

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

Гулистон давлат университети

Физика кафедраси

**Юсупов Равшаннинг 5140200- “Физика” таълим
йўналиши бўйича бакалавр даражасини олиш учун
“Ярим ўтказгичли қуёш фотоэлементларини фойдали иш
коэффициентини ошириш йўллари”
мавзусидаги
Битирув малакавий иши**

Раҳбар:
Ш.К.Ниёзов

“Физика”
кафедрасининг _____
йиғилиши қарори билан
ҳимояга тавсия этилади

Кафедра мудири: Ш.К.Ниёзов

Гулистон-2016 йил.

МУНДАРИЖА

КИРИШ	3
Мавзуни долзарблиги.....	4
I –БОБ АНАЛИТИК ТАҲЛИЛ	6
1.1.Куёш батареялари.....	6
1.2.Фотодиод ёрдамида ёруғлик энергиясини электр энергиясига айлантириш.	7
1.3.Вентиль фотоэлектр юритувчи куч.....	9
1.4. Фотоўзгартиргичнинг фойдали иш коэффициенти.....	20
II-БОБ ЯРИМЎТКАЗГИЧ СИРТОЛДИ СОҲАЛАРИДА ФОВОЛЬТАИК ВА ФОТОМАГНИТ ЭФФЕКТЛАР	26
2.1. Яримўтказгич сиртолди соҳаларида фотовольтаик ва фотомагнит эффектлар.....	26
2.2.Реактив фото ЭЮК.....	27
2.3.Реактив ЭЮКини Дембер ЭЮКи билан солиштириш.....	31
2.4.Аномал катта фотокучланишлар.....	33
2.5.Потенциал тўсиқли структурада фотомагнито электрик эффект.....	42
2.6.Яримўтказгич юпқа пардаларида аномал катта фотомагнит кучланиш назарияси.....	46
2.7.Баллистик тоқларнинг фотомагнит эффекти.....	48
2.8.Баллистик ҳаракат билан боғлиқ бўлган фотомагнит эффект назариясини тажриба натижалари билан солиштириш.....	50
ҲУЛОСАЛАР	53
Фойдаланилган адабиётлар рўйхати	54

КИРИШ

Кадрлар тайёрлаш бўйича Миллий дастур ҳар бир шахс ҳамда давлат ва жамият манфаатлари иқтисодий ҳолат ва унинг рақобатбардошлиги билан боғлиқ бўлган бир қатор муаммоларни ечишга, ҳал этишга йўналтирилган .

«Кадрлар тайрлаш бўйича Миллий дастур тўғрисида» қонун ҳақида Президент И. А. Каримов Ўзбекистон Республикаси Олий Мажлисининг тўққизинчи сессиясида бу қонун «...Мустақиллигимизнинг, бугунги ва эртанги ҳаётимизнинг кафолати ҳисобланади», -деган эди.

Миллий дастурнинг мақсад ва вазифалари, уларнинг асосланганлиги, муҳимлиги ва муаммоларни ҳал қилиш йўллари мустаҳкам илмий фундаментга таянади.

Илмий ва илмий–педагогик кадрлар тайёрлашга катта эътибор берилмоқда. Янги талабларга мувофиқ равишда аспирантура ва доктарантурада кадрлар тайёрлашга кенг йўл очилган. Олий аттестация ҳайъати фаоллик кўрсатяпти.

Яримўтказгичлар жаҳон фани ва техникасида салмоқли ўринни эгаллайди. Улар асосида ишлаб чиқарилаётган асбоблар ва миқдори тез кўпайиб, уларнинг турли соҳаларга татбиқи кенгайиб бормоқда. Ҳозирда яримўтказгич қўлланилмайдиган инсоният фаолияти соҳаларини топиш кийин бўлмоқда. Яримўтказгич асосида автоматикада, телемеханикада, радиоэлектроникада, электрон ҳисоблаш техникасида, космосда илмий станцияларда, хоттоки айрим ривожланган давлатларда кичик электр станциялар тариқасида фойдаланиб келмоқда. Қуёш энергичсини электр энергиясига айлантиришдек муҳим дунёвий муаммони ечишда яримўтказгичларнинг аҳамияти жуда каттадир. Ҳозирда унумли фойдаланилаётган фотоэлементлар, жумладан, қуёш батареялари ва кичик энергетикага мансуб бошқа яримўтказгич асбобларни такомиллаштиришдан

ташқари, яримўтказгичларга асосланган катта энергетика–анча қудратли қуёш электр станцияларни яратиш кўзда тутилмоқда. Зеро қуёш энергиясида фойдаланиш инсон табиат учун мутлоқ зарарсиз ҳисобланади.

Сўнги йилларда Ўзбекистонда ҳам яримўтказгичлар электроникаси саноати ривожлана бориши билан бир қаторда илмий татқиқот ишлари ҳам авж олиб бормоқда. Шу туфайли яримўтказгичлар физикаси ва яримўтказгичлар асобсида тайёрланган асбоблар, қурилмалар бўйича юқори мутахасислар тайёрланмоқда. Ҳозирда республикамизнинг деярли барча олий ўқув юртларида ушбу соҳага мутахасислари тайёрланмоқда.

Мавзуни долзарблиги. Ҳозирги пайтга келиб инсония олдида иккита долзарб муаммо кўндаланг бўлиб турибди. Булардан биринчиси энергетик муаммо бўлиб, ривожланган мамлакатлар ўзларининг энергетик келажаги ҳақида жиддий ўйлай бошлади.

XX-асрнинг 70-йилларидан бошлаб планетамизнинг глобуал энергетик захиралари қайтадан ҳисоблай чиқила бошланди. Олинган натижалар ёқилғи захираларининг узоқ муддатга етмаслигини кўрсатди. Ушбу йилларда ўтказилган IX-халқаро энергетика конференциясининг маълумотларини келтирайлик. Ҳозирда ишлатиш мумкин бўлган ёқилғи захираларининг 88%ни тошкўмир ташкил қилади.кўмирнинг потенциал захираси $1,2 \cdot 10^{17}$ кВтни, нефтники $2,14 \cdot 10^{16}$ кВт соат, газники $1,23 \cdot 10^6$ кВт соатни ташкил қилади.

Бу захираларнинг иқтисодий жихатдан фойдаланиши мумкин бўлган қисми юқоридагилардан анча кам қисмини ташкил қилади. Масалан кўмирни 6,5%, нефт ва газни 5% ни фойдаланиш мумкин. Бу энергия захиралари қанчага етишини мутахасисларнинг ҳисоб китобларига қараганда 2050 йилга келиб 78%ни ишлатиб бўлинади. Тахминий ҳисобларга қараганда 2100 йилга келиб ҳозирда ишлатилаётган энергия манбаларидан икки марта кўп энергия талаб қилади.

Иккинчи муоммо экологик ва атроф муҳит муаммоси ҳисобланади. Ёқилғини ёқиш натижасида атроф муҳитга жуда катта захарли газ ажрарилиб чиқмоқда. Бунинг натижасида платета иқлимига ва жонли табиатга тиклаб бўлмас даражада таъсир кўрсатмоқда.

Юқорида келтирилган муамоларни ечиш мақсадида узоқ муддатга етувчи ва экологик жиҳатдан тоза, арзон энергия манбаини излаб топиш ва уни ишга солиш масаласи турибди.

Келажаги бор ва узоқ муддатга етувчи энергия манбаларидан қуёш энергияси, шамол энергияси, денгиз сувларининг энергияси, биогазлар энергияси ва бошқа энергиялар мисол бўлади. Буларнинг барчаси қуёш энергияси ҳисобига юзага келади.

Ушбу ишнинг мақсади қуёш энергиясига ишловчи янги механизм назарияларини яратиш ва уларни фойдали иш коэффициентларини ошириш йўллари топишдан иборатди.

I-БОБ. АНАЛИТИК ТАҲЛИЛ.

1.1.Қуёш батареялари.

Ҳозирги кунда қуёш батареялари ёрдамида ишлаб чиқарилаётган электроэнергияни иссиқлик, атом ва гидроэлектросанцияларида ишлаб чиқилаётган электроэнергиялардан кўп марта қиммат тушмоқда. Шунинг учун олимлар ва қуёш батареяларини ишлаб чиқарувчи инжинерлар олдида қуёш батареяларини такомиллаштириш ва электроэнергиянинг тан нархини пасайтириш муаммоси турибди.

Қуёш элементларидан олинаётган электроэнергиянинг асосий нархини қуёш батареяларида ишлаётган яримўтказгич матерялларининг қимматлиги сабаб бўлмоқда.

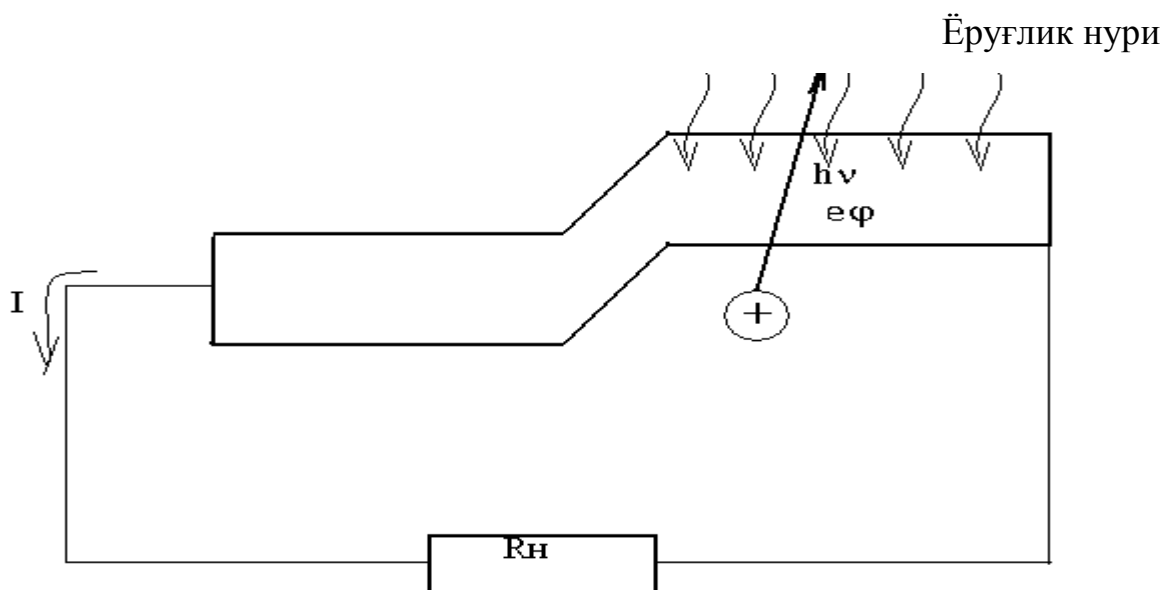
Қуёш энергиясида ишлаётган асосий яримўтказгич материал-кремний бўлиб қолмоқда. Ҳозирги олимларнинг асосий кучи қуёши батареялари учун яроқли бўлмаган арзон кремний олиш учун сарфланмоқда. Булар асосан поли кристалла рва аморфкремний бўлиб, водород билан тўйинтирилгна ва ўтказувчан тагликка чанглатилган етарлича юпқа плёнкадир.

Қуёш элементларини арзонлаштириш йўлларида яна бири технологияни содалаштиришдан ибортдир. Хусусан қиммат тушадиган юқори темрературали диффузия операциясидан воз кечишдир. Бунда яна заряд таашувчиларнинг яшаш вақтларини камайишдан ҳам қутиламиз. Бунда заряд ташувчиларнинг диффузия узунлиги камайади.

Ниҳоят элементларни тан нархини камайтиришнинг яна бир йўлларида бири қуёш элементининг янги иш принципларида фойдаланиш бўлиши мумкин. Ёки қимматбаҳо яримўтказгич матерялини танлаш мақсадида қуёш энергиясининг концентраторларида фойдаланиш мумкин.

1.2. Фотодиод ёрдамида ёруғлик энергиясини электр энергиясига айлантириш.

Вентиль режимида фотодиод ёруғлик энергиясини бевосита электр энергиясига айлантиради. Фотоэлементнинг фойдали иш коэффициентини муҳокама қилсак. 1-расмда R_n юклама қаршилиқ уланган фотодиод тасвирланган.



1-расм. Юклама қаршилиги уланган фотодиод схемаси.

Электрон ва коваклар жупти ҳосил бўлиши учун $h\nu$ квант энергияси сарфланади. Бу энергияни нимага сарфланишини кўрайлик. Электрон ва коваклар ($h\nu - E_g$) ортиқча кинетик энергия билан генерацияланадилар бу энергия одатда мувозанатдаги иссиқлик энергиясидан катта бўлади. Бунда ортиқча энергия иссиқликка айланади ва бинобарин бефойда сарфланади. Бундан кейин асосий бўлмаган заряд ташувчилар p - n -ўтиш орқали маълум қисми бефойда сарфланади. Шундан сўнг электрон ташқи занжир орқали ўтиб юкламада ϕ фойдали энергияни ажралишига сабаб бўлиши мумкин.

Шундай қилиб, ташқи занжирдан ўтган битта электронларнинг ФИК $e\varphi/h\nu$ га тенг бўлиши керак.

Фотоэлементга тушаётган фотонлар ҳам ютилавермайди. Фотонларнинг фотоэлементлардан қайтиши ва кристаллдан ютилмай ўриб кетиши ҳисобига ҳам фойдали иш коэффициентини камаяди.

Бундан ташқари рекомбинация токи фотонларнинг ютилиш натижасида ҳосил бўлган заряд ташувчиларнинг ҳаммаси ҳам p-n ўтишга рекомбинация натижасида етиб келавермайди. Бунинг ҳисобига олиши учун асоий бўлмаган заряд ташувчиларнинг яшаш вақти ичида p-n-ўтишга етиб келаётганлари олишини характерловчи J_e йиғиш коэффициентини киритамиз.

