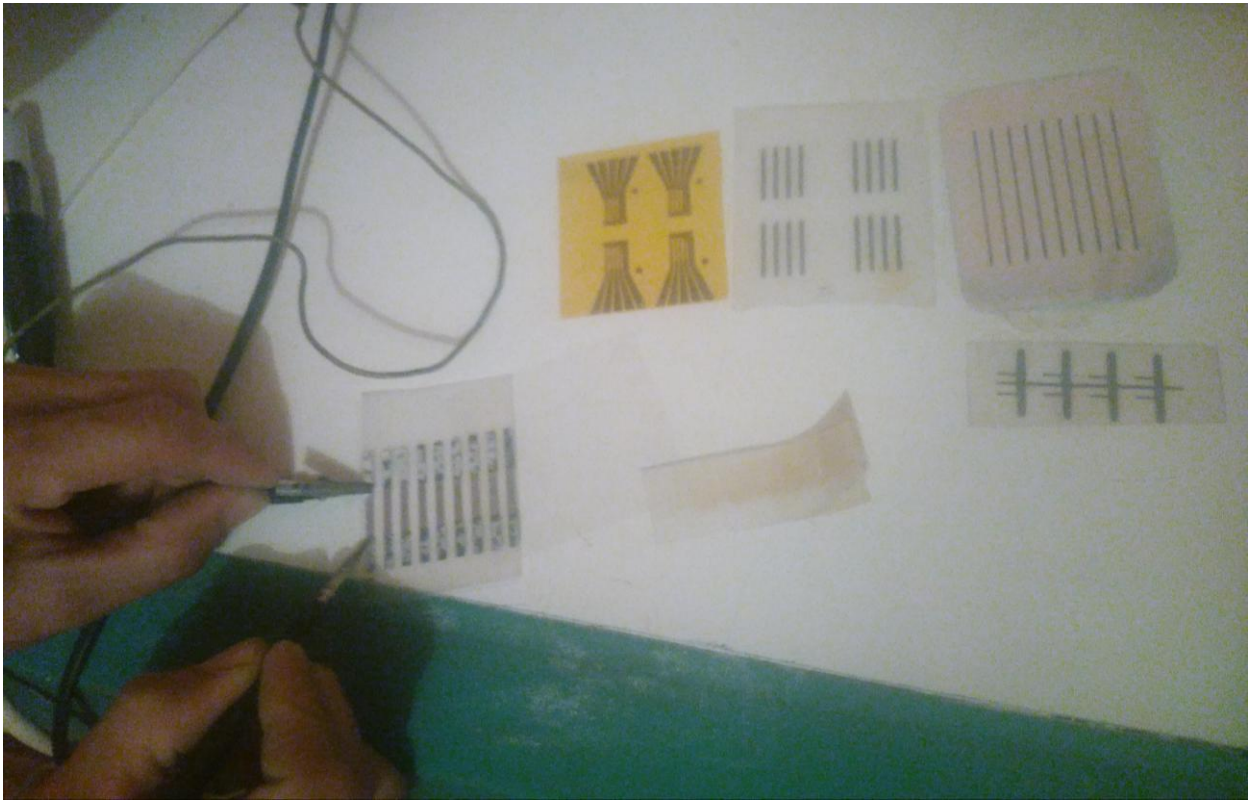
	
Иссиқликка сезгир асбоблар	Босимга сезгир датчиклар

Олинган материаллардан иссиқлик электр станцияларидаги буғ қозонларида ва ёғ мой комбинатларида ёғларни статсионар ҳолатда температурани ушлаб туриш учун терпопаралар ясаш.

Ҳавони нисбий намлигини ўлчаш учун яримўтказгичлар термоэлектрик гигрометрлар тайёрлаш мумкин.

Зоотехниклар учун уруғларни узоқ вақт (ой, йил) давомида сақлаш учун яримўтказгичли термоэлектрик совутгичлар (микрохолодильниклар)ни яратиш ва қўллаш мумкин.

Мен яримўтказгич материалларни нанотизимларини яратиш, уларни электрофизик хусусиятларини ўрганиш, монокристалл, поликристалл ўстириш ва улардан тайёрланган термоэлектрик модулларни ностационар услубини ўрганиш, ҳамда юпқа пардали (плёнка) яримўтказгичларни асбобсозликда фойдаланиш сирларини вазифам деб, қизиқиб, физика-математика факултетимизнинг физика яъни, яримўтказгичлар ва диелектриклар физикаси лабораториясида илмий тадқиқот ишларини ривожлантириб, илмий изланишлар олиб бордим.



Фойдаланилган адабиётлар рўйхати

1. С.Зайнабидинов. Физические основы образования глубоких уровней в кремнии (Ташкент, Фан, 1984).
2. С. Зайнабидинов, А. Тешабоев. Яримўтказгичлар физикаси. Тошкент, «Ўқитувчи», 1999
3. А.Тешабоев, С. Зайнобидинов, Ш. Эрматов. Қаттиқ жисм физикаси. Тошкент, «Молия», 2001
4. А.Тешабоев ва бошқалар. Яримўтказгичли асбоблар физикаси. Андижон, «Хаёт». 2002
5. В.И.Фистуль. Физика и химия твердого тела. Москва , “Металлургия», часть 1,2, 1995
6. С.Зайнобидинов, А.Тешабоев, С.Власов, И.Каримов, В.Абдуазимов “Яримўтказгичлар сирт физикаси”.
7. Дж. Маннинг “Кинетика диффузии атомов в кристаллах”. М.Мир
8. Н.Г.Б.Абдуллаев, Г.Д.Джафаров. Атомная диффузия в полупровод-никовых структурах. М.Атом миздат, 1980
9. А.В.Симкин, А.В.Бирюков, Н.И.Репников, В.В.Ховайло термоэлектрическая эффективность низкотемпературных генераторных материалов. Вестник Челябинского государственного университета. 2015. № 7 (362).
10. К.Э.Онаркулов, А.Юлдашев, Т.Азимов, Ш.Йўлдош Қори Висмут - сурма теллур юпқа пардаларнинг электрофизик хоссаларига тенологик жараённинг таъсири.

ИНТЕРНЕТ САЙТЛАРИ

1. www.gov.uz
2. www.ziyonet.uz.
3. www.kitoblar.uz.
4. www.lex.uz.
5. www.google.com.