3.57
A-42

Ҳ.АКРАМОВ, С.ЗАЙНОБИДДИНОВ, А.ТЕШАБОЕВ

ЯРИМЎТКАЗГИЧЛАРДА ФОТОЭЛЕКТРИК ҲОДИСАЛАР

ОЛИЙ ЎҚУВ ЮРТЛАРИ УЧУН

"ЎЗБЕКИСТОН"

537
А-42

Х. АКРАМОВ, С. ЗАЙНОБИДДИНОВ, А. ТЕШАБОЕВ

ЯРИМЎТКАЗГИЧЛАРДА ФОТОЭЛЕКТРИК ҲОДИСАЛАР

Ўзбекистон Республикаси Олий ва ўрта махсус таълим вазирлиги олий ўқув юртларининг физика мутахассислиги бўйича ўқувчи талабалари учун ўқув қўлланмаси сифатида тасдиқлаган

Бюро ТИП и ЛП
БИБЛИОТЕКА
№ Ў 1966

Тошкент
«Ўзбекистон»
1994

22.379
А 42

МУНДАРИЖА

Сўз боши 3

I боб. Яримўтказгичлар физикаси асослари 5

II боб. Ички фотоэффект назариясининг асосий тушунчалари. . . 16

III боб. Номувозанат ҳолатдаги заряд ташувчилар генерацияси. . . 28

IV боб. Номувозанат ҳолатдаги заряд ташувчилар рекомбинацияси 71

V боб. Яримўтказгичларда заряд ташувчилар диффузияси ва дрейфи 133

VI боб. Ёруғлик таъсирида бўлган яримўтказгичлар электр ўтказувчанлигининг баъзи хусусиятлари 152

VII боб. Яримўтказгичларда фотоэффект ҳодисаси 177

VIII боб. Яримўтказгич асбобларда фотоэлектрик ҳодисалар . . . 211

Адабиёт 271

Муҳаррир Ю. МУЗАФФАРХЎЖАЕВ

Акрамов Ҳ. ва бошқ.

Яримўтказгичларда фотоэлектрик ҳодисалар: Олий ўқув. юрт. физика мутахассислиги бўйича ўқувчи талабалари учун ўқув қўлл. /Ҳ. Акрамов, С. Зайнобиддинов, А. Тешабоев.— Т.: Ўзбекистон, 1993.— 272 б.
1.1,2 Ҳаммуаллиф. ISBN 5-640-01324-9

Қўлланмада дорилфунунларнинг «Яримўтказгичлар ва диэлектриклар физикаси» ихтисослиги дастурига мувофиқ равишда яримўтказгичларда ёруғлик ютилиши билан боғлиқ бўлган муҳим ҳодисалар асосида тайёрланадиган яримўтказгич асбобларнинг тузилиши ва ишлаши тўғрисида етарлича маълумот берилган.

Мазкур қўлланма дорилфунунлар ҳамда техникавий олий ўқув юртларининг ярнмўтказгичлар физикаси ва электроникаси соҳаси бўйича ихтисослашаётган талабалар, шогирдларга, шу соҳанинг муаллимлари ҳамда мутахассисларига мўлжалланган.

Акрамов Х. и др. Фотоэлектрические явления в полупроводниках.

ББК 22.379 я 73

№ 418—94
Навоий номли Ўзбекистон Республикаси давлат кутубхонаси.

1604040500 — 50
А ——————— 94
М351(04)94

© «ЎЗБЕКИСТОН» нашриёти, 1994

СЎЗ БОШИ

Яримўтказгичлар жаҳон фани ва техникасида салмоқли ўринни эгаллайди. Улар асосида ишлаб чиқарилаётган асбоблар ва қурилмалар миқдори тез кўпайиб, уларнинг турли соҳаларга татбиқи кенгайиб бормоқда. Ҳозир яримўтказгичлар қўлланилмаётган инсоният фаолияти соҳаларини кўрсатиш қийин — улар автоматикада, телемеханикада, радиоэлектроникада, электрон-ҳисоблаш техникасида ва бошқа қатор соҳаларда кенг ишлатилаётир.

Қуёш энергиясини электр энергиясига айлантиришдек муҳим дунёвий муаммони ечишда яримўтказгичларнинг аҳамияти жуда каттадир. Ҳозир унумли фойдаланилаётган фотоэлементлар, жумладан, қуёш батареялари ва кичик энергетикага мансуб бошқа яримўтказгич асбобларни такомиллаштиришдан ташқари, яримўтказгичларга асосланган катта энергетика — анча қудратли қуёш электр станцияларини яратиш лойиҳалари ҳам ўртага ташланмоқда, зеро қуёш энергиясидан фойдаланиш инсон ва табиатга зиён келтирмайди.

Сўнгги даврларда Ўзбекистонда яримўтказгичлар электроникаси саноати ривожлана бориши билан бирга-ликда бу соҳадаги илмий тадқиқот ишлари ҳам авж олиб бормоқда. Шу туфайли яримўтказгичлар физикаси ва яримўтказгичлар асосида тайёрланадиган асбоблар, қурилмалар бўйича юқори ихтисосли мутахассисларни етиштиришга эҳтиёж катта. Ана шундай касбни эгаллашга интилаётган ёшлар сафи тобора кенгайиб бормоқда. Бу талабни қондириш мақсадида Ўзбекистоннинг деярли барча дорилфунунларида ва техникавий олий ўқув юртларида мазкур соҳа бўйича мутахассислар тайёрланмоқда. Бинобарин, бу ишни муваффақиятли бажара бориш учун ўқув ва илмий лабораториялар заминидан ташқари яна яримўтказгичлар физикаси ҳамда унинг муҳим бўлимлари асослари баён қилинган дарсликлар, қўлланмалар ва масалалар тўпламлари жуда зарурдир.

Ҳозиргача ўзбек тилида фақат М. Азизовнинг «Яримўтказгичлар физикаси» (Ўқитувчи, 1974) китоби, А. Тешабоевнинг «Яримўтказгичлар физикасига кириш» номли икки қисмли қўлланмаси (ТошДД наш-ти, 1985—86 йй.) мавжуд холос ва яримўтказгичлар физикаси бўйича ўзбек тилидаги дарсликларга эҳтиёж ҳамон катта бўлиб қолмоқда.

Шу эҳтиёжни қисман бўлса-да қондириш мақсадида Тошкент давлат дорилфунунининг яримўтказгичлар ва диэлектриклар кафедраси талабаларига кўп йиллар давомида таълим бериш тажрибасига таяниб яримўтказгичларда ёруғлик таъсирида содир бўладиган асосий фотоэлектрик ҳодисалар бўлими баёнига бағишланган ушбу қўлланмани ёздик.

Қўлланма ТошДД физика факультети илмий кенгаши тасдиқлаган «Яримўтказгичларда фотоэлектрик ҳодисалар» махсус курсининг режасига мувофиқ тузилган, унда муаллифларнинг кўп йиллик илмий тадқиқотларининг муҳим натижаларидан фойдаланилган. Мавзуларни танлаш, уларни баён қилиш тартиби ва услуби муаллифларнинг ўз тажрибаларига асосланган бўлиб, рус ва бошқа тилларда шу соҳа бўйича ёзилган китоблардагидан фарқ қилади.

Қўлланманинг I ва II бобларини А. Тешабоев, III, VI, VII, VIII бобларини Ҳ. Т. Акрамов, IV, V бобларини С. З. Зайнобиддинов ёзган.

Ушбу қўлланмани ўқиб чиқиб, қимматли маслаҳатлар берган ЎзФА мухбир аъзоси А. Т. Мамадолимов ва доцент Р. С. Қосимоваларга сидқидилдан ташаккур билдирамиз.

Қўлланма дорилфунунлар ва техникавий олий ўқув юртларининг яримўтказгичлар физикаси ва электроникаси соҳаси бўйича ихтисослашаётган талабалар ва шогирдларга, шу соҳанинг муаллимларига ҳамда мутахассисларига мўлжалланган. Унда биз асосий фотоэлектрик ҳодисаларни китобхон учун ўнғай тарзда баён қилишга ҳаракат қилдик. Аммо бу қўлланма ўзбек тилидаги дастлабки тажрибалардан бири бўлгани туфайли унда кўрилган масалаларнинг танланиши, жойлаштирилиши ва баён қилинишида айрим камчиликларга йўл қўйилган бўлиши табиийдир. Ана шу боисдан Сиз азиз китобхонлардан ўз танқидий мулоҳазалар ва таклифларингизни «Ўзбекистон» нашриётига йўллашингизни илтимос қиламиз.

Муаллифлар

1 боб. ЯРИМЎТКАЗГИЧЛАР ФИЗИКАСИ АСОСЛАРИ

1.1- §. Яримўтказгичларда заряд ташувчилар энергияси спектри

Маълумки, барча қаттиқ жисмлар ўзларининг электр хоссаларига кўра уч синфга ажралади: металлар, яримўтказгичлар, диэлектриклар (изоляторлар). Металларнинг электр ўтказувчанлиги анча катта бўлади, диэлектриклар эса токни деярли ўтказмайди. Улар орасида кичик электр ўтказувчанликка эга бўлган жуда кўп моддалар мавжудлиги аниқланган.

Металлар билан яримўтказгичларнинг электр ўтказувчанлиги бир-биридан фақат миқдорий жиҳатдан эмас, балки муҳим сифатий жиҳатлардан ҳам фарқланади. Масалан, температура ошганда металларнинг электр қаршилиги ортади (электр ўтказувчанлиги камаяди), яримўтказгичларнинг электр қаршилиги эса камаяди. Ёруглик таъсирида металларнинг электр ўтказувчанлиги ўзгармайди, аммо яримўтказгичларники кўп марталаб ўзгариб кетиши мумкин. Яримўтказгичларнинг электр ва оптик хоссалари ташқи таъсирга металларникига нисбатан беқиёс даражада сезгирдир.

Қаттиқ жисмларнинг квант назарияси металлар, яримўтказгичлар ва диэлектрикларнинг электр хоссаларини тушунтириб беради. Бу назариянинг математик аппарати анча мураккаб, аммо бунга қарамай, унинг хулосаларини осон тушунадиган қилиб талқин қилиш мумкин. Мазкур назария олдига қўйилган масала — қаттиқ жисмда электронларнинг энергияси спектрини топиш масаласи адиабатик бир электронли тақриб асосида Шрёдингер тенгламаси ёрдамида ечилади. Адиабатик бир электронли тақрибнинг маъноси шундаки, бунда бир электроннинг барча атомлар ядролари ҳамда қолган барча электронларнинг электр майдондаги ҳаракати қаралади. Кристалл шаклидаги қаттиқ жисмларда (биз бундан кейин ҳамма вақт кристалларни назарда тутамиз) бу майдон фазовий даврий майдон бўлишини эслатамиз. Электроннинг даврий электр майдондаги ҳаракати бир неча ҳоллар учун қаралган ва уларнинг

барчаси бир қатор муҳим хулосаларга олиб келган. Бу хулосаларни баён қилишга ўтишдан олдин электроннинг кристалл қаттиқ жисм ичидаги ҳаракатини тасвирлайдиган катталиклар тўғрисида тўхталиб ўтамиз.

Даврий электр майдонда ҳаракатланаётган электроннинг тўлқин функцияси сифатида Блох функцияси

$$\Psi_{\vec{k}}(\vec{r}) = u_{\vec{k}}(\vec{r})\, e^{i\vec{k}\vec{r}} \qquad (1.1)$$

олинади, бундаги $u_{\vec{k}}(\vec{r})$ функция панжара даврийлигига эга бўлган функциядир:

$$u_{\vec{k}}(\vec{r}) = u_{\vec{k}}(\vec{r} + \vec{a}_n), \qquad (1.2)$$

бу ерда $\vec{r}$ — радиус-вектор, $\vec{a}_n$ — тўғри панжара вектори.

Тўлқин вектор $\vec{k}$ нинг муайян давр билан такрорланадиган қийматлари электроннинг бир хил ҳолатларини ифодалайди. Агар кристалл панжаранинг асосий векторларини $\vec{a}_1$, $\vec{a}_2$, $\vec{a}_3$ билан белгиласак, биринчи давр $\vec{k}$ нинг саноқ бошига нисбатан

$$-\pi \leqslant \vec{k}\vec{a}_i \leqslant +\pi \qquad (1.3)$$

интерваллар билан ифодаланади ва $\vec{k}$ фазодаги ҳажмни беради, бу ҳажм *биринчи (келтирилган) Бриллюэн зонаси* дейилади, унинг қиймати $(2\pi)^3/V_0$ га тенг бўлиб, бу ерда V_0 — элементар ячейка ҳажмидир.

(1.1) Блох функциясини Шрёдингер тенгламаси

$$(-\hbar^2/2m)\,\nabla^2\Psi_{\vec{k}} + V(\vec{r})\,\Psi_{\vec{k}} = E_{\vec{k}}\Psi_{\vec{k}} \qquad (1.4)$$

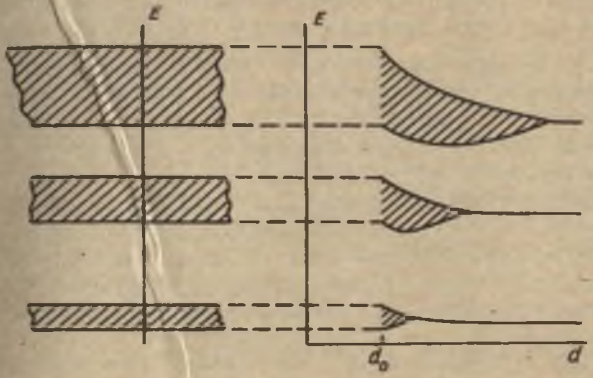
га қўйилса ва $V(\vec{r})$ даврий потенциалнинг тайинли кўриниши танлаб олинса, у ҳолда кристаллдаги электрон энергияси $E(\vec{k})$ нинг мумкин бўлган қийматлари спектрини аниқлаш мумкин *.

Турли кўринишдаги даврий майдонларда (бир ўлчовли моделлар асосида, кучсиз ва кучли боғланиш ҳолларида ва ҳоказо) электрон ҳаракатини текшириш ва умумий мулоҳазалар кристаллдаги электрон энергиясининг ҳамма қийматлари ҳам рухсат этилган қийматлар бўлавермаслигини, балки, *рухсат этилган энергия қийматлари оралиқлари (зоналари) тақиқланган энергия қийматлари оралиқлари (зоналари) билан бир-биридан ажралган* бўлишини кўрсата-

---

* Бу ҳисоб билан батафсил танишишни хоҳлаганларга адабиёт рўйхатидаги [1,2, 31] ларни тавсия қиламиз.

ди. Яъни атомлар бир-бирига яқинлашиб, қаттиқ кристалл жисм ҳосил қилганда якка атомдаги электрон энергияси сатҳлари парчаланиб, рухсат этилган энергия зоналари ҳосил қилади, деб тасаввур қилиш мумкин (1.1- расм).



1.1- расм. Якка атомдаги электроннинг энергетик сатҳларидан кристаллдаги электронлар энергетик зоналари ҳосил бўлиши:
d— қўшни атомлар оралиғи, d_0— кристаллдаги қўшни атомлар оралиғи.

Баъзи ҳолларда якка атомдаги электроннинг турли энергия сатҳларига мос келадиган қаттиқ жисм электронларининг энергия зоналари бир-бири устига қисман тушиши ҳам мумкин.

Рухсат этилган энергиялар зонасида электронларнинг энергияси узлуксиз ўзгаради деб ҳисоблаш мумкин, чунки унинг ичида энергия сатҳлари жуда зич жойлашган. Юқорилашган сайин рухсат этилган зоналар кенгайиб, тақиқланган зоналар эса торайиб боради.

Ҳар бир зона ичида электроннинг энергияси E тўлқин вектор $\vec{k}$ нинг функцияси бўлади. $E(\vec{k})$ функциянинг кўриниши мураккаб бўлиши, у бир неча максимум ва минимумларга эга бўлиши мумкин. $E(\vec{k})$ нинг ушбу зонадаги энг кичик минимуми зонанинг пастки чегарасини (тубини) аниқлайди, унинг энг катта максимуми эса зонанинг юқори чегарасини (шипини) аниқлайди (бундан ташқари, бир зонанинг ўзида бир неча эквивалент экстремумлар бўлиши ҳам мумкин). $\vec{p} = \hbar\vec{k}$ вектор электроннинг квазиимпульсини ифодалайди.

Максимум ёки минимум яқинида $E(\vec{k})$ функцияни қаторга ёйиб, бу ёйилма асосида эффектив масса тензори тушунчаси киритилади. Энг содда ҳолда — изотроп кристаллда бу тензорнинг ташкил этувчилари бир-

бирига тенг бўлиб, **скаляр эффектив масса** m^* ни беради.

Эркин электроннинг тўлқин вектор орқали ифодаланган энергияси формуласи $E=\hbar^2k^2/2m_0$ кўринишда бўлади; бунда m_0 — эркин электрон массаси. Ньютоннинг иккинчи қонуни эса эркин электрон учун $\bar{F}=m_0(d\bar{v}/dt)$ кўринишда бўлиши мумкин. Изотроп кристаллдаги электроннинг энергияси ва Ньютоннинг иккинчи қонуни формулалари юқоридаги шаклларда ёзилади, аммо бунда эркин электроннинг массаси m_0 ўрнига кристаллдаги электронга тегишли эффектив масса m^* ёзилади.

Эркин электроннинг массаси унинг ташқи куч таъсиридаги инертлик хоссасини ифодалайди, кристаллдаги массаси (электроннинг эффектив массаси) эса унинг ташқи куч ва кристаллнинг ички электр майдони таъсиридаги инертлик хоссасини ифодалайди. Бундан ажойиб бир хулоса келтириб чиқарилган: умуман, эффектив масса $m^*=\hbar^2/\frac{\partial^2E}{\partial k^2}$ формуладан аниқланади. Минимум яқинида иккинчи ҳосила мусбат, бинобарин, эффектив масса ҳам мусбат бўлади. Аммо, максимум яқинида $\partial^2E/\partial k^2$ ҳосила манфийдир, бинобарин, $m^*<0$ бўлади. Буни қандай тушуниш керак? Бу жойда ички майдон электронга ташқи майдонникига қарама-қарши таъсир кўрсатади. Агар электрон ўрнига мусбат зарядли зарра $+e$ қаралса, бу ҳолда унинг массаси $-m^*=m_p>0$ мусбат бўлади. Демак, зонанинг максимуми (шипи) яқинида электрон ҳаракати ўрнига мусбат $+e$ зарядли зарра ҳаракати қаралса, энергия ва Ньютон қонуни ифодалари ўз классик шаклларини сақлайди. Бундай мусбат зарядли квазизарра **ковак** деб номланган. Бу номнинг келиб чиқиши қуйидагича: бирор зонанинг юқори чегарасидаги электрон юқориги зонага ўтиб олган бўлса, бу ҳолда у эгаллаган ҳолат бўш қолади (ковак ҳосил бўлади). Энди шу зонанинг шипи яқинида қолган электрон ҳаракати ўрнига мусбат зарядли ковак ҳаракатини текшириш маъқулдир, чунки бунда оддий муносабатлар ўз кучини сақлайди.

Энди кристалл қаттиқ жисмларда электрон энергияси спектри зонавий тузилишининг баъзи хусусиятлари устида тўхталиб ўтамиз.

Нейтрал якка атомда электронлар энергиясининг энг юқориги сатҳлари (валент сатҳлар) тўла тўлдирилган ёки чала тўлдирилган бўлиши, янада юқори сатҳлар бўм-бўш бўлиши мумкин. Ички сатҳларнинг парчаланишидан пайдо

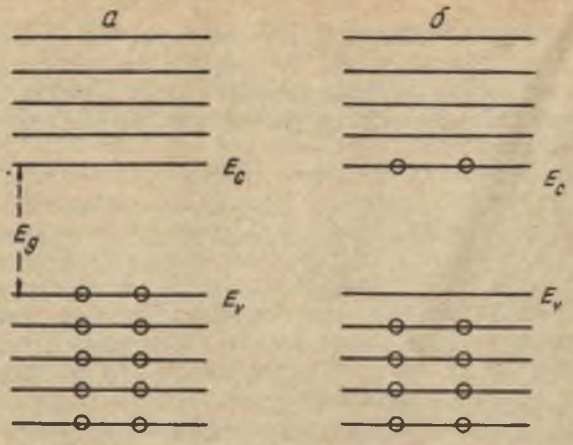
бўлган энергия зоналарини ҳамма вақт электронлар тўла тўлдирган бўлади. Валент сатҳлардан пайдо бўлган валент энергия зоналарини электронлар тўла тўлдирган ёки чала тўлдирган бўлиши мумкин. Валент зонадан юқориги зона эса бўш бўлади.

Икки типик ҳолни кўриб чиқайлик:

1. *Чала тўлдирилган энергия зонаси* ҳолида электронлар зонани пастдан юқорига қараб тўлдириб боради, зонанинг юқориги қисмидаги сатҳлар бўш бўлади. Бундай зонадаги электронлар электр майдон таъсирида юқориги сатҳларга кўтарилиб, ўз энергиясини ошириши ва тезлиги йўналишини ўзгартириши, яъни электр токини ҳосил қилишда қатнашиши мумкин. Металларда юқориги зона ярмисигача тўлдирилган бўлиб, уни ўтказувчанлик зонаси дейилади; *бу зонадаги электронлар эркин электронларнинг ўзгинасидир.* Зонадаги сатҳлар сони атомлар сонига тенг, ҳар бир сатҳда Паули қонунига асосан иккитагача электрон бўлиши мумкин. Бундан металлнинг ўтказувчанлик зонасидаги эркин электронлар сони атомлар сонига тенг бўлади, деган хулоса келиб чиқади. Эркин электронлари кўп бўлгани туфайли металлар яхши ўтказгичлар бўлади. Яна шуни айтиш керакки, температура (ҳарорат) ўзгарганида металлдаги эркин электронлар сони ўзгармайди, аммо уларнинг ҳаракатчанлиги ўзгариши мумкин. Шу сабабдан температура ўзгарганда металларнинг электр ўтказувчанлиги бироз ўзгаради.

2. *Тўла тўлдирилган энергия зонаси* ҳолида зонадаги барча сатҳларни электронлар банд қилган. Зонада бўш сатҳлар қолмаганлиги ва юқориги рухсат этилган зона тақиқланган энергиялар зонаси билан ажратилган бўлганлиги сабабли тўла тўлдирилган зонадаги электронларни электр майдон тезлантира олмайди (энергиясини ва тезлик йўналишини ўзгартира олмайди), бинобарин, бундай зона электронлари ток ҳосил қилишда қатнаша олмайди. Барча энергетик зоналари тўла тўлдирилган кристалл қаттиқ жисмлар изоляторлар бўлади.

Мисол тариқасида кремний кристаллини қарайлик, у ҳозирги замон электроника саноатининг асосий хом ашёси (материали) бўлган яримўтказгич моддадир. Кремний (Si) Менделеев жадвалида 14- ўринда туради. Бинобарин, унинг якка атомида 14 электрон бўлиб, уларнинг 10 таси мустаҳкам ички қобиқда, 5 та сатҳни (2 тадан) тўла тўлдирган, қолган 4 таси иккита валент сатҳда иккитадан жойлашган. Бу валент электронлар кремнийнинг бошқа элементлар билан химиявий бирикмалар ҳосил қилишида



1.2-расм. Яримўтказгич энергетик зоналарининг электронлар билан тўлдирилиши:
а) $T=0$ K да, б) $T>0$ K да.

қатнашади. Кремний кристаллида юқорида айтилган тўла тўлдирилган сатҳлардан ҳосил бўлган электронларнинг энергия зоналари ҳам абсолют нол температурада электронлар билан тўла тўлдирилган бўлади. Уларнинг юқорисидаги зона эса бўм-бўш бўлади. Тўла тўлдирилган зоналардаги электронлар ток ҳосил қилишда қатнашмайди, бинобарин $T=0$ К да кремний кристалли мутлақ изолятордир (1.2 а-расм). Аммо, абсолют нолдан юқори температураларда ($T>0$ К, 1.2, б- расм) $T=0$ К да тўла тўлдирилган зонанинг (валент зонанинг) юқори чегараси яқинидаги электронларнинг бир қисми юқориги ($T=0$ К да бутунлай бўш бўлган) зонага ўтиб олади ва уни қисман тўлдиради. Бу ўтиш учун керак бўлган E_g энергияни электронлар панжаранинг иссиқлик ҳаракатидан олади. Ушбу қисман тўлдирилган зона ўтказувчанлик зонаси номини олган, чунки ундаги электронларни электр майдон таъсирида тезлантириш (юқоридаги бўш сатҳларга чиқариш), яъни токда қатнаштириш мумкин. Валент зонада электронлар бўш қолдирган ҳолатлар, юқорида айтилганидек, ҳаракатлана олади, бинобарин, токда қатнаша олади; улар зарядли квазизарралар — коваклар деб аталади. Шундай қилиб, яримўтказгич кремний кристаллида $T>0$ К да қисман тўлдирилган ўтказувчанлик зонасидаги электронлар (эркин электронлар!) ва чала тўлдирилган валент зонадаги коваклар (эркин коваклар!) ток ҳосил қилишда қатнаша оладилар. Умуман айтганда, яримўтказгичларда икки

турдаги эркин заряд ташувчилар — эркин электронлар ва коваклар мавжуд бўлиб, электр ўтказувчанлик

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

кўринишда ифодаланади; бу ерда n, p — электронлар ва ковакларнинг концентрациялари, μ_n, μ_p — уларнинг ҳаракатчанликлари.

1.2- §. Яримўтказгичларда энергия зоналари тузилишининг айрим муҳим хусусиятлари

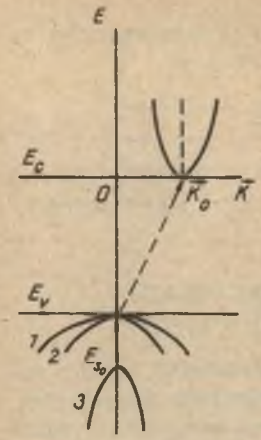
Ташқи кучлар (ёруғлик, турли нурланишлар, электр ва магнит майдонлар, деформациялар) таъсирида яримўтказгичда электронлар бир ҳолатдан бошқа ҳолатларга ўтиши мумкин. Бу ўтишларда, албатта, энергия ва импульснинг сақланиш қонунлари бажарилиши шартдир, уларнинг амалга ошишида яримўтказгичда энергия зоналарининг қандай тузилганлиги муҳимдир. Шунинг учун ҳам биз қуйида энергия зоналарининг тузилиш хусусиятларидан баъзиларини айтиб ўтамиз:

а. Эквивалент экстремумлар. Кремний кристалли ўтказувчанлик зонасида $E(\vec{k})$ энергиянинг [100] ўқлар устида жойлашган 6 та симметрик (эквивалент) минимуми бор. Германий кристаллида эса ўша зонада [111] ўқларда жойлашган 8 та симметрик (эквивалент) минимум бор. Мувозанат шароитида ўтказувчанлик электронлари бу минимумлар орасида тенг тақсимланган бўлади. Минимум яқинида электрон энергияси E нинг квазиимпульс $\vec{p}$ га боғланиши

$$E(\vec{p}) = \frac{p_1^2}{2m_1} + \frac{p_2^2}{2m_2} + \frac{p_3^2}{2m_3}, \qquad (1.6)$$

бунда m_1, m_2, m_3 — кристаллнинг учта асосий ўқи йўналишидаги массалар. Кремний ва германийда $m_1 = m_2 = m_\perp$ бўлиб, (1.6) га асосан тенг энергияли сирт айланма эллипсоид шаклида бўлади, унинг катта ўқи йўналишидаги $m_3 = m_\parallel$ массани *бўйлама масса*, у ўққа тик йўналишлардаги $m_1 = m_2 = m_\perp$ массани *кўндаланг масса* дейилади.

б. Айниган экстремумлар. Кремний ва германий кристалларининг валент зонасида уч карра айниган энергия максимуми мавжуд, аммо спин-орбитал ўзаро таъсир ҳисобга олинса, учинчи максимум зона ичига томон силжийди. Биринчи максимумли тармоқни оғир ко-



1.3-расм. Si ва Ge кристаллари зоналари тузилиши. $\bar{k}_0 - E(\bar{k})$ функциянинг ўтказувчанлик зонаси тубини аниқлайдиган минимуми нуқтаси, валент зона шипи $k=0$ нуқтада, валент зонада $E(\bar{k})$ тармоқлари:

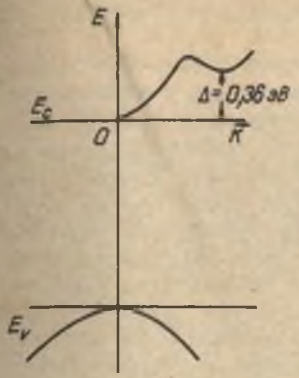
1 — оғир коваклар тармоқлари, *2* — енгил коваклар тармоқлари, *3* — спин-орбитал ўзаро таъсир туфайли пайдо бўладиган тармоқ.

ваклар тармоғи, иккинчи тармоқни — енгил коваклар тармоғи дейилади, чунки бу тармоқларга хос ҳолатларда ковакнинг массаси мос равишда каттароқ ва кичикроқ бўлади (1.3-расм).

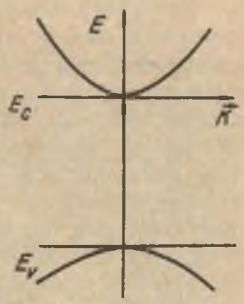
в. Минимум (ёки максимум)лар. Энергиялар зонасида турли минимум (ёки максимум)лар бўлиши мумкин. Бунга мисол тариқасида галлий арсениди (GaAs) нинг ўтказувчанлик зонасини қарайлик. Бу зонада икки минимум бўлиб, уларнинг энг кичиги зонанинг тубини (пастки чегарасини) белгилайди, юқоригиси эса ундан 0,36 эВ қадар баландда (1.4-расм). Бунда биринчи ва иккинчи минимумлар яқинида электроннинг массаси ва ҳаракатчанлиги турличадир.

г. Ўтишлар. Электрон бир ҳолатдан иккинчи ҳолатга (масалан, валент зонадан ўтказувчанлик зонасига) ўтганда унинг тўлқин вектори (импульси) ўзгармас қолса, у ҳолда бу ўтишни *тўғри ўтиш* дейилади (1.5-расм). Агар ўтишда электрон ўз тўлқин векторини ўзгартириши керак бўлса, бундай ўтишни *нотўғри ўтиш* дейилади (1.3 ва 1.4-расмлар).

Кўриниб турганидек, агар ўтказувчанлик зонасининг минимуми билан валент зона максимуми $\bar{k}$ нинг бир қийматига тўғри келса, бу ҳолда зоналараро электрон ўтиши тўғри ўтиш бўлади. Агар шу минимум ва максимумлар $\bar{k}$ нинг бир қийматига тўғри келмаса, зоналараро ўтиш нотўғри ўтиш бўлади, бунда электроннинг тўлқин вектори (импульси) ўзгариши керак; бундай ўзгариш бўлиши учун бошқа яна бир зарра бу жараёнда қатнашиши керак. Бундай ўтиш ёритиш таъсирида юз бераётганида ёруғлик зарраси



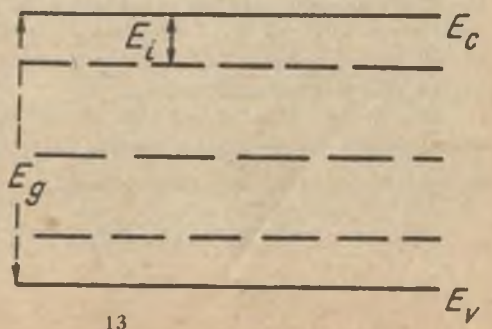
1.4- расм. GaAs ўтказувчанлик зонаси модели.



1.5- расм. Тўғри ўтишли яримўтказгич.

(фотон) энергияси ютилади, аммо унинг импульси кичик (деярли нолга тенг) бўлганлигидан нотўғри ўтиш содир бўлиши учун фонон қатнашиши керак (унинг импульси керакли катталикда). Кўп ҳолларда нотўғри ўтишлар фонон иштирокида амалга ошади.

д. **Нуқсонлар.** Маълумки, яримўтказгич кристалларида бир қатор нуқсонлар бўлиши мумкин. Яримўтказгичнинг электр хоссаларини бошқариш мақсадида унга киришмалар (танланган бошқа элемент атомлари) киритилади. Бу нуқсонлар (жумладан, киришмалар) электронлар учун яримўтказгичнинг тақиқланган зонасида янги ҳолатлар вужудга келтиради, улар муайян энергия сатҳлари ва электронларни тутиб олиш кесимларига эга бўладилар (1.6- расм).



1.6- расм. Тақиқланган зонада нуқсонлар ҳосил қилган сатҳлар.

1.3- §. Кристалл панжара тебранишлари. Фононлар

Кристалл панжарани ташкил этувчи атомлар (ионлар) доимо тебраниб турадилар. Бу тебранишлар умумий ҳолда икки тармоқни — акустик ва оптик тебранишлар тармоқларини ташкил қилади. Акустик тебранишлар оддий товуш тебранишлари бўлиб, улар бевосита ёруғлик ёки бошқа нурланишлар билан таъсирлашмайди. Аммо, оптик тебранишлар эса, номидан қўриниб турганидек, ёруғлик тўлқинлари билан бевосита ўзаро таъсирлашиши мумкин. Ҳар бир кристалл тебранишларининг учта акустик тармоғи, 0 та, 3 та, 6 та ва умуман 3 (s — 1) та оптик тармоғи бўлади (бунда s — кристаллнинг элементар ячейкасидаги атомлар сони). Тўлқин тарқалиши йўналишига нисбатан тебранишлар бўйлама (тебраниш ва тўлқин йўналиши бир хил), кўндаланг (тебраниш тўлқин йўналишига тик) тебранишлар турларига ажралади. Одатда бўйлама акустик ва оптик тебранишларни, мос равишда, LA ва LO кўринишда, кўндаланг тебранишларни эса TA ва TO кўринишда белгиланади.

Худди электромагнит тўлқинлар системасини фотонлар (ёруғлик зарралари) тўплами сифатида тасвирланганидек, кристалл панжара тебранишлари системасини квазизарралар — фононлар тўплами (гази) сифатида тасвирлаш қабул қилинган. *Фонон* (сўзма-сўз таржимаси: товуш зарраси) кристалл панжара тебранишлари энергияси ва импульсининг квантига (энг кичик миқдорига) эга бўлган квазизаррадир.

Тебранишлар частотаси ω_q, унга мос тўлқин вектор $\vec{q}$ бўлса, у ҳолда бундай тебранишнинг энг кичик энергияси ва квазиимпульси, яъни шу частотага мос фононнинг энергияси $E_ф = \hbar\omega_q$ ва квазиимпульси $\vec{p}_ф = \hbar\vec{q}$ бўлади.

Электроннинг (ва ковакнинг) кристалл панжара билан ўзаро таъсири жараёнида фононнинг энергияси ва квазиимпульсига тенг миқдорда энергия ва импульс алмашиниш (фонон ютиш ёки чиқариш) юз беради. Юқорида айтиб ўтганимиздек, фононлар зоналараро нотўғри ўтишларда ҳам иштирок этадилар.

Фононлар Бозе-Эйнштейн квант статистикасига бўйсунади, чунки унинг спини нолга тенг. $E_ф = \hbar\omega_q$ энергияли фононлар сони Планк формуласи

$$N_ф = \left[\exp\left(\frac{\hbar\omega_q}{kT}\right) - 1\right]^{-1} \qquad (1.7)$$

дан аниқланади. (1.7) дан $\hbar\omega_q \gg kT$ бўлганда $N_\phi \ll 1$ ва аксинча, $\hbar\omega_q \ll kT$ бўлганда $N_\phi \gg 1$ бўлиши кўриниб турибди.

1.4- §. Яримўтказгичларда кечадиган кинетик ҳодисалар

Яримўтказгичлар термодинамик мувозанат шароитида бўлганида (кучлар таъсир қилмаганда) электронлар ва коваклар газлари ҳам мувозанатда бўлади, уларнинг м у в о з а н а т и й к о н ц е н т р а ц и я л а р и н и аниқлаш, бунда даставвал Ферми сатҳини топиб олиш — э л е к т р о н л а р в а к о в а к л а р с т а т и с т и к а с и бўлими вазифасидир. Бунда концентрацияларнинг қандай омилларга (яримўтказгич тақиқланган зонасининг кенглигига, температура, киришмалар характери ва концентрациясига ва ҳ.к. ларга) боғлиқлиги текширилади.

Ташқи кучлар (электр, магнит майдонлар, ёруғлик, турли нурланишлар, зарралар бомбардимони, температура градиенти ва ҳ. к.) таъсирида яримўтказгичдаги электронлар ва коваклар газининг мувозанат ҳолати бузилади, зарядли зарраларнинг йўналган ҳаракати вужудга келади.

Ташқи кучлар таъсирида (эркин заряд ташувчиларнинг йўналган ҳаракати оқибатида) *кечадиган ҳодисаларни* ***кинетик ҳодисалар*** *(кўчиш ҳодисалари) дейилади.*

Кинетик ҳодисалар жумласига электр ўтказувчанлик, иссиқлик ўтказувчанлик, гальваномагнитик, термоэлектрик, термомагнитик, фотоэлектрик ва бошқа ҳодисалар киради.