Бундан ташқари вақт бирлиги ичида p-n-ўтишдан ўтаётган электронларнинг ҳаммаси ҳам ташқи занжирга чиқавермайди. Уларнинг ҳар бири иссиқлик харакати ҳисобига потенциал тўсиқда n-соҳага яна қайтадан ташланади.

$$j_n j_f \left(e^{\frac{e\varphi}{kT}} * 1 \right) \quad (1) \text{ -сирқиш токи. Юқоридаги ҳисобга}$$

олганда ФИК учун $\frac{J}{J_f}$ кўпайтмани киритиш даркор бўлади. Шундай қилиб,

мулоҳазаларни ҳисобга олсак ФИК учун қуйидаги ифодага эга бўламиз.

$$\eta = r\beta J_e \frac{J}{J_f} \frac{e\varphi}{h\nu} \quad (2)$$

$$j = j_f - j_s \left(e^{\frac{e\varphi}{kT}} - 1 \right) \quad (3) \text{ дан}$$

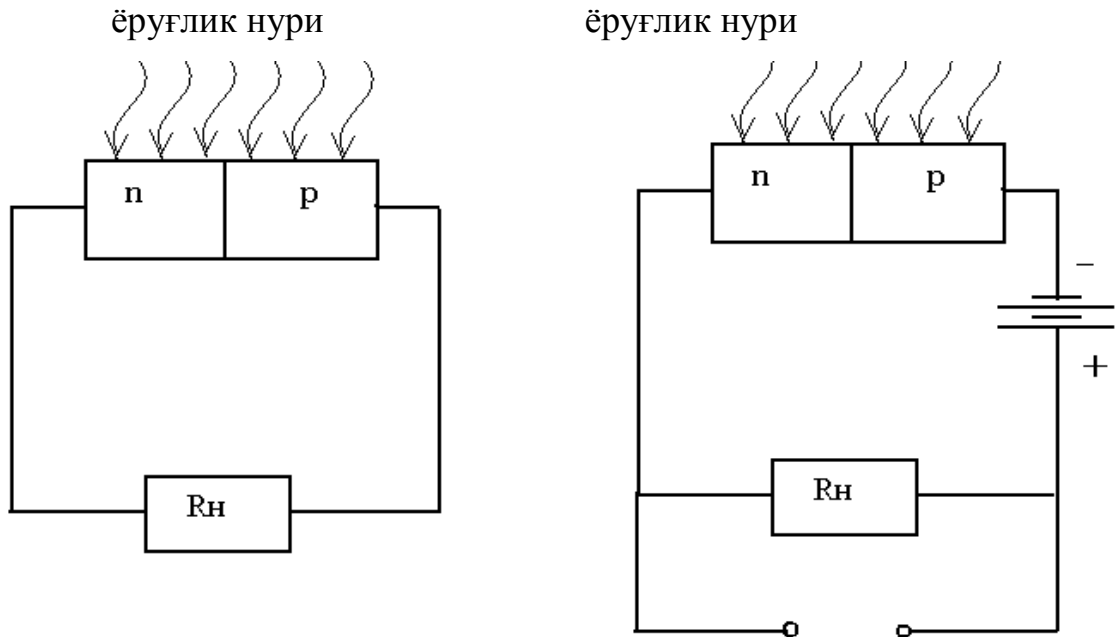
$$\varphi = \frac{kT}{e} \ln \left(1 + \frac{j_f - j}{j_s} \right) \quad (4) \text{ га}$$

$\alpha = r\beta H$ - белгилаш киритсак.

$$\eta = \alpha \frac{kT}{h\nu} \frac{j}{j_f} \ln \left(\frac{j_f - j}{j_s} + 1 \right) \quad (5) \text{ ҳосил бўлади.}$$

1.3. Вентиль фотоЭЮК

Вентиль фотоЭЮК энг муҳим фотоЭЮК тури ҳисобланади. Вентиль фотоЭЮК потенциал тўсиқ яқинида ёруғлик заряд ташувчилар генерацияланганда вужудга келади. Биз бу ерда р-п-ўтишда юзага келувчи фотоЭЮКни кўрайлик.



2-расм. Фотоэлементнинг юкламага уланиш схемаси.

2-расмда фотоэлементнинг бевосита R ташқи юклама уланган. Бундай схема бўйича уланганда ёруғлик энергияси электр энергиясига айланади. Вентиль фото ЭЮКнинг қиймати Дембер фото ЭЮКси ва хажмий фото ЭЮКдан кўп марта катта бўлади. Вентиль фотоэлементларнинг фойдали иш коэффициентларини етарлича катта қилиб олиш мумкин ва шунинг ҳисобига куёш энергиясидан электр энергияни олишда фойдаланиш мумкин.

Хусусан вентиль фотоэлементларидан ернинг суний йўлдошларида кенг фойдаланаётган куёш батареялари қилишда фойдаланилади. Потенциал тўсиқ ёруғлик таъсирида генерацияланган электрон ва

ковакларнинг икки қарама-қарши томонга ажратиб юборади. Кучли ютилувчи ёруғлик р-п-ўтиш параллел бўлмаган ён сиртларнинг бирига тушаётган бўлсин. п-соҳа ёритилаяпти деб фараз қилайлик ва яна фотоэлемент узулган бўлсин, фотоэлектрон ва фотоковаклар кристалл ҳажимга қараб диффузияланадилар, уларнинг сиртида ва ҳажми рекомбинациялангандан ортган қисми р-п-ўтишга етиб келади. Бирор асосий заряд ташувчилар электронлар учун р-п-ўтишда потенциал тўсиқ электронларни п-соҳада ўтишига йўл қўйилади. Аксинча асосий бўлмаган заряд ташувчилар-коваклар учун потенциал тўсиқ, шунинг учун р-п-ўтишга етиб келган барча коваклар п-соҳага ўтади ва I токни ҳосил қилади. Агар g_s сирт генерациясининг тезлиги β р-п-ўтишига етиб келган коваклар сони бўлса, у ҳолда

$$i_j = e g_s \beta S \quad (6)$$

бу ерда: S -ёритиладиган юза. Ёруғлик таъсирида юзага кеувчи f -токнинг таъсирида р-соҳа мусбат, п-соҳа манфий зарядлана бошлайди. Элементнинг электродлари орасида потенциаллар фарқи юзага келади.

Бунинг натижасида электронларнинг п-соҳадан р-соҳага ва ковакларнинг р-соҳадан п-соҳага инжекцияси бошланади. Бунда I_k кўшимча ток I_ϕ фотонга қарши йўналган бўлади. Идал диод учун бу фотон куйидагига тенг бўлади.

$$j = j_s (\exp \alpha U - 1) \quad (7)$$

$$J_s = \frac{e D_p P_n}{L_n} + \frac{e D_n n_p}{L_n} \quad (8)$$

Натижада ажраган электронлар ўртасида V_0 кучланиш вужудга келади. Бунда диоднинг тўла токи нолга тенг бўлади. $I^*_{is} + i_g^* = 0$ Агар фотоэлементнинг электродларнинг ташқи занжирга уланган бўлса у ҳолда улар орасидаги U кучланиш, V_0 дан кичик бўлади ва i_i ва i_g лар энди бир

бирларини компенсацияламайдилар. Шунинг учун ҳам занжирда ток вужудга келади.

$$I^* i_i - i_g * i_T - i_s - (e^{\alpha U} - 1)(9)$$

Бу ерда $\alpha = e/kT$ ва i_s – тўйиниш токи

Бу муносабат вентиль фотоэлементлар назариясида асосий формула ҳисобланади.

Қуёш энергисини электр энергиясига айлантирувчи фотоэлементларнинг физик асослари.

Потенциал тўсиқ ёнида электрон ва коваклар генерацияланиш натижасида юзага келадиган фотоЭЮК вентиль фотоЭЮК деб айтилади. Яъни p-n-ўтишлар ёритилганда вентиль фотоЭЮК юзага келади. Бу ерда p-n-ўтишдаги вентиль фото ЭЮКни кўриб чиқамиз. Фотозаряд ташувчи p-n-ўтиш ёнида генерацияланаётган бўлсин, у ҳолда p-n-ўтишдаги ички майдон таъсирида ($e^* < x < 0$) соҳада вужудга келган электронлар ўтиш ёнидаги ($-\ln^* - rd < x < -\ln^*_n$) юпқа қатламга тўпланди. Бунга сабаб электронларнинг n-соҳаси асосий заряд ташувчи эканлигидир. n-соҳада юзага келган коваклар қисман ички майдон таъсирида p-соҳага тартибли кетади. Қисман n-соҳага диффузия йўли билан кириб боради ва бу соҳадаги мавжуд электронлар билан биргаликда квазинейтрал пакет ҳосил қилади. Худи шунга ўхшаб, p-соҳада вужудга келган коваклар $X^* I^*_p$ атрофида r_d -қалинликда тўпланади, электронлар эса n-соҳага қисман тортилади, ҳамда p-соҳага диффузияланиб у ерда коваклар билан квазинейтрал пакет ҳосил қилади.

Ўтиш қатламида зоналараро генерация содир бўлади деб қараб ($\delta_n = \delta_p$) рекомбинацияни ҳисобига олмаган $-e^* < x < 0$ қатламда вақт бирлигида генерацияланаётган фотозаряд ташувчилар $\delta n_n = \delta p_p$ қуйидагича

таксимланади. δn_n ва δp_p электрон ва коваклар n-соҳада қолади. δp_{n+} коваклар эса p-соҳага ўтади ($\delta p_{n+} \delta p_{n+}^* \delta p_n$).

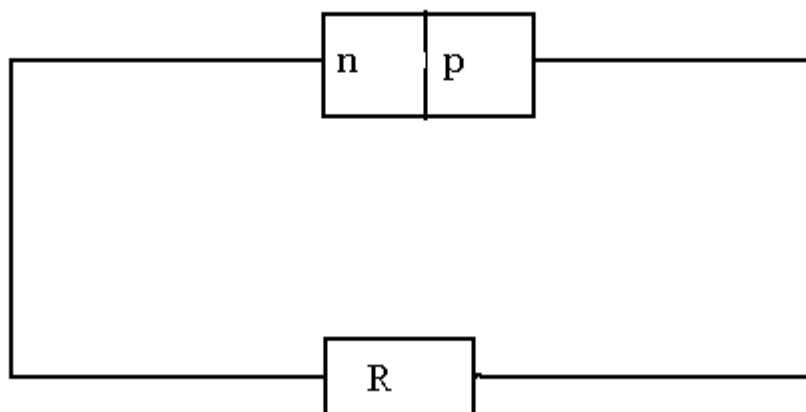
Худи шундай $0 < x < e_p^*$ қатламида пайдо бўлган δp_p коваклар p- соҳада қолади. δn_p -электронлар n-соҳага ўтади. δn_{p+} электронлар эса p-соҳада қолади ($\delta n_p + \delta n_{p+} + \delta n_p^* \delta p_p$).

Шунинг учун ҳам n-соҳада электронлар ва δp_n –ковак бўлиб $\delta n_p \delta p_p > \delta p_n \delta p_n$ -коваклар ўзларга тенг бўлаган электронларни тўплаб квазинейтрал пакет ҳосил қилади ва n-соҳанинг ичига қараб диффузияланади ва l_p масофани ўтиб йўқолиб кетади. Бунда n-соҳа хажмий заряд қатлами ёнида $\delta n_n + \delta n_p - \delta p_n$ -электронлар қолади. Худди шунга ўхшаш жараёнлар p-соҳанинг хажмий зарядларга яқин жойлашган қатламида ҳам содир бўлади ва хажмий зарядга яқин соҳада $\delta p_p + \delta p_n - \delta n_{p+}$ коваклар бўлади.

$l_p^* - Lx < L_n$ соҳада квазинейтрал пакет ҳаракатланади ва ўзи билан δn_p –электронни ва шунга ўхшаш ковакни p-соҳанинг ичкарасига олиб кетади. Ҳажмий заряд яқинида n-соҳада тўпланган $\delta p_n + \delta n_p - \delta p_n$ -электронлар ва p-соҳада тузилган

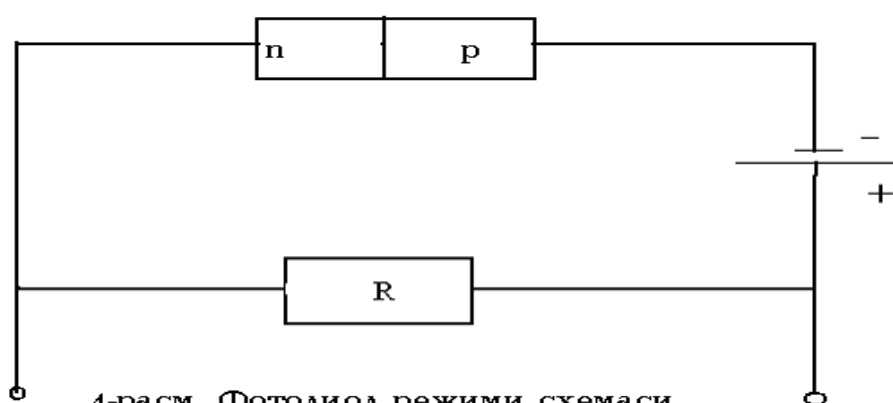
$\delta p_p + \delta p_n - \delta n_{p+}$ коваклар кўшимча потенциаллар фарқини ҳосил қилади ва буни ҳисобига ички электр майдонига қарши йўналган электр майдонини ҳосил қилади. Бунинг натижасида электронлар ва коваклар учун потенциал тўсиқнинг баландлиги камайади ва электронларнинг n-соҳадан p-соҳага ковакларнинг p-соҳадан n-соҳага (инжекцияси ортади) оқими юзага келади. Бу оқимлар хажмий заряд соҳаси яқинида электронлар ва ковакларнинг янада тўпланишини чеклайди ва нолдан фарқ қилувчи ЭЮКга эга бўлган стационар режимни юзага келишинига сабаб бўлади. Фото ЭЮКга Дембер эффекти ҳам таъсир қилиши мумкин, лекин бу эффект билан боғлиқ ЭЮК p-n-ўтишдаги ЭЮКга нисатан кўп марта кичик бўлади. Юқорда кўрган тахминдан вентиль фото ЭЮКини вужудга келиши учун қандай заряд ташувчилар ва қаерда

юзага келишига боғлиқ эмас. P-n-ўтишли фотоэлементни улашининг 2хил схемасини кўриб чиқайлик. Агар фото элемент 1-расмда кўтсатилган схемага кўра уланса у ҳолда фотоэлемент вентиль режимида ишлаётган бўлади.



3-расм.р-n-ўтишли фотодиоднинг уланиш схемаси. Вентиль режими.

Бу режимда фотоэлемент ёруғлик энергиясини электр энергиясига айлантирувчи асбоб сифатида ишлатилади. Агар фотодиодга катта тескари кучланиш берилса, диод ёритилмаган пайтда кучсиз тескари тўйиниш токи оқади. 2-рсмда фотодиод схемаси дейилади.



4-расм. Фотодиод режими схемаси.

Диод ёритилганда диоддан ўтаётган ток кескин ортиб кетади. Бунинг натижасида R қаршилиқдаги кучланиш тушуви кескин ўзгаради. Шунинг учун ҳам бу схемадан ёруғлик сигналларини регистрация қилишда фойдаланилади. Вентиль режимидаги фотодиоднинг ишини диод назарияси асосида кўрайлик. Ёруғлик бўлмаган пайтда диоддан ўтаётган тўла ток нолга тенг бўлади.

$$-J_n^n + J_n^p + J_p^n - J_p^p = 0 \quad (10)$$

Электронлар ва ковакларнинг тоқлари ҳам алоҳида-алоҳида нолга тенг бўлади.