Вақт ўзгариши билан доимий қолаверадиган ташқи кучлар таъсирида вужудга келадиган ҳодисалар ***стационар ҳодисалар*** *дейилади.* Аксинча, *вақт бўйича ўзгарувчан таъсирлар оқибатида юз берадиган ҳодисаларни* ***ностационар ҳодисалар*** *дейилади.*

Квант эффектлар сезиларли бўлмайдиган соҳада юз берадиган кинетик ҳодисалар назарияси Больцманнинг кинетик тенгламаси асосида барпо қилинган. Бу назарияга асосан, электронлар ва коваклар ҳаракатига ташқи кучлардан ташқари ички кучлар — бу зарраларнинг кристалл панжараси нуқсонлари (шу жумладан, панжара тебранишлари) билан тўқнашишлари ҳам таъсир қилади. Ўзгармас кучлар таъсирида электронлар (коваклар) системаси мувозанат ҳолатдан тўқнашишлар орқали номувозанат стационар ҳолатга ўтиши учун муайян вақт керак бўлади. Бу вақт *релаксация вақти* (τ) деб аталган бўлиб, у икки кетмакет тўқнашиш орасидаги эркин югуриш вақти тартибидаги

катталикдир. Турли тўқнашиш механизмлари учун шу релаксация вақти ифодаларини топиш кинетик ҳодисалар назариясининг асосий вазифаларидан бирдир.

Дарвоқе, релаксация вақти ифодасини билиш ушбу тўқнашиш механизми учун ҳаракатчанлик (μ) ни аниқлаш имконини беради:

$$\mu = e\langle\tau\rangle / m^*, \qquad (1.8)$$

бу ерда $\langle\tau\rangle$ — релаксация вақтининг ўртача қиймати, m^* — эффектив масса.

Больцман кинетик тенгламасининг ечимидан фойдаланиб электр ва энергия оқимлари тенгламаларини келтириб чиқариш мумкин. Улар эса барча кинетик ҳодисаларни, жумладан, бир қатор фотоэлектрик ҳодисалар (фотоўтказувчанлик, фото ЭЮК, Дембер ҳамда Кикоин-Носков эффектлари ва ҳ.к.) ни классик тақрибда ҳисоблаш имконини беради.

Албатта, кучли электр майдондаги кинетик ҳодисалар назарияси бирмунча мураккаб бўлиб, бунда электронлар ўртача энергиясининг майдонга боғлиқ равишда ортиши («қизғин электронлар» эффекти) каби омилларни ҳисобга олиш зарур.

Квантловчи магнит майдонларда (квант эффектларни юзага келтирадиган даражада катта магнит майдонларда) содир бўладиган бир қатор ажойиб ҳодисаларни тавсифлаш учун кинетик ҳодисаларнинг квант назарияси яратилган.

II боб. ИЧКИ ФОТОЭФФЕКТ НАЗАРИЯСИНИНГ АСОСИЙ ТУШУНЧАЛАРИ

2.1- §. Мувозанат ва номувозанат ҳолатлардаги заряд ташувчилар

Олдинги бобдан маълумки, умуман қаттиқ жисмларда, хусусан яримўтказгичларда заряд ташувчилар энергиялари спектри зонавий тузилишга эгадир.

Кўчиш ҳодисаларида (масалан, токда) қатнаша оладиган эркин заряд ташувчиларни ҳосил қилиш жараёни тақиқланган зонани ёки маҳаллий (локал) сатҳлар ва рухсатланган зоналар орасидаги тўсиқларни енгиб ўтиш учун энергия сарфлашни талаб қилади.

Термодинамик мувозанат шароитида бу энергия кристаллнинг иссиқлик энергияси жамғармасидан олинади. Шу

билан бир вақтда кристаллдаги электронлар кристалл панжараси билан кучли ўзаро таъсирлашади ва шунинг учун одатда панжара билан электронлар гази температураси бир хил бўлади. Яримўтказгичнинг температураси кўтарилганда бир вақтда ҳам зарраларнинг (атомларнинг ёки ионларнинг) панжара тугунлари атрофида тебранишлари амплитудаси ортади, ҳам электронларнинг энергиялари бўйича тақсимоти ўзгаради, термик ионланиш кучаяди, яъни зоналарда эркин электронлар ва коваклар сони ортади.

Бирор температурада термодинамик мувозанат шароитида яримўтказгичда мавжуд бўлган эркин заряд ташувчилар (электронлар ва коваклар) *мувозанатий заряд ташувчилар* дейилади.

Зоналарда эркин заряд ташувчилар термик ионланишдан ташқари ташқи таъсирлар оқибатида (масалан, ёруғлик таъсирида) ҳам пайдо бўлиши мумкин. Ёруғлик таъсири оқибатида зоналарда эркин заряд ташувчилар пайдо бўлиши ҳодисаси *ички фотоэффект* деб аталади.

Яримўтказгичда ортиқча (мувозанатдаги миқдорга нисбатан) заряд ташувчилар контакт (ёки *p-n* — ўтиш) орқали инжекцияланиш ҳисобига, кучли электр майдонлар таъсирида, юқори энергияли зарралар нурлари таъсири оқибатида ва бошқа сабаблар туфайли юзага келиши мумкин. Бунда электронларга энергетик тўсиқларни енгиш учун зарур бўлган энергияни ташқи манба беради ва уни асосан электронлар жамғаради, бироқ кристалл панжаранинг иссиқлик энергияси (температураси) деярли ўзгармай қолади. Ташқи таъсир мавжуд бўлганида шу тарзда кристалл панжара ва электронлар орасидаги мувозанат бузилади. Шу сабабдан яримўтказгичда ташқи таъсир туфайли вужудга келадиган заряд ташувчиларни *номувозанатий заряд ташувчилар* дейилади.

Одатда номувозанатий заряд ташувчилар концентрацияси жуда катта бўлмайди ва улар жамғарган энергия кристалл панжара атомлари (ионлари) иссиқлик тебранишлари энергиясига нисбатан анчагина кичик бўлади. Ички фотоэффектни юзага келтирувчи ташқи таъсир тўхтаганидан сўнг муайян вақт мобайнида панжара ва электронлар орасида яна иссиқлик (термодинамик) мувозанат қарор топади, бунда номувозанатий заряд ташувчилар ташқи манбадан олинган энергияни панжарага бериб, рекомбинацияланиб кетади. Бироқ, панжара ва бутун кристаллнинг температураси, бинобарин, мувозанатий заряд ташувчиларнинг концентрацияси ўзгармай қолаверади.

Вух. ТИП в ЛП
БИБЛИОТЕКА
№ У 1966

Ташқи таъсирнинг мавжуд бўлиши ва бўлмаслиги (масалан, яримўтказгични ёритиш ва ёритмай қўйиш) номувозанатий заряд ташувчилар концентрациясини ўзгартиради, аммо мувозанатий концентрацияга таъсир қилмайди. Шунинг учун электронлар ва ковакларнинг тўла концентрациялари (n, p) мувозанатий (n_0, p_0) ва ортиқча (Δn, Δp) концентрациялар йиғиндисига тенг бўлади:

$$n = n_0 + \Delta n, \tag{2.1}$$
$$p = p_0 + \Delta p. \tag{2.2}$$

2.2- §. Номувозанатий заряд ташувчиларнинг энергиялар бўйича тақсимоти. Ферми квазисатҳлари

Зоналардаги эркин заряд ташувчилар сони улардаги сатҳлар сонидан анча кам бўлади, шунинг учун ҳам мувозанатдаги электронлар ва коваклар зоналар чегаралари (ўтказувчанлик зонаси туби ва валент зона шипи) яқинида муайян ҳолатларни эгаллайди, бунда улар энергиялар бўйича маълум температураларга мос келадиган тақсимотга эгадир.

Энди мувозанат ҳолатдаги электронлар ва ковакларнинг энергиялар бўйича тақсимоти масаласини кўриб чиқайлик.

Катта $\hbar\omega$ энергияли фотонлар вужудга келтирган номувозанат ҳолатдаги заряд ташувчилар энергияси дастлаб мувозанатдаги ташувчиларнинг k_0T тартибидаги ўртача энергиясидан анча катта бўлиши мумкин. Кейин номувозанат ҳолатдаги ташувчилар фононлар билан ва панжаранинг турли нуқсонлари билан тўқнашганда уларга ўз энергиясининг бир қисмини узатиб, температураси панжара температураси билан тенглашади.

Эркин югуриш узунлиги 10^{-8} м ва тезлиги 10^5 м/с бўлган электрон ўзининг 1 эВ миқдордаги ортиқча энергиясини 10^{-10} с мобайнида улашиб бўлади. Бу вақт номувозанатий заряд ташувчиларнинг зоналарда яшаш вақтидан бирмунча кичикдир. Бундан чиқадиган хулоса шуки, номувозанатий заряд ташувчининг зонада яшаш вақтининг кўп қисмида ўртача энергияси (температураси) мувозанатий ташувчиникидан фарқ қилмайди. Демак, яримўтказгичда номувозанатий заряд ташувчиларнинг вужудга келтирилиши эркин заряд ташувчилар концентрациясини ўзгартиради, бироқ уларнинг зоналарда энергиялар бўйича тақсимоти ва ўртача кинетик энергияси (температураси) ўзгармай қолади.

Маълумки, термодинамик мувозанат шароитида элек-

троннинг E энергияли ҳолатни эгаллаганлиги эҳтимоллигини Ферми функцияси

$$f=\left[1+\exp\left(\frac{E-F}{k_0T}\right)\right]^{-1} \qquad (2.3)$$

ифодалайди; бу ерда F — Ферми сатҳи.

Мувозанатий ўтказувчанлик электронлари ва коваклари етарлича кичик концентрацияли бўлса (сийрак (айнимаган) электронлар ёки коваклар гази), $-F/k_0T \gg 1$ бўлади ва (2.3) Ферми тақсимоти Максвелл-Больцман тақсимотига айланади: а) ўтказувчанлик зонасидаги электронлар учун

$$f=\exp\frac{F-E}{k_0T}; \qquad (2.4)$$

б) валент зонадаги коваклар учун

$$f'=\exp\frac{E-F}{k_0T}. \qquad (2.5)$$

Бу ҳолда мувозанатий эркин электронлар ва ковакларнинг тўла концентрацияси мос равишда

$$n_0=N_c\exp(F/k_0T), \qquad (2.6)$$

$$p_0=N_V\exp[-(F+E_g)/k_0T] \qquad (2.7)$$

кўринишда бўлади; бу ерда $N_c=2(2\pi m_n k_0T/h^2)^{3/2}$, $N_V=2(2\pi m_p k_0T/h^2)^{3/2}$, E_g — тақиқланган зона кенглиги. (2.6) ва (2.7) ифодаларга асосан, мувозанатий заряд ташувчиларнинг концентрацияси температурага ва Ферми сатҳи вазиятига боғлиқ. *Ферми сатҳи мазкур яримўтказгич учун тузилган электронейтраллик тенгламасидан аниқланади.*

Номувозанатий ташқи таъсир мавжуд бўлган ҳолда (2.1) ва (2.2) ифодаларни (2.6) ва (2.7) ифодаларга ўхшаш кўринишда тасвирлаш мумкин:

$$n=n_0+\Delta n=N_c\exp(F_n/k_0T), \qquad (2.8)$$

$$p=p_0+\Delta p=N_V\exp[-(F_p+E_g)/k_0T] \qquad (2.9)$$

F_n ва F_p энергетик сатҳларни мос равишда электронлар ва коваклар учун Ферми квазисатҳлари дейилади. Равшанки, улар расман киритилади, аслида F_n ва F_p турлича бўлади, ваҳоланки, мувозанат шароитида бутун яримўтказгич учун Ферми сатҳи битта бўлади: $n=n_0$, $p=p_0$ бўлганда $F_n=F_p=F$. (2.6) ва (2.8) ҳамда (2.7) ва (2.9) ифодалардан:

$$F_n - F = k_0 T \ln(n/n_0), \quad (2.10)$$
$$F - F_p = k_0 T \ln(p/p_0). \quad (2.11)$$

Бундан чиқадиган хулоса: номувозанат ҳолатдаги n, p концентрациялар мувозанатдаги n_0, p_0 концентрациялардан қанча кўп фарқ қилса, F_n ва F_p лар F дан шунча кўпроқ узоқда бўлади.

2.3- §. Номувозанат ҳолатдаги ўтказувчанлик

Бирор ташқи таъсир оқибатида яримўтказгичда номувозанатий заряд ташувчиларнинг вужудга келиши унинг ўтказувчанлигини ўзгартиради. Умумий ҳолда тўла солиштирма электр ўтказувчанлик қуйидагига тенглиги маълум:

$$\sigma = \sigma_n + \sigma_p = e(\mu_n n + \mu_p p). \quad (2.12)$$

Бу ўринда номувозанатий заряд ташувчиларнинг вужудга келтириш шароити ва даражаси ташувчиларнинг ҳаракатчанлигини аниқлайдиган омилларга таъсир қилмайди ва шу сабабли ҳаракатчанликлар (μ_n ва μ_p) ўзининг мувозанат шароитидаги қийматини сақлайди, деб ҳисоблаймиз. У ҳолда (2.1) ва (2.2) ифодалардан фойдаланиб, (2.12) ни қуйидагича ёзиш мумкин:

$$\sigma = e(\mu_n n_0 + \mu_p p_0 + \mu_n \Delta n + \mu_p \Delta p). \quad (2.13)$$

Бундан номувозанатий ўтказувчанликнинг

$$\Delta\sigma = e(\mu_n \Delta n + \mu_p \Delta p) \quad (2.14)$$

ифодаси келиб чиқади.

Δn, Δp ва бинобарин, $\Delta\sigma$ катталикларга қандай омиллар таъсир қилади? Бу саволга жавоб бериш учун яримўтказгичда ёруғлик таъсирида номувозанатий ўтказувчанлик вужудга келадиган ҳолни қараб чиқайлик. Олинадиган натижаларни эса номувозанатий ташувчиларни вужудга келтиришнинг бошқа усулларига ҳам осонгина татбиқ қилиш мумкин.

Яримўтказгични асосий (хусусий) ютилиш соҳасига мансуб ёруғлик ($\hbar\omega \geqslant E_g$) ёритганда фотонларнинг ютилиши билан бир вақтда электронлар валент зонадан ўтказувчанлик зонасига ўтади, яъни номувозанатий электрон-ковак жуфтлари пайдо бўлади.

Ёруғлик x йўналишда тарқалаётган бўлсин ҳамда бирлик ҳажмда бирлик вақтда ёруғлик ютилиши оқибатида $\Delta n'$ ва $\Delta p'$ электронлар ҳамда коваклар вужудга келаётган бўлсин

(бунда $\Delta n'$ ва $\Delta p'$ сонлар ютилаётган ёруғлик энергиясига пропорционал бўлади). Ёруғлик интенсивлигини (1 $см^2$ юзага 1 с да тушаётган ёруғлик энергияси миқдорини) I орқали ифодалаймиз. У ҳолда 1 $см^2$ юзли ва dx қалинликли яримўтказгич қатламида ютилаётган энергия миқдори I ва dx ларга пропорционал бўлади:

$$-dI=\alpha I dx, \tag{2.15}$$

бундаги α — ёруғлик ютилиш коэффициенти.

Бирлик вақтда бирлик ҳажмда ютилаётган ёруғлик энергияси:

$$-(dI/dx)=\alpha I. \tag{2.16}$$

Демак,

$$\Delta n'=\Delta p'=\alpha\beta I, \tag{2.17}$$

бунда β — бир ёруғлик кванти (фотон) вужудга келтирган электрон-ковак жуфтлари сонини аниқлайдиган квантий чиқиш.

$$\alpha\beta I=g \tag{2.18}$$

катталик *заряд ташувчиларни* (бу ҳолда ёруғлик таъсирида) *вужудга келтириш (генерациялаш) тезлигидир.*

Агар заряд ташувчиларни генерациялашдан бошқа жараёнлар юз бермаганида эди, номувозанатий заряд ташувчилар концентрацияси

$$\Delta n=\Delta p=\beta\alpha I t \tag{2.19}$$

қонун бўйича вақт ўтиши билан тобора ортиб борган бўлур эди. Аммо генерациялашга тескари бўлган жараён — номувозанатий заряд ташувчиларнинг йўқ бўлиши (рекомбинация) жараёни ҳам мавжуддир. Стационар (ташқи таъсир доимий бўлган) шароитда мазкур икки жараённинг тезликлари аниқ бир-бирига тенг.

Заряд ташувчиларнинг рекомбинацияланиш жараёни қуйидагичадир: электрон ўтказувчанлик зонасидан валент зонага ўтиб, ковак билан қўшилади — оқибатда электрон-ковак жуфти йўқ бўлади. Рекомбинацияланиш тезлиги номувозанатий заряд ташувчилар концентрациясига боғлиқ ва бу жараён концентрацияни камайтиришга йўналган.

Доимий ёритиш бошланганда генерациялаш рекомбинацияланишдан кўп бўлади, номувозанатий заряд ташувчилар концентрациялари ортади, аммо кейинчалик бу ортиш рекомбинацияланишнинг кўпайишига олиб келади; ниҳоят,

ёритиш бошланганидан муайян вақт ўтгач рекомбинацияланиш тезлиги генерациялаш тезлигига тенглашади (яъни генерация ва рекомбинация ўзаро мувозанатланади) — заряд ташувчилар концентрациялари стационар $\Delta n_{ст}$ ва $\Delta p_{ст}$ қийматларга эришади, номувозанатий ўтказувчанликнинг стационар $\Delta\sigma_{ст}$ қиймати барқарорлашади.

Генерациялашдан то рекомбинацияланишгача эркин ҳолатда бўлиш вақти турли заряд ташувчилар учун турлича бўлади, бироқ, заряд ташувчиларнинг бутун тўплами учун ўртача яшаш вақти тушунчасини киритиш мумкин.

Демак, номувозанатий заряд ташувчиларнинг стационар концентрацияларини $\Delta n'$ ва $\Delta p'$ ларнинг эркин ҳолатда ўртача яшаш вақтлари τ_n ва τ_p ларга кўпайтмаси кўринишида ифодалаш мумкин:

$$\Delta n_{ст} = \Delta n' \cdot \tau_n = \beta\alpha I \tau_n, \tag{2.20}$$

$$\Delta p_{ст} = \Delta p' \cdot \tau p = \beta\alpha I \tau_p \tag{2.21}$$

Бу ҳолда стационар номувозанатий ўтказувчанлик (бизнинг ҳолда фотоўтказувчанлик) қуйидагича тасвирланади:

$$\Delta\sigma_{ст} = \Delta\sigma_n + \Delta\sigma_p = e(\mu_n \Delta n_{ст} + \mu_p \Delta p_{ст}) = e\beta\alpha I(\mu_n\tau_n + \mu_p\tau_p). \tag{2.22}$$

Бинобарин, стационар номувозанатий ўтказувчанликни 6 та параметр: α, β, μ_n, μ_p, τ_n, τ_p аниқлайди. α ва β параметрлар ёруғликнинг модда билан ўзаро таъсирини ифодалайди ва генерациялашни аниқлайди, τ_n, τ_p ва $\mu_n \cdot \mu_p$ лар эса заряд ташувчиларнинг модда билан ўзаро таъсирини, уларнинг кўчиш ва рекомбинацияланиш жараёнларини ифодалайди.

2.4- §. Тутилиш кўндаланг кесими. Номувозанат ҳолатдаги заряд ташувчиларнинг яшаш вақти

Молекуляр физика дарсликларида молекуланинг ўртача эркин югуриш вақтини таърифлаганда

$$\tau = 1/S_м \bar{v}_т N_0 \tag{2.23}$$

ифодадан фойдаланилади, бунда $\bar{v}_т$ — молекула иссиқлик ҳаракатининг ўртача тезлиги, $S_м = \pi R_м^2$ — унинг кўндаланг кесими, $R_м$ — радиуси, N_0 — молекулалар концентрацияси (Лошмидт сони).

Шунга ўхшаш, сочилиш назариясида ва рекомбинация назариясида бу жараёнларнинг характерли вақтини аниқлашда *сочилиш* (тўқнашиш) ҳамда *тутилиш кўндаланг кесими* тушунчалари киритилади. Молекулалар-

нинг бевосита тегишиш кўринишидаги тўқнашишлари ҳолида кўндаланг кесим молекуланинг геометрик кесимидан иборат бўлади. Бироқ, зарядланган зарраларнинг зарядланган зарралар билан, кристалл панжаранинг турли нуқсонлари билан тўқнашиш ҳоллари учун киритиладиган кўндаланг кесимлар тўқнашиш (тутилиш) марказларининг геометрик кўндаланг кесимини ифодаламайди, балки бу кесимлар заряд ташувчиларнинг мазкур тўқнашиш, тутилиш марказлари билан ўзаро таъсирини характерлайдиган ва умуман бир неча омилларга боғлиқ бўлган эффектив физикавий катталиклардир. Масалан, электроннинг панжаранинг зарядли нуқсони билан ўзаро таъсири нуқсоннинг ўз радиусидан анча узоқ масофаларда бошланади, бу ҳолда эффектив кўндаланг кесимни ўзаро таъсир сфераси радиуси аниқлайдики, у нуқсоннинг (сочилиш ёки тутилиш марказларининг) геометрик кесимидан кўп марта ортиқдир.

Энди рекомбинация жараёнида фойдаланиладиган «тутиш кесими» тушунчаси билан танишамиз. Номувозанатий заряд ташувчи, масалан, электрон кристалл панжарада ҳаракатланаётиб муайян эҳтимоллик билан ковакка дуч келиб қолиши ва унда тутилиши мумкин. Умумий ҳолда яримўтказгичда ковакларнинг (электронни тутиб оладиган марказларнинг) бир неча типи мавжуд бўла олади: валент зонадаги эркин коваклар, турли киришмаларнинг энергетик сатҳлари, панжара нуқсонлари сатҳларида ўринлашган коваклар ва ҳ. к.

Электроннинг ковак билан ҳар бир учрашуви ушланиш билан якунланади деб ҳисоблаймиз. Электроннинг мазкур (k) типдаги коваклар билан бирлик вақтда учрашишлар сони N_{nk} шу коваклар концентрацияси P_k га ва электроннинг ўртача нисбий тезлиги v_{nk} га пропорционалдир:

$$N_{nk} = S_{nk} p_k v_{nk}, \qquad (2.24)$$

бу ерда S_{nk} — электронни k типдаги ковак тутиб олиши эффектив кесими. Электроннинг коваклар билан икки кетма-кет дуч келиши орасида ўтган ўртача вақт

$$\tau_{nk} = \frac{1}{N_{nk}} = 1 / S_{nk} v_{nk} pk \qquad (2.25)$$

бўлади, уни мазкур ҳолда номувозанатий электроннинг ўртача яшаш вақти дейилади.

(2.23) ва (2.25) ифодаларни таққослаб, улар шаклан ўхшаш эканлигини кўрамиз ($v_{nk} \to v_T$, $p_k \to N_0$, $S_{nk} \to S_M$).

(2.25) ифодани ковакларнинг кўп турлари мавжуд бўлган ҳол учун умумлаштириш мумкин. Бу ҳолда

электроннинг барча турлардаги коваклар билан бирлик вақтда учрашишлари сони:

$$N_n = \sum_k S_{nk} p_k v_{nk}, \qquad (2.26)$$

ўртача яшаш вақти:

$$\tau_n = 1/\sum_k S_{nk} p_k v_{nk}. \qquad (2.27)$$

(2.27) ни қуйидагича ифодаласа ҳам бўлади:

$$\frac{1}{\tau_n} = \sum_k \frac{1}{\tau_{nk}}. \qquad (2.28)$$

Юқоридаги мулоҳазаларни валент зонадаги эркин ковакнинг электрон тўлдирган марказ томонидан тутилиши ҳоли учун ҳам такрорлаш мумкин. Бундай марказларнинг бир неча турлари мавжуд.

(2.25) ва (2.27) ифодаларга ўхшаш, ковакнинг бир турдаги марказда тутилишигача бўлган ўртача яшаш вақти:

$$\tau_{pk} = 1/S_{pk} v_{pk} nk, \qquad (2.29)$$

бир неча турдаги марказларда тутилишигача бўлган ўртача яшаш вақти:

$$\tau_p = 1/\sum_k S_{pk} v_{pk} n_k, \qquad (2.30)$$

$$\frac{1}{\tau_p} = \sum_k \frac{1}{\tau_{pk}}, \qquad (2.31)$$

бундаги S_{pk} — ковакни k-марказ тутиб олиши эффектив кесими, v_{pk} — ковакнинг ўртача нисбий тезлиги, n_k эса k-марказ концентрацияси.

$$\gamma_{nk} = S_{nk} \cdot v_{nk}, \qquad (2.32)$$
$$\gamma_{pk} = S_{pk} \cdot v_{pk}. \qquad (2.33)$$

катталиклар *тутиб олиш (рекомбинация) коэффициентлари* дейилади. (2.34) ва (2.35) ларни назарга олсак:

$$\tau_{nk} = 1/\gamma_{nk} \cdot p_k, \qquad (2.34)$$
$$\tau_{pk} = 1/\gamma_{pk} \cdot n_k. \qquad (2.35)$$

Тутилиш кесимларининг эффектив катталиклари (уларни бундан сўнг, соддалик учун т у т и л и ш к е с и м и деб атаймиз), албатта, тутувчи марказлар табиатига ҳамда тутилиш жараёни қандай шароитда юз бераётганига боғлиқ

бўлади. Шу сабабли ҳар бир ҳолда бу масала синчиклаб ўрганилади.

Муҳими шундаки, τ_{nk} ва τ_{pk} яшаш вақтлари тутиш марказларининг p_k ва n_k концентрацияларига, уларнинг кесимларига боғлиқ бўлади. Шу сабабга кўра улар яримўтказгич модданинг хоссаларини ифодалайди, лекин ташқи таъсир (температура, ёруғлик интенсивлиги ва ҳ. к.) ўзгарувчан бўлган ҳолда τ_{nk} ва τ_{pk} лар ҳам ўзгариб туриши мумкин.

Яримўтказгичларда номувозанатий заряд ташувчиларнинг яшаш вақти ярнмўтказгичлар электроникасида ишлатиладиган моддаларнинг (материалларнинг) муҳим характеристикасидир. Номувозанатий заряд ташувчиларнинг яшаш вақти маъносини қуйидагича тушуниш мумкин: юқорида кўрганимиздек, генерациялаш тезлиги (яъни бирлик ҳажмда бирлик вақтда ёруғлик ҳосил қиладиган электрон-ковак жуфтлари сони) ифодаси (2.18) формуладир. *Рекомбинациялаш тезлиги* (r_n, r_p), афтидан, номувозанатий ташувчилар концентрациясига пропорционал:

$$r_n = \Delta n/\tau_n,\ r_p = \Delta p/\tau_p. \qquad (2.36)$$

Ностационар шароитда, хусусан, доимий ташқи кучлар таъсири остида стационар ҳолат ўрнашишигача номувозанатий заряд ташувчилар концентрациясининг ўзгаришини генерация ва рекомбинация тезликлари фарқи аниқлайди:

$$\frac{d\Delta n}{dt} = g_n - r_n = \alpha\beta I - \frac{\Delta n}{\tau_n}, \qquad (2.37)$$

$$\frac{dp}{dt} = g_p - r_p = \alpha\beta I - \frac{\Delta p}{\tau_p}, \qquad (2.38)$$

бу ердаги n, p индекслар мос катталикларнинг электронлар ва ковакларга тегишли эканини кўрсатади.

$t=0$ вақт моментида ёритиш (генерация) тўхтатилади деб фараз қиламиз. Бунда мувозанат ҳолатнинг ўрнашиш жараёни бошланади, у ҳолда

$$d\Delta n/dt = -\Delta n/\tau_n, \qquad (2.39)$$
$$d\Delta p/dt = -\Delta p/\tau_p \qquad (2.40)$$

тенгламаларни интегралласак,

$$\Delta n(t) = \Delta n(0)\exp(-t/\tau_n), \qquad (2.41)$$
$$\Delta p(t) = \Delta p(0)\exp(-t/\tau_p). \qquad (2.42)$$

Демак, электронлар ва ковакларнинг τ_n ва τ_p яшаш вақтлари мувозанат ҳолат ўрнашиши ва унга тескари жараён —

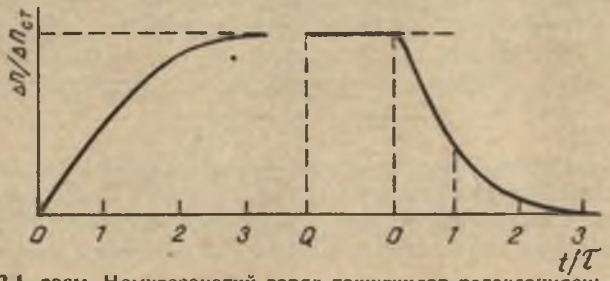
номувозанат (хусусан стационар) ҳолат ўрнаш..ш жараёни вақтини белгилайди.

Стационар ҳолатда $g_n = r_n$, $g_p = r_p$, бинобарин, стационар яшаш вақтлари қуйидаги кўринишда ифодаланиши мумкин:

$$\tau_n^m = \Delta n / g_n, \quad \tau_p^m = \Delta p / g_p. \tag{2.43}$$

2.5- §. Номувозанат ҳолатдаги заряд ташувчилар релаксацияси

Олдинги параграфдан маълумки, номувозанатий ўтказувчанликнинг стационар қийматига ёритиш бошланганидан муайян вақт ўтгандан кейин эришилади. Ёритиш тўхтатилганидан кейин муайян вақт ўтгач эса номувозанатий ўтказувчанлик йўқолади. Бу хулоса фақат яримўтказгични ёритиш ҳоли учунгина эмас, балки бошқа ташқи кучлар таъсир қилаётган ҳоллар учун ҳам ўринлидир.



2.1- расм. Номувозанатий заряд ташувчилар релаксацияси:

I — ўсиш соҳаси; II — пасайиш соҳаси.

2.1- расмда номувозанатий ўтказувчанликнинг (бизнинг ҳолда фотоўтказувчанликнинг) ўсиши ва пасайиши тасвирланган; бу чизиқларни *номувозанатий ўтказувчанлик релаксацияси чизиқлари* дейилади. Бу чизиқларнинг шакли ёруғлик интенсивлигига, яъни генерациялаш тезлигига, шунингдек рекомбинация механизмлари ва тезлигига боғлиқдир.

Қуйида икки муҳим ҳолни қараб чиқамиз.

а) Чизиғий рекомбинация. Бу ҳолда ёруғлик интенсивлиги кичик, яъни генерациялаш тезлиги етарлича кичик, рекомбинацияланиш тезлиги эса номувозанатий заряд ташувчилар концентрациясининг биринчи даражасига пропорционал бўлади деб фараз қилинади. Кейинги фараз, (2.36)га мувофиқ, яшаш вақти номувозанатий ташувчилар концентрациясига боғлиқ бўлмайди демакдир. Бу ҳолнинг амалга ошиш шартлари: бир турдаги рекомбинацияланиш

марказлари (ушлагичлари) мавжуд, уларнинг p_k ёки n_k концентрацияси етарлича катта ва ёритиш даражасига боғлиқ эмас ((2.34) ва (2.35) формулаларга қаранг).

Номувозанатий заряд ташувчилар (аниқлик учун электронлар) концентрациясининг бирлик вақт ичида ўзгаришини (2.37) тенглама тавсифлайди. Қаралаётган ҳолда $\tau_n = \text{const}$; $t=0$ пайтда яримўтказгич намунаси доимий интенсивликли ёруғлик билан ёритилаётган бўлсин. У ҳолда (2.37) тенгламанинг бошланғич $\Delta n(t=0)=0$ шарт ўринли бўлган ҳолдаги ечими:

$$\Delta n = \alpha\beta\tau_n I[1-\exp(-t/\tau_n)]; \qquad (2.44)$$

$t\to\infty$ бўлганда:

$$\Delta n(t\to\infty) = \alpha\beta\tau_n I = \Delta n_{ст}. \qquad (2.45)$$

(2.44) ифода номувозанат ҳолатдаги электронлар концентрациясининг, бинобарин, номувозанатий ўтказувчанлик мос ташкил этувчисининг ўсиш чизигини тавсифлайди. Ёритиш бошланганидан бирор τ_n тартибдаги вақт ўтгач концентрациянинг $\Delta n_{ст}$ қийматига эришилади.

Энди $t=0$ вақтда намунанинг ёритилиши тўхтатилади, деб фараз қилайлик. Бу ҳолда (2.37) тенглама

$$d\Delta n/dt = -\Delta n/\tau_n \qquad (2.46)$$

кўринишни олади ва $\Delta n(0)=\Delta n_{ст}=\alpha\beta\tau_n I$ бошланғич шартни эътиборга олганда

$$\Delta n(t) = \alpha\beta\tau_n I\exp(-t/\tau_n) \qquad (2.47)$$

ечимга келамиз. Бу ифода номувозанатий электронлар концентрациясининг пасайиш чизиғини тасвирлайди. Ёритиш тўхтатилган пайтдан бирор (τ_n тартибдаги) вақт ўтгач номувозанатий электронлар амалда йўқ бўлади. Ана шундай мулоҳазалар номувозанатий коваклар учун ҳам такрорланиши мумкин.

Номувозанатий ўтказувчанликнинг ўсиш ва пасайиш чизиқлари ёрдамида τ_n ва τ_p яшаш вақтларини аниқлаш мумкин.

б) Квадратик (зоналараро) рекомбинация. Бу ҳолда рекомбинация тезлиги яримўтказгичдаги номувозанатий заряд ташувчилар концентрацияси квадратига пропорционал бўлади. Бу ҳолнинг амалга ошиш шарти: ўтказувчанлик зонасидаги электронлар ва валент зонадаги коваклар концентрациялари бир хил, рекомбинация электронларнинг ўтказувчанлик зонасидан бевосита валент

зонага ўтиши кўринишида юз беради. Бу ҳолда рекомбинация тезлиги

$$r_n = \gamma (\Delta n)^2 \qquad (2.48)$$

бўлиб, (2.47) тенглама

$$d\Delta n/dt = \beta\alpha I - \gamma (\Delta n)^2 \qquad (2.49)$$

кўринишни олади. Бу тенгламани доимий интенсивликли ёритишнинг бошланиш ва тўхтатилиш ҳоллари учун ечсак, номувозанатий концентрациянинг ўсиш ва пасайиш жараёнларини тавсифловчи қуйидаги ифодаларни оламиз:

$$\Delta n(t) = \sqrt{\alpha\beta I/\gamma}\,/\mathrm{th}(t\sqrt{\gamma\alpha\beta I}) \quad \text{(ўсиш)}, \qquad (2.50)$$

$$\Delta n(t) = \sqrt{\alpha\beta I/\gamma}\,/|t\sqrt{\gamma\alpha\beta I} + 1| \quad \text{(пасайиш)}. \qquad (2.51)$$

Бу ҳолда релаксация жараёнининг вақт доимийси сифатида яшаш вақти тушунчасини киритиш мумкин эмас, чунки у жараён давомида узлуксиз ўзгариб боради. Бу ерда оний яшаш вақти тўғрисида гапирса бўлади, у ҳар бир онда муайян қийматга ва муайян маънога эга бўлади.

III боб. НОМУВОЗАНАТ ҲОЛАТДАГИ ЗАРЯД ТАШУВЧИЛАР ГЕНЕРАЦИЯСИ

3.1- §. Номувозанат ҳолатдаги заряд ташувчиларнинг оптик генерацияланиши. Ёруғлик ютилишининг асосий механизмлари

Генерациялаш жараёнларида эркин заряд ташувчини ёки эркин заряд ташувчилар жуфтини вужудга келтириш учун муайян ΔE энергия сарфланади. Бу нуқтаи назардан хусусий ва киришмавий генерациялаш жараёнларини фарқлаш мумкин.

ΔE генерациялаш энергияси кристалл панжарадаги ковалент боғланишларни узишга сарф бўладиган ва оқибатда эркин заряд ташувчилар жуфти (ўтказувчанлик зонаси электрони ва валент зона коваги) юзага келадиган жараён *хусусий генерациялаш жараёни* деб аталади. Бу жараёнда яримўтказгичнинг тақиқланган зонаси энергиясига тенг ёки ундан каттароқ энергия сарфлаш зарур. Агар генерациялаш жараёни оқибатида тегишли зонада киришмавий марказ билан боғланган бир ишорали заряд ташувчилар пайдо бўлса, бу жараён *киришмавий генерациялаш жараёни* деб аталади. Хусусий ва киришмавий

генерациялаш жараёнлари мувозанат шароитда ҳам, мувозанатсиз шароитда ҳам юз бериши мумкин.

Маълумки, ёруғлик тўлқини (электромагнит нурланиш) яримўтказгич сиртига тушганда ёруғлик оқимининг P_R қисми шу сиртдан қайтади, P_T қисми яримўтказгичдан ўтиб кетади, P_r қисми сочилади ва ниҳоят, P_α қисми ўтказгич ҳажмида ютилади. Бу қисмларнинг тушаётган тўла ёруғлик оқими P_0 га нисбатлари:

$$R=\frac{P_R}{P_0},\quad T=\frac{P_T}{P_0},\quad r=\frac{P_r}{P_0},\quad A=\frac{P_\alpha}{P_0}$$

мос равишда, қайтариш, ўтказиш, сочиш (сочилиш) коэффициентлари, ютиш қобилияти (коэффициенти) деб аталади. Энергия сақланиши қонунига асосан, бу коэффициентларнинг йигиндиси 1 га тенг, яъни:

$$R+T+r+A=1. \tag{3.1}$$

Бу коэффициентлар яримўтказгичларнинг хоссаларига, нурланишнинг (ёруғликнинг) тўлқин узунлигига, тушиш бурчаги, қутбланиш ҳамда намуна сиртининг ишланишига, унинг қалинлигига боғлиқ бўлади.

Ёруғлик ютилишининг бир неча механизмлари бор. Ёруғлик ютилиши механизми қандай бўлса ҳам, яримўтказгич ҳажмида фотонлар оқими (ёруғлик интенсивлиги) Бугер-Ламберт қонунига биноан экспоненциал равишда камайиб боради:

$$I_\nu(x)=I_{\nu 0}(1-R_\nu)e^{-\alpha x}, \tag{3.2}$$

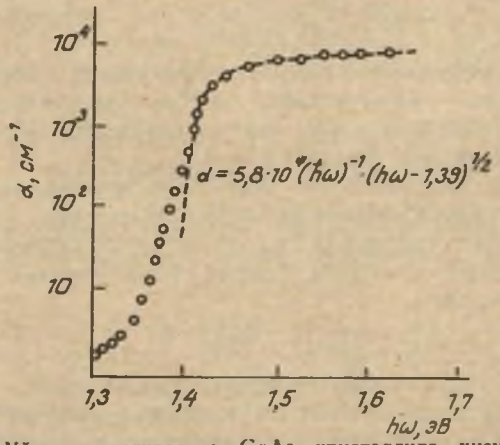
бу ерда I_0 — яримўтказгич сиртига тушаётган ν — частотали фотонлар оқими, фотон/см$^2\cdot$с (ёки ёруғлик интенсивлиги, Вт/см^2); $I_{\nu 0}(1-R_\nu)$ — яримўтказгич ичига кирган фотонлар оқими; $I_\nu(x)$ — сиртдан x масофа ичкаридаги фотонлар оқими; α — ютилиш коэффициенти, см$^{-1}$; R_ν — қайтариш коэффициенти. Ютилиш коэффициентига тескари катталик $x_0=\frac{1}{\alpha}$ фотонлар оқими e марта камаядиган (сиртга тушганига нисбатан) сиртдан ичкаридаги масофани аниқлайди. Таъкидлаймизки, ютилиш коэффициенти α турли ютилиш механизмлари учун турлича бўлиб, яримўтказгич ҳажмида фотонлар оқими камайиши тезлигининг ўлчови бўлади. Ёруғликнинг кристалларда ютилган энергияси бошқа турдаги энергияларга айланади. Ютилган фотонлар энергиясининг бевосита нимага сарфланганига

қараб оптик ютилиш механизмларини хусусий, экситон, киришмавий, панжаравий (фонон), плазмавий, эркин заряд ташувчилар томонидан ютилиш механизмларига ажратиш мумкин.

3.1.1. Яримўтказгичларда ёруғликнинг хусусий ютилиши. Тўғри ўтишлар.

Хусусий ютилиш деб фотоннинг энергияси яримўтказгичнинг тақиқланган зонаси кенглигига тенг ёки ундан ортиқ ($\hbar\omega \geqslant E_g$) бўлган нурланиш таъсирида электронларнинг боғланган ҳолатдан (валент зонадан) эркин ҳолатга (ўтказувчанлик соҳасига) ўтишига айтилади.

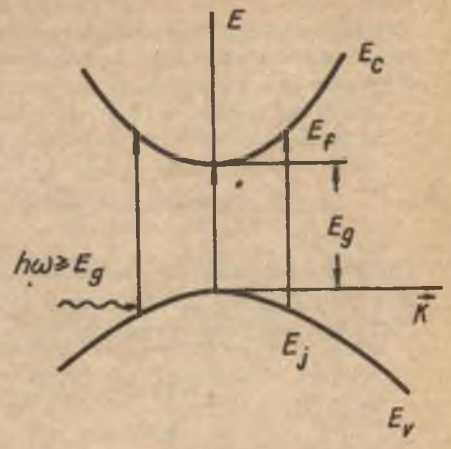
Мусаффо яримўтказгичлар $\hbar\omega < E_g$ бўлганида етарлича шаффофдир. $\hbar\omega \geqslant E_g$ бўлганида эса $\alpha(\hbar\omega)$ ютилиш коэффициенти 0,1 эВ чамасидаги спектрал ораликда 10^4—10^5 $см^{-1}$ гача кескин ортади, аммо фотоннинг каттароқ энергияли соҳасида $\alpha(\hbar\omega)$ анча суст ўзгаради



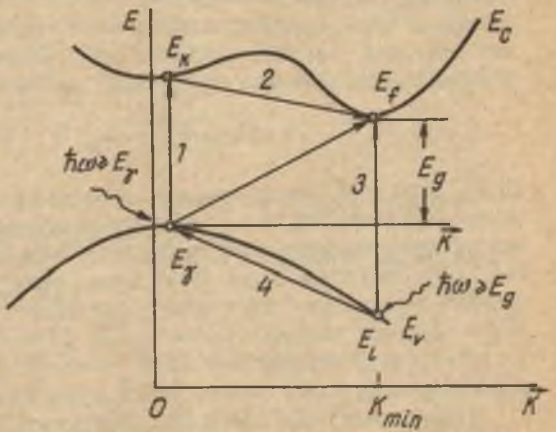
3.1-расм. Уй температурасида GaAs кристаллида хусусий ютилиш коэффициенти билан фотон энергияси орасидаги боғланиш (узлукли чизиқ — назарияга, нуқтали чизиқ — тажриба натижасига тааллуқли).

(3.1-расм). $\alpha(\hbar\omega)$ нинг кескин ўса бошлашига мос келувчи энергетик соҳани яримўтказгичнинг ёруғликни ютиш асосий соҳаси чегараси ёки соддароқ қилиб яримўтказгичнинг *хусусий ютиш чегараси* дейилади. Бундан, ютиш чегараси зоналар чегаралари яқинидаги ҳолатлар орасидаги электрон ўтишларга мос келиши тушунарлидир. Яримўтказгичнинг электр ўтказувчанлигини белгилайдиган кўп миқдордаги киришмалар, нуқсонларнинг мавжуд бўлиши хусусий ютилиш чегарасининг кескинлигини камайтиради. Хусусий ютилиш коэффициентининг частотага боғлани-

3.2- расм. Яримўтказгичда тўғри оптик ўтишлар.



3.3- расм. Яримўтказгичда нотўғри оптик ўтишлар.



шини текширилаётган яримўтказгичнинг энергетик зоналари тузилиши белгилайди. Яримўтказгичлар энергетик зоналар тузилишига қараб тўғри зонали (3.2- расм) ва нотўғри зонали (3.3- расм) турларга бўлинади. Тўғри зонали яримўтказгичлар (InSb, InAs, GaAs, PbS, CdS ва б., 3.2- расм) да ўтказувчанлик зонасидаги электронлар энергияси минимуми (ўтказувчанлик зонаси туби) ва валент электронлар энергияси максимуми (валент зона шипи) Бриллюэн зонасининг бир нуқтасига (электрон тўлқин вектори $\vec{k}$ нинг бир қийматига) тўғри келади. Нотўғри зонали яримўтказгичлар (Ge, Si, GaP ва б., 3.3- расм) да эса ўтказувчанлик зонаси туби ва валент зона шипи Бриллюэн

зонасининг турли нуқталарида бўлади (улар учун $\vec{k}$ нинг қийматлари ҳар хил). Шунга мувофиқ равишда яримўтказгичлардаги зоналараро оптик ўтишлар **тўғри** ва **нотўғри ўтишларга** ажратилади.

(3.2) ифодадан $\alpha(\hbar\omega)$ ни қуйидагича тасвирлаш мумкин:

$$\alpha(\hbar\omega) = -\frac{\left(\frac{dI_\nu(x)}{dx}\right)}{I_\nu(x)}. \qquad (3.3)$$

(3.3) формуланинг сурати бирлик ҳажмда бирлик вақтда ютилган ёруғлик энергиясини кўрсатади. Шунинг учун ҳам ҳар қандай оптик ўтишлар учун (3.3) формулани

$$\alpha(h\nu) = \frac{\mathcal{P}(h\nu)\cdot\hbar\omega}{I\nu_0} \qquad (3.4)$$

кўринишда ифодалаш мумкин; бундаги $\hbar\omega$ — фотон энергияси; $\mathcal{P}(h\nu)$ — ёруғлик тўлқини майдони таъсирида бирлик ҳажмда бирлик вақтда содир бўладиган зоналараро электрон ўтишларнинг тўла сони (эҳтимоллиги):

$$\mathcal{P} = \frac{2}{(2\pi)^3}\int d^3k_i \int W_{if}\cdot[f(k_i) - f(k_f)]d^3k_f. \qquad (3.5)$$

(3.5) ифодада интеграллаш ютилишдаги бошланғич ва охирги ҳолатларни мос равишда характерловчи $\vec{k}_i$, $\vec{k}_f$ тўлқин векторларнинг барча қийматлари бўйича бажарилади. $f(\vec{k}_i)$, $f(\vec{k}_f)$ функциялар $\vec{k}_i$ ва $\vec{k}_f$ тўлқин векторли бошланғич ва охирги ҳолатларда электрон мавжудлиги эҳтимоллигидир; W_{if} — бирлик вақтда айрим $\vec{k}_i \to \vec{k}_f$ ўтишнинг эҳтимоллиги. $[f(k_i) - f(k_f)]$ кўпаювчи тўла эгалланган ёки бўм-бўш ҳолатлар орасидаги оптик ўтишларни истисно қилади.

$\alpha(\hbar\omega)$ спектрал боғланиш зоналараро $E_V \to E_c$ ўтишлар характерига муҳим даражада боғлиқ. $\alpha(\hbar\omega)$ боғланишни келтириб чиқариш тафсилотига тўхталмасдан тўғри ўтишнинг қисқача тавсифи билан чегараланамиз: ғалаёнлар назариясининг биринчи тақрибига мувофиқ зоналараро тўғри оптик ўтишлар учун ўтиш эҳтимоллиги қуйидаги кўринишда бўлади:

$$W_{if} = \frac{2\pi}{h}\cdot\frac{e^2\vec{a}^2}{2m_0\omega}|M_{if}^c|^2\delta[E(k_i) - E(k_f) + h\omega], \qquad (3.6)$$

бундаги $\delta[E(k_i) - E(k_f) + h\omega]$ — Дирак δ- функцияси бўлиб, ёруғлик ютилишининг квант характерини акс

эттиради ва энергия сақланиши қонунини ифодалайди, яъни фақат

$$E(\vec{k}_f) = E(\vec{k}_i) + \hbar\omega \qquad (3.7)$$

шартни қаноатлантирувчи ўтишларгина мавжуд бўлиши мумкин. $|M_{ij}^{\xi}|$ — квазитўлқин вектори $\vec{k}_i$ ҳолатдан $\vec{k}_f$ ҳолатга оптик ўтиш матрица элементининг компоненти бўлиб,

$$M_{ij}^{\xi} = \int \Psi_f^* e^{i\vec{k}_\phi \vec{r}} \cdot (\xi \hat{p}) \Psi_i d^3 r \qquad (3.8)$$

муносабатдан аниқланади; бундаги Ψ_f^* — охирги ҳолат тўлқин функциясининг комплекс қўшмаси, Ψ_i — бошланғич ҳолат тўлқин функцияси, $\vec{k}_\phi$ — фотоннинг тўлқин вектори, $\hat{p} = -ih\nabla$ — импульс оператори, ∇ — градиент оператори, $\vec{\xi}$ — қутбланиш бирлик вектори.

Электроннинг ўтказувчанлик зонаси ва валент зонасидаги ҳолатларини тегишли Блох тўлқин функциялари билан ифодаланади:

$$\Psi_f = U_f(r) e^{i\vec{k}_f \vec{r}} = U_c(k_c r) e^{i\vec{k}_c \vec{r}};$$
$$\Psi_i = U_i(r) \cdot e^{i\vec{k}_i \vec{r}} = U_V(k_V r) e^{i\vec{k}_V \vec{r}}. \qquad (3.9)$$

$U_c(r)$, $U_V(r)$ функциялар $\vec{k}$ — фазода панжара доимийларига тенг даврий функциялардир.

$\vec{k}_V \to \vec{k}_c$ оптик ўтишнинг $\vec{\xi}$ йўналишдаги матрица элементи

$$M_{cV} = p_{cV}^{\xi} \cdot \delta(\vec{k}_c - \vec{k}_V - \vec{k}_\phi) \qquad (3.10)$$

кўринишда бўлади, импульс операторининг матрица элементи эса

$$p_{cV}^{\xi} = \int U_c^*(r) \cdot (\vec{\xi}\hat{p}) U_V(r) \cdot d^3 r \qquad (3.11)$$

кўринишга эгадир.

$\delta(\vec{k}_c - \vec{k}_V - \vec{k}_\phi)$ кўпайтувчи Дирак δ- функцияси бўлиб, оптик ўтишда квазиимпульс сақланиш қонунини ифодалайди, яъни

$$\hbar\vec{k}_c = \hbar\vec{k}_V + \hbar\vec{k}_\phi. \qquad (3.12)$$

(3.12) ифода оптик ўтишнинг танлаш қоидаларидан биридир.

Электроннинг квазиимпульси умумий ҳолда Бриллюэн зонаси чегараси (π/a) чамасида, яъни тахминан 10^8 $см^{-1}$ чамасида бўлади, фотонлар учун эса 10^5 $см^{-1}$ дан ошмайди. Равшапки, фотоннинг тўлқин вектори $\vec{k}_\phi$ нинг

катталиги электронларнинг $\bar{k}$ тўлқин векторининг каттали-гидан анча кичик, шунинг учун $\bar{k}_c$ ва $\bar{k}_V$ га нисбатан $\bar{k}_\Phi$ ни ҳисобга олмаслик мумкин, у ҳолда (3.12) қуйидаги кўри-нишни олади:

$$\hbar\bar{k}_c \simeq \hbar\bar{k}_V \text{ ёки } \bar{k} \simeq \bar{k}_V. \qquad (3.13)$$

Импульс сақланиши қонуни шуни кўрсатадики, кристалл электронларининг нурланиш майдони билан ўзаро таъсирла-шишида электроннинг тўлқин вектори ўзгармайдиган ўтишларгина мумкиндир. Зоналар диаграммасида уларга тўғри вертикал чизиқлар мос келади (3.2- расм).

Якка атомдаги сингари, кристалларда электронларнинг оптик ўтишлари танлаш қоидаларини қаноатлантириши керак. Оптик ўтишлар учун танлаш қоидалари бошланғич ва охирги ҳолатларнинг $U_V(r)$ ва $U_c(r)$ тўлқин функциялари билан боғлиқдир. Бу қоидалар умумий ҳолда группалар назарияси ёрдамида аниқланади. Аммо, $U(r)$ функциялар симметриясини уларнинг жуфтлик хоссаси билан, яъни координата ишораси ўзгарганида ўз ишорасини сақлаб қолиш ёки ўзгартириш хоссаси билан характерлаш кифоя-дир. Агар ўтказувчанлик зонаси ва валент зонасидаги электронларнинг ҳолатларини ҳар хил жуфтликка эга бўлган Блох тўлқин функциялари тасвирласа, у ҳолда $p^{\bar{k}}_{cV}$ жуфт функция бўлади. Бунда, E_V ҳолатдан E_c ҳолатга оптик ўтишни р у х с а т э т и л г а н ў т и ш дейилади.

Агар электронларнинг ўтказувчанлик зонаси ва валент зонасидаги ҳолатларини бир хил жуфтликка эга бўлган Блох тўлқин функциялари тасвирласа (бунда $|p^{\bar{k}}_{cV}|_{\bar{k}=\bar{k}_0}=0$), бу ҳолда E_V ҳолатдан E_c ҳолатга оптик ўтишни т а қ и қ-л а н г а н ў т и ш дейилади. Бунда симметрия бўйича тақиқ фақат Бриллюэн зонасидаги юқори симметрияли нуқталар учунгина бажарилади. Бу нуқталар фазода $p^{\bar{k}}_{cV}$ матрица элементи $\bar{k}$ нинг силлиқ ўзгарувчан функцияси бўлади. Шунинг учун $\bar{k}_0$ махсус нуқта атрофида бу функцияни $(\bar{k}-\bar{k}_0)$ даражалари бўйича қаторга ёйиш мумкин:

$$p^{\bar{k}}_{jl} = p^{\bar{k}}_{jl}(\bar{k}_0) - (\bar{k}-\bar{k}_0)\left[\nabla_k p^{\bar{k}}_{jl}(\bar{k})\right]_{\bar{k}=\bar{k}_0} + \ldots \qquad (3.14)$$

Агар танлаш қоидалари барча ўтишларни рухсатлаган бўлса, у ҳолда $p^{\bar{k}}_{jl}(k)$ матрица элементини яхши тақрибда ўзгармас ва (3.14) ёйилманинг $\bar{k}_0=0$ нуқтадаги биринчи ҳадига тенг деб ҳисоблаш мумкин:

$$p^{\bar{k}}_{jl}(\bar{k}) = p^{\bar{k}}_{jl}(0) = p^{\bar{k}}_{cV}. \qquad (3.15)$$

Агар ўтишлар симметрия мулоҳазалари бўйича тақиқланган ($p_{\vec{c}}^{\vec{v}}(0)=0$) бўлса, у ҳолда $\vec{k}\neq 0$ га тегишли матрица элементини (3.14) ифоданинг иккинчи ҳади аниқлайди:

$$p^{\vec{v}}=\vec{k}\left[\nabla_k p^{\vec{v}}(\vec{k})\right]_{\vec{k}=0}. \qquad (3.16)$$

Бунда ўтишнинг эҳтимоллиги $\vec{k}$ га пропорционал равишда ортиб боради. Содда зоналар структураси ҳолида ўтказувчанлик зонаси ва валент зона параболик бўлади, экстремумлар $\vec{k}=0$ нуқтада (Бриллюэн зонаси маркази) бўлади, тенг энергияли (изоэнергетик) сиртлар маркази $k=0$ да жойлашган сфералар бўлади. Бу ҳолда оптик ўтишлар энергияси

$$\hbar\omega=E_g+\frac{\hbar^2k^2}{2m_r} \qquad (3.17)$$

формула билан аниқланади, бунда E_g — тақиқланган зона кенглиги, $m_r=m_n\cdot m_p/(m_n+m_p)$ — электронлар ва ковакларнинг келтирилган эффектив массаси.

Квант ўтишлар назариясига мувофиқ, хусусий ютиш чегараси ($\hbar\omega\geqslant E_g$) соҳасида ютилиш коэффициенти $\alpha(\hbar\omega)$ нинг фотонлар энергиясига боғланиши тўғри рухсат этилган ўтишлар учун

$$\alpha(\hbar\omega)=A_1(\hbar\omega-E_g)^{1/2}/\hbar\omega, \qquad (3.18)$$

тақиқланган ўтишлар учун

$$\alpha(\hbar\omega)=A_2(\hbar\omega-E_g)^{3/2}/\hbar\omega \qquad (3.19)$$

кўринишда бўлади; бунда A_1, A_2 — частотага боғлиқ бўлмаган, аммо оптик ўтишда иштирок қилувчи зоналар параметрлари ва баъзи халқаро доимийларни ўз ичига олувчи коэффициентлар.

Баъзи бир нотўғри зонали яримўтказгичлар (масалан, Ge ва Si) учун $k_{max}\neq k_{min}$; квант танлаш қоидаларига мувофиқ тўғри ўтишлар $\vec{k}=0$ да тақиқланган бўлади (3.3- расм).

3.1.2. Зоналараро нотўғри ўтишлар.

Агар бир ҳолатдан иккинчи ҳолатга ўтишда электроннинг тўлқин вектори ўзгарса, бундай ўтишни *нотўғри ўтиш* дейилади. Импульс сақланиши қонунига мувофиқ нотўғри оптик ўтишда фонон иштирок қилиши керак. Электроннинг фонон билан ўзаро таъсири ҳисобга олинганда унинг энергия ва тўлқин вектори сақланиши қонунлари нотўғри ўтишлар учун қуйидагича ифодаланади:

$$E_f=E_i+\hbar\omega\pm E_q;\ \vec{k}_f=\vec{k}_i+\vec{k}_\Phi\pm\vec{k}q, \qquad (3.20)$$

бундаги E_q, $\bar{k}_q$ — фононнинг энергияси ва тўлқин вектори, (+) ишора фононнинг ютилишига, (—) ишора эса унинг чиқарилишига мос келади.

Фонон чиқарилиши ёки ютилиши билан биргаликда содир бўладиган нотўғри ўтиш (3.3- расм) икки поғонали жараён сифатида қаралади: электрон дастлаб валент зонадаги E_i, $\bar{k}_i$ ҳолатдан фотон таъсирида (уни ютиб) ўтказувчанлик зонасидаги оралиқ (виртуал) k_k, $\bar{k}_i$ қолатга тўғри ўтади (1- ўтиш), кейин эса $\bar{k}_q$ тўлқин векторли фононни ютиб ёки чиқариб охирги E_f, k_f қолатга ўтади (2- ўтиш). Еруғлик ютилишининг бошқа вариантлари ҳам мавжуд. Масалан, нурланиш таъсирида валент зона чуқуридаги электрон $k=k_{min}$ тўлқин векторли ўтказувчанлик зонадаги ҳолатга «вертикал ўтиш» бажаради (3- ўтиш); бунда чуқурда ҳосил бўлган ковак фонон чиқариб ёки ютиб валент зонанинг шипи яқинидаги $k=0$ ҳолатга ўтади (4- ўтиш). Нотўғри ўтишларни текширишда киритилган оралиқ жараёнлари гарчи ҳақиқатдан мавжуд бўлмаса ҳам, аммо улар ҳақиқий жараённи яхши тушуниб олиш ёки уни миқдоран тавсифлашга имкон беради. Бундай оралиқ жараёнларни **виртуал жараёнлар**, зарраларнинг оралиқ ҳолатларини эса **виртуал ҳолатлар** дейилади.

Электроннинг оралиқ (виртуал) ҳолатда бўлиш вақти жуда кичик, бинобарин, унинг энергияси ноаниқ. Гейзенбергнинг ноаниқликлар принципига асосан ($\Delta E\tau \geqslant h$) энергия сақланиш қонуни ҳар бир оралиқ (*1*, *2*, *3*, *4*-) ўтишлар учун бажарилмаслиги мумкин, аммо икки оралиқ виртуал ўтишлар (*1* ва *2*) ҳамда (*3* ва *4*) бирга қаралган ҳолатлар учун бажарилади.

Электронни E_i ҳолатдан E_f ҳолатга ўтиб олишга келтирадиган нотўғри ўтишлардаги тўртта турли жараёнларни ҳисобга олиб, ўтишнинг тўла эҳтимоллигини қуйидаги кўринишда тасвирлаш мумкин:

$$\mathcal{P}=\sum_{if} W_{if}.$$

Ғалаёнлар назариясининг иккинчи тақрибига мувофиқ нотўғри ўтишлар эҳтимоллиги

$$W^{if}=\frac{2\pi}{\hbar}\left[\frac{eH_{ki}^2\cdot|H_{fk}|^2}{(E_k-E_i-\hbar\omega)^2}+\right.$$

$$\left.+\frac{|H_{fl}|^2\cdot|H_{li}|^2}{(E_l-E_i-\hbar\omega)^2}\right]\delta(E_f-E_i-\hbar\omega\pm E_q) \qquad (3.21)$$

кўринишга эга, бундаги H_{kj}, H_{ll} — тўғри ўтишлар қаралганда иштирок этган ғалаён операторининг матрица элементлари, H_{jk}, H_{lj} — мос равишда $k \to j$, $l \to j$ ўтишлар учун электрон-фонон, фонон-ковак ўзаро таъсирларнинг матрица элементлари.

Одатда кўпгина яримўтказгичлар учун энергетик зона диаграммаси шундайки, бунда ютилиш чегараси яқинидаги ўтишлар учун $E_k - E_j \ll E_l - E_l$ тенгсизлик бажариладн. Шу сабабдан l оралиқ ҳолат орқали ўтишларнинг ютилишдаги ҳиссасини ҳисобга олмаса ҳам бўлаверади.

Тўғри ўтишлар ҳолидаги сингари, агар нотўғри ўтишлар ҳолида оралиқ ҳолатларга (*1* ва *3*) вертикал ўтишлар тўлқин функциялар симметрияси мулоҳазаларига кўра тақиқланган бўлса, бу ҳолда ўтишнинг матрица элементини (3.16) формула ифодалайди. Параболик зоналарга эга бўлган айнимаган яримўтказгич учун рухсат этилган нотўғри ўтишларда ютиш коэффициенти

$$\sigma(\hbar\omega) = \frac{A_3}{\hbar\omega}\left[\frac{(\hbar\omega - E_g - E_q)^2}{\exp(E_g/k_0T) - 1} + \frac{(\hbar\omega - E_g - E_q)^2}{(1 - \exp(E_q/k_0T))}\right] \qquad (3.22)$$

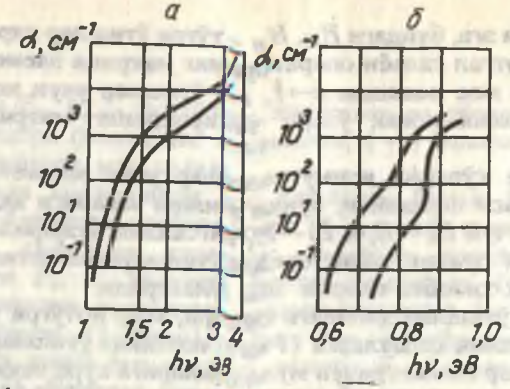
кўринишга эгадир. Тақиқланган нотўғри ўтишлар учун эса:

$$\sigma(\hbar\omega) = \frac{A_4}{\hbar\omega}\left[\frac{(\hbar\omega - E_g + E_q)^3}{\exp(E_q/kT - 1)} + \frac{(\hbar\omega - E_g - E_q)^3}{1 - \exp(E_q/kT)}\right]. \qquad (3.23)$$

(3.22) ва (3.23) ифодаларда биринчи қўшилувчи фонон ютилиши билан, иккинчиси эса фонон чиқарилиши билан ёруғлик ютилишини ифодалайди. (3.22) ва (3.23)да A_3 ва A_4 лар — температурага деярли боғлиқ бўлмаган доимий катталиклар; A_3 Ge учун 2600 эВ$^{-2}$ см$^{-1}$ га, Si учун 3600 эВ$^{-2}$·см$^{-1}$ га, SiC учун 2500 эВ$^{-2}$ см$^{-1}$ га тенгдир (3.4- расм).

3.1.3. Ёруғликнинг экситоний ютилиши.

Кристалл ичида бир-бирига боғланган ва биргаликда кўча оладиган электрон билан ковакдан иборат уйғотилган ҳолатни *экситон* дейилади. Соддароқ қилиб айтганда, экситонни бир-бири билан ўзаро кулон таъсири (тортишиш) воситасида боғланган электрон билан ковак жуфти кўринишида тасаввур қилиш мумкин. Бинобарин, худди водород атомидагидек, электрон ковак атрофидаги орбита бўйлаб ҳаракатланиши мумкин. Агар содда қилиб электрон ва ковак m_n ва m_p скаляр эффектив массаларга эга деб ҳисобланса, у ҳолда экситон тўғрисидаги масала содда водородсимон



3.4- расм. Германий кристаллида (*а*) ва кремний кристаллида (*б*) ёруғликнинг хусусий ютилиш спектри.

система тўғрисидаги, яъни икки зарранинг ўзаро тортишиш таъсиридаги ҳаракати тўғрисидаги масалага айланади.

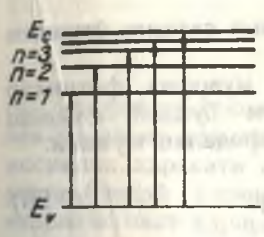
Экситоннинг бундай (водородсимон) модели қабул қилинса, унинг тўла энергиясини қуйидаги формула ифодалайди:

$$E_{экс} = E_g + \frac{\hbar^2 K_{экс}^2}{2M} - \frac{R_{экс}}{n^2}, \qquad (3.24)$$

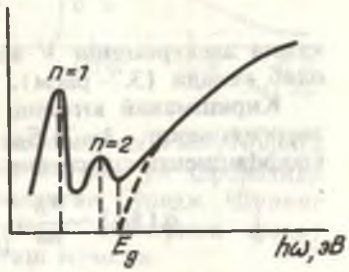
бу ерда $M = m_n + m_p$ — экситон массаси; $R_{экс} = \frac{m_r e^4}{8\hbar^2 \varepsilon_0 \varepsilon^2} = E_H m_r / \varepsilon^2 m_0$ — экситон учун Ридберг доимийси (экситоннинг боғланиш энергияси, яъни электроннинг ковакдан ажралиб кетиши учун зарур бўлган энергия); E_H — водород атоми боғланиш энергияси; $n = 1, 2, 3$ — квант сонлар; $m_r = \frac{m_n \cdot m_p}{m_n + m_p}$.

Экситоннинг масса маркази ҳаракати эътиборга олинмаса, яъни экситон ҳолатлари $E_g - R_{экс}$ дан E_g гача оралиқни эгаллаган дискрет водородсимон сатҳлардан иборат бўлса (3.5- расм, экситон ёруғлик таъсирида пайдо бўлганида) электрон валент зонадан экситон сатҳга ўтади. *Экситоннинг пайдо бўлиш энергияси тақиқланган зона кенглигидан кичикроқ бўлади.* Ёруғликнинг экситонда ютилиши яримўтказгичнинг ютиш спектрида хусусий (фундаментал) ютилиш чегараси яқинидаги нозик структурали интервал (оралиқ) кўринишида намоён бўлади. Тўғри ўтишлар механизми ёрдамида экситонлар ҳосил бўлиши хусусий

ютилиш чегарасининг узун тўлқинли тарафида ютилишнинг чизиғий спектри пайдо бўлишига олиб келади (3.6- расм). Экситонлар, шунингдек, фонон ютилиши ёки чиқарилиши билан биргаликда юз берадиган нотўғри ўтишлар оқибатида пайдо бўлиши ҳам мумкин. Назарияга мувофиқ, улар $\alpha^{1/2} = f(\hbar\omega)$ ютилиш чизиғида поғоналар кўринишида намоён бўладилар.



3.5- расм. Яримўтказгичда экситоннинг энергетик сатҳлари.

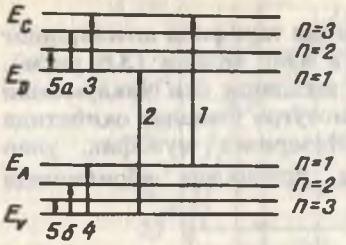


3.6- расм. Тўғри зонали яримўтказгичда ёруғликнинг экситоний ютилиш спектри.

IV группага мансуб яримўтказгичларда асосий ҳолатдаги ($n = 1$) экситоннинг боғланиш энергияси V группа элементларининг киришма донор сатҳининг активланиш энергияси (чуқурлиги) чамасидаги катталикка эгадир. Кўпчилик яримўтказгичларда экситон энергияси ($R_{экс}$ нинг катталигига боғлиқ равишда) 1—20 мэВ оралиқда бўлади. Шунинг учун экситоний ютилишни паст температураларда кузатиш мумкин. Эркин электронлар ва ионлашган киришма марказлари экситоний ўзаро таъсирни экранлаши мумкин. Шу туфайли экситоний ютилиш нисбатан тоза ва суст легирланган яримўтказгичларда кузатилади.

3.1.4. Киришмавий ютилиш.

Яримўтказгичларда ёруғликнинг ютилиши ундаги киришма марказларини ионланиш ёки уйғонишга олиб келиши мумкин, бундай ютилиш — *киришмавий ютилиш* деб аталади. Яримўтказгичга кам концентрацияли акцептор ва донор киришмалар киритилганда унинг тақиқланган зонасида дискрет сатҳлар вужудга келади. Электрон томонидан $\hbar\omega \geqslant E_i$ энергияли (E_i — киришма марказининг ионлашиш энергияси) фотоннинг ютилиши: а) донор киришма маркази нейтрал бўлганида электроннинг киришма сатҳидан ўтказувчанлик зонасига ўтишига; б) нейтрал акцептор киришма



3.7- расм. Яримўтказгичда киришма марказларида ютилиш билан боғлиқ бўлган оптик ўтишлар схемаси:

1,2- ионлашган акцептор ва донор киришма атомларида ёруғликнинг ютилишидаги оптик ўтишлар; *3,4-* нейтрал донор ва акцептор киришма атомларида ёруғликнинг ютилишидаги оптик ўтишлар; *5 а, 5 б-* ёруғликнинг ютилиши туфайли киришма донор ва акцептор атомларининг асосий ҳолатдан қўзғалган ҳолатга ўтиши.

ҳамда электроннинг V зонадан киришма сатҳига ўтишига олиб келади (3.7- расм).

Киришмавий ютилиш назариясига мувофиқ, фотонлар энергиясининг $\hbar\omega \geqslant E_D$ соҳаси учун бундай ютилиш коэффициенти спектрини қуйидагича ифодалаш мумкин:

$$\alpha(\hbar\omega) \sim \frac{N_D}{\hbar\omega} \cdot \frac{(\hbar\omega - E_D)}{[C_0 + (\hbar\omega - E_D)]^4}, \qquad (3.26)$$

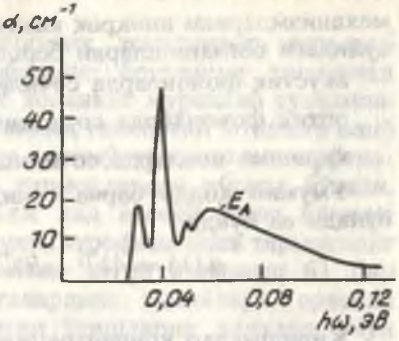
бундаги E_D — донор марказнинг ионланиш энергияси, N_D — донорлар концентрацияси, C_0 — киришмавий ҳолатларнинг эффектив массасини ва Бор радиусини ўз ичига олган муайян доимий катталик.

Киришмавий марказлар (масалан Si даги B, P киришма) асосий ҳолатлардан ташқари яна бир қатор қўзғатилган ҳолатларга эга бўлиши мумкин. $\hbar\omega < E_i$ энергияли фотон электронни асосий ҳолатдан маълум бир қўзғатилган ҳолатга ўтказади. Бунда чизиқ-чизиқ ютилиш спектри кузатилади (3.8- расм). Фотоннинг энергияси $\hbar\omega \geqslant E_g - E_i$ бўлганида валент зона билан ионланган донор орасида ёки ионланган акцептор билан ўтказувчанлик зонаси орасида оптик ўтиш юз бериши мумкин. Ҳисоблашларнинг кўрсатишича, ионланган акцептор-ўтказувчанлик зонаси орасида оптик ўтиш билан боғлиқ ютилиш ҳолида ютилиш коэффициентини

$$\alpha(\hbar\omega) = A_5 N_A^- (\hbar\omega - E_g + E_A)^{1/2} \qquad (3.27)$$

кўринишда ифодалаш мумкин, бу ерда A_5 — доимий, N_A^- — ионланган акцепторлар концентрацияси.

Яримўтказгичларда донорлар ҳам акцепторлар ҳам мавжуд бўлиши мумкин; бу ҳолда қисман, баъзан эса тўла компенсация юз беради. Тегишли энергияли фотонлар таъсирида электронлар ионланган акцепторлардан ионлан-



3.8-расм. Бор киритилган кремнийда киришмавий ютилиш спектри.

ган донорларга ўтиши мумкин. Кичик ионланиш энергиясига эга киришма атомларининг деярли барчаси уй ҳароратида иссиқлик ҳаракати оқибатида ионланган бўлади. Шунинг учун бундай киришмаларнинг ютиш спектрини фақат етарлича паст ҳароратларда кузатиш мумкин.

3.1.5. Эркин заряд ташувчиларнинг ёруғликни ютиши. Яримўтказгични ёритилганда рухсат этилган зоналардаги эркин заряд ташувчилар, яъни ўтказувчанлик зонасидаги электронлар ва валент зонадаги коваклар билан $\hbar\omega < E_g$ энергияли фотонлар ўзаро таъсирлаша олади. Эркин заряд ташувчи фотонни ютиб рухсат этилган зонада бир энергетик ҳолатдан бошқа энергетик ҳолатга ўтиши мумкин. Ёруғликнинг бундай ютилиши *эркин заряд ташувчилар томонидан ютилиш* дейилади.

Друденинг классик электрон назариясига мувофиқ, эркин заряд ташувчиларда оптик ютилиш коэффициенти қуйидагичадир:

$$\alpha(\lambda) = \frac{ne^2\lambda^2}{8\pi \cdot m^* \bar{n} c^3 \tau(\vec{k})}, \qquad (3.28)$$

бундаги n — заряд ташувчилар концентрацияси, λ — ютилаётган фотонларнинг тўлқин узунлиги, m^* — заряд ташувчилар эффектив массаси, n — муҳитнинг синдириш кўрсаткичи, c — ёруғликнинг вакуумдаги тезлиги, $\tau(\vec{k})$ — заряд ташувчиларнинг кристалл панжара дефектлари билан тўқнашуви аниқлайдиган релаксация вақти.

Рухсат этилган зоналардаги эркин заряд ташувчилар томонидан ёруғлик ютилишининг характерли белгиси — ютилиш коэффициентининг тўлқин узунлик квадратига пропорционал бўлишидир: тажрибада $\alpha \sim \lambda^\eta$ боғланиш кузатилади, бунда $\eta = 1 \div 4$. Конкрет сочилиш (тўқнашиш)

механизмларини аниқроқ квант механикавий ҳисобга олиш қуйидаги боғланишларни беради:

акустик фононларда сочилиш ҳолида: $\alpha(\lambda) \sim \lambda^{3/2}$;

оптик фононларда сочилиш ҳолида: $\alpha(\lambda) \sim \lambda^{5/2}$;

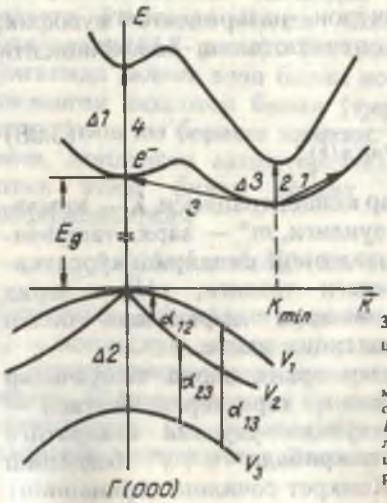
киришма ионларда сочилиш ҳолида: $\alpha(\lambda) \sim \lambda^{7/2}$.

Умумий ҳолда барча сочилиш механизмлари мавжуд бўлади ва бунда

$$\alpha(\lambda) = A\lambda^{3/2} + B\lambda^{5/2} + C\lambda^{7/2}. \qquad (3.29)$$

Киришмалар концентрациясига, температурага ва панжаранинг қандай тебранишлари устун бўлишига боғлиқ равишда юқорида кўрсатилган механизмлардан бирортаси асосий бўлади.