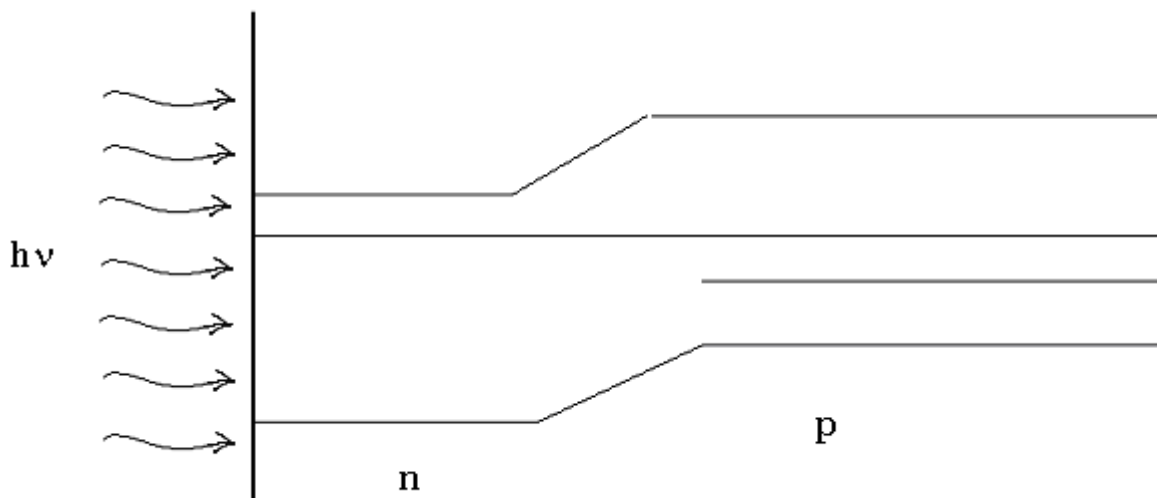
$$J_n^n + J_n^p = 0 \quad (11)$$

$$J_p^n - J_p^p = 0 \quad (12)$$

Куйидаги белгиларни киритамиз:

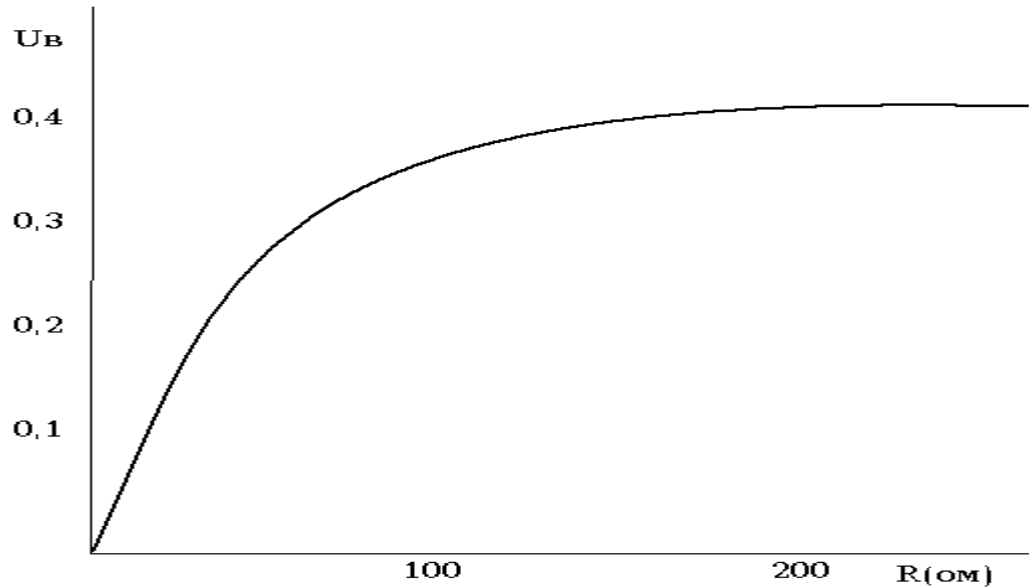
$$J_n^n = J_n^p J_{ps}; \quad J_n^p = J_p^n = J_{ps} \quad (13)$$

Энди p-n-ўтишнинг n-соҳаси ёритилган бўлсин. Бунда қўшимча j_л ҳосил бўлади. Бу ток чапдан ўнгга томон йўналган бўлади. Бу ток мувозанатни бузилишига олиб келади.



5-расмда. Вентиль фото эффект кўрсатилган.

Бунинг натижасида р-турлаги яримўтказгич мусбат, n-турдаги яримўтказгич манфий зарядланиб қолади ва потенциал тўсиқниги балиндлиги пасайади.



6-расм. Фотоэффектнинг кучланиш ва юклама орасидаги боғланиши.

Бунинг натижасида электронларнинг n-соҳадан р-соҳага ва ковакларнинг р-соҳадан n-соҳага оқими ортиб кетади. Шундай қилиб, фототок асосий заряд ташувчиларини интекция токи билан компенсацияланади.

Янги стационар режимда р-n-ўтишда ўтувчи ток яна тенг бўлиб қолади.

$$J_I + J_{ps} - J_p^n - J_n^n + J_{ns} = 0 \quad (14)$$

$$J_n^n = J_{ns} e^{\frac{-ue}{kT}} \quad (15)$$

$$J_p^p = J_{ps} e^{\frac{-u}{Tk}} \quad (16)$$

эканлиги ҳисобга олганда юқоридаги тенгликни қуйидагича ёзамиз:

$$J_I + (J_{ps} + J_{ns})(1 - e^{\frac{-eu}{T}}) = 0 \quad (17)$$

$J_{ps} + J_{ns} = J_s$ эканлигини ҳисобга олиб юқоридаги тенгликни қуйидагича ёзамиз.

$$J_I + J_s (e^{\frac{-eu}{T}} - 1) = 0 \quad (18)$$

Бундан вентиль фото ЭЮКи учун қуйидаги ифодага эга бўламиз:

$$U = \frac{T}{e} \ln\left(1 + \frac{J_s}{J_I}\right) \quad (19)$$

Умумий ҳолда занжир ташқи қаршиликка уланганда ташқи занжирдан чиқаётган ток қуйидагига тенг бўлади.

$$J = J_I - J_s (e^{\frac{-eu}{T}} - 1) \quad (20)$$

Бу муносабат фотодиоднинг умумий тенгламаси дейилади. Уни қуйидагича ёзиш мумкин:

$$U = \frac{kT}{e} \ln\left(1 + \frac{J - J_s}{J_s}\right) \quad (21)$$

Ом қонунига асосан $j = -\frac{U}{R}$ эканлигини ҳисобга олиб фотодиоднинг умумий тенгламасини ҳосил қиламиз.

$$J_I - J_s (e^{\frac{-eu}{T}} - 1) = \frac{U}{R} \quad (23)$$

Бу тенглама оддий физик маънога эга бўлиб фототок ташқи қаршилик орқали ўтувчи ток $\frac{U}{R}$ диоднинг р-н-ўтишдан ўтувчи тоқлар йиғиндисига тенгдир.

$$J_I = J_s (e^{\frac{-eU}{T}} - 1) \quad (24)$$

Қисқа туташув режимида $R \rightarrow 0$ бўлиб $|J| \gg J_s$ яъни $J \sim J_I$ бўлади. Катта қаршилиқларда эса (фото ЭЮК режими-салт юриш режими) $J \rightarrow 0$ ва $J_I \sim j_i$. Агар p-n-ўтиш носимметрик бўлса, ҳажмий заряд соҳасидаги тоқлар фақат ковақлар ($\sigma_n^n > \sigma_p^p$) оқими билан аниқланади. Бунда J_s мос равишда фақат ковақ ёки электрон ташкил этувчиларига эга бўлади ва J_s камайади. Бу эса фотодиоднинг параметрларини яхшиланишига олиб келади. Агар p-n-ўтиш диод назарияси билан тавсифланса тўйиниш тоқи қуйидаги ифодага эга бўлади.

$$J_S = J_{pS} + j_{nS} = e \left(\frac{D_p D_n}{L_p} + \frac{D_n \Pi_z}{L_p} \right) \quad (25)$$

Фотодиод режимида яна аввалгидай (9) ифода ўринли бўлади ва J учун қуйидагича бўлади:

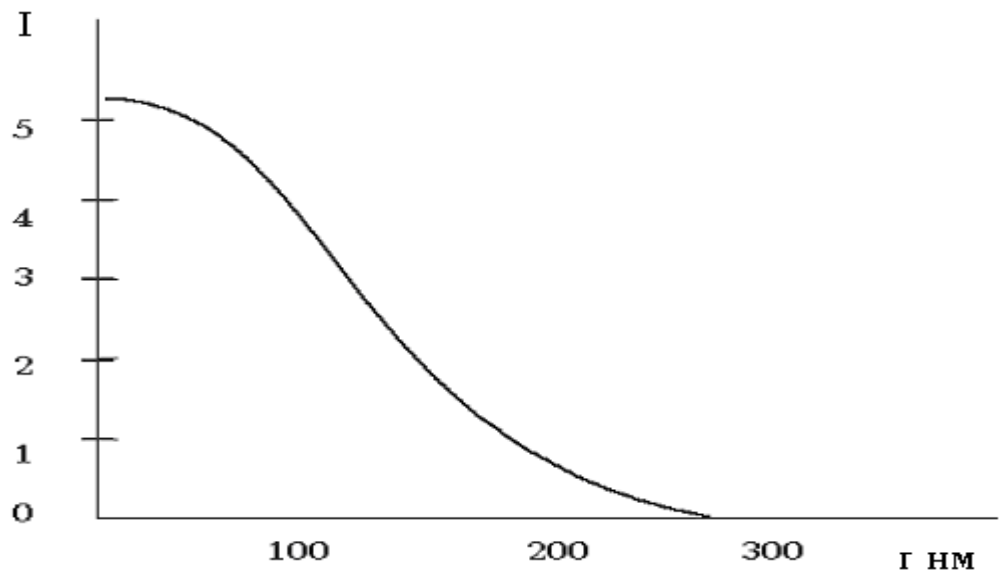
$$J * U - U_B / R \quad (26)$$

Бу ерда U_B - ток манбаи томонидан берилган ташқи кучланиш.

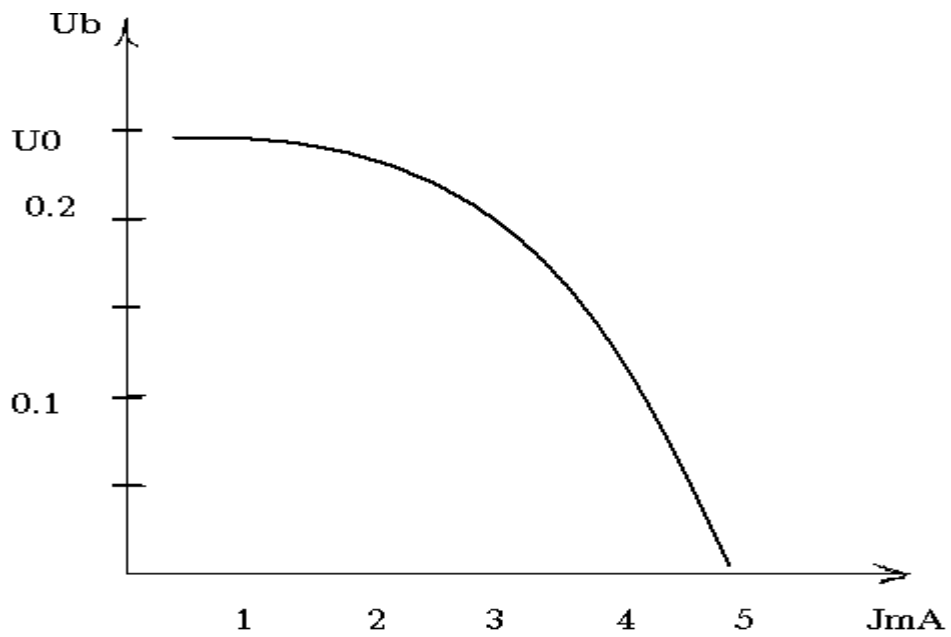
Вентиль режимда (11) ифодадан фойдаланиб U ни R га боғлиқлик графигини чизамиз. Расмда бу боғланиш германий учун келтирилган $R \rightarrow \infty$ бўлганда U ўзгармас ток ЭЮКига интилиши кўриниб турибди. Ток билан қаршилиқ орасидаги боғланиш қуйидаги қонуният билан ўзгаради.

$$R = j^{-1} \frac{T}{C} \ln \left(1 + \frac{J_I - j}{j_s} \right) \quad (27)$$

Агар p-n-ўтишда тесқари кучланиш бўлса, p-n-ўтиш фотодиод режимида ишлайди ва асосий заряд ташувчилар учун потенциал тўсиқ баландлиги кескин ортиб кетади ва диоддан ўтаётган ток асосий бўлмаган заряд ташувчилар тоқи билан аниқланади.



7-расмда а) германий учун ток кучининг қаршиликка боғлиқлиги кўрсатилган.



8-расм. Қисқа туташув токи учун U ва I орасидаги боғланиш.

$R \rightarrow 0$ да қисқа туташув токига тенг $R \rightarrow \infty$ бўлганда эса ток нолга интилади (14) ва (15) боғланишлардан фотоэлементнинг вольтампер характеристикасини чизиш мумкин. ВАХ б) расмда келтирилган. Бундай кичик тоқлар учун ташқи занжирда максимал кучланиш вужудга келиши кўриниб турибди.

Диод ёритилганда катта тескари кучланишлардаги ток тўйиниш токидан иборат бўлади.

$$J = J_S = J_{nS} + J_{ps} \quad (28)$$

Ёруғлик тушганда қўшимча асосий бўлмаган заряд ташувчиларнинг пайдо бўлиши ҳисобига ток кучи J_1 га қадар ортади.

1.4. Фотоўзгартиргичнинг фойдали иш коэффициенти.

Вентиль фото ЭЮКининг ҳосил бўлишини энергетик томондан ўрганайлик. Бир жуфт электрон ва ковакнинг ҳосил бўлиши учун $\hbar\nu$ энергия сарфланади. Бу энергиянинг қандай сарфланишини кўриб чиқайлик. Агар $\hbar\nu > E_g$ бўлса, ҳосил бўлган электрон ва ковакларнинг энергияси КТ иссиқлик энергиясидан катта бўлади. Ортиқча энергия жуда тез вақт ичида кристалл панжарага узатилади. (1ва 1” просеслар)сўнгра асосий бўлмаган заряд ташувчилар р-п-ўтиш майдони томонидан р-соҳага тортилади. Шундай қилиб, битта электрон ва ковакга мос келувчи фойдали иш коэффициенти куйидагига тенг бўлади.

$$\eta = \frac{e(U)}{\hbar\nu} \quad (29)$$

Бирор фотоэлементга тушаётган ҳамма фотонлар ҳам ютилавермайди, уларнинг маълум қисми фотоэлементдан ўтиб кетади. Бундан ташқари ҳамма ютилаётган фотонлар ҳам электрон ковак жуфтларини ҳосил қилавермайди. Чунки зоналараро ютилишдан ташқари бошқа рақобатчи механизмлар ҳам мавжуд. Шунинг учун ҳам ФИК ифодасига ёруқликнинг қайтиши ва ўтиб кетишини ҳисобга олувчи кўпайтирувчи γ -қайтариш коэффициентини киритилади. Фотон тушганда электрон ва ковакларнинг пайдо бўлиши β -квант чиқишига боғлиқ бўлади. Яна р-п-ўтишда генерацияланган асосий бўлмаган заряд ташувчиларнинг ҳаммаси ҳам р-п-ўтишга етиб келавермайди. Шунинг учун ҳам яшаш вақти давомида р-п-ўтишга кела оладиган асосий бўлмаган заряд ташувчиларнинг улишини характерловчи J_e йиғиш коэффициенти киритилади. Бундан ташқари потенциал тўсиқдан орқага қайтувчи сирқиш тоқларини ҳисобига олиш керак бўлади.

$$j_c = j_s \left(e^{-\frac{eU}{kT}} - 1 \right) \quad (30)$$

Шундай қилиб ФИК учун қуйдаги кўпайтувчи киритиш керак бўлади:

$$\frac{j_I - j_c}{j_I} = \frac{j}{j_c} \quad (31)$$

Юқоридагиларни ҳисобга олсак ФИК учун қуйдаги ифодага эга бўламиз.

$$\eta = \kappa \beta J_e \frac{j}{j_I} \frac{eU}{h\nu} \quad (32)$$

$$U = \frac{kT}{e} \ln\left(1 + \frac{J - J_s}{J_s}\right) \quad (33)$$

формуладан фойдаланиб ва $\kappa \beta J_e \delta$ белгилаш киритиб η учун қуйдаги ифодани ҳосил қиламиз.

$$\eta = \delta \frac{kT}{h\nu} \frac{j}{j_s} \ln\left(1 + \frac{j_I - (i)}{j_s}\right) \quad (34)$$