Қутбсиз яримўтказгичлар (Ge, Si) да киришмалар концентрацияси унча катта бўлмаганда эркин заряд ташувчилар асосан акустик фононларда сочилади. Қутбли яримўтказгичлар (GaAs, GaP, CdS, SiC) да амалда ҳам акустик, ҳам оптик фононларда сочилиш бўлади. Яримўтказгич хоссали A_2B_6 бирикмаларда асосий сочилиш оптик фононлардаги сочилиш бўлади. Бир неча яримўтказгичларда эркин заряд ташувчилар томонидан ютилишнинг баён қилинган механизмлари билан бир қаторда т а н л о в ч а н ю т и л и ш ҳам аниқланган; бу ютилиш электронлар ёки ковакларнинг биргина (ўтказувчанлик ёки валент) зона

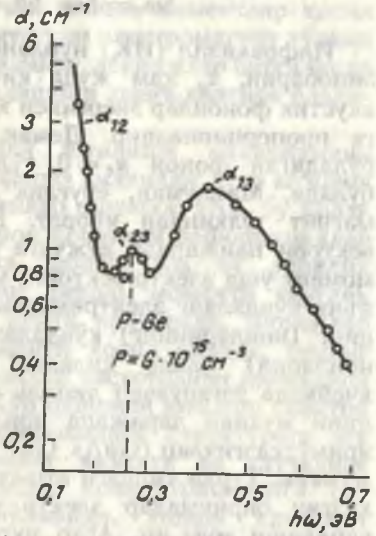


3.9- расм. Ёруғликнинг эркин заряд ташувчиларда ютилишидаги оптик ўтишлар.

V_1 — валент зонанинг оғир ковакли тармоғи; V_2 — енгил ковакли тармоғи; V_3 — спин-орбитал ўзаро таъсир тармоғи. 1) *1-2, 2-3, 1-3* — зоналар ичидаги оптик ўтишлар (ёруғликнинг эркин ковакларда танланган ютилиши). 2) *2,4* — водийлараро ўтишлар; *3* — нотўғри ўтишлар (ёруғликнинг эркин электронларда танловчан ютилиши).

ичида бир тармокдан иккинчи тармоққа ўтиши оқибатидир, деб ҳисобланади.

Шундай қилиб, ўтказувчанлик зонасининг мураккаб тузилиши эркин электронларнинг ёруғликни танловчан ютишига (3.9- расм), валент зонанинг мураккаб тузилиши эса эркин ковакларнинг ёругликни танловчан ютишига олиб келади (3.10- расм). Одатда яримўтказгичларнинг ўтказувчанлик зонаси бир неча тармоқлардан иборат бўлади. Ўтказувчанлик зонасида икки хил асосий ўтиш бўлиши мумкин: а) $\bar{k} = \bar{k}_0$ минимум нуқта атрофида икки тармоқнинг бир турдаги водийлари орасида тўғри ўтишлар; б) бир тармоқнинг турли $\bar{k}$ нуқталардаги водийлари орасида нотўғри ўтишлар. Кўрсатилган ўтишларни аниқлаш учун тармоқлар орасидаги Δ_1 ва Δ_2 оралиқлар тақиқланган зона кенглигидан кичик бўлиши керак.



3.10- расм. p- тип германийда 300 К да танловчан ютилиш спектри.

Олмос структурали (Si, Ge) ва рух алдоқчиси структурали (A_3B_5) яримўтказгичларнинг валент зонаси учта V_1, V_2, V_3 тармоқни ўз ичига олади. Кўп ҳолларда V_1 ва V_2 тармоқлар $\bar{k} = 0$ нуқтада айниган (тармоқларнинг максимумлари устма-уст) бўлади. Агар коваклар гази айниган бўлса, у ҳолда валент зона шипи яқинидаги бўш сатҳларга электронлар уч хилда: 1) енгил коваклар V_2 тармоғидан оғир коваклар V_1 тармоғига; 2) ажралган V_3 тармоқдан енгил коваклар V_2 тармоғига; 3) V_3 тармоқдан оғир коваклар V_1 тармоғига тўғри ўтади.

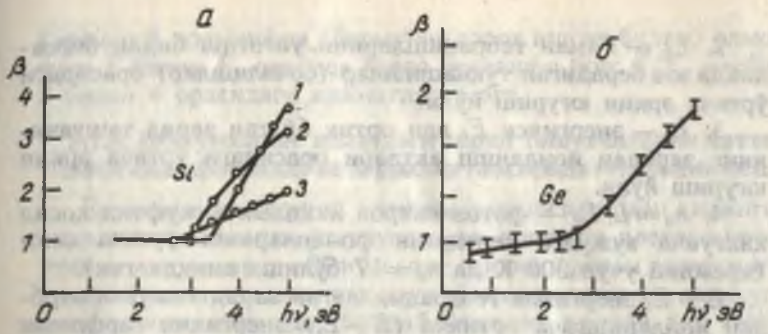
қатъи назар, Бугер-Ламберт қонуни (3.2) бўйича экспоненциал камайиб боради. (3.2) дан заряд ташувчиларни генерациялашнинг ҳажмий тезлиги (бирлик ҳажмда бирлик вақтда ҳосил қилинган заряд ташувчилар сони) ёритилаётган сиртдан x масофа ичкарилик учун қуйидагича ифодаланади:

$$g(x)=\beta\frac{dI_\nu}{dx}=\alpha(\lambda)\cdot\beta(\lambda)(1-R_\nu)\cdot I_{\nu_0}e^{-\alpha x}=g_0e^{-\alpha x}. \quad (3.32)$$

Агар ютилиш коэффициенти кичик ва $\alpha d\ll 1$ (бунда d — намунанинг қалинлиги) бўлса, g генерациялаш тезлиги x масофага боғлиқ бўлмайди. Бу хулоса хусусий ютилишда ёруғликнинг кучсиз ютилиш соҳасида ва киришма сатҳлардан заряд ташувчилар генерацияланишида адолатли. Мазкур ҳолда (намуна унча қалин бўлмаганда!):

$$g=g_0=\alpha\cdot\beta I_{\nu 0}(1-R_\nu) \quad (3.33)$$

ўринли бўлади. Нурланишнинг кучли ютилиш соҳасида α катта бўлади ва бунда $\alpha d\gg 1$ тенгсизлик ўринлидир. Бу ҳолда нурланиш яримўтказгичнинг юпқа сиртки қатламида ютилади. Оптик генерация тезлиги (суръати) қалинлик координатасига боғлиқ бўлади ва (3.32) ифода билан аниқланади. Бундаги $\beta(\lambda)$ — фотоионланиш квант чиқиши бўлиб, у генерацияланган номувозанат ҳолатдаги заряд ташувчилар сонининг ютилган фотонлар сонига нисбатини ифодалайди, бинобарин, номувозанатий электрон ва коваклар ҳосил қилмасдан ютилган фотонлар исрофини ҳисобга олади. Тажрибанинг кўрсатишича, хусусий ютилиш чегараси яқинида бир қатор яримўтказгичлар учун $\beta(\lambda)=1$. С. И. Вавилов (1947 й.) назарий башорат қилганидек, фотонлар энергияси етарлича катта бўлганида ($\hbar\omega\geqslant E_g$) фотолюминесценциянинг квант чиқиши $\beta(\lambda)>1$ бўлиши мумкин. Ф. А. Бутаева ва И. В. Фабрикант тажрибалари бу башоратни тасдиқлади. Кремний ва германий асосида тайёрланган фотоэлементларда фототокнинг тушаётган фотон энергиясига боғланишини тажрибада текшириш оқибатида фотоионланиш квант чиқишининг спектрал боғланиши графигида кескин ифодаланган икки соҳа борлиги аниқланди (3.11- расм). Улардан бири $\beta=1$ доимий қийматга мос келади, иккинчисида эса $\beta>1$ бўлиб, фотонлар энергияси ошган сари β квант чиқиш ҳам ортиб боради. Бунинг сабаби — зарбдан ионланиш туфайли эркин заряд ташувчиларнинг қўшимча генерацияланишидир. Бу ҳодиса германийда $\hbar\omega\simeq 4E_g$ бўлганида, кремнийда эса $\hbar\omega\simeq 3E_g$ бўлганида содир бўлади.



3.11-расм. *а)* Кремнийда фотоионланиш квант чиқишининг спектрал боғланиши: 1—100 К, 2—300 К, 3—400 К да; *б)* хусусий ютилиш соҳасида ёруғлик билан қўзғатилган германийда фотоионланиш квант чиқиши спектри.

Энергия ва импульс сақланиш қонунларидан келиб чиқишича, электрон (ковак) зарбидан ионланиш учун яримўтказгич тақиқланган зона кенглигидан каттароқ кинетик энергияга ($\frac{mv^2}{2} > E_g$) эга бўлиши керак. Бундай электрон ва коваклар $\hbar\omega \geqslant 2E_g$ энергияли фотонлар ютилганидаёқ пайдо бўлиши мумкин. Аммо, зарбдан ионланиш ҳодисаси тажрибада $\hbar\omega \geqslant 3E_g$ бўлганида кузатилган. Буни фотоионланиш жараёнига ҳам, зарбдан ионланиш жараёнига ҳам татбиқ этиладиган танлаш қоидалари асосида тушунтириш мумкин.

В. Шоклининг зарбдан ионланиш назариясида фотонни ютиш оқибатида пайдо бўлган бирламчи заряд ташувчилар орасида фотон энергияси тенг тақсимланади ва зарбдан ионланиш учун зарур минимал энергия $E_{min} \simeq E_g$ бўлади, деб фараз қилинган.

Олмос структурали кристалларда энг катта частотали фононлар субпанжаралар қарама-қарши томонларга силжиган ҳолатдаги тебранишларга мос келади. Уларнинг тўлқин вектори нолга тенг. Бриллюэн зонаси марказида жойлашган бу тебранишларни *панжаранинг Раман тебранишлари* дейилади:

$$E_b \simeq \hbar\omega_q \simeq \begin{cases} 0{,}037 \text{ эВ — германий учун,} \\ 0{,}063 \text{ эВ — кремний учун.} \end{cases}$$

В. Шокли назариясида қуйидаги доимий катталиклар (константалар) киритилган:

1. E_i — заряд ташувчининг зона чегарасидан ҳисобланадиган бўсағавий энергияси, $E > E_i$ — энергияли заряд ташувчи иккиламчи электрон-ковак жуфтини ҳосил қилишга қодир.

2. L_R — Раман тебранишларини уйғотиш билан биргаликда юз берадиган тўқнашишлар (сочилишлар) орасидаги ўртача эркин югуриш йўли.

3. L_i — энергияси E_i дан ортиқ бўлган заряд ташувчининг зарбдан ионланиш актлари орасидаги ўртача эркин югуриш йўли.

4. $n_q = L_i\, L_R$ — фотоэлектрон иккиламчи жуфтни ҳосил қилгунча вужудга келтирган фононларнинг ўртача сони (кремний учун 300 К да $n_q = 17$ бўлиши аниқланган).

$E > E_i$ энергияли генерацияланган заряд ташувчи зарбдан ионланишгача ортиқча $(E - E_i)$ энергияни сарфлаши керак. Бунда у $C_0 = (E - E_i)/E_R$ марта тўқнашиши ва ўртача $C_0 L_R$ йўлни ўтиши керак. Фотоэлектроннинг шу йўлда ионлантирмаслиги эҳтимоллиги:

$$W = \exp\left(-\frac{C_0 L_R}{L_i}\right) \approx \exp\left(-\frac{(E - E_i)}{n_q E_R}\right). \qquad (3.34)$$

Заряд ташувчи энергияси E то E_i дан кичикроқ қийматгача камайгунча бир ионланиш юз бериши эҳтимоллиги:

$$P(E) = \left[1 - \exp\left(-\frac{(E - E_i)}{n_q E_R}\right)\right]. \qquad (3.35)$$

Кремний учун $E_i = E_g$ (Si) $\approx 1{,}1$ эВ, германий учун $E_i = E_g$ (Ge) $\approx 0{,}68$ эВ.

Шундай қилиб, электрон-ковак жуфтини пайдо қилувчи зарбдан ионланишнинг ҳар бир акти E энергияни ютади, $n_q E_R$ энергия эса панжаранинг тебраниш энергиясига қўшилади. Бундан ташқари, ионланиш қобилиятига эга бўлмай қолган заряд ташувчи ўзида E_k кинетик энергияни сақлаб қолади, бу ҳам панжара тебранишларини уйғотишга сарфланади. Ортиқча энергияни ҳисобга олган ҳолда бир жуфт номувозанатий ташувчиларга тўғри келадиган ўртача энергия:

$$\bar{E} = 2E_k - E_i - E_R n_q. \qquad (3.36)$$

$$E_i = E_g \text{ ва } E_k = 0{,}6\, E_i \qquad (3.37)$$

деб ҳисоблаб, Шокли қуйидаги қийматларни олган:

3.1- жадвал

Энергия, Эв	Si	Ge	CdS
E_i	1,1	0,6	2,4
$n_q E_R$	1,1	2,1	—
$\bar{E}$	3,5	3,6	5 ÷ 10

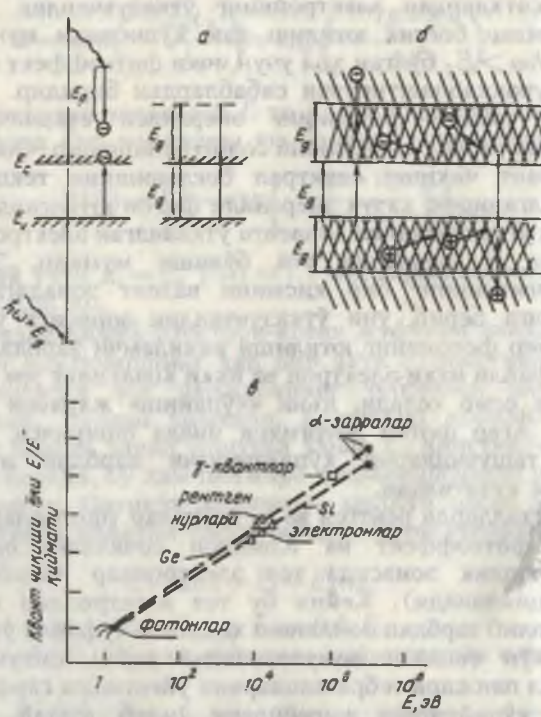
Германий, кремний ва (бирмунча озроқ ишонч билан) олмос учун $\bar{E}$ билан E_g орасида ўзаро боғланиш бор: $\bar{E}/E_g$ нисбат 3 билан 4 орасидаги қийматларга эга.

3.1.8. Номувозанат ҳолатдаги заряд ташувчиларни катта энергияли фотонлар ва зарралар таъсирида генерациялаш.

Ёруғликнинг хусусий ютилиш механизми баён қилинганида валент зонадан ўтказувчанлик зонасига электроннинг ўтиши учун зарур бўлган энг кичик фотон энергияси аниқлайдиган ютилишнинг узун тўлқинли чегараси мавжудлиги кўрсатилган эди. Бундай ўтишлар ҳолида энг катта фотон энергияси аниқлайдиган ютилишнинг қисқа тўлқинли чегараси ҳам бўлиши мумкин. Бунда ютилиш чизиғи қисқа тўлқинли соҳа ичигача давом этади ва пастки чуқур зоналар ҳамда сатҳлардан электроннинг ўтказувчанлик зонасига ўтиш билан боғлиқ ютилиш ҳам қўшилиши мумкин. Бу ҳодиса $h\omega > E_g$ бўлган ҳол учун ички фотоэффект назариясини мураккаблаштирувчи сабаблардан биридир. Яна бир шундай сабаб — фотоннинг энергияси етарлича катта бўлганида зарбдан ионланиш содир бўлишидир. Фотоионланиш квант чиқиши спектрал боғланишини текширганда кўрсатилганидек, катта энергияли фотон ютилганда валент зонадан ўтказувчанлик зонасига ўтказилган электрон E_g дан каттароқ E энергияга эга бўлиши мумкин. Электрон ўз энергиясининг бир қисмини валент зонадаги бошқа электронга бериб, уни ўтказувчанлик зонасига ўтказади. Бунда бир фотоннинг ютилиши иккиламчи зарбдан ионланиш туфайли икки электрон ва икки ковакнинг эркин бўлиб олишига олиб келади, яъни «кўпайиш» жараёни вужудга келади. Агар фотон энергияси янада оширилса, у ҳолда эркин ташувчиларни кўпайтирувчи зарбдан ионланиш жараёни кузатилади.

Кристалларда рентген ва γ- квантлар (фотонлар) ютилганида фотоэффект ва Комптон сочилиши оқибатида ўтказувчанлик зонасида тез электронлар пайдо бўлади (генерацияланади). Кейин бу тез электронлар кристалл ичида қолиб зарбдан ионланиш ҳодисаси туфайли ўз энергиясини кўп сондаги номувозанатий заряд ташувчиларга, кристалл панжара тебранишларини уйғотишга сарф қилади. Бундай кўпайтириш жараёнлари ўнлаб, юзлаб, минглаб шажараларга (поғоналарга) эга бўлиши мумкин, оқибат натижада квантларнинг деярли ҳамма энергияси эркин электронлар ва коваклар ҳосил қилишга (ионлашга) сарфланади.

Зарядли зарралар (α, β- зарралар, тезланган электронлар) вужудга келтирадиган зарбдан ионланиш жараёнлари фотоионланишга ўхшаш тарзда намоён бўлади. Бу зарралар бирламчи ионланиш ҳодисаси оқибатида худди γ- квантлар ва рентген нурланиши сингари тез электронлар ҳосил қилади. Бу электронлар эса кейин кўп поғонали кўпайиши оқибатида кўп сонли эркин электронлар ва коваклар пайдо қилади. Катта энергияли квантлар ҳамда зарядли зарралар оқими таъсирида германий ва кремний монокристалларида номувозанатий заряд ташувчиларни генерациялашда бир электрон-ковак жуфтини ҳосил қилишга сарфланган ўртача $\bar{E}$ энергия зарядли зарраларнинг дастлабки энергияси ва табиатига боғлиқ бўлмайди (3.12- расм). $\bar{E}$ энергия ионлашга кетган тўла энергия сарфининг пайдо қилинган



3.12- расм. Энергияси тақиқланган зонадан катта бўлган фотон ютилишидаги электрон ўтишлар *(а)*, энергияси катта бўлган заррачалар, квантлар билан ионланишда электрон-ковак жуфтини ҳосил қилиш энергиясининг тақиқланган зона кенглигидан катта бўлиши *(б)*, фотоионланишда квант чиқишининг энергияга боғлиқлиги *(в)*.

номувозанатий заряд ташувчилар жуфтлари сонига нисбати билан аниқланади: $\bar{E}=E/\beta$; бундаги E — квантнинг ($\hbar\omega$) ёки зарядли зарранинг энергияси, β — кўпайиш коэффициенти, яъни ионлашда квант чиқиши.

3.1- жадвалдаги маълумотни таҳлил қилсак, германий, кремний ҳамда олмос учун $\bar{E}$ билан тақиқланган зона кенглиги E_g ўзаро боғлиқлигини, $\bar{E}/E_g$ нисбат 3 дан 4 гача бўлган қийматга эга бўлишини кўрамиз.

Тез зарядли зарраларнинг модда ичида тормозланишида йўқотиладиган энергия деярли тамомила боғланган электронларни озод қилишга сарфланади. Бу сарфни *ионланиш йўқотишлари* дейилади. Ҳақиқатда эса барча электрон ўтишлари ионланишга олиб келавермайди, чунки электрон уйғониш ҳолатларига ўтиши ҳам мумкин. Тез электронлар билан бомбардимон қилишда уларнинг энергияси фақатгина ионлашга сарфланмай, бир қисми тормозлаш электромагнит нурланиш энергиясига ҳам айланади. Яримўтказгичларда зарядли зарраларнинг тормозланиши якка атомдагидан фарқ қилади, чунки кристалнинг валент электронлари тўлдирилмаган зонага (ўтказувчанлик зонасига) ўтиб олиши мумкин. Аммо газдаги якка атомларда бундай имконият йўқ. Кристалл ичида зарядли зарраларнинг тормозланишида йўқотиладиган энергия панжара тебранишларини уйғотиш билан бевосита боғлиқ. Бундан ташқари, зарядли зарралар модда атомларига энергия узатиши ва муайян шароитда бунинг оқибатида структуравий (радиацион) нуқсонлар вужудга келиши мумкин *.

3.2- §. Кучли электр майдонларда номувозанат ҳолатдаги заряд ташувчиларни генерациялаш

3.2.1. Кристалларда заряд ташувчиларнинг сочилиши.

Кристаллардаги заряд ташувчилар ҳаракатини электр майдон таъсиридаги икки ҳаракат қўшилмаси сифатида қараш мумкин: E энергия билан аниқланадиган тартибсиз ҳаракат ҳамда майдон йўналишида v_d ўртача тезлик билан силжиш ҳаракати (дрейф). Заряд ташувчиларнинг ҳаракати уларнинг кристалл панжаранинг бир жинсли бўлмаган жойларида сочилиши билан белгиланади. Кристалларнинг бир жинсли бўлмаган жойлари унга кириб қолган ёт модда атомлари (киришма атомлар), асосий атомларнинг иссиқ-

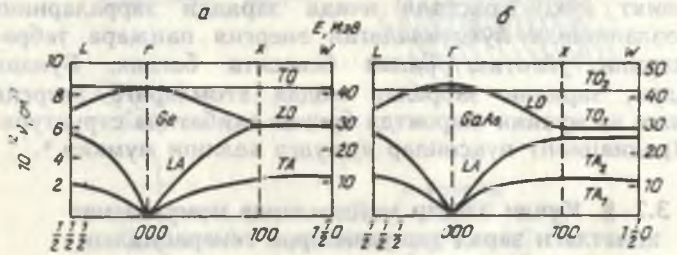
* Бу масалалар ҳақидаги батафсил маълумот [10] да келтирилган.

лик тебранишлари (оптик ва акустик тебранишлар) оқибатида кристалл панжара даврийлигининг бузилиши ва бошқа нуқсонлардир. Панжаранинг бир жинсли бўлмаган жойларида заряд ташувчиларнинг сочилишини уларнинг киришма атомлари ё ионлари билан, фононлар билан ёки панжара нуқсонлари билан тўқнашиш кўринишида тасаввур қилиш мумкин [10].

Кристалл атомларининг мувозанат вазиятига нисбатан тартибсиз (иссиқлик) тебранма ҳаракатини гармоник тақрибда даврий панжаранинг нормал тебранишлари тўплами кўринишида тасаввур қилиш мумкин. Бир элементар ячейкасида икки ва ундан ортиқ атом бўлган кристалларнинг (Si, Ge, A_3B_5) барча нормал тебранишларини икки гуруҳга — акустик ва оптик тебранишларга ажратилади. Бу тебранишлар тармоқлари турли дисперсия қонунларига бўйсунади (3.13-расм); уларга тегишли фононларни а к у с т и к ва о п т и к ф о н о н л а р дейилади. Фононнинг импульси ва энергияси:

$$\bar{p} \simeq \hbar \bar{k}_q, \qquad E_q = \hbar\omega_q, \tag{3.38}$$

бундаги $\bar{k}_q$ — фононнинг тўлқин вектори, ω_q — частотаси.



3.13-расм. Уч кристаллографик йўналишда германий *(а)* ва галлий арсениди *(б)* учун ҳисобланган фонон спектри.

Акустик тебранишлар частотаси нолдан то максимал $\left(\frac{\pi}{a} v_T\right)$ гача қийматларга эга бўлади, яъни $0 \leqslant \omega_{q,\text{ак}} \leqslant \pi v_{T/a}$ (бунда v_T — товуш тезлиги). Оптик тебранишлар частотаси ўзининг тўлқин векторларига суст боғланган ва $\bar{k}_q$ нинг ўзгариши билан $\omega_{q,\text{опт}}$ кам ўзгаради. Шунинг учун оптик тармоқ частотасини ўзгармас деб ҳисобласа бўлади:

$$\omega_{q,\text{опт}} \approx \omega_0. \tag{3.39}$$

Оптик фонон энергияси $\hbar\omega_0$ нинг ва унга мос келадиган $T_D = \hbar\omega_0/k_0$ температуралар (Дебай температураси) нинг қийматлари умумий ҳолда бўйлама ва кўндаланг фононлар учун ҳар хил ва ҳар бир модданинг ўзига хосдир (3.2- жадвал).

3.2- жадвал

Яримўтказгич	Тақиқланган зона кенглиги, E_g, Эв	$\omega_0 \cdot 10^{-1}$ Гц	$\hbar\omega$, эВ	T_D, К
Si	1,08	9,45	0,063	730
Ge	0,66	4,8	0,037	430
GaAS	1,35	5,35	0,0355	408
GaSb	0,67	4,4	0,029	336
InAS	0,35	4,4	0,029	334
InSb	0,17	3,5	0,0225	264

Кристалл панжара нуқсонлари билан заряд ташувчилар тўқнашишлари тасодифий бўлади ва уларни ўртача катталиклар — тўқнашишлар эҳтимоллиги ёки частотаси ν, вақти τ_q, эркин югуриш йўли узунлиги $\lambda = \tau_q v$, шунингдек зарра энергияси $E = \frac{mv^2}{2}$ нинг бир тўқнашиш оқибатида нисбий ўзгариши $\delta = \Delta E/E$ каби катталиклар характерлайди. Изотроп ва деярли эластик ($\delta \ll 1$) сочилиш ҳолида τ_q импульс сочилиши (релаксация) вақти маъносига, $\tau_E = \tau_q/\delta$ эса энергия сочилиши (релаксация) вақти маъносига эгадир. Кўрсатилган барча катталиклар сочилаётган (тўқнашаётган) зарранинг тезлиги v га (энергияси E га) боғлиқ бўлади. $\lambda(E)$, $\tau(E)$, $\delta(E)$ боғланишлар ифодаси турли сочилиш механизмлари учун турличадир. Одатда бу боғланишларни сифат жиҳатдан таҳлил қилиш учун уларни даражавий функциялар кўринишида тасвирланади:

$$\nu \sim E^s; \qquad \delta \sim E^t. \tag{3.40}$$

Бунда ҳар бир сочилиш механизмига ўзининг кўрсаткичлар тўплами (s, t) мос келади.

Заряд ташувчиларнинг панжара тебранишлари билан тўқнашиши $\hbar k_q$ импульсли ва $\hbar\omega_q$ энергияли фононнинг пайдо бўлиши ёки йўқолишига олиб келади, зарранинг энергияси $\Delta E = \hbar\omega_q$ қадар, импульси $\vec{p} = m\vec{v}$ эса 0 билан $2\vec{p}$ оралиғида ўртача $\vec{p}$ миқдорга ўзгаради. Оптик фонон

билан тўқнашганда зарранинг энергияси бир хил ва етарлича катта

$$\Delta E = \pm \hbar\omega_0 = \pm k_0 T_D \qquad (3.41)$$

миқдорга ўзгаради.

Зарра энергиясининг акустик фонон билан тўқнашганда ўзгаришини импульс сақланиши қонуни белгилайди:

$$\Delta E = \hbar\omega_{q,\,ак} \approx \hbar\vec{k}_{q,\,ак} \cdot v_T = m^* v_T \bar{v} = \frac{v_T}{\bar{v}} E, \qquad (3.42)$$

бундаги $v_T/\bar{v}$ — товуш тезлиги ($v_T = 10^5$ см/с) нинг зарра тезлигига нисбати; уй температурасида $\bar{v} = 10^7$ см/с, бинобарин, $v_T/\bar{v} \simeq 10^{-2}$.

Зарранинг бир тўқнашишга ҳисобланган ўртача энергиясини ютилган ва чиқарилган фононлар сонининг бир-бирига нисбати аниқлайди. T температурада $\hbar\omega_q$ энергияга эга бўлган фононлар концентрацияси (1.7) формула ёрдамида аниқланади.

Заряд ташувчининг панжара тебраниши билан тўқнашишида фонон ютилиши эҳтимоллиги N_q га, фонон чиқарилиши эҳтимоллиги эса $(1+N_q)$ га пропорционал бўлади. Шунинг учун бир тўқнашиш вақтида заряд ташувчилар панжарага берадиган (ёки ундан оладиган) ўртача энергия қуйидагига тенгдир:

$$\Delta E = \delta E = \hbar\omega_q[(N_q + 1) + N_q]/2 = \hbar\omega_q th\left(\frac{\hbar\omega_q}{k_0 T}\right). \qquad (3.42)$$

Акустик фононда сочилиш ҳолида зарра энергияси ва панжара температурасининг кенг оралиғида

$$\hbar\omega_{ак} \ll k_0 T \qquad (3.43)$$

тенгсизлик ўринли бўлади, бинобарин:

$$\delta_{ак} \simeq (\hbar\omega_{ак})^2/2Ek_0T \simeq \frac{m^*\bar{v}_T^2}{k_0 T} \ll 1. \qquad (3.44)$$

Шундай қилиб, акустик фононда сочилиш эластик бўлади, бунда зарранинг тўқнашиш жараёнида нисбий энергия йўқотиши энергиянинг қийматига боғлиқ эмас:

$$\delta = \text{const}; \qquad t = 0.$$

Оптик фононда сочилиш ҳолида ($\hbar\omega_{опт} = \hbar\omega_0 = \text{const}$) нис бий энергия йўқотиш $T \gg T_D$ температурада

$$\delta_{опт} = \Delta E/E = \frac{h^2\omega_0^2}{2k_0 T \cdot E} \ll 1 \qquad (3.45)$$

кўринишда, $T \ll T_D$ да эса

$$\delta_{опт} \approx \frac{\Delta E}{E} \approx \hbar\omega_0/E \cdot \delta \sim E^{-1};\ t = -1 \qquad (3.46)$$

кўринишда ифодаланади. Иккала ҳолда ҳам $E \gg \hbar\omega_0$, бинобарин, фақат зарралар энергияси фононлар энергиясидан анча катта ($E \gg \hbar\omega_q$) бўлганидагина тўқнашишларни эластик деб ҳисоблаш мумкин.

Электронларнинг киришма атомлари (ионлари) билан тўқнашиши деярли ҳаммавақт эластик бўлади, бунда зарра энергиясининг нисбий δ ўзгариши E га боғлиқ эмас:

$$\delta = \frac{\Delta E}{E} \approx \frac{m^*}{M} \ll 1, \qquad (3.47)$$

бу ерда M — сочувчи атом массаси.

Оддий тоза ковалент кристаллар (Ge, Si) да акустик фононда сочилиш ҳолида эркин югуриш йўли узунлиги λ фақат панжара температураси функцияси бўлади: $\lambda = \lambda(T)$, тўқнашишлар частотаси (1 с даги тўқнашишлар сони) эса энергияга боғлиқ:

$$\nu = v_T/\lambda \sim E^{1/2}, \quad s = \frac{1}{2}. \qquad (3.48)$$

Пьезоэлектрик кристаллар (CdS, ZnS) да панжаранинг акустик тебранишлари билан биргаликда зарралар сочилишини кучайтирадиган қўшимча электр майдон пайдо бўлади. Бу пьезоэлектрик потенциалда сочилиш деб аталган сочилиш зарра тезлиги ошгани ва унинг оғдирувчи электр майдонда бўлиш вақти қисқаргани сари сусайиб боради. Шунинг учун пьезоэлектрик кристалларда зарра энергияси ошгани сари югуриш йўли узунлиги λ ортади, тўқнашишлар частотаси ν эса камаяди:

$$\lambda \sim E, \quad \nu \sim E^{-\frac{1}{2}}, \quad s = -\frac{1}{2}. \qquad (3.49)$$

Ковалент (гомополяр) яримўтказгичларда оптик тебранишларда сочилиш ҳолида оптик тебранишлар қўшимча электр майдон пайдо қилмайди, тез зарралар ($E \gg \hbar\omega_0$) нинг

эркин югуриш йўли узунлиги энергиясига боғлиқ эмас, энергия ортган сари тўқнашишлар частотаси ортади, яъни

$$\lambda \simeq \text{const}; \quad \nu \sim E^{1/2}, \quad s = \frac{1}{2}. \tag{3.50}$$

Атомлари орасидаги боғланиш қисман ион характерли бўлган қутбий, ҳамда A_3B_5 типдаги яримўтказгичларда панжаранинг оптик тебранишлари билан биргаликда заряд ташувчилар сочилишини кучайтирадиган ўзгарувчан электр майдон ҳам пайдо бўлади. Бу моддаларнинг оптик фононларида заряд ташувчилар сочилиши $E \gg \hbar\omega_0$ бўлган ҳолда қуйидаги боғланишларга олиб келади:

$$\lambda \sim E, \quad \nu \sim E^{-\frac{1}{2}}, \quad s = -\frac{1}{2}. \tag{3.51}$$

Бундай боғланишлар юқори температурали ($T \gg T_D$) панжара учун ҳам ўринли бўлади, чунки бу ҳолда кўпчилик заряд ташувчилар учун $E \gg \hbar\omega_0$.

Киришма ионларида сочилишда заряд ташувчилар импульсининг ўзгариши асосан ионнинг электр майдони таъсири оқибатидир, шунинг учун оптик тебранишларда сочилиш ҳолидаги сингари қутбий кристалларда зарралар энергияси ошган сари эркин югуриш йўли узунлиги ортади, тўқнашишлар частотаси эса камаяди:

$$\lambda \sim E^2, \quad \nu \sim E^{-3/2} \quad \left(s = -\frac{3}{2}\right). \tag{3.52}$$

Киришма ионларида сочилишга нисбатан киришма нейтрал атомларида сочилиш сустроқ, аммо паст температураларда киришма атомларнинг кўпи нейтрал ҳолатда бўлади, шунинг учун бу сочилиш механизми муҳим бўлади. Бу ҳолда:

$$\lambda \sim E^{1/2}, \quad \nu \approx \text{const} \quad (s = 0). \tag{3.53}$$

Одатда кўрсатиб ўтилган механизмларнинг бир нечаси бир вақтда таъсир кўрсатади. Бунда заряд ташувчилар импульси сочилиши бир механизм (масалан, акустик тебранишларда сочилиш) бўйича, энергия сочилиши эса бошқа механизм (масалан, оптик тебранишларда сочилиш, ёки заряд ташувчиларнинг ўзаро таъсири) бўйича вужудга келиши мумкин. Зарралар энергияси ўзгариб боргани сари бирор бир механизмнинг салмоги камая боради, бошқаларининг салмоғи эса орта боради. Заряд ташувчиларнинг ташқи

майдон таъсиридаги ҳаракати характери мазкур энергиялар оралиғи (интервали)да қайси механизм муҳим бўлишига боғлиқ.

3.2.2. Заряд ташувчиларнинг яримўтказгичларда кучли электр майдон таъсиридаги ҳаракати.

Яримўтказгич намунасида $\vec{\mathscr{E}}$ кучланганликли электр майдон ҳосил қилинса, бу ҳолда электронга $\vec{F} = -e\vec{\mathscr{E}}$ куч таъсир қилади ва у

$$\vec{v}_d = -\frac{e\tau}{m_n^*}\vec{\mathscr{E}} \qquad (3.54)$$

дрейф тезлик олади, бунда τ — заряд ташувчининг релаксация вақти, m_n^* — электроннинг эффектив массаси.

Электронларнинг ўртача дрейф тезлиги $\langle \tau \rangle$ ўртача релаксация вақти орқали ифодаланади:

$$\langle \vec{v}_d \rangle = -\frac{e\langle \tau \rangle}{m_n^*}\vec{\mathscr{E}}. \qquad (3.55)$$

У ҳолда электронлар токининг зичлиги қуйидагича ифодаланади:

$$\vec{j}_n = -en\langle \vec{v}_d \rangle = \frac{ne^2\langle \tau(k) \rangle}{m_n^*}\vec{\mathscr{E}} = en\mu_n\vec{\mathscr{E}}, \qquad (3.56)$$

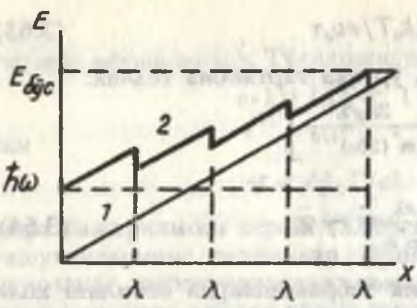
бу ерда $\mu_n = e\langle \tau(k) \rangle / m_n^*$ — электронларнинг дрейф ҳаракатчанлиги (одатда соддагина қилиб *электронлар ҳаракатчанлиги* деб айтилади). Агар $\langle \tau(k) \rangle$ майдон кучланганлигига боғлиқ бўлмаса, у ҳолда ток зичлиги Ом қонунига бўйсунади:

$$\vec{j}_n = \sigma_n\vec{\mathscr{E}}, \qquad (3.57)$$

бундаги $\sigma_n = en\mu_n$ — кучсиз электр майдондаги электр ўтказувчанлик.

Дастлаб кучсиз электр майдонлар шартини аниқлаймиз. $\vec{\mathscr{E}}$ кучланганликли электр майдонда электрон λ эркин югуриш йўли узунлигида $e\lambda\vec{\mathscr{E}}$ га тенг энергия олади. Фонон билан тўқнашганда электрон бу энергияни панжарага бериб (агар у етарлича кичик бўлса!), панжара билан электрон орасида иссиқлик мувозанати тикланади. Электрон энергиясининг ўзгариши

$$\Delta E = \delta \cdot k_0 T \qquad (3.58)$$



3.14- расм. Зарбдан ионланишнинг шартли диаграммаси: *1* — кучли электр майдонда электронни зарбдан ионланиш бусағавий энергиясигача тезлатиш ($\lambda\mathscr{E}e \gg \hbar\omega_{ион}$); *2* — кучсиз электр майдонда электронни зарбдан ионланиш бусағавий энергиясигача тезлатиш ($\lambda\mathscr{E}e \ll \hbar\omega_{ион}$) (*y* ўқига электроннинг ташқи майдонда олган энергияси; *x* ўқига электроннинг икки ионлаш тўқнашуви орасидаги ўтган йўли қўйилган).

Зарбдан ионланишнинг икки имконий механизми — паст вольтли ва юқори вольтли механизмлари бор (3.14- расм). Паст вольтли зарбдан ионланиш механизми ҳолида электрон бир тўқнашишдан иккинчи тўқнашишгача (λ масофада) майдондан ионлаш энергиясидан анча кам энергия олади, аммо тўқнашишдан кейин унинг бир қисмини ўзида қолдиради ва аста-секин электроннинг энергияси ошиб бораверади. Бунда тўқнашишлар пайтида электрон ўзининг йўналган ҳаракати тезлигини йўқотса-да, лекин унинг тартибсиз (иссиқлик) ҳаракати тезлиги ошиб боради. Оқибатда кристалл панжара ва электронлар гази орасидаги иссиқлик мувозанати бузилади. Энди электроннинг ўртача энергиясини панжаранинг температураси T эмас, балки электр майдонга боғлиқ бўлган ўз температураси аниқлайди:

$$\bar{E} = 3k_0T_e/2.$$

Паст вольтли зарбдан ионланиш етарлича қалин қатламларда сезиларлироқ авж олади, бунда қатламнинг қалинлиги d электрон ионлаш учун керакли энергияни оладиган l_i масофадан катта бўлиши ($d \gg l_i$) зарур. Бу зарбдан ионланиш механизми одатда хусусий яримўтказгичларда $\mathscr{E} \sim 10^5$ В·см$^{-1}$ тартибдаги майдонлар учун асосий механизм бўлади.

Юқори вольтли зарбдан ионланиш ҳолида электрон ионлаш учун зарур бўлган энергияни эркин югуриш йўли давомида, бу йўл етарлича катта бўлгандагина, олиши мумкин. Бу ҳолда йўналган ҳаракат тезлиги v_d анча катта, тартибсиз ҳаракат тезлиги v (бу ҳолда у электронлар температурасини аниқлайди) мувозанат шароитидаги қийматига яқин бўлиши мумкин. Бунинг учун электрон эластикмас тўқнашишда (ионлашда) майдондан олган (λ масофада) энергияни тамомила йўқотиши керак. Зарбдан ионланишнинг юқори вольтли механизми кўпинча киришма

атомларини ионлашда амалга ошади, бунда ионланиш энергияси катта эмас. Зарбдан ионланиш кузатиладиган электр майдонлар катталиги яримўтказгичнинг тақиқланган зонаси кенглиги E_g га боғлиқ. Уй температурасида уларнинг қиймати тор зонали яримўтказгичлар (In Sb учун $E_g \approx$ $\approx 0{,}23$ эВ) учун ўринли бўлган 10^4 В·см$^{-1}$ дан ва кенг зонали материаллар (GaP учун $E \approx 2{,}24$ эВ) учун ўринли бўлган 10^5 В·см$^{-1}$ дан катта миқдорга эга бўлади.

Бир жинсли яримўтказгичларда (намуна одатда мақбул қалинликка эга бўлганда) $10^4 - 10^5$ В·см$^{-1}$ майдонларни қосил қилиш фавқулодда қийин масаладир. Аммо, зарбдан ионланиш ҳодисасини $p = n$- ўтишларда кузатиш мумкин. Зарбдан ионланиш учун зарур бўлган энг кичик энергия *ионланишнинг бўсағавий энергияси* ($E_{бўс}$) деб аталади. Бу $E_{бўс}$ катталик кўчкисимон кўпайиш назариясининг энг муҳим параметрларидан биридир, у электронларнинг (a_n) ва ковакларнинг (a_p) зарбдан ионланиш коэффициентлари қийматига кучли таъсир қилади. Зарбдан ионланиш коэффициентлари (a_n, a_p) электрон-ковак жуфти ҳосил қилиш учун электрон ёки ковак кучли майдонда тезланиб ўтиши зарур бўлган ўртача масофанинг ионлаш узунлигига нисбати сифатида аниқланади. Кетма-кет содир бўла борган қатор зарбдан ионланишлар заряд ташувчилар сонини кўчкисимон кўпайтиради. Зарбдан ионланишдан сўнг уч зарра вужудга келади. Зарбдан ионланиш пайдо қилган дастлабки зарранинг энергияси тақиқланган зона кенглиги E_g дан каттароқ бўлади. Зарбдан ионланишларнинг бўсағавий энергияси яримўтказгичнинг зоналари тузилишига боғлиқ бўлади.

Зарбдан ионланиш жараёнининг кечиши назариясини Л. В. Кельдиш, Андерсон ва бошқалар яратганлар. 3.15- расмда кўрсатилган ионланишнинг типик ҳолини қараб чиқайлик. Кўчкини бошлаб берадиган бирламчи электрон ўтказувчанлик зонасида $\vec{k}_1$ тўлқин векторли ҳолатни эгаллаган. Зарбдан ионланиш жараёнида бирламчи электрон валент зонадаги электронни ўтказувчанлик зонасидаги $\vec{k}_2$ тўлқин векторли ҳолатга ўтказади ва бирламчи электрон $\vec{k}_1$ ҳолатга ўтади, $\vec{k}_3$— ҳолатда ковак ҳосил қилади. Охирги заряд ташувчилар тўла энергияси E_f ни ва умумий импульси $\hbar\vec{k}_f$ ни қуйидагича ифодалаш мумкин:

$$E_f = E_c(\vec{k}_1) + E_c(\vec{k}_2) - E_V(\vec{k}_3), \qquad (3.69)$$

$$\hbar\vec{k}_f = \hbar\vec{k}_1 + \hbar\vec{k}_2 - \hbar\vec{k}_3, \qquad (3.70)$$

бу ерда $E_c(\vec{k})$, $E_v(\vec{k})$ — мос равишда ўтказувчанлик ва валент зоналардаги заряд ташувчилар энергияси.

Бўсағавий ионланиш энергиясини топиш учун: 1) охирги заряд ташувчилардан исталган биринг тўлқин векторининг кичик ўзгаришлари соҳасида E_f энергияни берилган $\hbar\vec{k}_f$ импульс қийматида минималлаш; 2) энергия ва импульс сақланиши қонунлари бажарилиши зарур.

Биринчи шартга кўра, агар

$$d\vec{k}_f = d\vec{k}_1 + d\vec{k}_2 - d\vec{k}_3 = 0,$$

$$dE_f = \nabla_k E_c(\vec{k}_1)\,d\vec{k}_1 + \nabla_k E_c(\vec{k}_2)\,d\vec{k}_2 - \nabla E_v(\vec{k})\cdot d\vec{k}_3 = 0 \quad (3.71)$$

деб ҳисобласак ва заряд ташувчиларнинг группавий тезлиги

$$v = \nabla_k E(\vec{k})/\hbar \quad (3.72)$$

эканлигини эътиборга олсак, у ҳолда:

$$(v_1 - v_2)\,d\vec{k}_2 + (v_2 - v_3)\,d\vec{k}_3 = 0. \quad (3.73)$$

Бу тенглама фақат

$$v_1 = v_2 = v_3 \quad (3.74)$$

бўлгандагина қаноатлантирилади. Шундай қилиб, E_f энергияни минималлаш тўғрисидаги биринчи шарт охирги заряд ташувчилар группавий тезликлари тенглигидан иборат.

Иккинчи шартга мувофиқ, охирги заряд ташувчилар тўла энергиясининг минимал қиймати бирор зонадаги $\vec{k}_i$ тўлқин векторли бирламчи электроннинг $E_{i,min}$ энергиясига тенг бўлиши керак. Бироқ, бу шартнинг ҳар қандай $\vec{k}_f$ да бажарилиши аниқ эмас, бинобарин (3.74) тенглик зарбдан ионланиш учун етарли шарт бўла олмайди. Заряд ташувчи энергияси ионланишнинг бўсағавий энергиясига тахминан тенг бўлганда (бўсағага яқинида) ё кўчиш жараёни билан ёки фонон ютилиши билан боғлиқ бўлган анча мураккаб тўқнашишлар, нотўғри ўтишлар ҳоллари ҳам бўлиши мумкин. Бу ҳолларда бўсағавий энергия кескин камаяди ва тақиқланган зона кенглиги билан таққосланарли бўлади.

Баъзи содда ҳолларни қараб чиқайлик:

а) ўтказувчанлик ва валент зоналарнинг иккаласи ҳам параболик зоналар бўлсин. Бу ҳолда охирги заряд ташувчилар тўла энергияси минимал бўлиши шарти ($v_1 = v_2 = v_3$) дан

$$E_c(k) = \frac{\hbar^2\vec{k}^2}{2m_n^*}; \qquad E_v(\vec{k}) = -Eg - \frac{\hbar^2\vec{k}^2}{2m_p^*} \quad (3.75)$$

келиб чиқади. Дисперсия қонунларидан фойдаланиб,

$$\vec{k}_1 = \vec{k}_2 = \vec{k}_3 \cdot \left(\frac{m_n^*}{m_p}\right) \qquad (3.76)$$

муносабатни топамиз. Бирламчи электроннинг ионланиши учун зарур йиғинди тўлқин вектор:

$$\vec{k}_l = 2\vec{k}_1 + \vec{k}_3 = \vec{k}_1\left(2 + \frac{m_p^*}{m_n^*}\right), \qquad (3.77)$$

охирги зарранинг тўла минимал энергияси

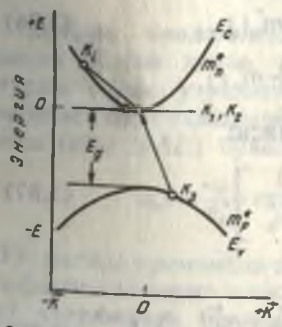
$$E_{l,min} = \frac{\hbar^2 \vec{k}_1^2}{2m_n^*}\left(2 + \frac{m_p^*}{m_n^*}\right) + E_g = E_{b,n}. \qquad (3.78)$$

Энергия ва импульс сақланиши қонунлари бажарилиши учун ионловчи электроннинг тўлқин вектори $\vec{k}_i$ ва энергияси $E_c(\vec{k}_i)$ ўзаро қуйидаги муносабатда бўлиши керак:

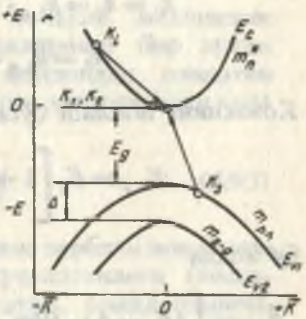
$$E_c(\vec{k}_i) = E_{b,n} = \frac{\hbar^2 \vec{k}_1^2}{2m_n^*}(2 + m_p^*/m_n^*)^2. \qquad (3.79)$$

(3.79) да $\vec{k}_1$ ни алмаштириб электроннинг ионлаш бўсағавий энергияси ифодасини топамиз:

$$E_{b,n} = E_g\left(1 + \frac{m_n^*}{m_n^* + m_p^*}\right). \qquad (3.80)$$



3.15- расм. Ўтказувчан ва валент зоналарнинг иккаласи ҳам параболик зоналардан иборат бўлган яримўтказгичда зарбдан ионланиш ҳодисаси схемаси ($E_{бўс}$ — электрон бошланғич ҳолати энергияси, k_i — тўлқин вектор).



3.16- расм. Энергетик зоналар структураси ва электрон энергияси ионланишнинг бўсағавий энергиясига етганда зарбдан ионланиш ҳодисаси.

Ковакларнинг ионлаш бўсағавий энергияси шунга ўхшаш кўринишда бўлади:

$$E_{\delta,p} = E_g\left(1 + \frac{m_p^*}{m_n^* + m_p^*}\right). \tag{3.81}$$

$$m_n^* = m_p^* \tag{3.82}$$

бўлганда,

$$E_{\delta,n} = E_{\delta,p} = \frac{3}{2} E_g\,; \qquad E_\delta = E_{\delta,n} + E_{\delta,p} = 3\,E_g\,; \tag{3.83}$$

б) рух алдоқчиси типидаги яримўтказгич бирикмалар (GaAs ва б.) да валент зона икки тармоқдан иборат: m_{ph}^* массали оғир ковакларнинг V_1 тармоғи, m_{so}^* массали (спин-орбитал ўзаро таъсир оқибати бўлган) V_2 тармоқ (3.16-расм). Бу ҳолда электроннинг ионлаш бўсағавий энергияси:

$$E_{\delta,n} = E_g\left(1 + \frac{m_n^*}{m_{ph}^* + m_{so}^*}\right); \tag{3.84}$$

$$\vec{k}_{\delta,n} = E_g\left(\frac{2m_n^*}{\hbar^2}\right)\left(1 + \frac{m_n^*}{m_{ph}^* + m_n^*}\right), \tag{3.85}$$

бу ҳолда

$$\vec{k}_1 = \vec{k}_2 = \vec{k}_{\delta,n} \cdot (m_n^* / (2m_{ph}^* + m_n^*))\,, \tag{3.86}$$

$$\vec{k}_3 = \vec{k}_{\delta,n} \cdot (m_{ph}^* / (2m_{ph}^* + m_n^*))\,.$$

Ковакнинг ионлаш бўсағавий энергияси:

$$E_{\delta,p} = E_g\left[1 + \frac{m_{so}^*(1 - \Delta/E_g)}{2m_{ph}^* - m_{so}^* + m_n^*}\right], \tag{3.87}$$

бу ҳолда

$$\vec{k}_{\delta,p} = \left[(E_g - \Delta) \cdot (2m_{so}^*/\hbar^2) \cdot \left(\frac{2m_{ph}^* + m_n^*}{2m_{ph}^* - m_{so}^* + m_n^*}\right)\right]^{1/2} \tag{3.88}$$

$$\vec{k}_1 = \vec{k}_2 = \vec{k}_{\delta,p} \cdot (m_{ph}^* / (2m_{ph}^* + m_n^*))\,, \tag{3.89}$$

$$\vec{k}_3 = \vec{k}_{\delta,p} \cdot (m_n^* / (2m_{ph}^* + m_n^*))\,. \tag{3.90}$$

Бу ифодаларни таҳлил қилишдан келиб чиқадиган хулоса шуки, электронлар учун ионлаш бўсағавий энергияси ўзгармас қолгани ҳолда коваклар учун ионлаш бўсағавий энергияси (энергия сатҳларининг спин-орбитал парчаланиши туфайли) пасайиши мумкин. Ионлаш бўсағавий энергиясини аниқ ҳисоблаганда ҳақиқий зоналар тузилишини эътиборга олиш зарур, бу — зоналари анизотроп ва параболикмас яримўтказгичлар (масалан, GaAs, InP) учун жуда муҳимдир.

Зарбдан ионланиш коэффициенти a_s бирлик масофада ионланиш актлари сонига тенг катталикдир, уни асосан заряд ташувчиларнинг электр майдонида ионланишнинг бўсағавий энергиясига тенг энергия жамғариш эҳтимоллиги $P(E_\delta)$ аниқлайди. Зарбдан ионланиш коэффициенти ифодаси:

$$a_s = \frac{e\mathscr{E}}{E_\delta} \cdot \mathscr{P}(E_\delta). \qquad (3.91)$$

$\mathscr{P}(E_\delta)$ функция электр майдон кучланганлиги билан бирга кескин орта боради ва энергиялар бўйича тақсимот функцияси $f_0(E_\delta)$ га пропорционал бўлади.

Зарбдан ионланишнинг паст вольтли механизми ўринли бўлган $\lambda \cdot e\mathscr{E} \ll \Delta E$ ҳолда заряд ташувчилар эркин югуриш йўли узунлигидан кўп марта катта масофада ионлаш учун зарур энергияни жамғаради (3.14- расм, I чизиқ). Бу ҳолда

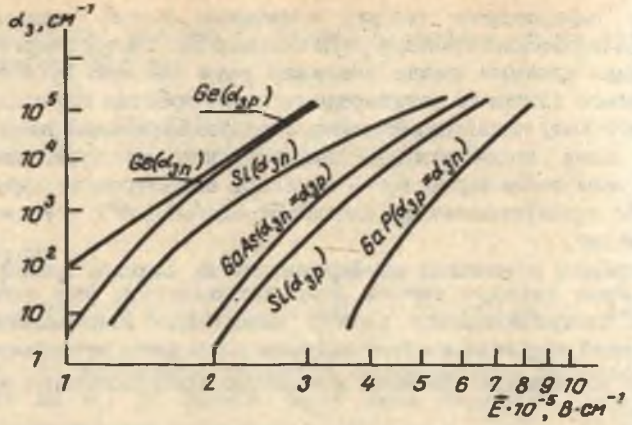
$$a_s = \frac{e\mathscr{E}}{E_\delta} exp\left(-\frac{E_\delta}{e\lambda\mathscr{E}}\right). \qquad (3.92)$$

Зарбдан ионланишнинг юқори вольтли механизми ўринли бўлган ҳолда заряд ташувчиларнинг бир эркин югуриш йўли узунлигида электр майдондан оладиган энергияси бир тўқнашишида йўқотадиган энергиясидан анча катта ($e\lambda\mathscr{E} \gg \Delta E$) бўлади ва бунда

$$a_s = \frac{e\mathscr{E}}{E_\delta} \cdot exp\left(-\frac{3E\delta \cdot \Delta E}{(e\lambda\mathscr{E})^2}\right). \qquad (3.93)$$

3.17- расмда кремнийда электронларнинг зарбдан ионланиш коэффициентининг электр майдон кучланганлиги (тескари) катталигига боғланиши келтирилган. Аниқланишича, кремнийда кучланганлиги $\mathscr{E} < 3 \cdot 10^5$ В/см бўлган электр майдонларда электронларнинг зарбдан ионлаш коэффициенти коваклариникидан (у a_p билан белгиланади) анча катта бўлади ($a_n > a_p$) ва тажрибадан олинган маълумотлар

5-



3.17-расм. Германий, кремний, галлий арсениди ва галлий фосфидида зарбдан ионланиш коэффициентининг электр майдон кучланганлигига боғлиқлиги.

назарий ҳисобларга мос тушади. a_n ва a_p ларнинг кристаллдаги йўналишларга сезиларли боғлиқлиги аниқланган. $1{,}67\cdot10^5 < \mathscr{E} < 2{,}13\cdot10^5$ В·см$^{-1}$ майдонлар соҳасида германийдаги [111] йўналиш учун:

$$a_{з,n}(\mathscr{E}) = 2{,}72\cdot10^6\cdot\exp(-1{,}1\cdot10^{-6}/\mathscr{E}),$$

$$a_{з,p}(\mathscr{E}) = 1{,}72\cdot10^6\exp(-9{,}37\cdot10^5/\mathscr{E}). \qquad (3.94)$$

[100] йўналиш учун эса:

$$a_{з,n}(\mathscr{E}) = 8{,}04\cdot10^6\exp(-1{,}4\cdot10^6/\mathscr{E}),$$

$$a_{з,p}(\mathscr{E}) = 6{,}39\cdot10^6\exp(-1{,}27\cdot10^6/\mathscr{E}). \qquad (3.95)$$

GaAs даги [100] йўналиш учун $22\cdot10^5 < \mathscr{E} < 6{,}25\times$ $\times10^5$ В·см$^{-1}$ майдонлар соҳасида:

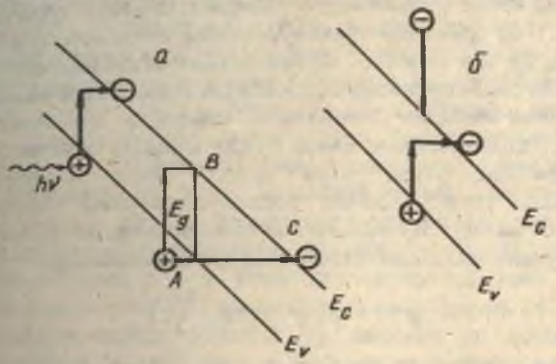
$$a_{з,n}(\mathscr{E}) = 2{,}994\cdot10^5\cdot\exp\left[-\left(\frac{6{,}848\cdot10^5}{\mathscr{E}}\right)^{1{,}6}\right],$$

$$a_{з,p}(\mathscr{E}) = 2{,}215\cdot10^5\cdot\exp\left[-\left(\frac{1{,}57\cdot10^5}{\mathscr{E}}\right)^{1{,}5}\right]. \qquad (3.96)$$

$T=77$ К температурада InAs да спин-орбитал парчаланиш тақиқланган зона кенглиги $\Delta\simeq E_g=0{,}43$ эВ бўлади. Бу эса коваклар учун ионланиш бўсағавий энергиясини пасайтиради; у коваклар учун ҳам, электронлар учун ҳам $E_{б,n}=E_{б,p}=E_g=0{,}42$ эВ бўлиб қолади.

3.2.4. Зенер эффекти.

Кучланганлиги $\mathscr{E} > 10^6 \div 10^7$ В·см$^{-1}$ бўлган кучли электр майдонларда эркин заряд ташувчилар концентрациясини оширувчи яна бир механизм — Зенер эффекти (ёки туннел эффекти) намоён бўлади (3.18-расм).



3.18-расм. Франц-Кельдиш эффектида электрон ўтишлар схемаси:

а — фотон ютилиши ва сўнг туннел ўтиш, *б* — зарбдан ионланиш ва сўнг туннел ўтиш.

Маълумки, электр майдонга жойлаштирилган яримўтказгичда энергия зоналари қийшаяди, яъни улар оғма бўлиб қолади. Бунда кристаллда электрон энергияси функцияси кўриниши ва мос равишда тўлқин функция кўриниши ўзгаради. $\mathscr{E}$ майдон кучланганлиги қанча катта бўлса, зоналар оғмалиги шунча катта бўлиши табиийдир. Электронлар валент зонадан ўтказувчанлик зонасига ўтиб олиши учун баландлиги тақиқланган зона кенглигига тенг бўлган учбурчакли (энергетик) тўсиқни енгиб ўтиши керак. Электр майдон кучланганлиги $\mathscr{E}$ катталашганда тўсиқнинг кенглиги $\Delta x = E_g / e\mathscr{E}$ камаяди, электроннинг шундай тўсиқ орқали сирқиб ўтиши (туннел ўтиш) эҳтимоллиги қуйидаги кўринишга эгадир:

$$W = W_0 \exp\left[- \frac{\pi^2 \sqrt{2m^*}}{e\hbar\mathscr{E}} \cdot E_g^{3/2} \right]. \qquad (3.97)$$

Кўчкисимон, зарбдан ионланиш авж олишига шароит бўлмаганда (яъни кристалл намунасининг қалинлиги d электрон майдонда зарбдан ионлаш учун етарли энергия жамғара оладиган l_i масофадан кичик бўлганда ($d < l_i$)), Зенер эффекти (туннел эффекти) муҳим ўрин олиши

мумкин. Кучли электр майдонларда ионланишнинг туннел механизми таъсири оқибатида электрон-ковак жуфтлари зоналараро зарбдан ионланишнинг бўсағавий энергиясидан камроқ энергияларда пайдо қилиниши мумкин. Валент электрони тақиқланган зона кенглигидан камроқ энергияли фотонни ютиб тақиқланган зонадаги виртуал ҳолатга ўтади. Кейин у бу ҳолатдан ўтказувчанлик зонасига туннел ўтиш қилади, бу эса ютилиш чегарасининг кенгайишига ва унинг E_g дан кичик энергиялар соҳасига силжишига сабаб бўлади.

Туннел-зарбдан ионланиш юқорида кўрсатилган эффектга ўхшаб кетади, аммо бунда майдон томонидан осонлаштирилган ўтиш учун фотон эмас, балки $E<E_6$ энергияли ўтказувчанлик зонаси электрони зарур бўлади (3.18, б- расм). Бу ҳолда параболик зонали яримўтказгич учун туннел-зарбдан ионланиш коэффициенти

$$a(\vec{\mathscr{E}}) = a_0(\vec{\mathscr{E}}) \cdot \exp\left(\frac{\Delta E}{E}\right) \qquad (3.98)$$

кўринишга эгадир; бу ерда $a_0(\vec{\mathscr{E}})$ — электрон энергияси $E>E_6$ бўлган ҳол учун зарбдан ионланиш коэффициенти, $\exp(\Delta E/E)$ эса $E<E_6$ энергияли электронларнинг ионлашга қўшган ҳиссасини ифодалайди. $e\lambda\mathscr{E} \gg \Delta E$ бўлган шароитда $\delta = \frac{\Delta E}{E} \sim \text{const}/\lambda^6\vec{\mathscr{E}}^4$, $k_0T < e\lambda\mathscr{E} \leqslant \Delta E$ да $\delta \sim$ $\sim \text{const}/e^3\mathscr{E}$, $\mathscr{E}e\lambda \ll k_0T$ бўлганда $\delta \sim \text{const}\cdot\vec{\mathscr{E}}^2$. δ нинг (ва a/a_0 нинг) қиймати майдон кучланганлиги ортган сари дастлаб ошиб боради ($\delta \sim \vec{\mathscr{E}}^2$) ва $e\lambda\mathscr{E} \simeq k_0T$ бўлганида максимумга эришади, кейин эса $\delta \sim \mathscr{E}^{-1}$ қонун бўйича, ундан кейин $e\lambda\mathscr{E} \geqslant \Delta E$ бўлганда $\delta \sim E^{-4}$ қонун бўйича камайиб боради. Бу қуйидагича изоҳланади: майдон кучайган сари дастлаб туннел-зарбдан ионланиш эҳтимоллиги зарбдан ионланиш эҳтимоллигидан анча тезроқ ортиб боради, аммо оддий зарбдан ионланишнинг $e\lambda\mathscr{E} \geqslant k_0T$ шароитдаги эҳтимоллиги туннел ионланиш эҳтимоллигидан тезроқ ўсиб боради.

3.3- §. Номувозанат ҳолатдаги заряд ташувчиларни $p-n$- ўтиш орқали инжекциялаш

Бу генерациялаш усули $p-n$- ўтиш орқали тўғри йўналишда ток ўтказилганда $p-n$- ўтиш яқинидаги соҳаларга асосий бўлмаган заряд ташувчиларни инжекциялашга асосланган. Бу инжекция билан боғлиқ физик жараёнларни

тушунмоқ учун даставвал $p-n$- ўтишдаги потенциал тўсиқнинг шаклланишини қисқача эслатиб ўтамиз.

Яримўтказгичнинг n- тип ва p- тип ўтказувчанликка эга бўлган соҳалари чегарасидаги ўтиш қатламини $p-n$- *ўтиш (электрон-ковак ўтиш)* дейилади. n- соҳа ва p- соҳаларни (мувозанат шароитда) бир жинсли, яъни тегишли заряд ташувчилар концентрацияси доимий деб ҳисоблаш мумкин. Шу икки соҳа туташганда заряд ташувчиларнинг чегара орқали диффузияси вужудга келади: коваклар ўз концентрацияси катта бўлган p- соҳадан n- соҳага ўта бошлайди. Бу диффузия оқибатида n- соҳа ва p- соҳанинг чегарага ёндашган қатламларида ҳаракатчан заряд ташувчилар (электронлар ва коваклар) концентрацияси, бинобарин, электр ўтказувчанлик жуда камайиб кетади, электрнейтраллик бузилади, чунки бу қатламларда қўзғалмас донор (n- соҳа тарафида) ва акцептор (p- соҳа тарафида) ионлари қолади. Бинобарин, $p-n$- ўтиш қатламида ҳажмий заряд, у билан боғланган ва n- соҳадан p- соҳага қараб йўналган электр майдон пайдо бўлади. Бу жараён то диффузия оқимлари пайдо бўлган электр майдон таъсирида қарама-қарши дрейф оқимлар билан тенглашгунча давом этади. Демак $p-n$- ўтиш қатлами қуйидаги ажойиб хоссаларга эгадир:

1. $p-n$- ўтиш қатлами юпқа бўлиб, унда ҳаракатчан заряд ташувчилар жуда кам, бинобарин, унинг қаршилиги $R_{p-n}=W_{p-n}[(e\mu_n n+e\mu_p p)S_{p-n}]^{-1}$ катта, бунда W_{p-n} қатталик $p-n$- ўтишнинг кенглиги, S_{p-n} — унинг кесими юзи.

2. Бу соҳада киришма ионлари ташкил қилган ҳажмий заряд ва у билан боғлиқ электр майдон мавжуд.

3. Электр майдон бор жойда зарядларнинг потенциал энергияси ўзгаради. Демак, $p-n$- ўтишнинг n- ва p- соҳалар билан туташган чегаралари орасида бирор φ_0 потенциаллар фарқи мавжуд, энергия зоналари эгриланган. Шунинг учун $p-n$- ўтиш электроннинг n- соҳадан p- соҳага, ковакнинг p- соҳадан n- соҳага ўтишига потенциал тўсиқ бўлади. Бу тўсиқнинг баландлиги $e\varphi_0$ ни ўша соҳалардаги *электроннинг чиқиш ишлари* ($\varkappa_n$ ва $\varkappa_p$) ёки Ферми сатҳлари (F_n ва F_p) нинг айирмаси сифатида ифодаланади:

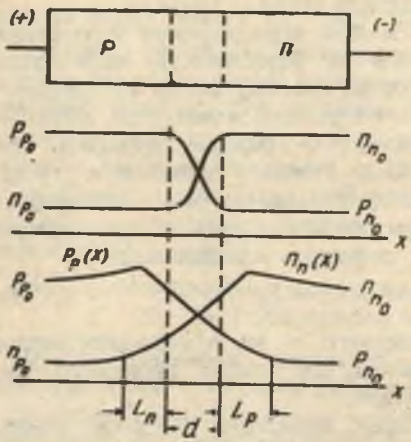
$$e\varphi_0=\varkappa_n-\varkappa_p==F_n-F_p. \qquad (3.99)$$

4. $p-n$- ўтишнинг қалинлиги p- ва n- соҳадаги заряд ташувчилар концентрациясига, потенциал тўсиқнинг баландлиги $e\varphi_0$ га боғлиқ бўлади.

Агар $p-n$- ўтишга ташқи кучланиш берилса, унинг

электр майдони ва потенциал тўсиғи баландлиги ўзгаради, диффузион ва дрейф оқимлар тенглиги бузилади, $p-n$- ўтишдан ток ўта бошлайди. Ташқи V кучланиш манбаининг мусбат қутби p- соҳага, манфий қутби n- соҳага уланса (бундай кучланишни тўғри йўналишдаги кучланиш ёки соддароқ қилиб *тўғри кучланиш* дейилади), потенциал тўсиқ пасаяди, ($e\varphi = e\varphi_0 - eV$ бўлиб қолади), p- дан n- соҳага йўналган ток (*тўғри ток*) ўта бошлайди. Бу токнинг катталиги тўғри кучланиш ортган сари жуда тез (экспоненциал) оша боради. Ташқи кучланиш манбаининг манфий қутби p- соҳага, мусбат қутби n- соҳага уланса (бундай кучланишни *тескари кучланиш* дейилади), потенциал тўсиқ кўтарилади ($e\varphi = e\varphi_0 + eV$ бўлиб қолади), $p-n$- ўтиш орқали (n- соҳадан p- соҳага томон йўналган) кичик *тескари ток* ўтади. Тескари кучланиш ортган сари тескари ток секин ўсади ва одатда ўзининг тўйиниш қийматига интилади.

Энди $p-n$- ўтишга кучланиш берилганда электрон ва коваклар кўчиши жараёнига назар ташлайлик. $p-n$- ўтишга тўғри кучланиш берилганда, потенциал тўсиқ пасайиши туфайли электронлар n- соҳадан p- соҳага, коваклар эса p- соҳадан n- соҳага ўтиб туради, бундан $p-n$- ўтиш яқинида асосий бўлмаган заряд ташувчилар (p- соҳа учун электронлар, n- соҳа учун коваклар асосий бўлмаган заряд ташувчилар бўлади!) концентрацияси ошади, бу номувозанат қолатдаги электронлар p- соҳа ичкарисига, коваклар эса n- соҳа ичкарисига диффузияланади ва у ердаги асосий ташувчилар билан рекомбинацияланади. Шуни таъкидлаш



3.19- расм. $p-n$ ўтиш соҳасида асосий ва асосий бўлмаган заряд ташувчиларнинг мувозанат ҳолатидаги *(а)*, кучланиш тўғри йўналишда қўйилган ҳолдаги *(б)* тақсимоти.

керакки, p- ва n- соҳаларда электрнейтраллик деярли сақланади, чунки мазкур соҳага қанча ортиқча асосий бўлмаган заряд ташувчилар ўтиб олса, ўшанча асосий заряд ташувчилар контактлар орқали кириб келиб, уларни ва қисман ҳажмий зарядни нейтраллаштиради. $p-n$- ўтиш яқинидаги диффузион узунлик чамасидаги қатламда тўғри кучланиш ҳолида асосий бўлмаган заряд ташувчилар концентрациясининг ошиш ҳодисасини *инжекция ҳодисаси* дейилади. Асосий бўлмаган заряд ташувчилар концентрацияси тақсимоти 3.19, б- расмда тасвирланган.

Яримўтказгичнинг n- ва p- соҳаларидаги электронлар ва ковaклар гази айнимаган (концентрацияси етарлича кичик), $p-n$- ўтиш соҳаси юпқа ва унда рекомбинация ҳисобга олинмаса ҳам бўлади, деб фараз қилинган ҳолда ковакларнинг n- соҳадаги номувозанатий концентрацияси

$$p_n(x) = p_{n0} + p_{n0}\left(e^{\frac{eV}{k_0T}} - 1\right)e^{-x/L_p}, \qquad (3.100)$$

электронларнинг p- соҳадаги номувозанатий концентрацияси

$$n_p(x) = n_{po} + n_{po}\left(e^{\frac{eV}{k_0T}} - 1\right)e^{x/L_n} \qquad (3.101)$$

кўринишда ифодаланади, бунда n_{p0}, p_{n0} — асосий бўлмаган заряд ташувчиларнинг концентрациялари, V — $p-n$-ўтишдаги кучланиш, L_n, L_p — электронлар ва ковакларнинг диффузион узунликлари.

Баҳолашларнинг кўрсатишича, $p-n$- ўтишга, 0,2 В чамасида тўғри кучланиш берилса, унинг яқинида асосий бўлмаган заряд ташувчилар концентрацияси (300 К да) $e^8 \simeq 2{,}5 \cdot 10^3$ марта ошиб кетади.

IV боб. НОМУВОЗАНАТ ҲОЛАТДАГИ ЗАРЯД ТАШУВЧИЛАР РЕКОМБИНАЦИЯСИ

4.1- §. Рекомбинация механизмлари

Рекомбинация механизмлари икки турли белги бўйича — рекомбинация жараёнида энергиянинг қандай шаклда ажралиши бўйича ва рекомбинация актига олиб келувчи электрон ўтишлар турлари бўйича гуруҳланади.

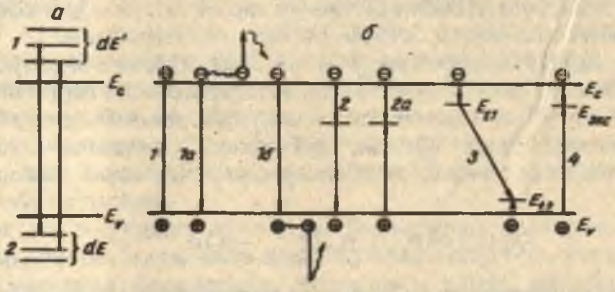
Электрон ўтишлар турлари бўйича рекомбинация механизмлари уч хил бўлади:

1. Зоналараро рекомбинация.

2. Маҳаллий (локал) марказлар (ҳолатлар) орқали рекомбинация.

3. Сиртий рекомбинация.

Зоналараро рекомбинация жараёнида электрон ўтказувчанлик зонасидан бевосита валент зонага ўтади, бунда у тақиқланган зона кенглигича ёки ундан ортиқроқ энергияни қандайдир тарзда узатади (4.1, б- расмдаги *1*- ўтиш).



4.1- расм. $E_c + dE'$ ва $E_V + dE$ тўплам ҳолатлар орасидаги *(а)* ва ҳар хил рекомбинация механизмлари ҳолларида *(б)* электрон ўтишлар:
1 — зоналараро ўтишлар. *1а,б* — зарбдан ионланиш, *2,2а* — киришма орқали ўтишлар, *3* — киришмалараро ўтишлар. *4* — экситоний рекомбинация.

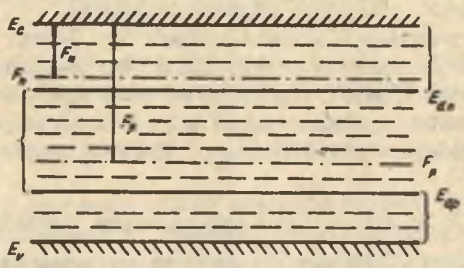
Маҳаллий (локал) марказлар орқали кечадиган рекомбинацияда электрон ковак билан қўшилишидан олдин тақиқланган зонадаги қандайдир маҳаллий марказ томонидан тутиб олинади, кейин у валент зонага ўтиб ковак билан рекомбинациялашади (4.1, б- расмдаги 2- ўтиш). Рекомбинация ҳодисасида иштирок этадиган маҳаллий марказлар *рекомбинация марказлари* деб аталади. Киришмавий ҳолатлар, панжаранинг ўз нуқтавий нуқсонлари, дислокациялари ва бошқалар ана шундай рекомбинация марказлари бўлади.

4.1- расмдаги *2* ва *2а* ўтишлар электрон (ёки ковак) эркин бўлиб, ковак (ёки электрон) маҳаллий рекомбинация марказида боғланган ҳолатда бўлганида юз берадиган **электрон-ковак рекомбинациясини** тасвирлайди. *3* ўтиш **киришмалараро рекомбинация** деб аталади, у икки хил — донор ва акцептор киришмалар мавжуд бўлганида амалга ошади. *4* ўтиш **экситон рекомбинацияси** деб аталади. Ўтказувчанлик зонасидаги электрон ковак билан боғланиб, натижада экситон ҳосил бўлади (бунда $E_{экс}$ энергия ажралади), сўнгра экситоннинг электрони ва коваги қўшилади — экситон йўқолади (бунда $E - E_{экс}$ энергия ажралади).