Бу ифодадан $h\nu$ қанча кичик бўлса η нинг шунчалик катта бўлиши кўриниб турибди. Иккинчи томондан $h\nu$ яримўтказгичнинг тақиқланган зона кенглиги E_g дан кичик бўла олмайди. Шунинг учун ҳам ютилаётган ёруғликнинг частотаси $\nu = E_g/h$ бўлганда ютилаётган энергиянинг иссиқлик энергиясига айланиб исроф бўлиши минимал бўлади. Бу формуладан η тока боғлиқ бўлиши яъни ФИКни юклама қаршилиги R га боғлиқлиги келиб чиқади. Бошқа параметрлар ўзгармас бўлганда ФИК нинг максимумга мос келувчи оптимал юклама мавжуд бўлади. Оптимал J_n ток кучининг қиймати $\frac{d\eta}{dj} = 0$ шартдан аниқланади яъни,

$$\ln\left(1 + \frac{j_i - (j_m)}{J_s}\right) = \frac{(j_m)}{j_s + j_I - |j_m|} \quad (35)$$

кучсиз ёритилганлик учун $j_I = |j_m| \ll j_s$ (36) бўлганда (34) формуладан қуйидаги муносабатни ҳосил қиламиз.

$$\frac{j_I - |j_m|}{j_s} = \frac{-|j_m|}{j_I + j_s - |j_m|} \quad (37)$$

(36)ни ҳисобга олсак охириги ифода қуйидагича бўлади.

$$\frac{j_I - |j_m|}{j_s} = \frac{-|j_m|}{j_s} \quad (38)$$

Бундан қуйидаги муносабат келиб чиқади:

$$|j_m| = \frac{j_I}{2} \quad (39)$$

Шундай қилиб, оптимал ток қисқа туташувининг ярмига тенг бўлади.

$$|U_M| = \frac{T}{2e} \left| \frac{j_I}{j_s} \right| \quad \text{ва} \quad (40)$$

$$R_M = \frac{|U_M|}{j_M} = \frac{T}{e|j_s|} = R_0 \quad (41)$$

Бундай оптимал ташқи юклама R_M р-н-ўтишнинг кичик кучланишларидаги қаршилигига мос келиши келиб чиқади. Умумий ҳолда j_m ва U_m ларни топиш учун (35)тенгламани ечиш керак. Умумий ҳолда уни сонил усуллар билан ечилади. Шунга қарамасдан айрим умумий хулосаларни шу ҳолда ҳал қилиш мумкин бўлади.

$$|U_M| = \frac{T}{e} \ln \left(1 + \frac{j_I - |j_M|}{j_s} \right) \quad (42)$$

ифодани ишлатиб $|U_M|$ ни қуйидагича ёзамиз:

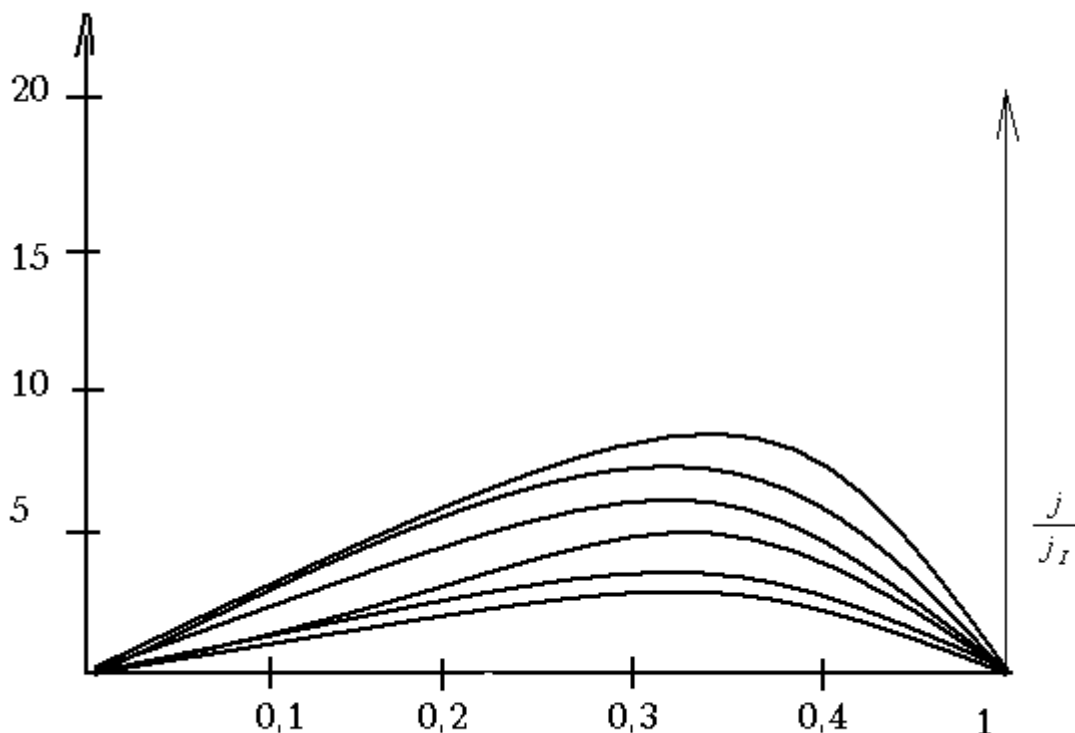
$$|U_M| = \frac{T}{e} \frac{|j_M|}{j_I - j_S - |j_M|} \quad (43)$$

Бунда $|j_M| = \frac{\frac{j_I}{j_S} + 1}{1 + e(U_M)/kT} - \frac{(U_M)}{R_0}$ (44) бу ифодадан

ёритилганликни ортиб бориши билан j_I / j_T ва eU_M / kT бирдан катта бўлаганда (j_M) j_I га яқинлашиб боради. (35) ифоданинг графигини анализи хам ана шу натижага олиб келади. Турли ёритилганликлар учун η га боғлиқлиги расмда келтирилган. абсисалар ўқида j / j_I қўйилган ордината ўқларига эса

$$\eta = \frac{eU}{T} \frac{j}{j_I} = \frac{h\nu}{T} \frac{n}{\delta} \quad (45)$$

Параметр сифатида j_I / j_S қабул қилинган $1 - j_I / j_S \sim 2 \cdot 10^{-2}; 3 \cdot 10^{-2}; 4 \cdot 10^{-3}; 5 \cdot 10^{-6}; 6 \cdot 10^{-9}; 7 \cdot 10^{-12}$. 9- расмда ёруғлик интенсивлиги ошиши билан ФИКни ортириш кўриниб турибди. Бунда η нинг максимуми катта тоқлар соҳасига силжийди. Кичик ёритилганликлар учун (j_I / j_S кичик) η нинг максимум тоқининг $j^* j_I / 2$ қийматига мос келса j_I / j_S нинг ортириш билан j_I га интилади.



9-расм. Ёруғлик интенсивлиги ФИК орасидаги боғланиш графиги.

Ёруғлик интенсивлиги ошганда η нинг ортиши сабабини қуйидагича тушинтириш мумкин. Мувозанатда бўлмаган зарядларни ҳосил қилиш учун $h\nu$ энергия сарфланади. Бу энергия асосан панжарани қизишига ва ташқи занжирдан иш бажаришга сарфланади.

Ёруғлик интенсивлиги ортиши $e(U)$ ни ортишига ва фойдали ишни ортишига олиб келади. Бундан ташқари ёруғлик интенсивлигининг ортиши билан заряд ташувчиларнинг тескари сирқиш токининг ортишига олиб келади. $\eta = \frac{j}{j_I}$ га боғлиқлиги тажриба натижалари билан

солиштирилганда $\frac{j_I}{j_S} \leq 10$ бўлганда назария билан эксперимент яхши мос

келиши аниқланди. $\frac{j_I}{j_S} > 10$ бўлганда эса тажриба натижалари билан

мос тушиши фақат токнинг кичик қийматларидагина кузатилади. Юкламанинг кичик қийматларидаги назария билан тажрибанинг бир биридан четлашуви диоднинг ўзини контакларининг хусусий қаршиликларини таъсирида вужудга келади. Қуйидаги расмда узликсиз чизиклар назария, нуқталар эса экиспремент ҳисобланади.

2-БОБ. ЯРИМЎТКАЗГИЧ СИРТОЛДИ СОҲАЛАРИДА ФОТОВОЛЬТАИК ВА ФОТОМАГНИТ ЭФФЕКТЛАР

Ушбу бобда ёруғлик таъсирида генерацияланаётган электрон ва коваклар ёритилаётган сиртдан қайтишини намунада юзага келувчи кўндаланг фотокучланишларга таъсири ўрганилади. заряд ташувчиларнинг югуриш йўли катта бўлган юқори Омли яримўтказгичларда сиртдан қайтган заряд ташувчиларнинг реактив фото ЭЮКи Дембер фотокучланишлардан катта бўлиши мумкинлигини кўрсатган. Яримўтказгич парда сиртининг микрорельефини реактив фотокучланишларга таъсири ўрганилади.

Сиртнинг маълум рельефида қия чанглатилган юқори Омли яримўтказгич пардаларида сиртдан қайтган заряд ташувчиларнинг реактив фотоЭЮКи фотокучланишларнинг аномал катта қийматларини (АФК) тушунтириб бера олиши кўрсатилган. АФК- эффектнинг янги механизми таклиф қилинган.

2.1. Яримўтказгич пардаларида реактив фото ЭЮК билан боғлиқ бўлган аномал катта фотокучланишлар.

Яримўтказгичларни ёритилганда юзага келувчи фотоЭЮКлар яримўтказгичнинг ичида потенциал тўсиқларнинг мавжудлиги ёки ташқи катор фотогальваник эффектлар заряд ташувчиларини эргаштириб кетиши, баллистик фототоклар, реактив фотоЭЮКлар билан боғлиқдир. Кейинги эффектларнинг юпқа яримўтказгич пардаларда ҳосил бўладиган фотоЭЮКларига таъсири етарлича ўрганилмаган.

Бу ерда биз фотоэлектронларнинг сиртидан қайтишини юпқа пардаларда ҳосил бўлувчи фото ЭЮКларга таъсирини ўрганамиз.

2.2. Реактив фотоэлектр юритувчи куч.

Ёруғлик яримўтказгич сиртида кучли ютилаётган бўлсин. Агар ютилаётган фотон энергияси $\hbar\omega$ тақиқланган зона кенглиги E_g дан катта бўлса, ҳосил бўлган электрон ва ковакларнинг энергия ва импульслари иссиқлик мувозанатидаги заряд ташувчилар энергия ва импульсларидан катта бўлади. Пароболик зоналар учун ютилаётган фотон энергияси $\hbar\omega$ ва ҳосил бўлган электрон ва коваклар тезликлари v_e ва v_h қуйидаги муносабат билан боғланган. [75]

$$V_{e,hK} \pm \frac{2}{3} \frac{\sqrt{2}}{m^*} \frac{R}{Pa_e} (\hbar\omega - E_g)^{1/2} \quad (2.1)$$

m^* $(m^{-1}eKm^{-1}e)^{-1}$, $a_{BK} \frac{E\hbar^2}{e^2 m^*}$ - экистоннинг Бор радиуси.

Икки зонали радиус учун

$$P^2_K \frac{3E_g}{4m^*}, \quad m_e K m_h K 2m^* \quad \text{ва}$$

$$V_{eK} - V_{hK} \frac{2\sqrt{2}}{3\sqrt{3}} \frac{R}{a_e} \left(\frac{\hbar\omega - E_g}{E_g} \right)^{1/2} \quad (2.2)$$

R константа одатда $R \approx \frac{h}{m_0} - 1 \frac{cm^2}{c}$ тартибда бўлади. Бу ерда

m_0 -эркин электрон массаси. Бундан электрон ва ковакларнинг ярми сиртга қолган ярми ҳажмга томон маълум тезлик билан йўналган бўлади.

Сиртдан эркин югуриш йўли масофасидан кичик масофаларда генерацияланган электрон ва коваклар сирт томонга йўналган бўлса сиртдан қайтади ва улар ҳам сиртдан ҳажимга томон йўналган оқим ҳосил қилади. Шундай қилиб, қалинлиги эркин югуриш йўли узунлиги тартибда бўлган сирт олди қатламида сиртдан ҳажмга қараб йўналган катта тезликка эга бўлган электрон ва ковакларнинг оқими ҳосил бўлади. Бу оқим сиртдан ҳажмга қараб йўналган ток зичлигини ҳосил қилади. Бу ифода қуйидагича:

$$j = e(v_e \tau_e - v_h \tau_h) \frac{Ik}{\hbar \omega} \quad (2.3)$$

Бундай тоқлар реактив фототоқлар дейилади ёки худди шундай баллистик фототоқлар ҳам дейилади [73,74].

Сиртдан узоқланиш билан сочилиш ҳисобига электрон ва ковақлар ўзларининг йўналган тезликларини йўқотиб борадилар. Натижада заряд ташувчиларнинг токи камайиб боради. Қайтган ташувчиларнинг баллистик фототоққа ҳисса қўшувчи қатлам қалинлиги эркин югуриш йўли тартибида бўлади. Электронлар локал сатихлардан ўтказувчанлик зонасига уйғотилганда фақат битта заряд ташувчилар токи ҳосил бўлади.

Сиртдан қайтган заряд ташувчиларнинг ҳосил қилган ЭЮКини баҳолайлик. Сирт олди соҳасидаги фотоэлектронлар токи қуйидагича бўлади:

$$i_e = \sigma E + ekIv_e \tau_h \quad (2.4)$$

Бу ерда: δ -намунанинг ўтказувчанлиги, ϑ_e -ёруғлик таъсирида вужудга келган электронларнинг тезлиги, k -ёруғликнинг ютилиш коэффиценти. Салт югуриш режимида майдон кучланганлиги учун қуйидаги ифодани ҳосил қиламиз:

$$E = \frac{kIv_e \tau_e}{\sigma} \quad (2.5)$$

Кучсиз интенсивликларда сиртдан қайтган электронларнинг реактив фото ЭЮКини ҳисоблайлик.

$$U_e = -\int_0^L E dx = \int_0^L \frac{kI\tau_e v_e dx}{\sigma} = \frac{kI\tau_e v_e l_e}{\sigma} = kI\tau_e v_e \frac{l_e}{L} RS \quad (2.6)$$

Бу ерда:

$$I = I_0 e^{-kx} \quad \frac{1}{\sigma} = \rho = \frac{RS}{l_e}$$

R-намунанинг қаршилиги, S-плёнканинг кўндаланг кесим юзи, l_e - электронларнинг эркин югуриш йўли, L-намунанинг қалинлиги.

$$U_{\varepsilon} = -\int_0^d E dx = \frac{kI_e}{\sigma_e \sigma_h} (v_e \tau_e l_e - v_h \tau_h l_h) \quad (2.7)$$

Агар зоналараро генерация кетаётган бўлса фотоэлектрон ва коваклар мос равишда ва τ_e ва τ_h - эркин югуриш йўлларига эга бўладилар. У ҳолда реактив v_e ва v_h тезликларда ток қуйидаги кўринишга эга бўлади:

$$i_r = kI_e (\mathcal{J}_e \tau_e - \mathcal{J}_h \tau_h) \quad (2.8)$$

Тўла ток зичлиги ўтказувчанлик ва баллистик тоқлар йиғиндиларидан иборат бўлади:

$$i = \sigma E + kI_e (\mathcal{J}_e \tau_e - \mathcal{J}_h \tau_h) \quad (2.9)$$

Бу ерда $\sigma = \sigma_e + \sigma_h$, σ_e ва σ_h - электрон ва ковакларнинг ўтказувчанлиги.