Рекомбинация марказлари иштирокида содир бўладиган барча рекомбинация жараёнлари билан бир вақтда ўша марказлар тутиб олган заряд ташувчиларнинг (иссиқлик ҳаракати туфайли) яна тегишли рухсат этилган зонага ўтиши жараёни (термик генерациялаш жараёни) ҳам юз бериб туради. Агар маҳаллий марказ тутиб олган заряд ташувчи бошқа ишорали заряд ташувчи билан рекомбинациялашмаса ва маълум вақтдан сўнг яна тегишли рухсат этилган зонага (иссиқлик ҳаракати ҳисобига) ўтиб олса, бундай марказни *ёпишиш маркази* ёки *тузоқ* дейилади. Бунда шу марказдан заряд ташувчини термик генерациялаш эҳтимоллиги унинг рекомбинацияланиш эҳтимоллигидан катта бўлади.

Саёз энергия сатҳларига эга бўлган маҳаллий марказлар кўпинча ёпишиш марказлари вазифасини бажаради, чунки улар юқоридаги шартни қаноатлантиради. Аммо кичик рекомбинацион кесимга эга бўлган чуқур сатҳлар ҳам ёпишиш марказлари бўла олади.

Марказ тутиб олган заряд ташувчининг иссиқлик ҳаракати туфайли рухсат этилган зонага ўтиш эҳтимоллиги рекомбинацияланиш эҳтимоллигига тенг бўлган E_{dn} ва E_{dp} сатҳлар электронлар ва коваклар учун **демаркацион сатҳлар** дейилади. E_{dn} демаркацион сатҳдан юқорида ва E_{dp} дан пастда жойлашадиган барча сатҳлар, мос равишда, электронлар ва коваклар учун ёпишиш сатҳлари вазифасини, E_{dn} ва E_{dp} орасидаги сатҳлар эса кўпинча рекомбинацион сатҳлар вазифасини ўтайди (4.2- расм). Бу бўлиниш нисбийдир, чунки чуқур сатҳлар мавжуд бўлганида рекомбинация саёз сатҳлар орқали боради, аммо унинг тезлиги



4.2- расм. Ферми квазисатҳлари ва демаркацион сатҳларнинг яримўтказгичнинг тақиқланган зонасида жойлашиши:

E_{dn} — электроннинг, E_{dp} — ковакнинг демаркацион сатҳлари, F_n, F_p — мос равишда электрон ва ковакнинг Ферми квазисатҳлари.

кичик, заряд ташувчиларнинг яшаш вақти катта бўлади. Рекомбинацион сатҳлар билан бир қаторда ёпишиш сатҳларининг мавжуд бўлиши заряд ташувчилар ўртача яшаш вақтини оширади.

Рекомбинация жараёнида энергия қандай турда ажралишига қараб рекомбинация механизмлари икки асосий турга бўлинади:

а) нурланишли рекомбинация;

б) нурланишсиз рекомбинация.

Биринчи ҳолда рекомбинацияда ажраладиган энергия ёруғлик квантлари (фотонлар) кўринишида нурланиб кетади. Иккинчи ҳолда эса рекомбинацияланаётган заряд ташувчиларнинг ортиқча энергияси панжарага (уйғотилган фононлар кўринишида) ёки бирор учинчи заррага (электронга ёки ковакка) узатилиши мумкин. Шунга мувофиқ равишда нурланишсиз рекомбинациянинг:

а) фононлар иштирокидаги рекомбинация,

б) зарбдан рекомбинацияланиш деган турлари мавжуд.

Ҳажмий рекомбинация билан бир қаторда сиртий (намуна сатҳларида кечадиган) рекомбинация ҳам мавжуддир. Яримўтказгичларда тез ва секин сиртий ҳолатлар бўлиши маълум. *Тез сиртий ҳолатлар* деб яримўтказгичнинг сиртида тақиқланган зонада жойлашган ва эркин электронлар ҳамда ковакларни ушлаб оладиган сатҳларни айтилади. Бу сатҳларнинг қайта зарядланиши — релаксация вақти нисбатан кичик ($\tau \approx 10^{-4} \div 10^{-9}$ с) бўлади. *Секин сиртий ҳолатлар* деб диэлектрикнинг юпқа қатламида жойлашган ва ўтказувчанликнинг секин релаксациясига сабабчи бўладиган эркин электронлар ва ковакларни тутиб оладиган сатҳларни айтилади ($\tau = 10^{-2}$ с дан, бир неча минут, соат, кун бўлиши мумкин).

Ўтказувчанлик зонаси тубига ва валент зона шипига яқин жойлашган тез сиртий ҳолатлар (марказлар) ёпишиш марказлари бўлади, тақиқланган зона ўртарофидагилари эса рекомбинация марказлари бўлади. Ана шу марказлар орқали юз берадиган рекомбинация сиртий рекомбинация деб аталади.

4.2- §. Зоналараро нурланишли рекомбинация

Яримўтказгичнинг ўтказувчанлик зонасида E' дан $E' + dE$ гача бўлган ҳолатлар гуруҳи орасидаги ўтишларни қараб чиқайлик (4.1, а- расм).

$2 \rightarrow 1$ ўтишлар электрон-ковак жуфтларини генерациялаш жараёнларини тасвирлайди. $1 \rightarrow 2$ ўтишлар уларнинг рекомбинацияланиш жараёнларини тасвирлайди. Бирлик

ҳажмда бирлик вақтда юз берадиган $1 \to 2$ ўтишлар сони ўтказувчанлик зонасидаги 1 ҳолатлар интервалидаги электронлар сони $N_c(E')f(E')dE'$ га ва валент зонадаги 2 ҳолатлар интервалидаги коваклар сони $N_V(E)f(E)dE$ га пропорционал бўлади:

$$dr = W(E', E) \cdot N_c(E') N_V(E) f(E') f(E) dE dE', \quad (4.1)$$

бундаги $W(E', E)$ — бирлик вақтда $1 \to 2$ ўтиш эҳтимоллиги, $f(E')$, $f(E)$ — мос равишда, электроннинг E' ҳолатда, ковакнинг E ҳолатда бўлиши эҳтимолликларини ифодалайдиган Ферми тақсимот функцияси.

Маълумки, айнимаган яримўтказгичлар ҳолида номувозанат ҳолатдаги заряд ташувчилар учун $f(E')$ ва $f(E)$ лар Больцман тақсимот функцияси кўринишини олади:

$$f(E') = \exp((F_n - E')/k_0T); \quad (4.2)$$
$$f'(E) = \exp((E - F_p)/k_0T), \quad (4.3)$$

бу ерда F_n, F_p — электронлар ва коваклар учун Ферми квазисатҳлари.

Номувозанат ҳолатдаги электрон ва коваклар концентрациялари

$$n = n_0 + \Delta n = N_c \exp((F_n - E_c)/k_0T),$$
$$p = p_0 + \Delta p = N_V \exp((E_V - F_p)/k_0T)$$

формулалар билан ифодаланиб, улардаги n_0, p_0 — мувозанатдаги концентрациялар, Δp, Δn — ортиқча концентрациялар, $N_c = 2(2\pi m_n^* \cdot k_0T/h^2)^{3/2}$ ва $N_v = 2(2\pi m_p^* k_0T/\hbar^2)^{3/2}$ лар мос равишда, ўтказувчанлик ва валент зоналардаги ҳолатларнинг эффектив зичлигидир.

Номувозанатий заряд ташувчилар концентрациялари кўпайтмаси:

$$n \cdot p = n_0 p_0 \exp((F_n - F_p)/k_0T) = n_i^2 \cdot \exp((F_n - F_p)/k_0T), \quad (4.4)$$

бу ерда n_i — хусусий яримўтказгич ичидаги электронлар концентрацияси. Ферми тақсимот функциялари кўпайтмаси:

$$f(E') \cdot f(E) = \frac{n \cdot p}{N_c \cdot N_V} \cdot \exp\left(\frac{E' - E_c}{k_0T}\right) \exp\left(-\frac{E_V - E}{k_0T}\right). \quad (4.5)$$

(4.5) ни (4.4) формулага қўйиб, уни зоналардаги барча E' ва E энергия қийматлари бўйича интегралласак, бирлик ҳажмда бирлик вақтда ўтказувчанлик зонасидан валент зонага ўтишлар тўла сони, яъни *рекомбинация тезлиги (темпи)* ифодасини ҳосил қиламиз:

$$r_c = \gamma_r \cdot n \cdot p, \quad (4.6)$$

бунда γ_r — рекомбинация коэффициенти:

$$\gamma_r = \frac{1}{N_c N_V} \int_{E'=E_c}^{\infty} \int_{E=-\infty}^{E_o} W_{cV}(E', E) \times$$

$$\times N_c(E') e^{-\frac{E'-E_c}{k_0 T}} \cdot e^{-\frac{E_V-E}{k_0 T}} N_1 E) dE' \cdot dE. \qquad (4.7)$$

(4.6) формулага мувофиқ, зоналараро рекомбинация тезлиги номувозанат ҳолатдаги заряд ташувчилар концентрациялари кўпайтмасига пропорционал. (4.7) формуладан қуйидаги хулоса келиб чиқади:

γ_r — рекомбинация коэффициенти рекомбинация ҳодисасининг эҳтимоллиги $W_{cV}(E', E)$ га ва зоналарда квант ҳолатларнинг тақсимоти $N_c(E')$ ва $N_V(E)$ га, яъни энергия зоналари тузилишига ҳамда температурага боғлиқ бўлади.

Термодинамик мувозанат ҳолатида рекомбинация тезлиги

$$r_0 = \gamma_r n_0 p_0 = \gamma_r n_i^2 \qquad (4.8)$$

кўринишда ифодаланади. Бу ҳолатда r_0 (иссиқлик ҳаракати туфайли) термик генерация тезлигига тенг бўлишини таъкидлаймиз.

Демак, ортиқча заряд ташувчилар рекомбинацияси тезлиги r_n ни топиш учун тўла рекомбинация тезлиги r_c дан r_0 ни айириб ташлаш керак:

$$r_n = r_c - r_0 = \gamma_r pn = \gamma_r n_0 p_0. \qquad (4.9)$$

Агар $\Delta n = \Delta p$ электрнейтраллик шартини эътиборга олсак,

$$r_n = \gamma_r \Delta n^2 + \gamma_r (n_0 + p_0) \Delta n \qquad (4.10)$$

бўлади. (4.10) ифодадан келиб чиқадиган хулосалар:

1. Зоналараро ўтишларни вужудга келтирадиган ёруғлик интенсивлиги кичик (уйғотиш даражаси паст), яъни $\Delta n \ll n_0$, p_0 бўлган ҳолда термик генерация фотогенерациядан устунрок бўлиб, рекомбинация тезлиги (4.10)

$$r_n = \gamma_r (n_0 + p_0) \Delta n \qquad (4.11)$$

кўринишни олади. Номувозанат ҳолатдаги заряд ташувчиларнинг яшаш вақти

$$\tau_n = \frac{\Delta n}{r_n} = \frac{1}{\gamma_r (n_0 + p_0)}, \qquad (4.12)$$

яъни τ_n на концентрацияга ва на ёруғлик интенсивлигига боғлиқ эмас:

$$r_n = \frac{\Delta n}{\tau_n} \sim \Delta n. \qquad (4.13)$$

Бундай рекомбинация *чизиғий рекомбинация* деб аталади.

2. Ёруғлик интенсивлиги катта (уйғотиш даражаси юқори), яъни $\Delta n \gg p_0 + n_0$ бўлган ҳолда фотогенерация устунроқ бўлиб, (4.10) ифодадаги биринчи ҳад иккинчисидан анча катта бўлади ва шу туфайли иккинчи ҳадни ташлаб юбориш мумкин:

$$r_n = \gamma_r \Delta n^2. \qquad (4.14)$$

Бундай рекомбинация *квадратик рекомбинация* деб аталади. Бу ҳолда яшаш вақти τ_n концентрация Δn га боғлиқ бўлади:

$$\tau_n = \frac{\Delta n}{r_n} = \frac{1}{\gamma_r \Delta n}. \qquad (4.15)$$

Шу сабабдан номувозанат ҳолатдаги заряд ташувчиларнинг оний яшаш вақти тушунчаси киритилган; бу ҳолда фотоўтказувчанлик релаксацияси (ўзгариши) чизиғидаги ҳар бир нуқтага ўзининг яшаш вақти мос келади (7.6-§ га қаранг).

4.3-§. Зона тузилишининг зоналараро рекомбинация тезлигига таъсири

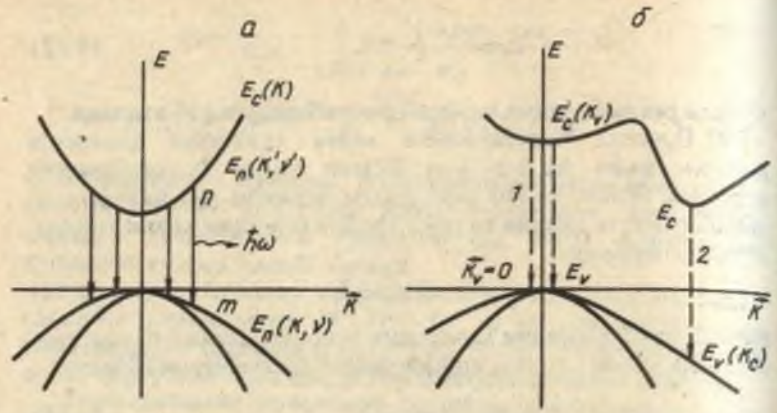
а. Зоналараро тўғри ўтишлар. Ёруғликнинг хусусий ютилишини текширганда валент зонадаги электроннинг $\hbar\omega \geqslant E_g$ энергияли фотон таъсирида ўтказувчанлик зонасига ўтиш жараёнида энергия ва квазиимпульс сақланиш қонунларига риоя қилиниши кўрсатилган эди. Номувозанатий заряд ташувчилар рекомбинацияси ҳодисасида ҳам шу сақланиш қонунлари бажарилиши керак. Тўғри ўтишлар учун улар қуйидаги кўринишда бўлади:

$$E_v = E_c - \hbar\omega, \quad \vec{k}_v = \vec{k}_c - \vec{k}_\Phi. \qquad (4.16)$$

Эслатамиз: электроннинг тегишли зоналардаги тўлқин векторлари $\vec{k}_c$, $\vec{k}_v$ нинг қийматлари $= 10^8$ см$^{-1}$, фотонники эса $|\vec{k}_\Phi| \simeq \frac{2\pi}{\lambda} = 10^4$ см$^{-1}$ чамасида, бинобарин $|\vec{k}_\Phi| \ll |\vec{k}_c|$, $|\vec{k}_v|$, шунинг учун ҳам (4.16) ни

$$\vec{k}_c = \vec{k}_v \qquad (4.17)$$

тенглик билан алмаштириш мумкин. (4.17) ифода 4.3, а-расмдаги ўтишларни тасвирлайди. Электрон ўтказувчан-



4.3-расм. а) зоналараро нурланишли рекомбинациядаги тўғри ўтишлар; б) нотўғри зонали яримўтказгичда нурланишли рекомбинациядаги тўғри ўтишлар.

лик зонасидаги дастлабки n ҳолатдан валент зонадаги m ҳолатга $\hbar\omega \geqslant E_g$ энергияли бир фотон чиқариб ўтган бўлсин. Ғалаёнлар назариясининг биринчи тартибли тақриби (диполь тақриби) га кўра юқорида айтилган ўтишнинг эҳтимоллиги:

$$W = W_{nm}[1 - f(E_c(k)] =$$
$$= \frac{4}{3}\frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0\hbar c}\cdot\omega\frac{|\langle \vec{k}_c|\hat{p}|\vec{k}_V\rangle|^2}{(mc)^2}[1 - f(E_V(k)], \qquad (4.18)$$

бу ерда $[1 - f(E_V(k))]$ кўпайтувчи валент зонадаги $\vec{k}$ тўлқин векторли ҳолат банд эмаслиги эҳтимоллигидир. Тўғри зонали яримўтказгичлар учун:

$$\overline{1 - f(E_V(k))} \simeq \frac{p}{N_V}. \qquad (4.19)$$

Чап томон устидаги чизиқ $\vec{k}$ нинг қийматлари бўйича ўртачалаштиришни кўрсатади.

Бошқа томондан рекомбинация эҳтимоллигини

$$W_r(\vec{k}) = \gamma_r \cdot p \qquad (4.20)$$

кўринишда ёзиш мумкин. (4.18) ва (4.20) ифодаларни солиштириб, рекомбинация коэффициентларни топамиз:

$$\gamma_r = \frac{4}{3}\cdot\frac{e^2\omega}{4\pi\varepsilon_0\hbar c}\cdot\frac{|\langle k_c|\hat{p}|k_V\rangle|^2}{(mc)^2 N_V}, \qquad (4.21)$$

бу ерда $\hat{p} = -i\hbar\nabla$ — импульс оператори.

γ_r ни баҳолайлик. Импульс операторининг матрица элементи:

$$\langle k_c|\hat{p}|k_V\rangle \simeq mv. \qquad (4.22)$$

$T=300$ К, $v=10^7$ см/с, $N_V=10^{19}$ см$^{-3}$, $\omega=2\cdot10^5$ с$^{-1}$ (яъни $E_g=1$ Эв) бўлганда

$$\gamma_r=2\cdot10^{-13}\ \text{см}^3/\text{с}. \qquad (4.23)$$

$n=10^{16}$ см$^{-3}$ бўлганида зоналараро нурланишли рекомбинация муҳим роль ўйнайдиган ҳолда номувозанат ҳолатдаги асосий бўлмаган заряд ташувчиларнинг яшаш вақти қуйидаги тартибда бўлади:

$$\tau=\frac{1}{\gamma_r n}\simeq 0{,}5\ \text{мс}. \qquad (4.24)$$

n ортиши билан τ то 0,5 мкс гача камайиб кетиши мумкин. Батафсилроқ текширишларнинг кўрсатишича, тақиқланган зона кенглиги E_g камайган сари ва температура кўтарилган сари рекомбинация тезлиги r_n тез ортади.

Нотўғри зонали яримўтказгичлар ҳолида 4.3, б- расмдаги *1* ва *2* тўғри нурланишли ўтишлар фавқуллодда кам эҳтимоллидир, чунки $E_c(k_V)$ сатҳлар электрон билан, $E_V(k_c)$ сатҳлар коваклар билан жуда кам тўлдирилган бўлиб, *1* ва *2* ўтишлар эҳтимоллиги (4.20) ифодага нисбатан

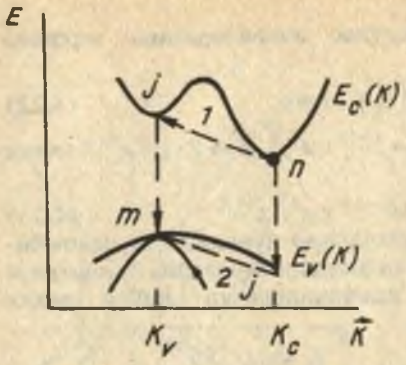
$$\exp\left[-\frac{E_c(k_V)-E_c}{k_0T}\right] \text{ ва } \exp\left[-\frac{E_V-E_c(k_V)}{k_0T}\right] \qquad (4.25)$$

марта камаяди. Мисол учун, $E_c(k_V)-E_c=0{,}5$ эВ, $T=300$ К бўлганда W_r эҳтимоллик $e^{20}=2\cdot10^9$ марта камаяди. Шунинг учун ҳам бундай шароитда $\hbar\omega>E_g=E_c-E_V$ энергияли нурланиш кузатилмайди. Бундай нурланиш пайдо бўлишини кучли легирланган яримўтказгичларда ёки заряд ташувчилар кучли қизиб кетганида кутиш мумкин.

б. Зоналараро нотўғри ўтишлар. Бундай ўтишларда импульснинг сақланиш қонунига мувофиқ, оралиқ жараён кечади (4.4- расм). Нотўғри зоналараро нурланишли ўтишларда оралиқ жараён фононнинг ютилиши ёки чиқарилиши бўлади. Бунда фонон ютилишининг салмоғи каттадир, буни қуйидагича тушунтирилади:

1. Ютилиши мумкин бўлган фононлар сони кичик ва температура пасайиши билан тез камаяди.

2. Юқори энергияли ҳолатдаги электроннинг фононни ютишдан кўра уни чиқариш эҳтимоллиги катта.



4.4- расм. Нотўғри зонали яримўтказгичда фонон қатнашган нурланишли ўтишлар (узлукли чизиқ билан виртуал ўтишлар кўрсатилган).

3. Фонон ютилиши билан биргаликда чиқариладиган нурланиш E_g дан каттароқ $\hbar\omega \geqslant E_g + E_q$ энергияга эга, у яримўтказгичда яна ютилиши мумкин.

Фонон қатнашадиган нотўғри ўтишлар иккинчи тартибли ўтишлар бўлади. Ғалаёнлар назариясининг иккинчи тақрибига кўра n ҳолатдан $\hat{H}$ ғалаён таъсирида m ҳолатга ўтиш матрица элементи:

$$M_{nm} = \sum_{j \neq n} \frac{\langle n|\hat{H}|j\rangle \cdot \langle j|\hat{H}|m\rangle}{E_n - E_j}, \qquad (4.26)$$

бу ердаги j белги оралиқ ҳолатга тегишлидир.

Агар ғалаённи электроннинг нурланиш майдони ва фонон билан ўзаро таъсирини тасвирловчи икки бир заррали операторларнинг $\hat{H}_{hv} + \hat{H}_q$ йиғиндиси кўринишида ифодаласак, у ҳолда $|n\rangle$ ва $|m\rangle$ ҳолатлардаги фотонлар ёки фононлар сони бир-биридан биттага фарқ қилгандагина $M_{nm} \neq 0$ матрица элементи нолга тенг бўлмайди. Квазиимпульснинг сақланиш қонуни электрон фонон ва фотон билан ўзаро таъсирлашганида қуйидаги кўринишда бўлади:

$$\hbar\vec{k} = \hbar\vec{k}' \pm \hbar\vec{q}, \qquad (4.27)$$

$$\hbar\vec{k} = \hbar\vec{k}' \pm \hbar\vec{k}_\phi; \qquad (4.28)$$

бу ерда $\vec{q}$ ва $\vec{k}_\phi$ — мос равишда, фонон ва фотоннинг тўлқин векторлари, $\vec{k}'$ ва $\vec{k}$ — электроннинг бошланғич ва охирги ҳолатдаги тўлқин вектори.

Нотўғри ўтиш ҳолида электрон дастлаб $\vec{k}_0$ тўлқин векторли виртуал ҳолатга ўтади, бунда электрон $\hbar\omega_q$ энергияли, $\vec{q} = \vec{k}_v - \vec{k}_c$ тўлқин векторли фононни чиқаради ёки ютади, кейин эса электроннинг $\vec{k}_0$ ҳолатдан охирги ҳолатга ўтишида

$$\hbar\omega = E_g + \hbar\omega_q \qquad (4.29)$$

фотон нурлантирилади. 4.4- расмда нотўғри зонали яримўтказгичда мумкин бўлган нурланишли ўтишлар тасвирланган.

(4.26) ифодани таҳлил қилганда

$$E_c(k_V) - E_c \quad \text{ёки} \quad E_V - E_V(k_c) \tag{4.30}$$

катталиклар қанча катта бўлса, ўтиш эҳтимоллиги шунча кичик бўлиши маълум бўлади.

Электронларнинг фононлар билан ўзаро таъсирлашув матрица элементи

$$\langle \bar{k}_V c | H_q^{(2)} | (\bar{k}_c + \bar{q}) c \rangle \tag{4.31}$$

фононнинг тўлқин векторига боғлиқ бўлади, бу эса ўтиш эҳтимоллигининг электронлар ва коваклари фононлар томонидан сочиб юборилишига ҳамда зоналарнинг $\bar{k}$ фазодаги экстремумлар орасидаги сочилишга боғланишини, температурага сезиларли даражада боғланишини келтириб чиқаради.

Фононлар иштирокида юз берадиган нурланишли рекомбинация эҳтимоллиги ҳисоби ва уни таҳлил қилиш анча мураккаб масаладир.

4.4- §. Зоналараро рекомбинация тезлиги (Ван-Русберк — Шокли муносабати)

Ван-Русберк ва Шокли зоналараро нурланишли рекомбинация тезлиги r ни ва коэффициенти γ_r ни ҳисоблаб топиш усулини тақдим қилганлар.

Яримўтказгичда термодинамик мувозанат шароитида n_0 концентрацияли электронлар, p_0 коваклар ва мувозанатий нурланиш мавжуд бўлсин. Бу ҳолда генерация ва рекомбинация жараёнлари ўзаро мувозанатда. Агар фотонларнинг турли ν частоталари учун бу жараёнларнинг батафсил тенглигини тузсак, у ҳолда $d\nu$ интервалдаги частотали нурланиш учун

$$r(\nu)\,d\nu = g(\nu)\,d\nu \tag{4.32}$$

ифодани ёзиш мумкин, бунда $r(\nu)$ ва $g(\nu)$ мос равишда рекомбинация ва генерация тезликлари.

$h\nu$ энергияли фотоннинг бирлик вақтда ютилиш эҳтимоллигини $\mathscr{P}(\nu)$, мувозанатли нурланиш спектридаги ν частотали фотонлар спектрал зичлигини $\rho_0(\nu)$ ва ички фотоэффектнинг квант чиқишини $\beta(\nu)$ деб белгиласак, у ҳолда генерация тезлиги ифодаси

$$g(\nu) = \mathscr{P}(\nu)\rho_0(\nu)\beta(\nu) \tag{4.33}$$

бўлади. $\rho_0(\nu)$ ни Планк формуласи ифодалайди:

$$\rho_0(\nu) = \frac{8\pi\nu^2\bar{n}}{c^3} \cdot [\exp(h\nu) / k_0 T) - 1]^{-1}. \quad (4.34)$$

бу ерда c — вакуумда ёруғлик тезлиги, $\bar{n}$ — муҳитнинг синдириш кўрсаткичи (у доимий деб ҳисобланади!).

Фотон ютилиши эҳтимоллиги $\mathscr{P}(\nu)$ ни фотоннинг ўртача яшаш вақти $\tau(\nu)$ орқали ифодаласа бўлади:

$$\mathscr{P}(\nu) = \frac{1}{\tau(\nu)}. \quad (4.35)$$

$v_\Phi = \frac{c}{\bar{n}}$ тезлик билан ҳаракатланаётган фотоннинг ўртача яшаш вақтини унинг ўртача эркин югуриш йўли узунлиги $l_\Phi = \frac{1}{\alpha(\nu)}$ (бунда $\alpha(\nu)$ — ютилиш коэффициенти) орқали ифодалаш мумкин:

$$\tau(\nu) = \frac{l_\Phi}{v_\Phi} = \frac{1}{\alpha(\nu) v_\Phi} = \frac{\bar{n}}{c \cdot \alpha(\nu)}. \quad (4.36)$$

Бинобарин,

$$\mathscr{P}(\nu) = \alpha(\omega) \frac{c}{\bar{n}}. \quad (4.37)$$

Ёруглик ютилишини фотонлар концентрациясининг камайиши сифатида тасвирлаш мумкин:

$$\frac{d\rho(h\nu)}{dx} = -\alpha(\nu)\rho(h\nu). \quad (4.38)$$

x координата ўрнига фононлар пакети тарқалиши вақти t ни киритиш мумкин:

$$x = v_\Phi \cdot t = \frac{c}{\bar{n}} t. \quad (4.39)$$

Демак:

$$\frac{d\rho(h\nu)}{dt} = -\frac{\alpha(\nu) \cdot c\rho(\nu)}{\bar{n}}. \quad (4.40)$$

$\mathscr{P}(\nu)$ эҳтимоллик таърифига мувофиқ,

$$d\rho(\nu)/dt = -\mathscr{P}(\nu) \cdot \rho(\nu). \quad (4.41)$$

(4.40) ва (4.41) ларни таққослаб, (4.37) формулани топамиз. (4.33), (4.34), (4.37) формулалардан фойдаланиб, (4.32) ифодани қуйидагича ёза оламиз:

$$r(\nu)d\nu = \frac{8\pi\nu^2 n^2 \alpha(\nu)\beta(\nu)}{c^2[\exp(h\nu(k_0T)) - 1]}d\nu. \qquad (4.42)$$

Бирлик ҳажмда бирлик вақтда юз берадиган рекомбинацияланувчи электронлар ва коваклар сонини рекомбинация тезлиги (4.42) ни интеграллаш йўли билан аниқлаймиз (белги $u = h\nu/k_0T$):

$$r_0 = \int_0^\infty r(\nu)d\nu = \frac{8\pi n^2 (k_0T)^3}{c^2h^3} \int_0^\infty \frac{\alpha(\nu)u^2}{e^u - 1}du. \qquad (4.43)$$

Бу Ван-Русберк — Шокли муносабати деб аталадиган асосий ифода кристаллнинг нурланиш ва ютилиш спектрлари орасидаги боғланишни аниқлайди. У $\alpha(\nu)$, $\beta(\nu)$ нинг тажрибада топилган спектрал боғланишлари ва n нинг қийматларидан фойдаланиб, r рекомбинация тезлигини ва бинобарин, $\gamma_r = r_0/n_i^2$ формуладан нурланишли рекомбинация коэффициентини топиш имконини беради. Ёруғлик дисперсияси, яъни n нинг ν га боғланишини ҳисобга олиш кичик тузатма беради, чунки, $\alpha(\nu)$ га нисбатан $n(\nu)$ боғланиш анча суст. (4.43) ифодадан кўриниб турибдики, интегралга асосий ҳиссани $h\nu = \hbar\omega \approx E_g$ энергияли фотонлар қўшади. Шунинг учун ҳам r ни ҳисоблаш учун хусусий ютилиш чегараси соҳасидаги бирор спектрал интервалда яримўтказгичнинг оптик доимийларини билиш керак, холос.

Зоналараро нурланишли рекомбинация спектри чизиғининг шаклини таҳлил қилайлик. Хона температурасида зоналараро ўтишлар учун $h\nu = \hbar\omega \gg k_0T$ шарт бажарилади ва (4.34) ифода махражида 1 ни ташлаб юбориш мумкин. У ҳолда

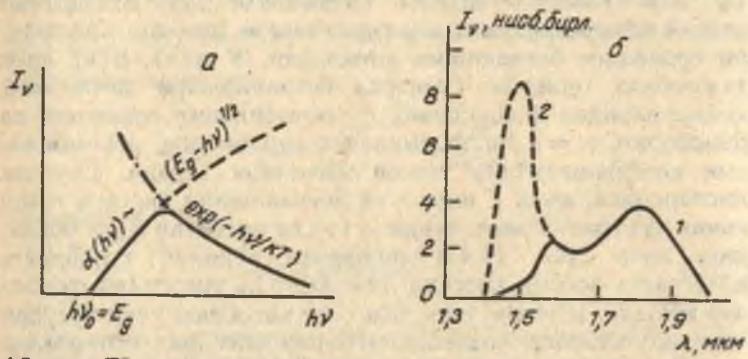
$$r(\nu) \sim \nu^2 \alpha(\nu) \cdot \beta(\nu) e^{-h\nu/k_0T}. \qquad (4.44)$$

(3.18) формулага асосан, рухсат этилган тўғри ўтишлар учун:

$$\alpha(\nu) \sim (h\nu - E_g)^{1/2}. \qquad (4.45)$$

Бу ҳолда зоналараро нурланишли рекомбинация чизиғи шаклини даражали (ортиб борувчи) ва экспоненциал (камайиб борувчи) кўпаювчилар кўпайтмаси аниқлайди. Бу чизиқ максимумли носимметрик эгри чизиқ шаклига эгадир.

Максимумда $h\nu$ фонон энергияси E_g га мос келмайди. 4.5-расмда кўрсатилганидек, зоналараро рекомбинация нурланиши спектрининг узун тўлқинли чегарасини нолгача давом эттириш йўли билан E_g ни аниқлаш мумкин. Ёритилганда германийдан чиқадиган рекомбинацион нурланишнинг спектрал тақсимоти икки максимумга эга (4.5, б-расм). $\lambda = 1{,}75$ мкм даги максимум электронларнинг ўтказувчанлик зонаси асосий минимумидан (фононлар иштирокида) валент зонага ўтишларига, $\lambda = 1{,}52$ мкм даги максимум эса марказий минимум — валент зона (фононлар иштирокисиз) ўтишларига мос келади. Эркин электронлар ва ковакларнинг иссиқлик ҳаракати туфайли улар тегишли зоналар чегарасидаги муайян интервалдаги энергияларга эга бўлади, бу эса максимумларнинг бирмунча ёйилишига олиб келади.



4.5-расм. Тўғри зонали яримўтказгичда зоналараро нурланиш рекомбинациясининг нурланиш спектри (*а*) ҳамда германийда зоналараро рекомбинация нурланишининг спектри *(б)*:

1 — тажриба натижалари графиги, *2* — хусусий ютилишни ҳисобга олган ҳолдаги нурланиш спектри.

Агар яримўтказгичнинг ютилиш коэффициенти катта бўлса, мазкур спектр соҳасида рекомбинация ҳам кучли бўлади. Шунинг учун зоналараро нурланишли рекомбинация интенсивлиги тўғри зонали яримўтказгичлар (α_T) да нотўғри зонали яримўтказгичлар (α_{II}) дагига нисбатан анча юқоридир. Хусусий ютилиш чегараси соҳасида ютилиш коэффициентининг тегишли қийматлари $\alpha_T = 10^4 - 10^5$ $см^{-1}$, $\alpha_{II} = 10^2 - 10^3$ $см^{-1}$. Демак, рекомбинацион нурланишни тадқиқлаш учун тўғри зонали яримўтказгичлардан фойдаланиш афзалдир.

Яримўтказгич термодинамик мувозанатда бўлганида рекомбинацион нурланиш кузатилмайди, чунки бу ҳолатда рекомбинация жараёнида фотонлар нурлантириш билан бир қаторда худди ўшандай тезликда фотонлар ютилиши ҳам юз бериб туради. Шунинг учун фотонларнинг энергиялар бўйича тақсимоти мувозанатли бўлади. Аммо, агар яримўтказгичда қандайдир усул билан ортиқча заряд ташувчилар пайдо қилинса, у ҳолда рекомбинация темпи (тезлиги) мувозанатли генерация темпидан $r=\gamma(np-n_0p)$ миқдор қадар ортиқ бўлади ва бирлик ҳажмдан бирлик вақтда шунча фотон нурлантирилади.

Энди электрон-ковак жуфтларининг нурланишли рекомбинация жараёнидаги яшаш вақтини ҳисоблаймиз. Маълумки, γ_r рекомбинация коэффициентини рекомбинация эффектив кесими $S_{эфф}$ ёрдамида қуйидаги кўринишда ифодалаш мумкин:

$$\gamma_r = S_{эфф}\bar{v}, \tag{4.46}$$

бунда $\bar{v}$ — электронларнинг ўртача иссиқлик тезлиги. Таърифга кўра, номувозанат ҳолатдаги жуфтларнинг яшаш вақти:

$$\tau = \frac{\Delta n}{r_n} = \frac{\Delta n}{\gamma_r(np-n_0p_0)} = \frac{1}{\gamma_r(n_0+p_0+\Delta n)}. \tag{4.47}$$

Мувозанатдаги n_0 ва p_0 концентрациялар ўзаро $n_0p_0 = n_i^2$ муносабат билан боғланганлигини эътиборга олиб, (4.47) ифодадан n_0 (ёки p_0) бўйича олинган ҳосилани нолга тенглаб, τ нинг n_0p_0 бўлганда, яъни хусусий яримўтказгичда максимал бўлишини аниқлаймиз. Уйғотиш даражаси кичик бўлганда бу максимум:

$$\tau_{max} = \tau_i = \frac{1}{2\gamma_r \cdot n_i}. \tag{4.48}$$

Германий учун T=300 K, $\beta(\nu)=1$ да бажарилган ҳисобларнинг кўрсатишича, $r_0 = 2{,}8\cdot10^{19}$ см$^{-3}\cdot$с$^{-1}$. Бундан:

$$\gamma_r = \frac{r_0}{n_i^2} = \frac{2{,}8\cdot10^{19}}{5{,}6\cdot10^{26}} = 0{,}5\cdot10^{-15} \text{ см}^3/\text{с}.$$

Электронларнинг T=300 K да ўртача иссиқлик ҳаракат тезлиги $\bar{v}$ тахминан 10^7 см/с чамасида, $S_{эфф} = \gamma_r/\bar{v} = 10^{-21}$ см^2. Хусусий яримўтказгич Ge учун (4.48) формула бўйича ҳисоблаб топилган максимал яшаш вақти $\tau_i = 1/2\gamma_r n_i = 0{,}43$ с.

Бир қатор хусусий яримўтказгичлар учун хона ҳароратидаги доимий катталиклар (константалар) қийматлари 4.1- жадвалда келтирилган.

4.1- жадвал

Яримўтказгич	T, К	R_{on}, $см^{-3} \cdot с^{-1}$	n_0, $см^{-3}$	γ_n, $см^3с^{-1}$	τ, с	S, $см^2$
Олмос	295	4,0(−66)*	6,68(−28)*	8,96(−12)*	8,35(+37)*	9,48(−19)*
Si	290	9,2(+4)	7,16(+9)	1,88(−15)	1,48(+3)	1,87(−22)
Ge	300	2,85(+13)	2,33(+13)	5,25(214)	4,09(−1)	5,5(−21)
Te	300	3,0(+20)	5,93(+15)	8,53(−12)	9,88(−6)	8,95(−10)
GaP	300	4,0(−13)	2,73(0)	5,37(−14)	3,41(−12)	5,63(−21)
GaAs	294	1,2(+3)	1,29(+6)	7,21(−10)	5,37(+2)	7,64(−17)
GaSb	300	2,2(14)	9,6(+11)	2,39(−10)	2,58(−3)	2,51(−17)
InP	298	6,0(+6)	6,9(+4)	1,26(−9)	5,75(+1)	1,33(−16)
InAs	298	5,8(+19)	8,26(+14)	8,5(−11)	7,12(−6)	8,94(−18)
InSb	295	1,03(+22)	1,5(+16)	4,58(−11)	7,28(−7)	4,84(−18)

* Мазкур қийматларни 10 нинг қавсларда кўрсатилган даражасига кўпайтириш керак. Мисол: 4,0(−66) белги $4{,}0 \cdot 10^{-66}$ демакдир.

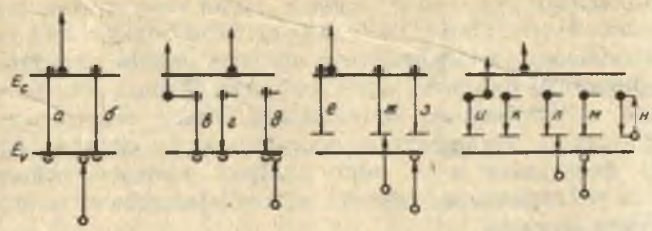
Жадвалдан кўриниб турибдики, тўғри зонали тузилишга эга бўлган GaAs, GaSb, InP, InAs ва InSb бирикмалар учун γ_r рекомбинация коэффициенти нотўғри зонали яримўтказгичларникидан бир неча тартибга катта бўлади. Ҳисоблашларнинг кўрсатишича, кремнийдан бошқа барча яримўтказгичларда температура пасайганда γ_r ортади. Агар (4.43) формулага $\alpha(\nu)$ нинг назарий ифодаси қўйилса, у ҳолда рекомбинация тезлиги ва коэффициетини назарий ҳисоблаш мумкин.

Нурланишли рекомбинация тақиқланган зона ўртаси яқинида жойлашган рекомбинацион марказлар орқали ҳам содир бўлиши мумкин. Бундай рекомбинация бошқа механизмлар кам самарали бўлиб қолган паст температуралар соҳасида айниқса муҳим бўлади.

4.5- §. Зарбдан рекомбинацияланиш (Оже-рекомбинация)

Кўп яримўтказгичларда люминесценция ҳодисасини тадқиқ қилиш натижасида люминесценциянинг ички квант чиқиши 1 дан анча кичик бўлиши аниқланган эди. Бу ҳодисада заряд ташувчиларнинг яшаш вақти нурланишли рекомбинация ҳодисасидаги электрон-ковак жуфтларининг яшаш вақтидан бир неча тартибга кичик бўлади. Бу натижа яримўтказгичларда заряд ташувчиларнинг фотонлар нурлантирилмайдиган рекомбинациялари юз беришини кўрсатади. Бундай жараёнлардан бири — учта заряд ташувчи (икки электрон ва бир ковак, ёки икки ковак ва бир электрон) нинг ўзаро таъсиридан келиб чиқадиган зарбдан рекомбинацияланишдир. Электрон билан ковак рекомбинацияланганда бўшайдиган (ажраладиган) энергия ва импульс учинчи заряд ташувчига берилади. Яримўтказгичда зарбдан рекомбинацияланиш электроннинг нейтрал атомни зарб билан ионлашига тескари жараёндир.

Яримўтказгичда мумкин бўлган электрон ўтишлар ҳамда заряд ташувчиларнинг концентрациясига боғлиқ равишда Оже-жараёнларининг кўп хили бўлиши мумкин. 4.6- расмдаги *а*, *б* ўтишлар зоналараро ўтишларни тасвирлайди. *а* ўтишда рекомбинациянинг ортиқча энергияси ўтказувчанлик зонасидаги бошқа электронга берилади ва юқори сатҳга кўтарилади. *б* — ўтишда электрон-ковак жуфтининг рекомбинацияси энергияси валент зонадаги иккинчи ковакка берилади. *в*, *г*, *д* ўтишларда Оже-рекомбинацияда донор электрони валент зонага ўтади, бунда рекомбинация энергияси бошқа донордаги электронга ёки ўтказувчанлик зонасидаги электронга ёинки иккинчи ковакка берилади.



4.6- расм. Яримўтказгичларда Оже-рекомбинация жараёнларининг схематик кўриниши:

а, в, г, е, и, к — *n*-тип яримўтказгичдаги жараёнлар; *б, д, ж, з, л, м* — *p*-тип яримўтказгичдаги жараёнлар.

Электронларнинг ўтказувчанлик зонасидан акцептор сатҳига ўтишидан иборат Оже-рекомбинацияни *е, ж, з* ўтишлар тасвирлайди. Донор-акцептор ўтишлар билан боғлиқ Оже-рекомбинацияни *и, к, л, м* ўтишлар кўрсатади. *н* — жараён Оже-рекомбинация эмас, чунки бунда иккинчи электрон ўз энергиясини нурлантириб юбориши мумкин (резонанс ютилиш).

Заряд ташувчиларнинг ўзаро таъсирлашишига боғлиқ Оже-рекомбинация тезлиги (темпи) уларнинг концентрацияларига пропорционал бўлади ва *а, б* — жараёнлар учун

$$r_n = C_n n^2 p, \qquad (4.49)$$

$$r_p = C_p p^2 n \qquad (4.50)$$

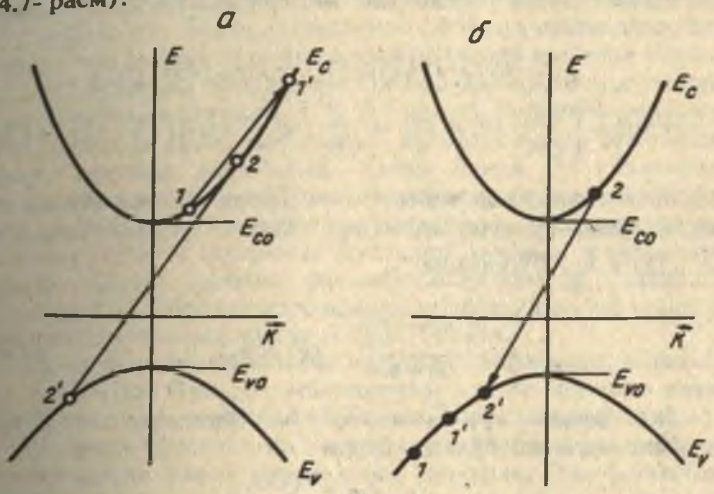
ифодалар билан аниқланади, бу ерда C_n, C_p — зарбдан рекомбинацияланиш коэффициентлари.

Легирлаш даражаси кичик бўлган яримўтказгичларда ва электрон-ковак жуфтларни генерациялайдиган ёруғлик интенсивлиги юқори бўлганда зарбдан рекомбинацияланиш тезлиги эркин заряд ташувчилар концентрациясининг учинчи даражасига пропорционал равишда ортади. Агар зарбдан рекомбинацияланишда киришма ҳолатлари иштирок қилса, у ҳолда (4.49) ва (4.50) муносабатлардаги n ва p концентрациялар ўрнига мос киришма сатҳларидаги электронлар ва коваклар концентрацияларини қўйиш керак.

Зарбдан рекомбинацияланиш коэффициенти ҳам нурланишли рекомбинация коэффициенти каби кўп жиҳатдан яримўтказгичлар зона тузилишига, уларнинг параметрларига, эркин заряд ташувчилар концентрациясига, киришмалар маҳаллий марказлари концентрациясига ва ионлаш энергиясига боғлиқ бўлади. Энергия зоналари парабола кўринишида бўлсин:

$$E_{c,v}(\vec{k}) = E_{c,v} \pm \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*_{n,p}}. \qquad (4.51)$$

Бу фаразга асосланган зарбдан рекомбинацияланиш модели қуйида кўриб чиқилади. Бунда зоналар экстремумлари Бриллюэн зонасининг $\vec{k}=0$ нуқтасида жойлашгандир (4.7- расм).



4.7- расм. Ўтказувчан ва валент зоналарнинг параболик моделидаги зоналараро зарбдан рекомбинацияланиш жараёни схемаси:

а — рекомбинация жараёнида икки электрон ва бир ковак қатнашган ҳол; *б* — рекомбинация жараёнида икки ковак ва бир электрон қатнашган ҳол.

Энди зоналараро зарбдан рекомбинацияланиш ҳодисасида энергия ва квазиимпульс сақланиши қонунлари

$$\hbar\vec{k}_1 + \hbar\vec{k}_2 = \hbar\vec{k}'_1 + \hbar\vec{k}'_2, \qquad (4.52)$$

$$2E_g + \frac{\hbar^2\vec{k}_1^2}{2m_n^*} + \frac{\hbar^2\vec{k}_2^2}{2m_p^*} = E_g + \frac{\hbar^2\vec{k}_2^2}{2m_n^*} = E_g + \frac{\hbar^2\vec{k}_1^2}{2m_n^*} - \frac{\hbar^2\vec{k}_2'^2}{2m_p^*} \qquad (4.53)$$

ни қараб чиқайлик. Бу муносабатлардан $\vec{k}'_2$ ва $\vec{k}'_1$ ларни аниқлаш мумкин:

$$\vec{k}'_2 = -\frac{m_p^*}{m_p^* - m_n^*}\left\{\pm|\vec{k}_1+\vec{k}_2| + \left[\frac{m_n^*}{m_p^*}(\vec{k}_1+\vec{k}_2)^2 + \right.\right.$$

$$\left.\left. + \frac{m_p^* - m_n^*}{m_p}(\vec{k}_1^{\,2}+\vec{k}_2^{\,2}) + \frac{(m_p^*-m_n^*)}{m_p\hbar^2}m_n^* E_g\right]^{1/2}\right\}. \qquad (4.54)$$

$m_n^* = m_p^*$ бўлган ҳолда бу формулани қўллаб бўлмайди.

Айнимаган яримўтказгичда электрон ва ковакнинг тегишли зонада тегишли ҳолатларда бўлиши эҳтимоллиги

$$\frac{n}{N_c}e^{-\frac{\hbar^2k_1^2}{2m_nk_0T}},\quad \frac{n}{N_c}e^{-\frac{\hbar^2k_2^2}{2m_nk_0T}},\quad \frac{p}{N_v}e^{-\frac{\hbar^2k_2'^2}{2m_pk_0T}} \tag{4.55}$$

ифодалар билан аниқланади. Бинобарин, зарбдан рекомбинацияланишга

$$f(E_c(k_1))\cdot f(E_c(k_2))[1-f(E_V(k_2))]\approx$$

$$\approx\exp\left\{-\left[\frac{\hbar^2}{2m_n^{\wedge}}(k_1^2+k_2^2)+\frac{\hbar^2}{2m_p^{\wedge}}k_2^2\right]/k_0T\right\}\left(\frac{n}{N_c}\right)^2\frac{p}{N_V} \tag{4.56}$$

кўпайтма максимал қийматга эга бўладиган жараёнлар энг катта ҳисса қўшади. $m_n^{\wedge}=m_p^{\wedge}$ бўлган хусусий ҳолда ва $\vec{k}_2'\parallel(\vec{k}_1+\vec{k}_2)$ бўлганида

$$\vec{k}_2'=\frac{k_1\cdot k_2-\frac{E_g\cdot m_n}{\hbar^2}}{|\vec{k}_1+\vec{k}_2|^2}(\vec{k}_1+\vec{k}_2). \tag{4.57}$$

(4.56) ифода $\vec{k}_1=\vec{k}_2=-\vec{k}_2'=\vec{k}_0$ бўлганида энг катта қийматларга эга бўлади, бунда

$$|\vec{k}_0|=\frac{1}{\sqrt{3}}\left(\frac{m_n^*E_g}{\hbar^2}\right)^{1/2}. \tag{4.58}$$

(4.56) ифодани

$$\exp\left[-\frac{\hbar^2}{2m_n^*}\cdot\frac{(\vec{k}_1^2+\vec{k}_2^2+\vec{k}_2'^2)}{k_0T}\right]\cdot\frac{n^2p}{N_c^2N_V}=\frac{n^2p}{N_c^2N_V}e^{-\frac{E_g}{2k_0T}} \tag{4.59}$$

кўринишда ёзиб оламиз. (4.59) муносабатдан шундай хулоса келиб чиқадики, зарбдан рекомбинацияланишни активлаш энергияси мавжуддир. Унинг катталиги ($m_n^*=m_p^*$ бўлганида) $E_g/2$ га тенг бўлади.

(4.52) ва (4.53) сақланиш қонунларига мувофиқ, агар дастлабки биринчи ва иккинчи ҳолатлар энергияси тенг бўлса ва ўтказувчанлик зонаси тубининг энергиясидан катта, яъни

$$E_1=E_2=E_{c0}+\frac{E_g\Theta^2}{(1+3\Theta+2\Theta^2)};\quad \Theta=\frac{m_n^*}{m_p^*} \tag{4.60}$$

бўлса, модели қаралаётган Оже-ўтиш энг катта эҳтимолли бўлади. 4.7- расмдаги $2'$ охирги ҳолат валент зона максимумига нисбатан пастга

$$E_{v0}-E_{2'}=\frac{E_1-E_{c0}}{\Theta}=\frac{E_g\Theta}{(1+3\Theta+2\Theta^2)} \qquad (4.61)$$

миқдор қадар силжиган бўлади.

Зоналараро зарбдан рекомбинацияланиш ҳодисасида $m_n^* \ll m_p^*$ шарт бажарилгандагина ўтказувчанлик зонаси тубидаги ва валент зона шипидаги ҳолатлар қатнаша олади. $m_n^*=m_p^*$ бўлганда зоналараро Оже-рекомбинацияда асосан зона экстремумларидан $1/6\ E_g$ қадар наридаги энергия сатҳлари (4.7- расм) қатнашади, E_g ортган сари эса янада юқори сатҳлар қатнашади. Аммо бунда бу сатҳларда электронлар сийракроқ бўлади, шунинг учун рекомбинация тезлиги пасаяди. Температура пасайганда электронлар ва коваклар кўпроқ экстремал нуқталар яқинида жойлашган бўлади ҳамда зарбдан рекомбинацияланишда қатнаша олмайди. Шу сабабдан зарбдан рекомбинацияланиш тезлиги температурага жуда кучли боғлиқ бўлади.

Термодинамик мувозанат ва заряд ташувчилар айнимаган шароитда Оже-рекомбинацияга асосий ҳиссани икки электрон ва бир ковакнинг тўқнашиш жараёнлари қўшади.

Юқорида кўрсатилган модел учун, зарбдан рекомбинацияланишнинг квант назариясига мувофиқ, Оже-рекомбинация тезлиги қуйидагичадир:

$$r=\frac{8\pi^2\beta e^4\hbar^2|I_1I_2|^2\Theta^{3/2}n^2p\exp[-\Theta E_g/(1+\Theta)k_0T]}{(4\pi\varepsilon_0\varepsilon_s)^2\cdot m^2(k_0T)^2\cdot E_g(1+\Theta)\sqrt{2(1+2\Theta)}}, \qquad (4.62)$$

бундаги I_1 ва I_2 — Блох функциялари даврий қисмининг устма-уст тушиш интегралларидир:

$$I_1=\int u_c^*(k_1r)\cdot u_v(k_1'r)\,d^3r;\ \ I_2=\int u_v^*(k_2z)\cdot u_c(k_2z)\,d^3r. \qquad (4.63)$$

Бу интегралар катталиги панжара атомлари орасидаги масофага ва яримўтказгичда потенциал тақсимланишига боғлиқ бўлиб, 0,1 дан 1 гача ораликдаги қийматларга эгадир.

InSb учун $|I_1\cdot I_2|=0{,}25$. Икки электроннинг тўла спини қийматига боғлиқ равишда I_1 ва I_2 интеграллар билан бир қаторда алмашинув интеграллари ҳам пайдо бўлиши мумкин. Кейингилар $\beta=2\div4$ кўпайтувчи пайдо бўлишига олиб келади. (4.49) формуладан фойдаланиб, (4.62) ифода асосида зарбдан рекомбинацияланиш коэффициенти $C_n=r/n^2p$ ни баҳолаш мумкин. $\beta=3$, $\Theta=1$, $|I_1I_2|^2\sim10^{-2}$ бўлганида

$$C_n = 10^{-28}\left(\frac{10}{\varepsilon_s}\right)\cdot\left(\frac{m_0}{m^*}\right)^2\left(\frac{1\text{ эВ}}{E_g}\right)\cdot\left(\frac{300\text{ K}}{t}\right)^2 e^{-\frac{E_g}{2k_0T}}\ \text{см}^6/\text{с}. \quad (4.64)$$

$E_g = 0{,}3$ эВ бўлган яримўтказгич учун T=300 K, $m^* = m_0$, $\varepsilon_s = 10$ қийматларда $C_n = 10^{-30}$ см^6/с бўлади. Шундай қилиб, киришманинг одатдаги концентрацияси $n \sim 10^{15}$ см$^{-3}$ бўлганида τ яшаш вақти 1 секунд чамасида бўлади. Бундан чиқадиган хулоса шундайки, анча кучсизроқ легирланган яримўтказгичда пастроқ температураларда заряд ташувчиларнинг яшаш вақтини зарбдан рекомбинацияланиш аниқламайди. Хусусий яримўтказгичларда ($n_0 = p_0$) $n_0 p_0 \sim \exp(-E_g/k_0T)$ бўлишини эсласак,

$$\frac{1}{\tau_i} \sim \exp\left(-\frac{3}{2}\frac{E_g}{k_0T}\right). \quad (4.65)$$

Маълумки, температура кўтарилганда ташувчилар концентрацияси $\left(\frac{k_0T}{E_g}\right)^{3/2}\cdot\exp(-E_g/k_0T)$ га пропорционал равишда ортиб боради, мос равишда Оже-эффект ҳам кучайиши керак. Электрон-ковак жуфтларнинг яшаш вақти

$$\tau \sim \left(\frac{E_g}{k_0T}\right)^{3/2}\exp\left[\frac{(1+2\Theta)E_g}{(1+\Theta)k_0T}\right]. \quad (4.66)$$

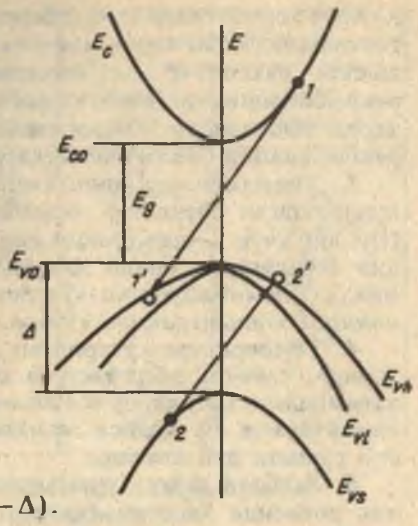
Агар $m_n^* < m_p^*$ бўлса, τ ни электронлараро тўқнашишлар белгилайди. Агар $\Theta = \frac{m_n^*}{m_p^*} > 1$, $m_p^* < m_n^*$ бўлса, у ҳолда τ ни ковакларараро тўқнашишлар белгилайди.

Оже-жараёнларда енгил коваклар иштирок қиладиган ҳол учун бажарилган ҳисоблардан келиб чиқишича, енгил ва оғир коваклар зоналари орасидаги ўтишлар кучли легирланган p- типли яримўтказгичларда Оже-рекомбинация жараёнига муҳим ҳисса қўшади, n- типли кучли легирланган яримўтказгичларда эса уларнинг роли жуда кичик.

Кўп яримўтказгичларда спин-орбитал ўзаро таъсир натижасида валент зона парчаланган бўлади. InSb яримўтказгичда парчаланиш энергияси Δ тақиқланган зона кенглигидан анча катта, бинобарин, оғир коваклар зонасидан ажралган (парчаланган) зоначага коваклар ўтиши эҳтимоллиги кичик ва бундай ўтишни ҳисобга олмаслик мумкин. InAs, GaAs, GaSb яримўтказгичларда Δ катталик тақиқланган зона кенглиги чамасида ва ажралган зонанинг зарбдан рекомбинацияланиш таъсири анча катта бўлади.

Ажралган зонача иштирок қиладиган зоналараро Оже-рекомбинацияни икки ковакнинг тўқнашиши, сўнгра электрон-ковак жуфтнинг рекombинацияси ва иккинчи ковакнинг чуқуррокдаги валент зонача-га ўтиши кўринишида тадқиқ қилиш мумкин (4.8- расм). Чуқуррокдаги (ажралган) валент зонага бу Оже-ўтиш учун зарур бўлган E_{min} энергия қуйидагига тенг:

$$E_{min} = \frac{2m_h^* + m_n^*}{2m_h^* + m_n^* - m_s(E_T)}(E_g - \Delta). \quad (4.67)$$



4.8- расм. Валент зонаси тармоқларга парчаланган яримўтказгичдаги зоналараро Оже-рекомбинация жараёни схемаси.

Зоналар тузилиши мураккаб бўлган ҳолларда (масалан, мураккаб ўтказувчанлик зонали нотўғри яримўтказгич бўлган кремний, валент зонаси мураккаб бўлган галлий арсениди ҳолларида) энергия ва импульс сақланиши шароити мутлақо бошқача. Бунда зарбдан рекombинацияланишни активлаштириш энергияси $E_g/2$ дан анча кам ва ҳатто ноль бўлади.

Зарбдан рекombинацияланиш ҳодисасини текширишдан ушбу хулосалар келиб чиқади:

1. Бу ҳодиса юз беришида асосий заряд ташувчилар концентрацияси ошгани сари асосий бўлмаган заряд ташувчиларнинг яшаш вақти камаяди. Масалан, n — Ge монокристаллида асосий заряд ташувчилар концентрацияси 10^{17} см$^{-3}$ бўлгунча $\tau \sim 50$—60 мкс чамасида, бундан катта концентрацияларда янада тез камаяди, $\sim 10^{18}$ см$^{-3}$ да эса 1 мкс га тушади. τ нинг камайиши ёритиш (уйғотиш) кучли бўлганда ҳам кузатилади.

2. Температура ошган сайин заряд ташувчиларнинг яшаш вақти камайиб боради. Фононлар қатнашган рекombинацияда бу камайиш анча суст. Нуқсонсиз InP кристаллари-

да хона ҳароратидан юқори барча температураларда зарбдан рекомбинацияланишни ҳисобга олиш зарур. Аммо кристаллда нуқсонлар ва киришмалар пайдо бўлса, унда рекомбинациянинг янги каналлари вужудга келади, эркин заряд ташувчилар концентрацияси камаяди, бу эса Оже-рекомбинация тезлигини муқаррар пасайтиради.

3. Люминесценциянинг квант чиқишини нурланишли ва нурланишсиз ўтишлар тезликлари нисбати аниқлайди. Шунинг учун концентрация оша борганда Оже-рекомбинация бошланиши билан люминесценция интенсивлиги камаяди (люминесценция «ўчади»). Бу ҳодиса *люминесценциянинг концентрацион сўниши* деб аталади.

4. Температура кўтарилган сари эркин заряд ташувчиларнинг кинетик энергияси ва зарбдан рекомбинацияланиш эҳтимоллиги ортади, бу эса люминесценция квант чиқишини камайтиради. Бу ҳодиса *люминесценциянинг температуравий сўниши* деб аталади.

5. Зарбдан рекомбинацияланиш оқибатида ўтказувчанлик зонасида қизиган (катта энергияли) электронлар ва валент зонада қизиган коваклар пайдо бўлади. Ўтказувчанлик зонаси тубига асосан электронлар тушади, коваклар эса валент зона шипига кўтарилади. Аммо, қизиган заряд ташувчиларнинг бевосита рекомбинацияланиш эҳтимоли йўқ эмас: қизиган электрон валент зона шипи яқинидаги ҳолатга, қизиган ковак эса ўтказувчанлик зонаси тубидаги ҳолатга ўтиши (рекомбинацияланиши) мумкин. Бундай ўтишлар туфайли юзага келадиган нурланиш $\omega > E_g/\hbar$ частотали қизиган люминесценция ҳодисасини юзага келтиради. Кучли ёритиш (уйғотиш) шароитида бу нурланиш интенсивлиги n^2p^2 га пропорционалдир (германийда $\omega \simeq \frac{2E_g}{\hbar}$ нурланиш кузатилган).

6. Зарбдан рекомбинацияланиш жараёнида юқори энергияли электронлар пайдо бўлишини тўғридан-тўғри исбот қиладиган ҳодиса кристаллдан электронларнинг чиқишидир. Бу GaAs кристаллида кузатилган. Етарли қувватли лазерлар яратилгач, зарбдан рекомбинацияланиш бошқа механизмлардан устунлик қиладиган юқори ёритиш (уйғотиш) даражалари соҳасида тажрибалар ўтказиш мумкин бўлди. 4.2- жадвалда баъзи ярнмўтказгичлар учун зарбдан рекомбинацияланиш доимийларининг назарий ва тажрибадан олинган қийматлари келтирилган.

4.2- жадвал

Яримўтказгич	$\gamma \cdot 10^{13}$ см^3/с		$C \cdot 10^{33}$ см^6/с	
	назарий натижа	тажриба натижаси	назарий натижа	тажриба натижаси
GaAs	3200	7000	10	—
InAs	850	160	$2 \cdot 10^5$	$1{,}6 \cdot 10^5$
InSb	1200	—	—	$c_n = c_p = 10^5$
Si	0,09	0,6	2	20
				40
				50
				$c_n = 500$
Ge	0,52	0,7	$8 \div 11$	$c_p = 10,\ c_n = 1$
Te	85	—	$2{,}0 \cdot 10^4$	$1{,}5 \cdot 10^4$
$Hg_{0,805}C_{0,195}Te$	4800	—	10^8	108

4.6- §. Маҳаллий (локал) марказлар орқали кечадиган рекомбинация

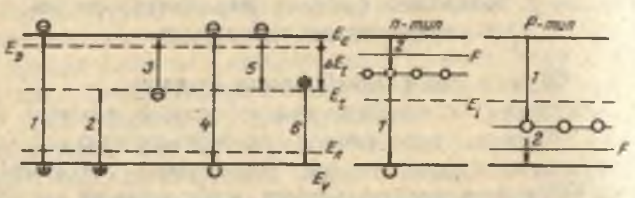
4.6.1. Шокли-Рид рекомбинация модели.

Нурланишли зоналараро рекомбинация тезлиги тўғри зонали, айниқса, тор зонали яримўтказгичларда катта бўлиши олдин кўрилган эди. Зоналараро рекомбинация мавжуд бўлганида электрон-ковак жуфтларнинг ҳисобланган яшаш вақти нотўғри зонали яримўтказгичларда анча катта (масалан, кремнийда $\tau \sim 3$ сек, германийда $\tau \simeq 0{,}43$ с) бўлади. Аммо, тажриба яшаш вақтининг бир неча миллисекунддан ошмаслигини ва унинг киришмаларнинг озгина миқдорига ҳам ўта сезгир эканлигини кўрсатди. Масалан, Si ва Ge га Au, Ni каби чуқур сатҳли киришмалар $N = 10^{15}$ см$^{-3}$ концентрацияда киритилса, яшаш вақти 6 тартибга (яъни 10^{-3} дан $10^{-8} - 10^{-9}$ с гача) камайиши маълум. Кўпгина кенг зонали яримўтказгичлар (CdS, CdSe, CdTe ва ҳ.к.) устида ўтказилган тажрибалар ҳам зоналараро ва зарбдан рекомбинацияланиш механизмлари кузатилган рекомбинация тезлигининг катта бўлишини тушунтира олмаслигини кўрсатди.

Тўпланган маълумот кўпгина яримўтказгичларда маҳаллий марказлар (киришмалар, нуқсонлар) орқали юз берадиган рекомбинация энг муҳим амалда мавжуд бўладиган механизмлардан бири бўлади, деган хулосага олиб келди. Бундай рекомбинация икки босқичдан иборат бўлиб, ўтказувчанлик зонасидаги электрон маҳаллий марказ

(туткич) сатҳига ўтади, сўнгра у ердан валент зонага ўтиб ковак билан қўшилади (бу иккинчи босқичда ковак валент зонадан марказ сатҳига ўтиб электрон билан рекомбинациялашади, деб қаралса ҳам бўлади).

Кўпгина яримўтказгичларда бир неча типдаги маҳаллий марказлар (туткичлар) мавжуд бўлиб, улар электрон ва ковакни тутиб олишнинг турли кесимларига ва турли ионланиш энергияларига эгадир. Биз бу параграфда содда ҳолни қараймиз. Фараз қилайлик, яримўтказгичда рекомбинацияда бевосита иштирок қилмайдиган саёз донорлар ва акцепторлар билан бирга бир типдаги содда рекомбинация марказлари бўлиб, уларнинг ҳар бири ё нейтрал ёки бир карра зарядли ҳолатларда бўла оладиган концентрацияси N_2, тақиқланган зонадаги ягона энергиявий сатҳи E_r бўлсин ($E_c - E_r = \Delta E_r$). Бу моделни биринчи бўлиб Холл, Шокли, Рид текширган. У 4.9-расмда тасвирланган бўлиб, 1,6, 3 стрелкалар билан кўрсатилган ўтишлар ёруғлик ёки



4.9-расм. Зоналараро ва марказ сатҳи билан зоналардан бири орасидаги мумкин бўлган электрон ўтишлар:

1 — электрон-ковак жуфтини генерациялаш; *2* — ковакнинг марказ сатҳида тутиб олиниши; *3* — иссиқлик ҳаракати туфайли электроннинг E_r сатҳдан ўтказувчан зонага ўтиши; *4* — электрон-ковак жуфти рекомбинацияси; *5* — электроннинг E_r сатҳда тутиб олиниши; *6* — ковакнинг иссиқлик ҳаракати туфайли E_r сатҳдан валент зонага ўтиши.

иссиқлик ҳаракати таъсирида заряд ташувчиларнинг генерацияланишини тасвирлайди; *4*, *5*, *2* стрелкалар эса заряд ташувчилар рекомбинациясига тегишли ўтишларни кўрсатади. $\hbar\omega \geqslant E_g$ энергияли ёруғлик электронни валент зонадан ўтказувчанлик зонасига ўтказади (*1*-ўтиш). Электронни бу зонадан туткич ушлаб олиши мумкин (*5*-ўтиш), тутилган электрон ё иссиқлик ҳаракати туфайли яна ўтказувчанлик зонасига ўтади (*3*-ўтиш), ёки валент зонадаги ковак билан қўшилади — рекомбинациялашади (*2*-ўтиш).

Оптик генерация (1 ўтишлар) тезлиги (3.17) ифода билан аниқланади:

$$g = \alpha\beta I_v \cdot (1 - R_v). \qquad (4.68)$$

Фараз қилайлик, n_r — электронлар эгаллаган марказлар концентрацияси, γ_n — нейтрал туткичнинг электронни тутиб олиш коэффициенти, γ_p — электрон бор туткичнинг ковакни тутиб олиш коэффициенти, S_n, S_p — рекомбинация маркази (туткич)нинг электрон ва ковакни ушлаб олиш кесимлари, υ — иссиқлик ҳаракати тезлиги бўлсин. У ҳолда туткичларнинг электрон ва ковакларни зоналардан ушлаб олиш (*1*- ва *2*- ўтишлар) тезлиги (темпи, интенсивлиги):

$$r_5 = \gamma_n (N_r - n_r) \cdot n, \quad r_2 = \gamma_p \cdot p \cdot n_r. \tag{4.69}$$

Электроннинг ўтказувчанлик зонасида ва ковакнинг валент зонасида (N_r — марказларнинг ушлашига нисбатан) ўртача яшаш вақтлари:

$$\tau_n = \frac{1}{\gamma_n (N_r - n_r)}, \quad \tau_p = \frac{1}{\gamma_p \cdot n_r} \tag{4.70}$$

Электрон ва ковакнинг туткич марказ томонидан ушланиш коэффициентлари γ_n ва γ_p ушлаб олиш кесимлари орқали ифодаланади:

$$\gamma_n = S_n \bar{\upsilon}, \quad \gamma_p = S_p \bar{\upsilon}.$$

Германий ва кремнийдаги киришмалар атомларининг заряд ташувчиларни ушлаб олиш кесимларининг типик катталиклари 4.3- ва 4.4- жадвалларда келтирилган (ҳамма маълумот 10^{-16} см^2 бирликда тасвирланган).

Жадвалдан кўринадики, кўрсатилган киришмалар кўп зарядли бўлиб, уларнинг сатҳлари саёз киришмалар киритилганда зарядли ҳолати ўзгариши билан биргаликда ўзгаради. Бунда тортувчи кулон (электростатик) марказининг заряд ташувчини ушлаб олиш кесими 10^{-12} см^2 га етади, нейтрал марказники 10^{-16} см^2 чамасида, итарувчи марказларники эса $10^{-18} \div 10^{-20}$ см^2 чамасида бўлади.

Электронларнинг иссиқлик ҳаракати туфайли озод бўлиши (*3* ўтиш) туткичлар томонидан заряд ташувчилар ушланиши жараёнига тескари жараёндир. Зоналарда айниш бўлмагани ҳолда қоронғуда ҳам, ёруғда ҳам (уйғотиш даражаси кичик) номувозанат ҳолатдаги заряд ташувчиларнинг энергиялар бўйича тақсимоти мувозанат ҳолатдаги тақсимотдан деярли фарқ қилмайди. Шунинг учун рекомбинацион катталиклар номувозанат ҳолатдаги ва мувозанат ҳолатдаги заряд ташувчилар учун бир хил бўлади, деб ҳисобланади; мувозанат шароити учун топилган γ_n, γ_p ва бошқа параметрлардан номувозанат ҳолатлар учун ҳам фойдаланаверилади.

4.3- жадвал

Германийга киритилган киришмалар сатҳларининг заряд ташувчиларни ушлаб олиш кесимлари

Киришмалар	Кесимлар *			
Au	$S_n^0=1$	$S_n^-=2$	$S_p^-=100$	
Cu	$S_n^-=0{,}5$	$S_n^-=0{,}36$	$S_p^-=0{,}04$	$S^-=1$
Zn	$S_n^-=3\cdot10^{-5}$			
Ni	$S_n^0=1$	$S_n^-=6$	$S_p^-=100$	
Fe	$S_n^0=10$	$S_p^-=30$	$S_p^-=100$	
Co	$S_n^0=10$		$S_p^-=100$	
Ag	$S_n^0=0{,}6$	$S_n^-=1$	$S_p^-=50$	

4.4- жадвал

Кремнийга киритилган киришмалар сатҳларининг заряд ташувчиларни ушлаб олиш кесимлари

Киришмалар	Кесимлар *			
Au	$S_n^+=30$	$S_n^0=5$	$S_p^0=20$	$S_p^-=10$
Fe	$S_n^+\geqslant10$	$S_p^0=3$		

Ўтказувчанлик зонасида электронлар концентрациясининг ўзгариш тезлигини

$$\frac{dn}{dt}=\alpha_n n_{r0}-\gamma_n n_0(N_r-n_{r0}) \qquad (4.71)$$

тенглама ифодалайди, бундаги α_n — электроннинг рекомбинацион марказдан ўтказувчанлик зонасига иссиқлик генерацияси коэффициенти, n_0 — электронларнинг мувозанат ҳолатдаги концентрацияси. Стационар ҳолатда $\frac{dn_0}{dt}=0$, у ҳолда:

$$n_{r0}=\frac{N_r}{(\alpha_n/\gamma_n n_0)+1}. \qquad (4.72)$$

---

* S нинг юқорисига қўйилган белги киришма атомлари энергетик сатҳларининг зарядли ҳолатини билдиради.

Бошқа томондан,

$$n_{r0}=fN_r=N_r\left[1+\exp\left(\frac{\Delta E_r-E_F}{k_0T}\right)\right]^{-1}, \qquad (4.73)$$

бунда E_F — Ферми сатҳи. Айниш бўлмаганда

$$n_0=N_c\exp\left(E_F/k_0T\right). \qquad (4.74)$$

Демак,

$$\alpha_n=\gamma_n n_1; \quad n_1=N_c e^{-\frac{\Delta E_r}{k_0T}}. \qquad (4.75)$$

$E_F=E_r$ бўлганда $n_1=n_0$.