Қисқа туташув режимида $E \neq 0$ ва i_{sh} қисқа туташув тоқи i_r реактив токка тенг бўлади.

$$i_{sh} = i_r$$

Салт юриш режимида $i \neq 0$ ва электр майдон кучланганлиги Қуйидагича бўлади.

$$E = \frac{kI_e (\mathcal{J}_e \tau_e - \mathcal{J}_h \tau_h)}{\sigma_e + \sigma_h} \quad (2.10)$$

Бунда: $\mathcal{J}_e = \mathcal{J} e^{-\frac{x}{e_E}}$ $\mathcal{J}_h = \mathcal{J} e^{-\frac{x}{e_v}}$

намунада генерацияланаётган ЭЮКини ҳисоблайлик:

$$U_e = -\int_0^d E dx = \frac{kI_e}{\sigma_e \sigma_h} (v_e \tau_e l_e - v_h \tau_h l_h) \quad (2.11)$$

Бу ерда: l_e ва l_h -электрон ва ковакларнинг эркин югуриш йўли.

Шундай қилиб, ёруғлик таъсирида генерацияланаётган реактив ЭЮКи ёруғлик интенцивлигига тўғри пропорционал бўлиб, электронлар ва ковакларнинг тезликлари, эркин югуриш вақтлари ва эркин югуриш йўллари билан аниқланар экан.

2.3. Реактив ЭЮКни Дембер ЭЮКси билан солиштириш.

Реал шароитда сиртдан қайтган фотоэлектронларнинг реактив ЭЮКи бошқа турдаги ЭЮКлардан ажратиб олиш зарур бўлади. Тажрибада реактив фотоЭЮК Дембер ЭЮКси ва сирт ЭЮКси билан бир вақда намоён бўлади. Шунинг учун ҳам реактив ЭЮКнинг каттталигини баҳолаш учун уни Дембер ЭЮК билан солиштирайлик.

Дембер ЭЮКни n турдаги яримўтказгичда кўрайлик. Намунадаги туткичларнинг концентрациялари кичик $\delta m = \delta p$ ва ёритилаётганлик ҳам кучсиз бўлсин. U ҳолда ёритилгандаги электр ўтказувчанлик σ - коронғуликдаги электр ўтказувчанликдан кам фарқ қилади ва Дембер ЭЮК учун қуйидаги ифодага эга бўламиз:

$$U_D = \frac{e}{\sigma_0} (D_e - D_h) (\delta P(d) - \delta P(0)) \quad (2.12)$$

Агар намунанинг қалинлиги d диффузия узунлиги L_D дан катта бўлса $p(d) \ll \delta p(0)$ бўлади ва $\delta P(d) \approx \frac{L_D I}{D(I+S)}$ бу ерда $S = \frac{sL}{D}$ -сирт рекомбинатциясининг ўлчамсиз тезлиги, D -амбиполяр диффузия коэффиценти.[1] Шундай қилиб, Дембер кучланиши учун қуйидаги ифодани оламиз.

$$U_D = -\frac{e}{\sigma_0} \frac{D_n D_p}{D_p} L \frac{I}{I+S} = \frac{e}{\sigma_0} (\epsilon - 1) L \frac{I}{I+S} \quad (2.13)$$

бу ерда $\epsilon = \frac{D_n}{D_p}$

Реактив фото ЭЮКни Дембер ЭЮКсига нисбати U_b/U_d ни баҳолайлик. Буни баҳолаш учун U_b ни қуйидагича тартибда олайлик:

$$U_e = \frac{kIe}{\sigma} g_e \tau_e l_e \quad (2.14)$$

У ҳолда U_b/U_d учун қуйидаги ифодани оламиз:

$$\frac{U_e}{U_D} = \frac{KD_e \tau_e l_e}{(b-1)} (I + S) = k \frac{l^2}{L} \quad (2.15)$$

Агар $l^2 \succ \frac{L}{K}$ шарти бажарилса реактив ЭЮК Дембер ЭЮКсидан

катта бўлар экан. Шундай қилиб, фақат кучли ютилувчи ёруғлик билан ёритилган заряд ташувчилар ктарлича каттаюгуриш йўлига эга бўлган яримўтказгичларда реактив фотоЭЮК Дембер фотоЭЮКдан катта бўлиши мумкин экан. Юпқа яримўтказгич пардаларида реактив фото ЭЮК, афтидан, бошқа турдаги фото ЭЮКлар билан бир вақтда кузатилади ва тажриба натижаларини таҳлил қилишда адашиб Дембер фото ЭЮК деб нотўғри талқин қилиш мумкин.

2.4. Аномал катта фотокучланишлар.

Ярим қия чанглатилган яримўтказгич пардалар оқ ёруғлик билан ёритилганда яримўтказгичнинг тақиқланган зонаси кенглигидан катта қийматга эга бўлган фотокучланишлар вужудга келади. Бундай кучланишлар аномал катта фотокучланишлар дейилади (АФК-эффект). Бу эффект жуда кўп яримўтказгичларда (Si,Ge) ва қатор яримўтказгич бирикмаларда (PbS, CdTe, ZnS, Sb₂Se₃) кузатилган [2,3].

Аномал катта фотокучланишлар кузатиладиган яримўтказгич пардалар одатда вакуумда қия чанглатиш йўли билан олинади (изоляцияловчи таглик буғ оқимиға ўткир бурчак ҳосил қилиб жойлаштирилади). АФК эффект намунани ўстириш усулиға, тагликка нисбатан чанглатиш бурчагига, парданинг қалинлигига, вакуум муҳитдаги газнинг таркиби ва босимиға боғлиқ бўлади. Бундан ташқари парда чанглатилаётган тагликнинг моддасига ва унинг сиртини ишланиш усулиға ҳам боғлиқдир.

Бундай аномал ҳодисани тушунтириш учун бир қатор моделлар таклиф қилинган [17,19]. Дастлаб АФК эффектни вакуумда қия чанглатиш йўли билан олинган CdTe бирикма пардасида Пенсэк ва Голдстайнлар кузатишган. Улар намунада ҳосил бўлган юзлаб вольтли кучланишларни кетма-кет уланган (p-n-p-n-p-n..) p-n ўтишларда ҳосил бўладиган кучланишларни йиғиндиси деб тушунтиришган (9-расм).

ZnS монокристаллида кузатилган АФК эффектни кристаллда мавжуд бўлган нуқсонлар йиғмаси орқали изоҳлаши мумкин. Маълумки ZnS монокристалли икки хил: кубик ва гексогонал модификацион тузилишга эга. Бу икки тузилиш чегараларини потенциал тўсиқ сифатида қараш мумкин ва кўплаб бундай потенциал тўсиқларда ҳосил бўладиган кучланишлар йиғиндиси аномал катта кучланишларни беради деб ҳисоблаш мумкин [14].

Э.И Адирович ва унинг ходимлар қия чанглатиш йўли билан олинган аррасимон тишли CdTe пардаларда $V_{\text{афк}} \approx 100 \div 500$ В гача бўлган катта кучланишларни кузатишган (9-расм). Уларнинг моделига кўра p-n-ўтишлар кетма-кетлиги намунанинг бутун ҳажми бўйлаб эмас, балки намунанинг сиртида (ҳар бир тишда биттадан p-n-ўтиш) жойлашган бўлади. Қолган ҳажми эса фотовольтаик актив бўлмаган фотоўтказувчан шунтдан иборат бўлади деб фараз қилишган.

Умумий ҳолда ҳозирги кунда АФК эффектни намуналарда кўплаб сондаги потенциал тўсиқлар кетма-кетлигида ҳосил бўладиган фотокучланишларнинг йиғиндиси сифатида изоҳлаб келинмоқда.

Бироқ юқоридаги барча моделлар маълум бир фаразларга таянганлиги сабабли (ҳар қандай вазиятда) АФК эффектни ҳосил бўлишини тўлиқ тушунтириб бера олмайди.

Бошқа томондан маълумки, [20,22] балластик ва реактив фототоклар яримўтказгичда генерацияланаётган фотоэлектр юрутувчи кучларга ўз таъсирини ўтказиш мумкин. Бироқ АФК эффектни тушунтириш учун ханузгача балластик ва реактив фото ЭЮКлар жалб қилинмаган. Ушбу бўлимнинг мақсади реактив фотоЭЮКни қия чанглатилган ярим ўтказгич пардаларда сиртнинг микрорельефи қия тишли шаклга эга бўлган ҳоллар учун реактив фотоЭЮК ҳисобига юпқа ярим ўтказгич пардаларида аномал катта фотокучланишларни ҳосил бўлишини тушунтириб беришдан иборатдир.

Фото электроннинг битта тишли сирт элементида қайтиш йўли эркин югуриш йўлидан кичик бўлсин. Ёруғлик кучли ютилсин ва заряд ташувчилар тишли элементнинг юқориги қисмида генерациялансин деб фараз қилайлик. Агар ютилаётган фотон энергияси тақиқланган зона кенглигидан етарлича катта бўлса, фотоэлектронларнинг тезликлари кўп марта каттга бўлади. Заряд ташувчилар тишли элементнинг юқори қисмида генерацияланганда ҳар қандай бошланғич тезлигининг йўналишидан қатъий

назар электронлар тишли элементдан ҳажмга отилиб чиқа бошлайдилар. Тишли элементдан чиқаётган заряд ташувчилар тезликларининг ўртача йўналиши асосан тишли элемент бурчак биссектрисаси бўйлаб йўналган бўлади. Тишли элементнинг бурчакдан отилиб чиқаётган фотоэлектронларнинг тезликлар бўйича тақсимооти қандай бўлишидан қатъий назар реактив токнинг таглик сиртига параллел ташкил этувчи $i_{\text{BK}} \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} j(\varphi) \cos \varphi d\varphi$ бўлади. Бу ерда: $j(\varphi)$ -тиш элементдан ҳажмга йўналган реактив фототокнинг бурчак бўйича тақсимооти, φ_1 ва φ_2 -тишли элемент сиртларининг таглик билан ҳосил қилган бурчаги. (10-расм).

Эркин югуриш йўли тартибидаги сиртолди қатламида, сиртда генерацияланган фотоэлектронларнинг реактив фототоки мавжуд бўлади. Бу реактив балластик токнинг таглик сиртига параллел этувчиси қуйидагига тенг бўлади:

$$i_{\text{BK}} = keI(\mathcal{G}_e \tau_e - \mathcal{G}_h \tau_h) \cos \varphi \quad (2.4.1)$$

Бу ерда I -заряд ташувчиларнинг генерациялаш интенсивлиги, k -ёруғликнинг ютилиш коэффиценти. $\mathcal{G}_e \mathcal{G}_h$ -фотоуйғонган электрон ва ковакларнинг тезликлари, $\tau_e \tau_h$ -электрон ва ковакларнинг импульси бўйича эркин югуриш вақтлари, φ -сиртдан чиқаётган электрон ва ковакларнинг ўртача тезлик йўналиши билан сиртга ўтказилган нормал орасидаги бурчак (10-расм).

Баллистик токнинг сиртга нормал ташкил этувчиси қуйидаги кўринишга эга бўлади:

$$j_{\text{BK}} = keI(\mathcal{G}_e \tau_e - \mathcal{G}_h \tau_h) \sin \varphi \quad (2.4.2)$$

тўла токнинг зичлиги қуйидагига тенг бўлади:

$$j = \sigma E + j_{\text{BK}} \quad (2.4.3)$$

Бу ерда

$$i_{BX} = keI(\mathcal{G}_e \tau_e - \mathcal{G}_h \tau_h), \quad (2.4.4)$$

σ -намунанинг ўтказувчанлиги, E-электр майдонинг кучланганлиги.

Намунанинг кўндаланг кесимидан ўтаётган тўла ток куйидагича бўлади:

$$J = \int_S j_x ds = \int (\sigma E_x + j_{Bx}) ds \quad (2.4.5)$$

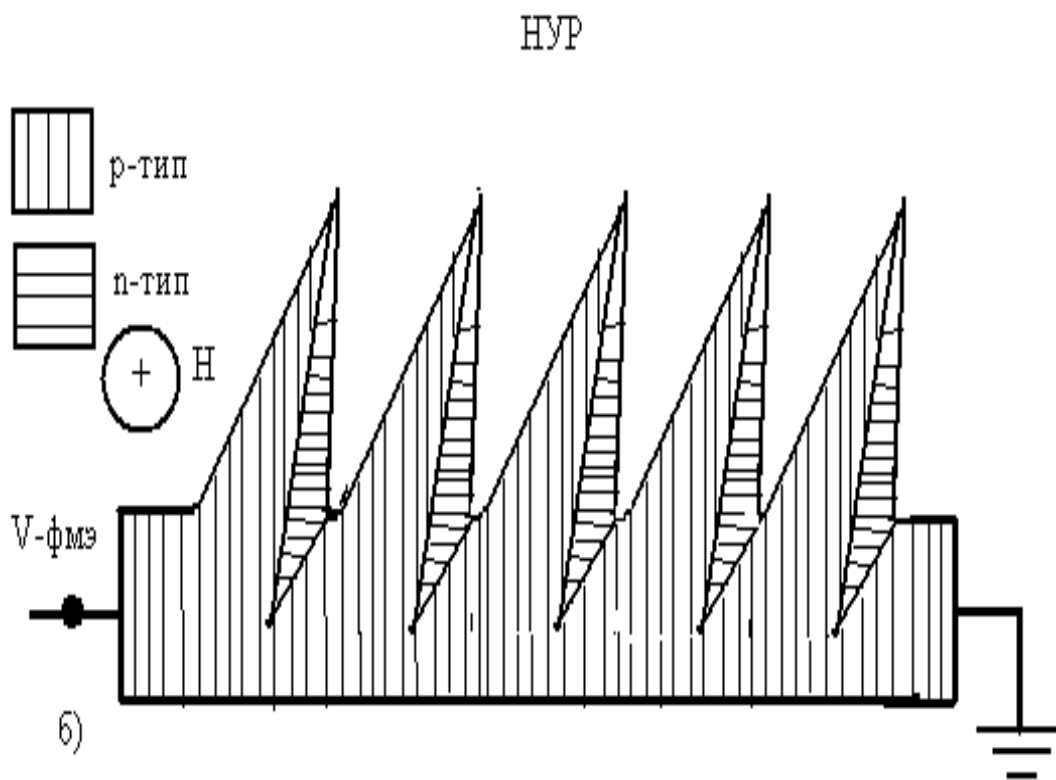
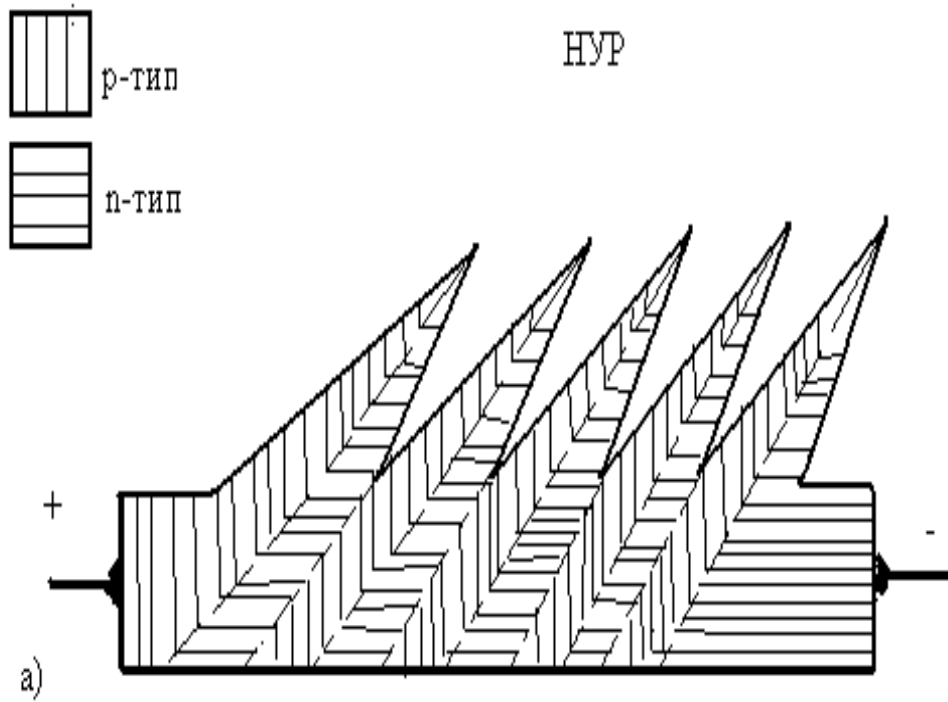
Бу ерда интеграл намунанинг кўндаланг кесими бўйича ўтаётган токдан сирт бўйича олинади.

Электр майдон ва ток зичлигининг намуна ичидаги тақсимланишини кўриб чиқайлик. Максвелл тенгламасига асосан $\text{rot}E=0$, бунда

$$\text{rot}E = \frac{dE_y}{dx} - \frac{dE_x}{dy} = 0 \quad (2.4.6)$$

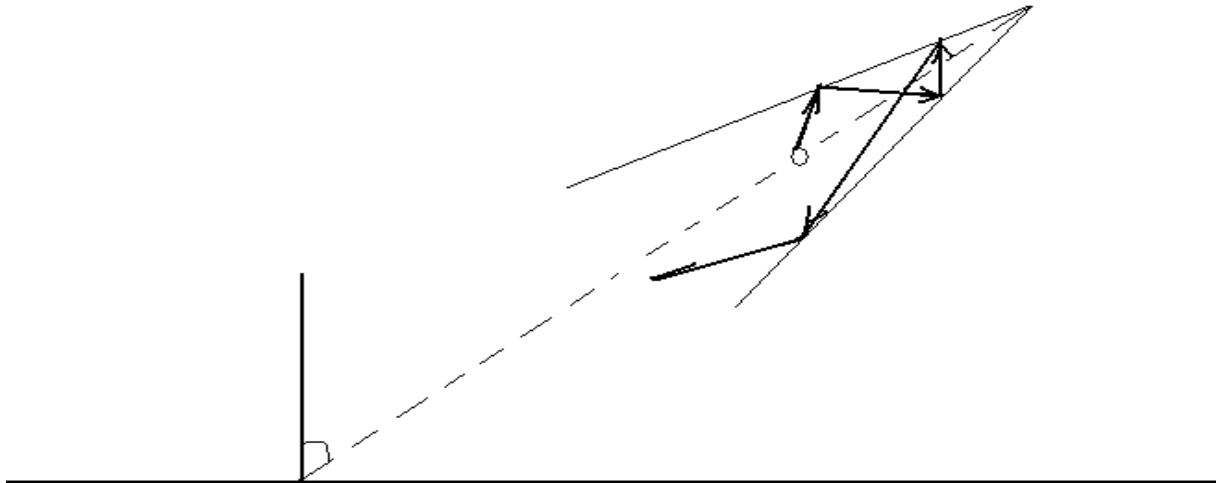
Парданинг узунлиги ҳар доим унинг калинлигидан кўп марта катта эканлигини ҳисобга олсак, E_y ни X га боғлиқ эмаслиги келиб чиқади. Яъни $\frac{dE_y}{dx} = 0$, у ҳолда (2.4.7) га асосан бўлади. Бундан куйидаги муҳим хулоса келиб чиқади, узун намуналар учун электр майдонинг бўйлама ташкил этивчиси у га боғлиқ эмас экан.

Узун намуналарнинг ичида токнинг ташкил этувчиси нолга тенг бўлади:

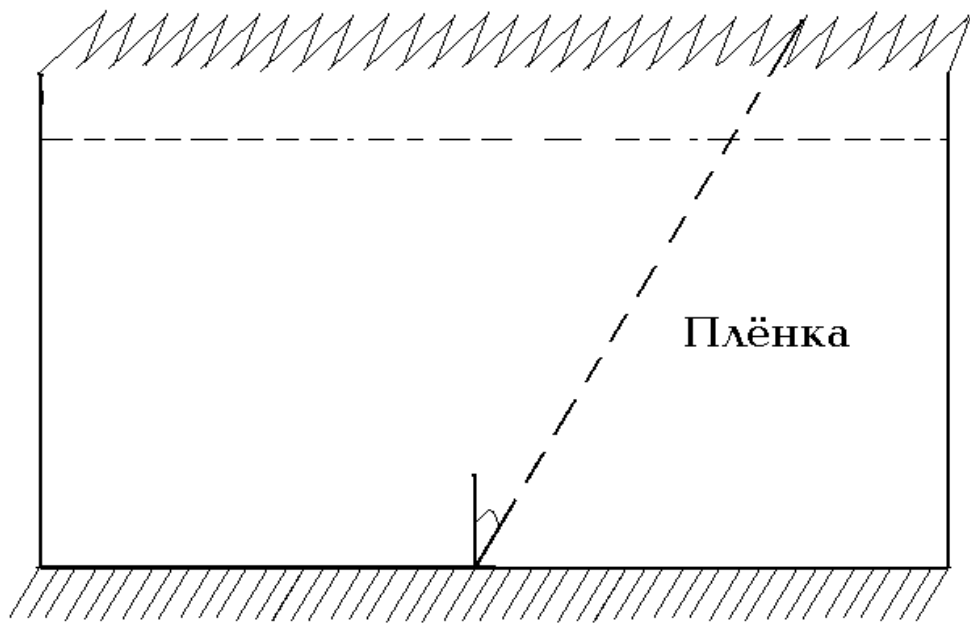


CdTe-пардасида АФК модели.

а) Я.Тауц модели бүйича [14], б)Фотоўтказувчан шунт модели[2]



a)



Таглик

б)

10-расм. Реактив фотоЭЮК хисобиға юзага келувчи АФК схематик кўриниши.

а) Фотоэлектронларнинг ўткир қиррадан $00 \sim \varphi$ ўқига йўналишда учиб чиқади. б) Ўткир қиррадан учларида генерацияланган фотоэлектрон ва фотоковаклар юқори сиртдан плёнка сирти нормалига φ бурчак остида учиб чиқишади.

$$J_y = \sigma E_y + j_{By} = 0 \quad (2.4.8)$$

$$\text{Бундан} \quad E_y = \frac{j_{By}}{\sigma} = \frac{keI(\mathcal{G}_e \tau_e - \mathcal{G}_n \tau_n) \sin \varphi}{\sigma} \quad (2.4.9)$$

Бу майдон сиртига тик йўналган бўлиб, эркин югуриш йўли қалинлигидан сирт олди қатламидагина нолдан фарқи бўлади ва В.И.Беленичер ва С.М.Рўвкинлар[21] томонидан айтиб берилган реактив ЭЮКга олиб келади.

$$\frac{dE_x}{dy} = 0 \quad \text{ёки} \quad E_x = \text{const} \quad (2.4.10)$$

Токларнинг намуна ичидаги тақсимотини таҳлил қилайлик. Узун ва юпқа пластинка учун намунанинг охиридан плёнканинг қалинлигига ёқин масофадан бошлаб ток зичлиги фақат баллистик ток билан аниқланади.

$$J_X^{sh} = j_{XB} = j_{Xb}(y) \quad (2.4.11)$$

Ташқи занжирда қаршилик ёки кучланиш манбаи бўлган яна майдон токи ҳам қўшилади ва X ўқи бўйлаб ток зичлиги қуйидагича бўлади:

$$J_X(y) = \sigma E_x + j_x^{hs}(y) \quad (2.4.12)$$

намунага ташқи кучланиш қўйилмаганда баллистик ток билан электр майдон токлари йўналиш жихатдан қарама-қарши бўлади.

Салт эриш режимида E ни Y га боғлиқ бўлмаганлиги сабабли ёритилаётган сирт ёнида баллистик ток асосий роль ўйнаса намунанинг ички ва пастки томонида майдон токи ҳал қилувчи аҳамиятга эга бўлади.

Баллистик ва майдон тоқларининг қарама-қарши эканлигини эътиборга оладиган бўлсак, намунада уюрмали тоқларнинг вужудга келиши аниқ бўлади. Бундай шароитларда пластинка магнит моментига эга бўлади. Пластинка магнит моментини фотомагнит эффектини аниқлагандай ўлчаб, тоқларни аниқлаш мумкин бўлади.

Фотоэлектронларнинг баллистик ҳаракати билан боғлиқ бўлган кўндаланг кучланишларни ҳисоблайлик. Қисқа туташув тоқи ва ЭЮК қуйидаги муносабат билан боғланган:

$$U = i^{sh} R \quad (2.4.13)$$

Бу ерда: $i^{sh} = \int j^{sh} ds$ -қисқа туташув тоқи. R -намунанинг тўла қаршилиги. Кучсиз ёритилганликлар учун намунанинг қаршилиги ўзгармайди.

$$R = \rho_0 \frac{a}{S} = \rho_0 \frac{a}{ds} \quad (2.4.14)$$

a -намунанинг узунлиги, s -унинг қалинлиги, ва d -парда қалинлиги. Реактив фототоқлар ҳисобига ҳосил бўлиувчи қисқа туташув тоқини баҳолайлик:

$$\begin{aligned} i^{sh} &= \int I_x^{sk} dx = kc \int el [\mathcal{G}_e \tau_e \exp(-y/l_e) - \mathcal{G}_h \tau_h \exp(-y/l_h)] \sin \varphi dy = \\ &= kcel (\mathcal{G}_e \tau_e l_e - \mathcal{G}_h \tau_h l_h) \quad (2.4.15) \end{aligned}$$

бу ерда l_e, l_h -электрон ва ковақларнинг эркин югуриш йўллари.

(2.4.12),(2.4.15) ифодаларни (2.4.13) ифодага қўйиб намунада генерацияланувчи кучланиш учун қуйидаги ифодани ҳосил қиламиз:

$$\begin{aligned} U &= eI (\mathcal{G}_e \tau_e l_e - \mathcal{G}_h \tau_h l_h) \sin \varphi \rho_0 \frac{a}{\alpha} \approx keI \mathcal{G}_e \tau_e \rho_e \frac{a}{d} \\ (2.4.16) \end{aligned}$$

Бу ифодани баҳолайлик $K_1 10^2$; $\frac{a}{d} \sim 10^5$

баҳолайлик.

$$I \approx 10^{21} (\text{мс})^{-1}; \mathcal{G}_e \tau_e \approx 10^{-7} \text{ м}; \rho_0 = 10 \text{ ом.м}$$

У ҳолда плёнкада генерацияланаётган ЭЮК $U \approx 10\text{В}$ тартибида бўлиши мумкин.

Нега етарли қалин ва паст омли яримўтказгич пардаларида юқори волтли кучланишлар кузатилмайди? Бунинг сабабини қуйидагича тушинтириш мумкин. Қалин ва паст омли яримўтказгич намуналарида ҳажм қаршилиги сиртда генерацияланаётган кучланишни шунтлайди ва намунада уюрмали тоқлар вужудга келади. Бунинг натижасида плёнка сиртида генерацияланаётган кучланиш ташқи занжирга чиқа олмайди. Шудай қилиб, реактив фототоклар фақат еталлича юпқа, юқори омли яримўтказгич пардаларида аномал катта фотокучланишларга олиб келади.

2.5. Потенциал тўсиқли структурада фотомагнитоэлектрик эффект.

Электрон–ковак ўтишида кузатиладиган фотомагнитоэлектрик эффектини вентиль эффектни магнит майдонини таъсири натижасида кўшимча модуляцияланиши деб қараш мумкин. Потенциал тўсиқда юзага келадигин вентиль фотоэлектрик кучланишини битта потенциал тўсиқнинг икки томонида юзага келадиган фотокучланишларнинг айирмаси деб қараш аномал катта фотоэлектрик кучланишни тушунтириб берди [29]. Симметрик потенциал тўсиқда фотокучланишни кузатилиши тўсиқнинг ўнг ва чап томонидан келаётган асосий бўлмаган ток ташувчиларнинг оқимларини турлича бўлиши билан белгиланади магнит майдони асосий бўлмаган ток ташувчилар оқими йўналишини ўзгартиради. Бунинг ҳисобига потенциал тўсиқни ўнг томонига келаётган асосий бўлмаган ток ташувчиларни оқими ортса чап томонга келаётганларини оқими камаяди. Натижада тўсиқнинг карама-қарши томонларининг баландликлари турлича модуляцияланади. Мазмун жихатдан потенциал тўсиқда ҳосил бўлаётган фотоэлектромагнит кучланиш Ю.И.Равич кўриб чиққан [4,28] p-p-ўтишидаги фотоэлектромагнит кучланиш билан бир хилдир. Хусусий ҳолда потенциал тўсиқ икки кристалл доначалари орасидаги чегарада потенциал тўсиқ ҳисобига юпқа p-қатлам ҳосил бўлади [10]. Бу сиртни n-p-n-қатлам деб қараш мумкин. Юзага келувчи фотоэлектромагнит кучланиш n-p ва p-n элемент баландликларнинг турлича модуляцияланиши ҳисобига юзага келган бўлади. Зоналарнинг эгилиши кучли бўлмаган ҳолда ҳам асосий бўлмаган ток ташувчилар учун доначалар сирти ва унинг атрофи потенциал чуқур бўлиб ҳизмат қилади. Магнит майдони потенциал чуқурнинг ўнг ва чап томонларидан келаётган коваклар оқимини ўзгартириб унинг баландлигини турлича модуляциялайди. Магнит майдани бўлмаганда потенциал тўсиқда вентиль фотоэлектрик кучланишни

кузатиш учун потенциал тўсиқнинг қарама –қарши томонларини потенциал зарур бўлади [27].

Магнит майдонидаги тўсиқда фотоэлектро магнит эффектни кузатиш учун потенциал тўсиқнинг носимметрик бўлиши ёки унинг ўнг ва чап томонларини турлича ёритиш шарт эмас. Магнит майдонида тўсиқнинг ўнг ва чап томонларида қўшимча генерацияланган ЭЮКлар қўшилади.

Яримўтказгич пардаларни доналари ораларида потенциал тўсиқлар бўлган кетма-кет уланган элементлар деб қарасак, юқоридаги модель ёрдамида тажрибада кузатиладиган аномал катта фотоэлектромагнит кучланишни тушинитириш мумкин.

Энергетик зонанинг четлари кучли эгилган ҳол учун фотомагнит кучланишни баҳолайди. Бунда потенциал тўсиқни n-p-n-элемент билан алмаштириш мумкин, ҳамда фототокни ҳисоблаш учун [4,28] ишларнинг натижаларидан фойдаланса бўлади. Занжир очиқ бўлган ҳол учун салт юриш кучланишни ҳисоблайлик.

Потенциал тўсиқнинг чап томонидаги кучланишни U_1 ва ўнг томонидаги U_2 десак,

$$U_1 = \frac{kT}{e} \ln \left(1 + \frac{j_1}{j_{s1}} \right) \quad (2.5.1)$$

$$U_2 = \frac{kT}{e} \ln \left(1 + \frac{j_2}{j_{s2}} \right) \quad (2.5.2)$$

бўлади. Бу ерда j_1 -чап томондаги фототок, j_2 -ўнг томондаги фототок, j_{s1} ва j_{s2} –тўйиниш токлари.

Элементдаги кучланиш қуйидагига тенг бўлади:

$$U = U_1 - U_2 = \frac{kT}{e} \left[\ln \left(1 + \frac{j_1}{j_{s1}} \right) - \ln \left(1 + \frac{j_2}{j_{s2}} \right) \right] \quad (2.5.3)$$

Соддалик учун муҳим хусусий ҳолни кўрайлик:

$j_1 \gg j_{s1}$, $j_2 \gg j_{s2}$, бўлсин. Бу шарт одатда ҳар доим бажарилади.

$$U \approx \frac{kT}{e} \left[\ln \frac{j_{s2}}{j_{s1}} + \ln \frac{j_1}{J_2} \right] \quad (2.5.4)$$

Тўйиниш токлари бир хил бўлса, биринчи ҳад бўлмайди. Акс ҳолда бу ҳад ҳам фотокучланишга таъсир қилади[4]. $j_{s1}j_{s2}$ бўлган ҳол учун (2.5.4)нинг иккинчи ҳадини кучсиз магнит майдони учун ($\mu B \ll 1$)

$$U = \frac{kT}{e} \ln \frac{j_1}{j_2} = \frac{kT}{e} \ln \frac{(j_{01} + j_{11}\mu B)}{j_{02} + j_{22}\mu B} \quad (2.5.5)$$

$$j_{1.2} = et \left(\frac{d}{dy} \int_0^d P(x,y) dx \right) \quad (2.5.6)$$

Қисқа туташув токи J_{01}, j_{02} -вентиль қисқа туташув токининг ташкил этувчилари $j_{11}j_{12}$ -фотемагнетоэлектрик эффект қисқа туташув токининг ташкил этувчилари.

(2.5.5) ни қуйидагича ёзамиз:

$$U = \frac{kT}{e} \ln \frac{j_{10}}{j_{20}} + \frac{kT}{e} \ln \frac{1 + \frac{j_{11}}{j_{01}} \mu B}{1 + \frac{j_{12}}{j_{02}} \mu B} \quad (2.5.7)$$

Бу ерда биринчи ҳад магнит майданига боғлиқ бўлмаган одатдаги вентиль фотоЭЮК. Аномал катта фотокучланиш кузатилиши учун $j_1 \neq j_2$ бўлиши керак. $J_1 = j_2$ бўлганда аномал фотокучланиш кузатилмайди. (2.5.6)-ифоданинг иккинчи ҳади асосий бўлмаган ток ташувчиларнинг j_{11} ва j_{12} фотемагнит токлари ҳисобига юзага келган вентиль фотокучланиши модуляцияси бўлиб, ҳар қандай потенциал тўсиқда ҳосил бўлаверади. $J_1/j_0 \ll 1$ ҳол учун битта барьерда ҳосил бўлган ЭЮК ни модулясини кўрайлик.

$$U_{\phi m} = \frac{kT}{e} \ln \frac{1 + \frac{j_{11}}{j_{01}} \mu B}{1 + \frac{j_{12}}{j_{02}} \mu B} \quad (2.5.8)$$

$j_1 = j_2$ бўлса, унда (2.5.8) ни каторга ёйиб қуйидагини ҳосил қиламиз.

$$U_{\phi_m} = \frac{kT}{e} \frac{j_{11} + j_{12}}{j_{01}} \mu\beta \quad (2.5.9)$$

Бу ерда j_{11} , j_{12} ва j_{01} ларни ҳисоблашда [53]-ишининг натижаларидан фойдаланиш мумкин.

Ҳисоблашларда магнит майдон ёритилган текислик ва барьер текислигига параллел қилиб олинган, магнит майдонини йўналиши ўзгарганда фотомагнит эффектнинг ишораси ҳам ўзгаради. Шу йўл билан ўнг ва чап томондаги потенциал тўсиқнинг фарқларини ҳам аниқлаш мумкин. Магнит майдони потенциал тўсиққа нисбатан турли бурчаклар остида жойлаштириш йўли билан потенциал тўсиқ релефини ўрганиш мумкин. Потенциал тўсиқда квадратик фотоэлектромагнит эффект ҳам аномал катта қийматга эга бўлади. Унинг қиймати $V^2 \sin 2\varphi$ га прапорционалдир.

Шундай қилиб, юқоридаги ҳисоблашлардан қуйидагича ҳулоса келиб чиқариши мумкин. Ҳар қандай потенциал тўсиқли структурада фотоэлектромагнит эффект потенциал тўсиқдаги ҳосил бўладиган вентиль фотоЭЮКланишни модуляциялайди. Кетма-кет жойлашган потенциал тўсиқлар системасида бу кучланиш кўшилиб, аномал катта фотоэлектромагнит кучланишни юзага келтириши мумкин. Аномал катта фотоэлектромагнит эффектни кузатиш учун аномал катта фотокучланиш кузатилиши шарт эмас экан. Аксинча ҳар қандай АФК пардада аномал катта фотомагнит кучланиш кузатилади.

2.6. Яримўтказгич юпқа пардаларида аномал катта фотемагнит кучланиш назарияси.

Яримўтказгич пардаларида ажойиб ҳодиса-жуда катта қийматга эга бўлган фотемагнит кучланишни (АФМК) тушинтиришда яримўтказгич кетма-кет жойлашган n - p -...- n - p ўтишлардан иборат деб фараз қилинади [3].

Ҳисоблашларда АФМК ни тушинтириш учун яримўтказгич парда бир ҳил типдаги кристалл доначаларидан ташкил топган деб фараз қилинади. Кристаллар орасидаги чегара тўйинмаган сирт ҳолатлари ҳисобига асосий ток ташувчилар учун потенциал тўсиқ ҳосил қилинади. Агар тушаётган ёруғлик натижасида ток ташувчиарнинг генерацияси потенциал тўсиқнинг ўнг ва чап қирғоқларидаги бир-бирига тенг бўлган асосий бўлмаган ток ташувчилар оқимини ҳосил қилса, потенциал тўсиқдан ток ўтади ва унда кўшимча электр юритвчи куч ҳосил бўлади. Бу механизм асосида ғайриоддий катта фотокучланишни ҳосил бўлиши аввал тушинтирилган эди [27]. Магнит майдони диффузия фототокларини потенциал тўсиқлар томон буради. Натижада асосий бўлмаган заряд ташувчилар потенциал тўсиқлар баландлигини модулясиялайди. Бунда потенциал тўсиқнинг ўнг ва чап қирғоқлари турлича модуляцияланади ҳамда кристалл доначалари чегарасида ЭЮК пайдо бўлади. Яримўтказгич парда катта сондаги кристалл доначаларидан ташкил топганлиги учун ҳар бир тўсиқда ҳосил бўлган кучланишлар қўшилиб жуда катта натижавий фотокучланишни ҳосил қилади. Юқорида айтилганларидан кўриниб турибдики, ғайриоддий катта фотокучланиш кузатилган ҳамда яримўтказгач пардаларда АФМК ҳам кузатилиши керак. Бу ҳулосани тажриба натижалари тасдиқлайди. Бирок АФМК ҳосил бўлиши учун қия чанглантиш йўли билан олинган пардалар бўлиши шарт бўлмай, фақат кристалл доначалар орасида асосий ташувчилар учун потенциал тўсиқ бўлиши етарличадир.

Қалин ва юпқа пардалар учун қисқа туташув тоқларининг аналитик ифодалари топилган. Ишлаб чиқарилган назарий тажриба натижаларини яхши тушинтириб беради. Олинган формулалардан яримўтказгич парда параметрларини аниқлаш учун фойдаланиш мумкинлигини кўрсатади.

2.7. Баллистик тоқларнинг фотомагнит эффекти.

Кристалларга ёруғлик тушганда фотогальваник тоқлар вужудга келади. Т_d-синфдаги кристаллар учун [22]

$$j_{\phi r}^a = I \left\{ x(\delta_{\alpha\beta\gamma}) \left[(l_\beta l_\gamma^* + l_\gamma l_\beta^*) / 2 \right] + (T_1 + T_2) |l_\alpha|^2 q_\alpha \right. \quad (2.7.1)$$

)

Бу ерда $\delta_{\alpha\beta\gamma}$ -учунчи рангли бирлик антисимметрик тензор.

$$X = \frac{ke}{\hbar\omega} (\mathcal{G}_h \tau_h - \mathcal{G}_e \tau_e)$$

$$\mathcal{G}_{e,h} = \pm \frac{2\sqrt{2}}{3} \frac{R}{Pa_B} \frac{m^*}{m_{e,h}} (\hbar\omega - E_g)^{1/2}$$

τ_e, τ_h -импульснинг релаксация вақти.

$k(\omega)$ -ёруғликнинг ютилиш коэффициентини,

$$p^2 = \frac{3}{4} \frac{E_g}{m^*} \dots m_e = m_h = 2m^*$$

$$\mathcal{G}_e = -\mathcal{G}_h = \frac{2\sqrt{2}}{3\sqrt{3}} \frac{R}{a_{II}} \left(\frac{\hbar\omega - E_g}{E_g} \right)^{1/2}$$

$$R \sim \hbar / m_0 \sim 1 \text{ см}^2/\text{с} \quad \mathcal{G}_{e,h} \sim (10^5 - 10^6) \text{ см}^2/\text{с} \text{ бўлади.} \quad \text{Фотомагнит}$$

эффект хисобига

$$j_x = e \frac{I}{h\omega} K (\mathcal{G}_{e1} \tau_{p1} \sin \varphi_1 + \mathcal{G}_{e2} \tau_{p2} \sin \varphi_2) - \text{фотомагнит тоқи вужудга}$$

келади.

$$\text{tg} \varphi_1 = \mu_1 B, \quad \text{tg} \varphi_2 = \mu_2 B, \quad - \mu_1 \text{ ва } \mu_2 \text{ электрон ва коваларнинг}$$

ўтказувчанлиги. Тўлиқ ток майдон тоқи ва баллистик тоқлардан иборат:

$$j_{\text{хп}} = \sigma_x E_x + j_x \text{ юпқа пластинка учун}$$

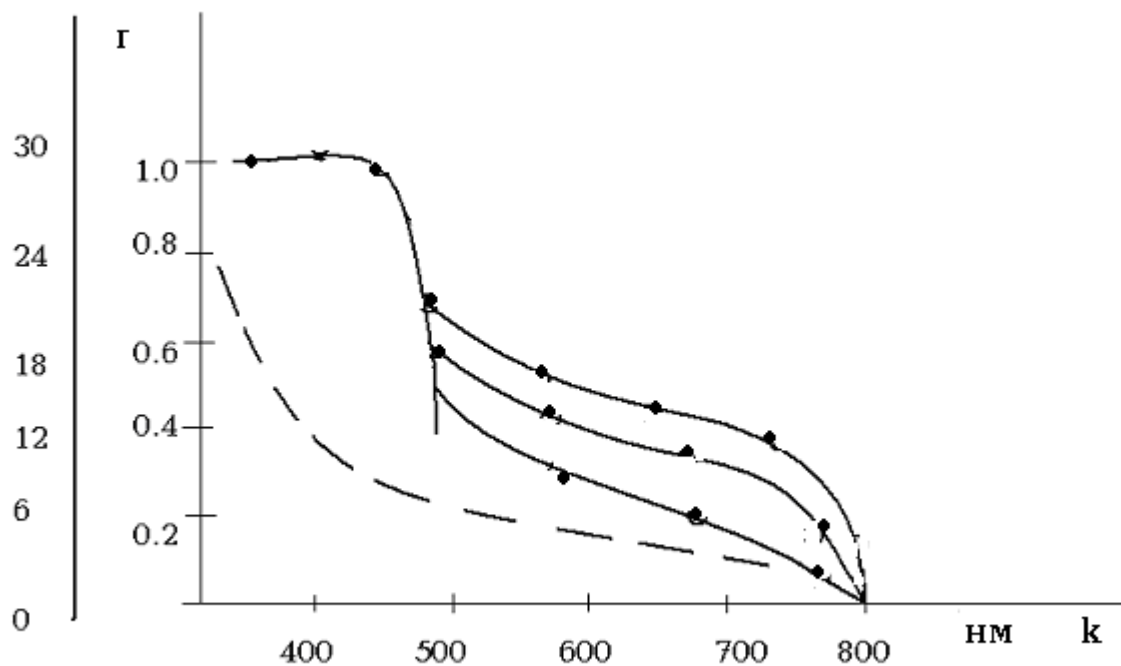
$$j_y = j_p \cos \varphi_p - j_n \cos \varphi_n = 0$$

$$j_{kz} = j_p \sin \varphi_p + j_n \sin \varphi_n$$

$$j_{kz} = j_p \cos \varphi_p \theta = j_{py} \theta$$

$\theta = \theta_p + \theta_n = \text{tg} \varphi_p + \text{tg} \varphi_n$ - фотомангнит эффекти ҳисобига юзага келаётган баллистик ток ва диффузия тоқларининг йиғиндисидан иборат бўлади.

Шундай қилиб, намунада генерацияланадиган фотомангнитоэлектрик токни шаллантиришда электрон ва ковақларнинг баллистик ҳаракати ва сўнгра диффузия ҳаракати рол ўйнар экан. Агар намунанинг қалинлиги эркин гириш йўли таркибида ёки ундан кичик бўлса, фотомангнитоэлектрик эффект асосан фотоэлектрон ва фотоковақларнинг реактив фототоклари ҳисобига вужуга келади.



2-расм. Ютилиш коэффициенти ва ФМЭ қисқа туташув тоқининг (турли хил d қалинликдаги CdTe АФКплёнкалари учун 1-0,46мкм, 2-0,7мкм, 3-1,1мкм) тўлқин узунлигига боғлиқлигининг тажриба натижалари [4].

2.8. Баллистик ҳаракат билан боғлиқ бўлган фотомагнит эффект назариясини тажриба натижалари билан солиштириш.

Э.И.Адирович, Э.М.Мастов, Ю.М.Юабовларнинг ишларида[2,3,4] кадмий теллур (CdTe) плёнкалар учун фотомагнит эффект қисқа туташув токининг ёруғлик тўлқин узунлигига ва қалинликка боғлиқлиги кўрсатилган (12-расм). Олинган натижалар 400 ва 800 Нм тўлқин узунлигида бўлиб, тўлқин узунлигининг ортиши билан фотомагнит қисқа туташув токи камайиб борган. Бу ҳодисани электронларнинг баллистик ҳаракати орқали қуйидагича тушинтириш мумкин. Ютилаётган фотоннинг тўлқин узунлиги ортганда фотоэлектронларнинг баллистик ҳаракатга келувчи қўшимча кинетик энергияси камайиб боради. Бунинг натижасида фотоэлектроннинг баллистик ҳаракат тезлиги камайиб боради.

$$\mathcal{G} = \sqrt{\frac{h \frac{c}{\lambda} - E_g}{m}} \quad (2.8.1)$$

Тўлқин узунлигининг ортиши ютилиш коэффициентини ҳам камайтиради. Баллистик фототок фотоэлектронларнинг тезлиги ва ютилиш коэффициентига тўғри праполрцианал бўлади.

Шунинг учун ёруғлик тўлқин узунлигининг ортиши фотомагнит эффектнинг қисқа туташув токини фотомагнит эффект учун ҳам кадмий теллур пардаларида кузатилган қисқа туташув тоқларининг тўлқин узунлигига боғлиқлигини тўла тушинтириб берар экан.

Тажрибада намуна қаршилигининг ортиши билан $I_{\text{фмэ}}$ нинг камайиши кузатилган. Бизнинг фикримизча плёнка қаршилигини ортиши билан қисқа туташув токининг камайишига намунада юзага келадиган уюрмали тоқлар сабабчидир. Намунанинг қалинлиги ортганда пардада юзага келадиган уюрмали тоқла ортади ва $I_{\text{фмэ}}$ ни камайишига олиб келади.

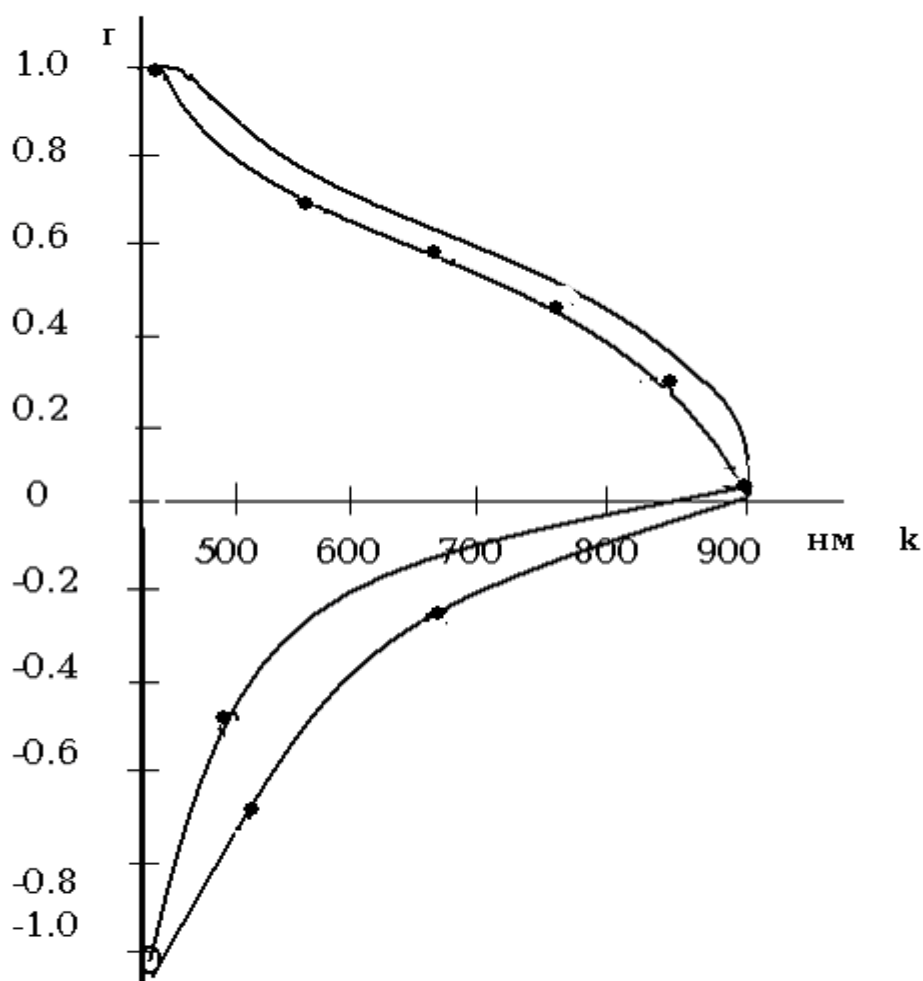
Бу ерда биз таклиф қилаётган аномал катта фотобагнит кучланишлар назарияси ҳар қандай юпқа парда учун ўринли, фотобагнит эффектнинг биздан олдинги таклиф қилинган механизмларга ҳеч қандай хилофлик қилмай балки бу механизм қўшича ЭЮК юзага келишига сабаб бўлиб қўшилади. Масалан АФК плёнка р-п-ўтишлардан иборат бўлсин, у ҳолда Э.И.Адиорович ва бошқаларнинг ҳисоблаб топилган ЭЮКга баллистик ҳаракат ЭЮК ҳам қўшилиб, натижавий ФМЭ эффектни мукамалроқ тушинтиришга ҳизмат қилади. Бундан ташқари оддий классик ФМЭ га қўшилган баллистик эффект мавжуд назарияларни янада мукамал бўлишига ҳизмат қилади. Баллистик тоқлар мавжуд механизмлар билан биргаликда аномал фотобагнит эффектларни тўла тўқис тушинтиришга ҳизмат қилади. Бундан ташқари баллистик тоқлар р-п-ўтишлар бўлмаса ҳам АФКМЭ ни тушинтириб бераверади ва шу томони билан мавжуд механизмлардан устинроқ туриши ҳам мумкин. Биз таклиф этган механизмнинг асосий устунлиги-пардани тузилиши тўғрисида ҳеч қандай қўшимча фаразлар қилинмайди. Масалан р-п-соҳа шунга ўхшаш фаразларни текшириб кўриш амалда мумкин бўлмаганлиги сабабли тадқиқотчиларнинг ўринли этирозига сабаб бўлди. Реактив фототоқлар аномал катта фотобагнит эффектни ҳеч қандай қўшимча фаразларсиз тушинтириб бера олади.

Қалинлиги ортганда $I_{\text{ФМЭ}}$ нинг камайишини ҳажмий ўтказувчанлигини ортиши $I_{\text{ФМЭ}}$ ни шунтлайди деб фараз қилиш мумкин.

13-расмда яримўтказгич плёнкани олди томонидан фронтал ва орқа томондан таглик томондан ёритилган ҳоллар учун $I_{\text{ФМЭ}}$ лар келтирилган. Баллистик тоқлар плёнканинг қайси томонидан ёритилганига боғлиқ бўлганлигидан фотоэлектронлар қайси томондан отилиб чиқишига қараб $I_{\text{ФМЭ}}$ ҳам ўз йўналишини ўзгариши муқаррардир. Шунинг учун ҳам ёритилаётган томоннинг ток йўналишини ўзгаришига олиб келиши муқаррардир. Бу ҳам тажриба натижаларини тўлиқ тасдиқлайди ва баллистик фототоқлар фойдасига яна бир ишончли далил бўлиб ҳизмат қилади.

Шундай қилиб, баллистик фототоклар ёрдамида АФК плёнкаларида кузатилган қатор ҳодисаларни ҳаммасини тўлиқ ва бекамикўст тушинтириши мумкин экан.

Бу механизмнинг асосий ютуғи шундаки, АФК ва АФМК эффектларнинг олдинги назарияларига ҳеч қандай ихтилоф қилмаган ҳолда уларни тўлдирилиши ва бундан ташқари улардан мустақил равишда ҳам қатор фотоэлектр ва фотомагнит эффектларни тушинтириб бериши мумкин.



3-расм. Ютилиш коэффиценти ва ФМЭ қисқа туташув токининг намунанинг олди (1) ва орқа томондан (2,3) ёритилганда (турли хил d қалинликдаги CdTe АФК плёнкалари учун 1,2-0,46мкм, 3-1,1мкм) тўлқин узуйлигига боғлиқлигининг тажриба натижалри [4].

ХУЛОСАЛАР

1. Баллистик ҳаракат билан боғлиқ реактив фотоэюк заряд ташувчиларнинг диффузия ҳаракати билан боғлиқ бўлган Дембер эюкси билан солиштирилган кучли ютилувчи ёруғлик учун эркин югуриш йўли етарлича катта бўлганда реактив фотоэюк Дембер фотоэюкдан катта бўлиши мумкин экан.

2. Қия чанглатиш йўли билан олинган қия аррасимон микрорельфли яримўтказгич пардаларда реактив фотоэюк ҳисобига аномал катта фотокучланишлар юзага келиши мумкинлиги кўрсатилган.

3. Фотоэлектронларнинг баллистик ҳаракати ҳисобига яримўтказгич пардаларнинг сиртларини микрорельфига боғлиқ равишда кўндаланг фототоклар ва аномал катта кўндаланг фотокучланишлар вужудга келади. Бу кучланиш ва тоқлар АФК эффектини аввалги назарияларда олинган кучланиш ва тоқларни тўлдиради. Кўндаланг фотоэлектрик эффектда намуна ҳажмида уюрмали тоқлар вужудга келади. Намуна қалинлигининг ошиши кўндаланг фотоэюкни камайтиради.

4. Потенциал тўсиқли структураларда вентиль фотоэлектр юритувчи кучларни модуляциялаш ҳисобига аномал катта фотоэлектромагнит эффект пайдо бўлиши мумкин.

5. Фотоэлектрон ва фотоковақларнинг генерациялангандан сўнг яримўтказгич сиртидан қайтиши ҳисобига баллистик фотомагнит (БФМЭ) эффект вужудга келиши аниқланди. БФМЭ оддий ФМЭ га қўшилади ва юқори Омли юпқа пардаларда аномал катта фотомагнит кучланишларни юзага келиши сабаб бўлиши мумкин. Фотомагнит кучланишларнинг намуна қалинлиги билан боғлиқлиги таҳлил қилинган. Намуна қалинли ошиши фотомагнит эффект пайтида юзага келувчи уюрмали тоқларни ошиши аниқланган. Уюрмали тоқлар фотомагнит эффектини камайтириши кўрсатиб берилган.

АДАБИЁТЛАР РЎЙХАТИ

1. Бонч-Буревич В.Л., Калашников С.Г. Физика Полупроводников. М. Наука, 1977, 672с.
2. Адирович Э.И., Матов Э.М., Юабов Ю.М. Фотомагнитный эффект в АФК пленках теллурида кадмия Докл. Ан СССР, 1969, т.198, №6, с.1254-1258.
3. Адирович Э.И., Матов Э.М., Юабов Ю.М. Гигантский Фотомагнитный эффект в полупроводниковых пленках. ФТП, 1971, т.5, в.7, с.1415-1422.
4. Аронов Д.А., Зайтова В. Фотомагнитный эффект и фотопроводимость в полупроводниках при высоких уровнях возбуждения. Тошкент, ФАН, 1987.
5. Наследов Д.Н и др. Собственная фотопроводимость и фотомагнитный эффект в р-JnSb при разогреве электронов ФТТ, 1966, т.8, №10, с.2853-2858.
6. Абдурахманов. К.П., Далиев .Х.С. Куликов. Г.С. Лебедев А.А., Назиров. Д.Э., Утамурадова. Ш.Б., Исследование взаимодействия железа с другими элементами в кремнии. ФТП. 1986. Т20. вўп 1
7. Комилов Т.С., Василковский Д.Н., Адамбаев К., Турсунов У.С., Юсупов Э.М. Исследование распределения проводимости, фотопроводимости и фотоэдс в кремнии, легированном марганцем. ФТП. 1987. вўп 7. ст. 1344.
8. Зайнобиддинов С., Тешабоев А. Яримўтказгичлар физикаси. Тошкент, «Ўқитувчи» 1999.
9. Акрамов Х., Зайнобиддинов С. Яримўтказгичларда фотоэлектрқ ходисалар. Тошкент, «Ўзбекистон», 1994.
10. Матаре Г. Электроника дефектов в полупроводниках. М. «Мир» 1974, 464 с.
11. Самойлович А.Г. Вихревые термоэлектрические токи и энергетика анизотропных термоэлементов. в сб : Проблемы современной физики «Наука» 1980, с. 293-304.

12. Гулямов Г. Докторская диссертация. «Влияние разогрева носителей тока и фононов на характеристики неоднородных полупроводников и тепловую размерную эффект» Ташкент, 1999.

13. Снарский А.А. Анизотропные термоэлементы. Автореф. канд. дис. Черновцы. 1975г.

14. Зокиров Н. Номзодлик диссертацияси. «Яримўтказгич намуна геометриясининг гальваномагнит ва иссиқлик ўлчамли эффектларга таъсири». Тошкент, 1994г.

15. Я.Тауц. Фото термо электрические явления в полупроводниках. М.Издательство иностр.лит. 1962.

16. Гулямов.Г., Дажамирзаев Г,Набиев Ш.И., Экспрессный способ определения параметров МОП структур с использованием производной высокочастотной емкости по напряжению. Известия Ан Уз ССР, серия физ-мат. наук, 1988. №4, с. 83-85.

17. Гулямов Г., Хамидова Б. Влияние геометрии образцов на ВАХ p-n-перехода в сильном СВЧ поле. ФТП, 1996, т. 30 № 5, с. 769-777.

18. Танков Дж. И. Оптические свойства полупроводников. М. Мир. 1993.

19. Адирович Э. И., Мирзамахмудов Т., Рубинов В. И., Юабав Ю. М. Полупроводниковые пленки узкой запрещенной зоной, развивающее фотонапряжения 5000В. ФТТ 7, в. 12.3655(1965).

20. Као К., Хуанг В «Перенос электронов в твердых телах» 2. М. Мир. 1984.

21. Саченко АВ., Синитко О. В. Фотоэффекты в преповерхностных слоях полупроводников. Киев. «Наука думка», 1984, с. 232.

22. Беленчер В.И., Рўвкин С.М., Реактивная фотоэлектродвижущая сила в полупроводниках. ЖЭТФ. 1981. № 1. с.353-360.

23. Ивченко Е. Л., Писук Г. Е. Фотогальванический эффект в полупроводниках. В сб. Проблемы современной физики. М «Наука», 1980 с. 275-293.

24. Гулямов Г, Бойдедаев С. Р., Дедамирзаев М, Г. Анамально большие фотонапряжения в плёнках SiO бусловленнўе реактивном фотоЭБС. Узбекский Физический Журнал. 1999.№3, 192-196.

25. Галперн Г. А., Зеленьяков А. Н., Математический бильярдў. М «Наука» 1990. Бонч – Бруевич В. Л. Калашников С. Г Физика полулпроводников. М. 1977. с. 672.

26. Karageorgy – Alkolaev. P. M., Leiderman. A. Y., Karazhanov. S. Zn. Dissipative structures in semican ductors for impact ionization of excitons Uzbek . phys journal. 4,33(1991).

27. Магрилл Л. И. Энтин М.В. Фотогальванечиский эффект в плёнках. ФТТ 1979, №5 1280-1286.

28. Алпечович В.Л., Беленигер В.И., Новиков.В.Н., Тешихов А. Поверхностнўй фотолальваничиский эффект в твердўх тепах. Ж ЭТФ, 1981. №6. 2298-2312с

29. Умаров. К.Б., Гулямов Г . Яримўтказгич эпка пардаларида фотокучланиш пайдо бўлишига оид мулохазалар. НСТИ илмий ишлар тўплами. Наманган 1992й, 113-122б

30. Ҳ.Ақромов, С.Зайнобиддинов, А.Тешабоев. «Ярим- ўтказгичлар фотоэлектрик ҳодисалар» «Ўзбекистон» 1994й.

31. С. Маматқулова, Ж. Қ. Зиёваддинов, /. /уломов «Яримўтказгичли куёш фотоэлементларини янги турларини яратиш» Наманган 2004 й 106-бет Нам МПИ

32. С. Маматқулова, Ж. Қ. Зиёваддинов, /. /уломов «Яримўтказгич пардаларида фото ЭЮКларнинг пайдо бўлиш механизмлари» Наманган 2004 й 109-бет Нам МПИ

33. [http// www. solar-battepy. norod. ru/getero.htm](http://www.solar-battepy.norod.ru/getero.htm)

34. [http// www. Pereplet.ru/abrozovanie/stsoros](http://www.Pereplet.ru/abrozovanie/stsoros).