Шундай қилиб, мувозанат шароитида иссиқлик генерацияси тезлиги:

$$g_3=\alpha n_{r0}=\gamma_n n_{r0}N_c e^{-\frac{\Delta E_r}{k_0T}}=\gamma_n n_{r_0} n_1. \qquad (4.76)$$

Номувозанат ҳолатдаги n_{r0} ни n_r га алмаштириш керак. Худди шу йўсинда ковакларнинг туткичлардан валент зонага иссиқлик туфайли генерацияланиш тезлигининг ифодаси топилади:

$$g_6=\alpha_p(N_r-n_r)=\gamma_p(N_r-n_r)N_V e^{-\frac{E_g-\Delta E_r}{k_0T}}=\gamma_p(N_r-n_r)p_1, \qquad (4.77)$$

бу ерда

$$p_1=N_V e^{-\frac{E_g-\Delta E_r}{k_0T}}. \qquad (4.78)$$

2 ўтиш (4.9- расм) ковакнинг валент зонадан электрон банд қилган рекомбинация марказига ўтишини тасвирлайди. Ушлаш тезлиги (4.69) формула билан аниқланади. Ниҳоят, *б* ўтиш ковакнинг рекомбинация марказидан валент зонага иссиқлик туфайли генерацияланишини кўрсатади. (4.75) ва (4.78) ифодалардан:

$$n_1\cdot p_1=n_i^2. \qquad (4.79)$$

Энди 4.9- расмда келтирилган схемадаги ўтишлар учун электронлар ва ковакдар баланси тенгламаларини ёза оламиз:

$$\frac{\partial\Delta n}{\partial t}=g-\gamma_n n(N_r-n_r)+\gamma_n n_r\cdot n_i. \qquad (4.80)$$

$$\frac{\partial \Delta p}{\partial t} = g - \gamma_n n_r p + \gamma_p (N_r - n_r) p_1. \qquad (4.81)$$

Бу тенгламалар электрнейтраллик шарти асосида ечилади. Саёз донорлар ва акцепторлар тўла ионланган ва рекомбинацияда қатнашмайди деб ҳисоблаймиз. У ҳолда электрнейтраллик шарти ушбудир:

$$\Delta n_r + \Delta n = \Delta p. \qquad (4.82)$$

Шокли-Риднинг бир туткичли модели бўйича стационар ҳолатда номувозанат ҳолатдаги заряд ташувчилар яшаш вақтини ҳисоблайлик. (4.80), (4.81) тенгламалар системасидан $\frac{d\Delta n}{dt} = \frac{d\Delta p}{dt} = 0$ да

$$n_r = (\gamma_p p_1 + \gamma_n n) N_r / [\gamma_p (p_1 + p) + \gamma_n (n_1 + n)], \qquad (4.83)$$

Рекомбинация марказлари кам ($n_r \ll \Delta n,\ \Delta p$) бўлганда (4.82) ифода соддалашади:

$$\Delta n = \Delta p.$$

(4.83) ифодани (4.80), (4.81) тенгламаларга қўйиб, рекомбинация тезлиги формуласини ҳосил қиламиз:

$$r = \frac{\Delta n}{\tau_n} = \frac{\Delta p}{\tau_p} = N_r \frac{\gamma_n \gamma_p (n \cdot p - n_1^2)}{(n_1 + n)\gamma_n + \gamma_p (p + p_1)}. \qquad (4.84)$$

Стационар ҳолат ($\Delta n = \Delta p = \Delta n_{ст}$) да

$$\tau = \tau_n = \tau_p = \frac{\Delta n_{ст}}{g}, \quad g = \tau^{-1} \Delta n_{ст} = r. \qquad (4.84а)$$

(4.84) ва (4.84а) ифодалардан:

$$\tau = \tau_{p0} \frac{n_0 + \Delta n + n_1}{p_0 + n_0 + \Delta n} + \tau_{n0} \frac{p_0 + p_1 + \Delta p}{n_0 + p_0 + \Delta n}, \qquad (4.85)$$

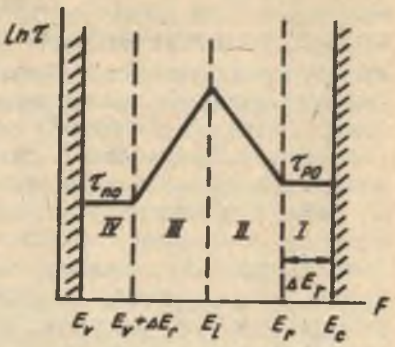
бундаги $\tau_{p0} = 1/\gamma_p N_r$, $\tau_{n0} = 1/\gamma_n N_r$. Бу катталиклар маъносини ойдинлаштириш қийин эмас. Бу қуйидаги таҳлилдан аниқланади.

Яримўтказгичнинг тақиқланган зонасини тўрт соҳага ажратамиз ва яшаш вақти τ нинг Ферми сатҳи вазиятига боғланишини текширамиз (4.10- расм).

I соҳа: $E_r < F < E_c$, яъни Ферми сатҳи рекомбинацион марказ сатҳи билан ўтказувчанлик зонаси туби орасида (n- типли яримўтказгич), бунда $n_0 \geqslant p_0$, $n_0 \gg n_1$ ва $p_1 \gg p_0$. Бу ҳолда $\tau = \tau_{p0}$. E_F Ферми сатҳи E_r рекомбинацион сатҳдан юқори бўлгани учун, бу сатҳни электронлар

тўлдирган. Рекомбинация юз бериши учун ковак валент зонадан рекомбинацион сатҳга ўтиши кифоя, шунинг учун электрон-ковак жуфтнинг яшаш вақти ковакнинг яшаш вақти билан аниқланади.

II соҳа: $E_i < F < E_r$, яъни Ферми сатҳи тақиқланган зона ўртаси билан рекомбинацион сатҳ орасида. Бу n- типли яримўтказгич ($n_0 \gg p_0$), аммо бу соҳада $n_1 \gg n_0$, $p_1 \gg p_0$, $n_1 \gg p_1$. Бу ҳолда (4.85) формула



4.10- расм. Заряд ташувчилар яшаш вақтининг тақиқланган зонадаги Ферми сатҳига боғлиқлиги.

$$\tau = \frac{n_1}{n_0}\tau_{p0} \tag{4.86}$$

кўринишни олади. Бу соҳада F тақиқланган зона ўртасига қараб силжиганда τ экспоненциал қонун бўйича ортиб боради. Бунинг сабаби — рекомбинация марказларининг электронлар билан тўлдирилганлиги камайиб боришидадир.

IV соҳа: $E_V < F < \Delta E_r + E_V$. Бу соҳада яримўтказгич р-тип ўтказувчанликка эга: $p_0 \gg n_0$, лекин $p_0 \gg p_1$, $n_1 \gg n_0$ ва $n_1 \gg p_0$ бўлади. Барча рекомбинация марказларида электронлар йўқ, яъни улар коваклар билан тўлдирилган, шунинг учун $\tau = \tau_{no}$ электроннинг ковак тўлдирган E_r сатҳга ўтиши рекомбинация эҳтимоллигини аниқлайди.

III соҳа: $E_V + \Delta E_r < F < E_i$. Бу ҳолда Ферми сатҳи тақиқланган зонанинг пастки қисмида, яримўтказгич p- типли ва $p_0 \gg n_0$, $p_0 \gg p_1$, $n_1 \gg n_0$; (4.85) формула

$$\tau = \frac{n_1}{p_0}\tau_{p_0} + \tau_{n_0} \tag{4.87}$$

кўринишни олади. Бундаги биринчи ҳадни

$$\frac{n_1}{p_0}\tau_{p_0} = \tau_{po}\left(\frac{N_c}{N_v}\right)e^{|(F-(E_V+\Delta E_r))/k_0T|} \tag{4.88}$$

кўринишда ёзиш мумкин. (4.88) дан кўринадики, F Ферми сатҳи E_i га яқинлашаётганда (4.88) даги $F-(E_V+\Delta E_r)$ айирма ортади ва τ ҳам орта боради. Бу ортиш F то E_i қийматга эришгунча давом этади. $F=E_i$ бўлганда эса яшаш вақти τ максимал бўлиб, рекомбинацион марказларда электронлар бўлмайди. F сатҳ E_i сатҳга яқинлашганда валент зонадаги коваклар концентрацияси камаяди, аммо шу билан бир вақтда туткичлар ушлаб олган ковакларнинг иссиқлик генерацияси жараёни ҳам кеча бошлайди.

Юқорида келтирилган таҳлилдан келиб чиқадиган хулоса шуки, дангал ифодаланган у ёки бу типли ўтказувчанлик ҳолида заряд ташувчиларнинг яшаш вақтини асосий бўлмаган заряд ташувчилар белгилайди.

Уйғотиш (генерация, инжекция) даражаси юқори (яъни $\Delta n,\ \Delta p \gg n_0,\ p_0,\ n_1,\ p_1$) бўлганда (4.85) дан

$$\tau=\tau_\infty=\tau_{p0}+\tau_{n0} \tag{4.89}$$

ифода келиб чиқади. Уйғотиш даражаси чексиз кичик бўлган ҳол учун яшаш вақтини τ_0 орқали белгилайлик. Ҳар қандай уйғотиш (ёритиш, инжекция) даражаси ҳолида

$$\tau\approx[\tau_0(n_0+p_0)+\Delta n\tau_\infty]/(p_0+n_0+\Delta n). \tag{4.90}$$

Уйғотиш даражаси унча кучли бўлмаган ҳолда:

$$\tau=\tau_0+\frac{\Delta n}{n_0+p_0}\tau_\infty\,. \tag{4.91}$$

τ_0, τ_∞ катталикларни $\tau=f\left(\frac{\Delta n}{n_0+p_0}\right)$ функционал боғланишнинг оғмалиги ва бошланғич ординатаси бўйича топиш мумкин. Бу қонуннинг чизиқли боғланишдан четланишидан Шокли-Рид модели тажриба маълумотига мос келмайди, деган хулоса келиб чиқади.

4.6.2. Кўп зарядли марказлар орқали кечадиган рекомбинация.

Биз юқорида содда марказлар орқали кечадиган рекомбинацияни қараб чиқдик. Содда донорлар ва акцепторлар фақат икки зарядли ҳолатда мавжуд бўла олади: донор марказ нейтрал ёки бир карра мусбат зарядланган (сатҳда электрон йўқ), акцептор марказ эса нейтрал ёки бир карра манфий зарядланган (сатҳга электрон ўтиб олган). Содда донорлар ва акцепторлар тақиқланган зонада фақат биргина энергетик сатҳга эга бўладилар. Кўпинча яримўтказгичларда бир қанча типдаги содда марказлар ва кўп зарядли

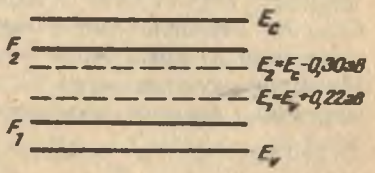
марказлар бўлиши мумкин. Кўп зарядли марказларнинг энергетик спектри мураккаб бўлиб, тақиқланган зонадаги бир неча сатҳдан иборатдир. Масалан, олтин германийда беш ҳолатда: нейтрал, бир каррали мусбат зарядланган, бир каррали, икки каррали, уч каррали манфий зарядланган ҳолатларда бўлади ва қуйидаги тўртта сатҳни ҳосил қилади: $E_v + 0{,}05$ эВ, $E_v + 0{,}15$ эВ, $E_c - 0{,}15$ эВ, $E_c - 0{,}04$ эВ. Никель германийда иккита акцептор сатҳни ҳосил қилади: $E_1 = E_v + 0{,}22$ эВ, $E_2 = E_c - 0{,}3$ эВ ва учта (Ni^0, Ni^-, Ni^{--}) зарядли ҳолатларда бўлади.

N_{rk} концентрацияли, E_{rk} энергетик сатҳли ва уларга мос ушлаб олиш коэффициентларига эга бўлган бир неча типдаги содда марказлар мавжуд бўлганида ҳар бир марказ учун ўзининг τ_k яшаш вақти тушунчасини киритиш мумкин. Ёруғлик интенсивлиги кичик, айрим рекомбинация актлари бир-биридан мустақил бўлган ҳолда номувозанат ҳолатдаги заряд ташувчиларнинг натижавий яшаш вақти τ қуйидаги ифодадан топилади:

$$\frac{1}{\tau} = \sum_k \frac{1}{\tau_k}. \qquad (4.92)$$

Температура ёки электрон ва ковакларнинг мувозанат ҳолатдаги концентрацияси ўзгарганда марказларнинг зарядли ҳолати ўзгаради (қайта зарядланиш), бу эса рекомбинацион марказлар табиати ўзгаради, демакдир. Масалан, германийда мувозанат шароитида никелнинг E_1 сатҳидан Ферми сатҳи F бир неча k_0T чамасида пастда жойлашган бўлсин (4.11-расм). Бунда марказларнинг (никель атомларининг) кўпчилиги нейтрал Ni^0 ҳолатда бўлади; мувозанат озгина бузилганда ҳам шундай бўлади. Электронларни фақат шу Ni^0 марказлар ушлайди ва Ni^- марказларга айланади. Бу марказлар ковакларни ушлаб олиши мумкин. Бу ҳолда рекомбинацияда фақат биргина E_1 сатҳ иштирок этиши мумкин.

Марказлар концентрацияси кам бўлганда асосий заряд ташувчилар — ковакларнинг мувозанатли концентрацияси ортиб борса (Ферми сатҳи пастга силжиса) яшаш вақти



4.11-расм. Германийда никелнинг энергетик сатҳлари

$$\tau_{n0} = (\gamma_n^0 \mathrm{Ni}^0)^{-1} \qquad (4.93)$$

катталикка интилади, бунда γ_n^0 — никель нейтрал атомининг электронни ушлаб олиш коэффициенти. Саёз донорлар концентрацияси оширилган сари ва температура кўтарилган сари Ферми сатҳи юқорига кўтарила боради, у E_1 сатҳни кесиб ўтгач, икки зарядли Ni^{--} ионлар пайдо бўлади ва булар рекомбинацияда қатнашади. F Ферми сатҳи E_2 дан юқорида жойлашган ҳолда (4.11-расм) барча марказлар Ni^- ҳолатда бўлади. Коваклар фақат шу марказларда ушланади (коваклар тўлган E_2 сатҳга ўтади), электронларни эса Ni^- марказлар ушлайди (электронлар бўш E_2 сатҳга ўтади).

Мувозанатдаги электронлар концентрацияси ортиб бориши билан эса яшаш вақти

$$\tau_{p0} = (\gamma_p^{--} \mathrm{Ni}^{--})^{-1} \qquad (4.94)$$

катталикка интилади, бунда γ_p^{--} — никель икки каррали манфий ионларининг ковакларни ушлаб олиш коэффициенти.

Агар коваклар ва электронларнинг ушланиш коэффициентлари (γ_n^0, γ_p^{--}) бир-биридан кучли фарқланса, у ҳолда мувозанат бузилганида турли зарядли ҳолатларда бўлган марказларнинг концентрацияси мувозанатли концентрациядан кучли фарқланиши мумкин.

Нотўғри яримўтказгичлар бўлмиш Si ва Ge ларда зоналараро рекомбинация кам эҳтимолли бўлади, уларда чуқур сатҳли киришмалар эффектив рекомбинация марказлари вазифасини бажаради. Тегишлича легирлаш усули билан заряд ташувчиларнинг яшаш вақтини $10^{-7} - 10^{-9}$ с гача камайтириш мумкин.

Кремнийга ва германийга киритиладиган кўп зарядли киришмалар (Cu, Fe, Ni, Co, Ag) юқори температураларда рекомбинация марказлари бўлади, чунки уларда электрон ва ковакнинг ушланиши кесимлари тахминан бир хилдир ($\tau_n = \tau_p$). Температура пасайган сари Cu^-, Ni^-, Au^-, Fe^-, Co^-, Ag^- ионларининг электронларни ушлаб олиш кесими тез камаяди, ковакларни ушлаб олиш кесими эса ортади. Паст температураларда n-типдаги германийда бундай марказлар ёпишиш марказлари ($\tau_n \gg \tau_p$) бўлади. p-типли германийда паст температураларда ёпишиш марказлари-

ни ($\tau_n \gg \tau_p$) теллур киришмаси ҳосил қилади. Заряд ташувчиларнинг мувозанатий концентрацияси юқори бўлганида 4.2- жадвалда келтирилган рекомбинация механизмлари муҳим бўлиб қолади. Кўп зарядли марказлар орқали юз берадиган рекомбинациянинг боришини (кинетикасини) батафсил текшириш мураккаб масаладир.

4.7- §. Сиртдаги рекомбинация

4.7.1. Сиртдаги сатҳлар. Сиртдаги рекомбинация тезлиги.

Номувозанат ҳолатдаги заряд ташувчилар яримўтказгичнинг сиртида ундаги ҳолатлар (сатҳлар) орқали рекомбинацияланиши мумкин. Сирт ҳолатларини келтириб чиқарувчи сабаблар ушбулардир:

1. Кристалл панжара электр потенциали даврийлигининг сиртда узилиши унда *Тамм сатҳларини* ҳосил қилади.

2. Сирт атомларининг валент боғланишлари тўлатилмаганлиги сабабли *Шокли сатҳлари* ҳосил бўлади.

3. Сирт қатламига адсорбцияланган (бириктириб олинган) атомлар (адатомлар) ва кристалл сиртининг бошқа нуқсонлари ҳам *сирт сатҳларини* ҳосил қилади.

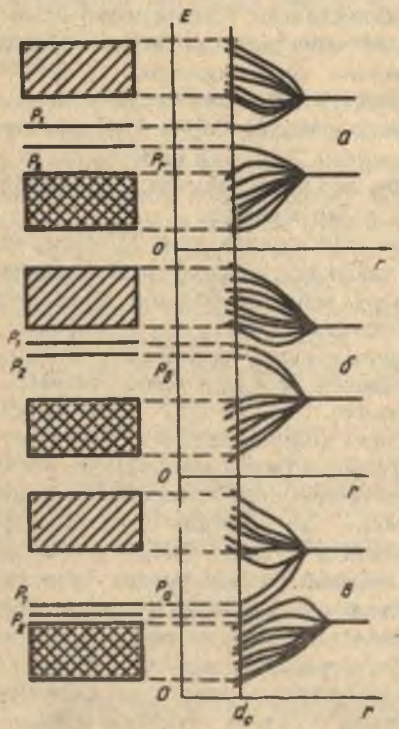
Қаттиқ жисмларнинг энергетик зоналари структурасини назарий текширганда кристаллни идеал, барча йўналишлар бўйича чексиз деб фараз қилинган. Ҳақиқий кристаллда эса юқоридаги каби идеалликдан четлантирадиган, потенциал даврийликни бузадиган нуқсонлар мувжуд.

И. Е. Тамм кристаллнинг сирт соҳаси учун Шрёдингер тенгламасини ечиш унинг тақиқланган зонасида дискрет энергетик ҳолатлар (сатҳлар) мавжуд бўлиши ҳақидаги хулосага олиб келишини кўрсатди (1932).

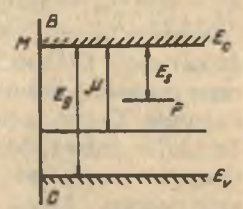
4.12- расмда саккиз атомдан иборат, икки ёқдан чекланган занжирчада сирт сатҳларининг вужудга келиш схемаси тасвирланган. Бу ҳолда иккита (P_1 ва P_2) сирт сатҳи вужудга келади. Тамм сатҳлари концентрацияси (зичлиги) N_s сиртдаги атомлар коцентрацияси билан аниқланади, яъни $N_s \sim 10^{15}$ см$^{-2}$. Бундай катта зичлик сирт зонасининг пайдо бўлишига олиб келиши мумкин. Бу зонадаги электронлар фақат сирт бўйлаб ҳаракатланиши мумкин. Баъзи ҳолларда сирт зонаси қисман ўтказувчанлик зонаси устига тушиши мумкин. Сирт сатҳлари донор (4.12, б- расм), акцептор (4.12, в- расм) ва рекомбинация маркази вазифаларини бажариши мумкин. Тамм сатҳлари атомар тоза сиртларда кузатилган. Аммо, оддий шароитда — кристалл сиртини юпқа оксид қатлами қоплаганда — Тамм сатҳлари йўқола-

ди, чунки бу ҳолда кристаллнинг чегарасида потенциал даврийлик тикланган бўлади.

Шокли сатҳлари пайдо бўлишининг сабаби сиртдаги атомларнинг химиявий боғланиши тўлдирилмаганлигидадир. Шокли моделида сиртдаги атом потенциал чуқурининг шакли бузилмаган (у худди кристалл ҳажмидагидек) бўлади. Бу моделни атомларнинг бир ўлчовли занжирига татбиқан қараганда панжара доимийси (у жуда кичик) камая боргач тақиқланган зонада икки энергетик сатҳ юзага келади, уларнинг бири валент зонадан, иккинчиси ўтказувчанлик зонасидан ажралган бўлади. Шокли сатҳлари концентрациясини ҳам атомларнинг сиртдаги концентрацияси белгилайди. Шокли сирт сатҳлари нима сабабдан мавжуд бўлишини кристаллдаги химиявий боғланишлар таҳлили тушунтиради. Бу нуқтаи назардан сиртдаги сатҳлар панжаранинг узилиши туфайли мавжуд бўладиган жуфтланмаган электронлар борлиги туфайли пайдо бўлади. Шокли



4.12- расм. Сирт сатҳлари (P_1 ва P_2)нинг ҳосил бўлиши (P — рекомбинация, $P_д$ — донор, $P_а$ — акцептор).



4.13- расм. Сиртда ютилган молекуланинг маҳаллий сатҳи (P).

ҳамда Тамм сатҳлари фақат идеал сиртда мавжуд бўлиши мумкин.

Маълумки, ҳақиқий кристалл сиртида ҳам микроскопик, ҳам макроскопик структуравий нуқсонлар бўлади. Улар жумласига нуқтавий нуқсонлар ва уларнинг гуруҳлари, сиртга чиққан дислокациялар ва бошқа нуқсонлар киради. Бундан ташқари, ҳақиқий шароитда кристаллнинг сиртида ҳамма вақт адсорбцияланган ёки химиявий боғланган адатомлар бўлади. Бундай нуқсонлар ва адатомлар сиртда мавжуд бўлиши ё қўшимча сирт ҳолатларининг пайдо бўлишига ёки олдин бор бўлган сирт ҳолатлари энергетик спектрининг ўзгаришига сабабчи бўлади. Бу энергетик сатҳларни текшириш масаласи Тамм сатҳлари масаласига ўхшашдир. Айни бир нуқсон ёки адатомга тегишли сирт сатҳининг энергетик вазияти ҳам панжара параметрларига, ҳам адатом ёки нуқсоннинг хоссаларига боғлиқ бўлади ва одатда кристаллнинг тақиқланган зонасига тўғри келади. 4.13- расмдаги зона структурасида BC тикка тўғри чизиқ кристаллнинг эркин бир сиртини тасвирлайди. Шу сиртга M зарра ёпишган бўлсин. Бу зарра шу жойда панжара потенциали даврийлигини бузади ва тақиқланган зонада донор ёки акцептор туридаги P дискрет сатҳ пайдо бўлади. P сатҳ акцептор сатҳ бўлсин. Квант механикавий ҳисобкитобларнинг кўрсатишича, электроннинг тўлқин функцияси M зарра атрофида максимумга эга, бинобарин, электрон шу ерда жойлашиши мумкин. Олдин айтилганидек, P сатҳнинг вазияти M зарранинг кристалл сиртидан қандай масофада бўлишига ҳам боғлиқ бўлади. Бу масофа ортган сари сатҳ юқорига кўтарила боради, тўлқин функция ёйилиб кетади (делокализацияланиш содир бўлади). M зарра сиртидан етарлича узоқлашганда P сатҳ ўтказувчанлик зонасига киради, ундаги электрон эркин бўлиб олади.

Сирт сатҳларининг мавжуд бўлиши уларга валент зонадан ёки улардан ўтказувчанлик зонасига электронлар ўтишига сабаб бўлади. У ёки бу ўтишларнинг эҳтимоллиги қандай бўлишига боғлиқ равишда сирт сатҳлари донор ё акцептор ёхуд рекомбинация сатҳлари вазифасини ўтайди. Бу сатҳларда электронларнинг ёки ковакларнинг бўлиши сабабли сирт манфий ёки мусбат зарядланган бўлади.

Яримўтказгичнинг сиртидаги зарядлар зичлиги (концентрацияси) акцептор сатҳлар ҳосил бўлганда

$$Q_s^- = -eN^- = -eN_0\left(1+\exp\left(\frac{F-E_s}{k_0T}\right)\right)^{-1} \qquad (4.95)$$

кўринишда, донор сатҳлар ҳосил бўлганда

$$Q_s^+ = eN^+ = eN_0\left(1+\exp\left(\frac{E_s-F}{k_0T}\right)\right)^{-1} \qquad (4.96)$$

кўринишда бўлади. (4.95) дан кўринадики, акцептор сатҳларда сиртдаги заряд концентрацияси Ферми сатҳи ўтказувчанлик зонасининг туби томонга силжигани сари ўсиб боради ва $F=0$ бўлганда $Q_{max}^- = -eN_0$ максимал қийматга эришади. Донор сатҳларда Ферми сатҳи валент зона шипида жойлашганда ($F=E_g$) максимал қиймат ($Q_{max}^+ = eN_0$) га эришилади.

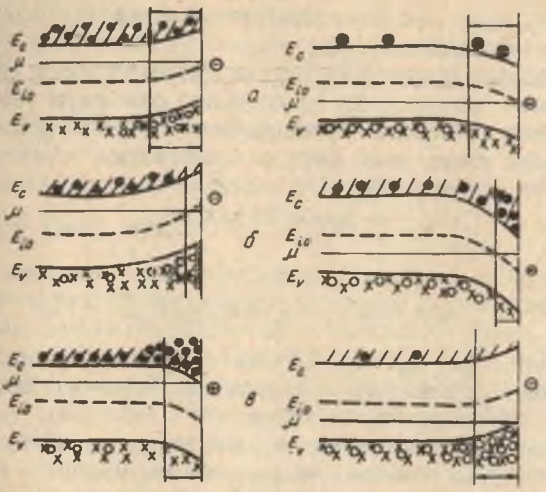
Электрнейтраллик шартига мувофиқ, сирт ҳолатларининг тўлдирилиши билан бирга сирт яқинида ҳажмий заряд қатлами ҳам вужудга келади. Бу қатлам қалинлигини Дебай экранлаш узунлиги деб аталадиган L_D катталик белгилайди. Эркин заряд ташувчилар L_D масофада моддадаги майдон потенциалини e марта камайтиради. Ҳисоблашларнинг кўрсатишича:

$$L_D = (\varepsilon_0 e_s K_0 T/e^2 n_i)^{1/2}, \qquad (4.97)$$

бу ерда n_i — эркин заряд ташувчилар концентрацияси.

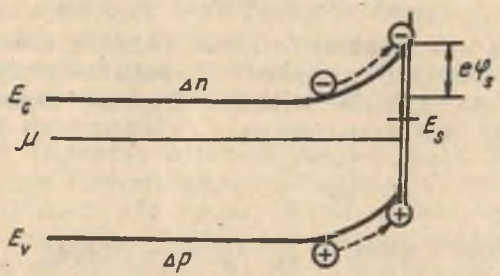
Яримўтказгич сиртининг зарядланиши унинг сирти ва ҳажми орасида потенциаллар айирмаси вужудга келишига, бинобарин, энергетик зоналарнинг эгриланишига сабаб бўлади. Сирт манфий зарядланса энергетик зоналар юқорига эгилади, у мусбат зарядланганда зоналар пастга эгилади (4.14- расм). Эгриланиш L_D қалинликдаги қатламни ўз ичига олади. Агар сиртдаги заряд ишораси асосий заряд ташувчилар ишораси билан бир хил бўлса, асосий заряд ташувчилар сиртдан ичкарига итарилади ва сирт яқинида эркин зарядлар жуда камайиб кетган (камбағаллашган) қатлам ҳосил бўлади. Аксинча бўлганда сиртга ҳажмдан эркин заряд ташувчилар тортилади, уларнинг бу ердаги концентрацияси ошади — бойиган қатлам ҳосил бўлади.

Сирт сатҳлари ҳам рекомбинация ёки иссиқлик генерацияси жараёнларида қатнаша олади, электронлар ва коваклар эса яшаш вақтига кучли таъсир кўрсатиши мумкин. Яна шуни айтиш керакки, яшаш вақтининг тажрибадан топиладиган қиймати сиртга қандай ишлов берилганига ҳам боғлиқ. Одатда сиртдаги рекомбинация



4.14- расм. Сирт яқинида ҳажмий заряд қатламининг ҳосил қилиниши:

а — камбағаллашган қатлам; *б* — инверсион қатлам; *в* — заряд ташувчилар билан бойиган қатлам.



4.15- расм. Сирт ҳолатлари (E_s сатҳлар) орқали кечадиган рекомбинация.

жараёнини баҳолаш учун сиртда рекомбинацияланишнинг тезлиги катталиги s киритилади.

Энди тақиқланган зонада биргина E_s сирт маркази (сатҳи) бўлган яримўтказгични қарайлик (4.15- расм). Яримўтказгичда бутун ҳажми бўйича бир текис Δn ва Δp концентрацияли ортиқча заряд ташувчилар пайдо қилинаётган бўлсин. Номувозанат ҳолатдаги (ортиқча) заряд ташувчилар учун яримўтказгич сиртида рекомбинация марказларининг мавжуд бўлиши сиртга йўналган электронлар ва коваклар оқимини пайдо қилади:

$$j_n/e = -s_n\Delta n, \quad j_p/e = s_p\Delta p, \tag{4.98}$$

бу ерда s_n, s_p — мос равишда, электронлар ва ковакларнинг сиртда рекомбинацияланиш тезлиги (ўлчами см/с ёки м/с).

Мувозанат шароитида сиртга йўналган тўла ток нолга тенг, демак, электронлар ва коваклар оқимлари ўзаро тенг. Бирлик вақтда бирлик сиртда рекомбинацияланаётган заряд ташувчилар сони, яъни сирт рекомбинация тезлиги

$$r_s = \frac{j_n}{e} = \frac{j_p}{e} = s_n \Delta n = s_p \Delta p. \qquad (4.99)$$

Бундан:

$$s_n = r_s/\Delta n, \qquad s_p = r_s/\Delta p. \qquad (4.100)$$

Бинобарин, s_n ва s_p бирлик сиртда бирлик вақтда рекомбинацияланаётган ташувчилар улушини билдиради. $\Delta n = \Delta p$ бўлса, $s_n = s_p = s$ бўлади.

Яримўтказгич — металл контактида ток тўғриланишининг диод назариясига мувофиқ, сиртга йўналган коваклар токи зичлиги (ташқи майдон йўқ, $V = 0$):

$$j_{p_1} = \frac{1}{4} e v_{ps} p_s , \qquad (4.101)$$

бунда v_{ps} — ковакларнинг ўртача тезлиги, p_s — ковакларнинг ҳажмий концентрацияси. Сиртдан ковакларнинг R_s улуши қайтади, сиртдаги генерацияланаётган коваклар оқими ҳам ҳажмга йўналган. Сиртдан ҳажмга йўналган коваклар тўла токи зичлиги:

$$j_{p_2} = \frac{1}{4} e v_s p_s R_s . \qquad (4.102)$$

Мувозанат шароитида $j_{p_1} = j_{p_2} + j_{ps}$. Бундан

$$\frac{1}{4} v_s p_{so} = \frac{1}{4} v_s p_{so} R_s + \frac{j_{ps}}{e} \qquad (4.103)$$

ва оқимлар фарқи

$$r_{sh} = (j_{ps}/e) = \frac{1}{4} v_s (1 - R_s) p_{so} . \qquad (4.104)$$

(4.104) сиртдаги рекомбинация тезлигининг ифодасидир. (4.104) ни номувозанат, лекин стационар ҳолатга татбиқ этсак:

$$r_s = \left(\frac{j_{ps}}{e}\right) = \frac{1}{4} v_s (1 - R_s) p_s . \qquad (4.105)$$

(4.104) ва (4.105) ифодалардан:

$$r = r_s - r_{so} = \frac{1}{4} v_s (1 - R_s) \Delta p_s , \qquad (4.106)$$

бунда $r = s\Delta p_s$, $s = \frac{1}{4} v_s (1 - R_s)$.

Стационар ҳолатда сиртдаги рекомбинация ва генерация тезликлари ўзаро тенг. $R_s = 0$ бўлганда $s = \frac{1}{4} v_s$ бўлади. Мазкур сиртдаги рекомбинация тезлигини номувозанат ҳолатдаги заряд ташувчиларни ҳажмдан сиртга диффузия йўли билан етказиб бериш тезлиги чегаралаб қўяди. Сиртга қандай ишлов берилишига боғлиқ равишда s кенг оралиқдаги қийматларга эга бўла олади. Ge, Si, GaAs ва бошқалар учун унинг максимал қиймати 10^5 см/с гача бўлади.

Умумий ҳолда сиртдаги рекомбинация тез ёки секин ҳолатлар орқали амалга ошиши мумкин. Аммо секин ҳолатларнинг релаксация вақти катта, шунинг учун амалда рекомбинация тез ҳолатлар орқали боради.

4.7.2. Сиртдаги рекомбинация статистикаси.

Содда сирт марказлари орқали юз берадиган рекомбинация ҳам 4 та параметр: рекомбинацион марказлар концентрацияси N_s, улар сатҳининг тақиқланган зонадаги энергетик вазияти ҳамда электронлар ва ковакларнинг рухсатланган марказлар томонидан ушлаб олиниш иккита кесими билан тавсифланади.

Стационар шароитда сиртдаги рекомбинация тезлиги ифодасини худди Шокли-Рид ҳажмий рекомбинация назариясидагига ўхшаш йўл билан ҳосил қилиш мумкин. Номувозанат ҳолатда электронлар концентрациясининг сирт сатҳлари орқали кечадиган рекомбинация оқибатида ўзгариши:

$$-\left(\frac{\partial n}{\partial t}\right)_s = r_{sn} = \gamma_s (n_s p_s - n_{so} p_{so}), \qquad (4.107)$$

бунда γ_s — сирт рекомбинация коэффициенти, n_s, p_s, n_{so}, p_{so} — мос равишда электронлар ва ковакларнинг сирт яқинидаги номувозанат ва мувозанат ҳолатлардаги концентрациялари бўлиб,

$$n_s = n\exp(e\varphi_s/k_0T), \quad p_s = p\exp(-e\varphi_s/k_0T),$$
$$n_{so} = n_0\exp(e\varphi_s/k_0T), \quad p_{so} = p_0\exp(-e\varphi_s/k_0T) \qquad (4.108)$$

формулалар билан аниқланади; бу ерда φ_s — зонанинг сирт яқинида эгилиш катталиги (сирт қатламидаги потенциал-

лар айирмаси), n, p, n_0, p_0 — номувозанат ва мувозанат ҳолатлардаги ҳажмий концентрациялар. (4.108) ни (4.107) га қўйсак:

$$-\left(\frac{\partial n}{\partial t}\right)_s = r_{sn} = \gamma_s (np - n_0 p_0). \qquad (4.109)$$

Демак, сиртдаги рекомбинацияни ҳажмий концентрациялар аниқлар экан. $\Delta n = \Delta p$ (ёпишиш марказлари йўқ) деб ҳисобласак,

$$-\left(\frac{\partial n}{\partial t}\right)_s = r_{sn} = \gamma_s (p_0 + n_0 + \Delta n)\Delta n. \qquad (4.110)$$

Бу муносабатда

$$s = \gamma_s (p_0 + n_0 + \Delta n) \qquad (4.111)$$

белгилаш киритсак,

$$-\left(\frac{\partial n}{\partial t}\right)_s = s\Delta n_s. \qquad (4.112)$$

Рекомбинация оқибатида электронлар концентрацияси ўзгариши $\left(\frac{\partial n}{\partial t}\right)_s$ ни, яъни рекомбинация темпи r_{sn} ни сирт қатламидаги ортиқча концентрация Δn_s ва сирт рекомбинация тезлиги s аниқлайди. Стационар ҳолатда $-\left(\frac{\partial n}{\partial t}\right) = -\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)$ ёки $r_{sn} = r_{sp} = r_s$ бўлади.

Шокли-Рид статистикаси асосида ҳисоблаш сирт сатҳи E_s орқали рекомбинация тезлиги (темпи) учун (4.48) га ўхшаш ифодани беради:

$$r = -\left(\frac{\partial n}{\partial t}\right)_s = -\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_s = \frac{N_s \gamma_{ns} \gamma_{ps} (np - n_0 p_0)}{\gamma_{ns}(n_s + n_1) + \gamma_{ps}(p_s + p_1)} \qquad (4.113)$$

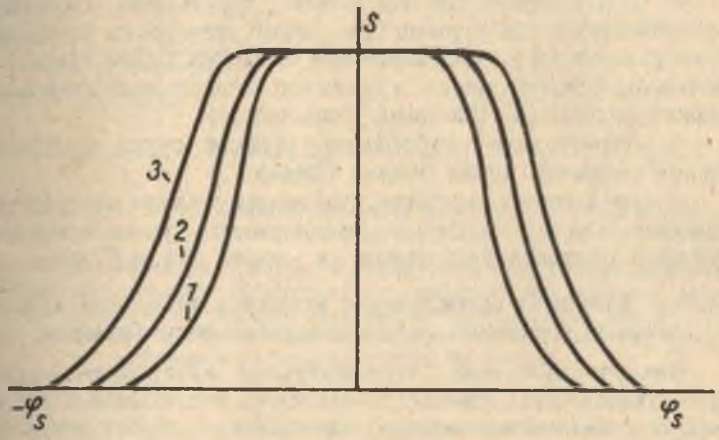
бу ерда γ_{ns}, γ_{ps} — мос равишда электронлар ва ковакларнинг сиртдаги E_s рекомбинацион туткичлар томонидан ушлаб қолиниш коэффициентлари. (4.113) ва (4.109) ифодалардан:

$$\gamma_s = \frac{\gamma_{ns} \cdot \gamma_{ps} N_s}{\gamma_{ns}(n_s + n_1) + \gamma_{ps}(p_s + p_1)}. \qquad (4.114)$$

Сиртдаги рекомбинация тезлиги қуйидагича ифодаланади:

$$s = \gamma_s (p_0 + n_0 + \Delta n) = \frac{\gamma_{ns} \cdot \gamma_{ps} \cdot N_s (p_0 + n_0 + \Delta n)}{\gamma_{ns} n_1 + \gamma_{ps} p_1 + \gamma_{ns} n e^{\varphi_s e/k_0 T} + p\gamma_{ps} e^{-\varphi_s e/k_0 T}}. \qquad (4.115)$$

4.16- расмда сиртий рекомбинация тезлиги s нинг сирт потенциали φ_s га боғланиши тасвирланган; кўриниб турибдики, бу боғланиш қўнғироқсимон шаклда бўлади. Рекомбинацион марказ E_s нинг тақиқланган зона ўртасидан узоқлашиши «қўнғироқ» кенглигини оширади.



4.16- расм. E_s сатҳнинг ҳар хил қийматларида сирт рекомбинацияси тезлигининг сирт потенциалига боғланиши ($E_s(1) < E_s(2) < E_s(3)$).

Манфий сирт потенциали (зоналар юқорига эгилган) катта бўлган ҳолда сирт сатҳлари фақат қисман тўлдирилган ва сирт қатлами ўтказувчанлик зонасида электронлар амалда йўқ, шунинг учун ҳам сирт рекомбинация тезлиги жуда кичик бўлади.

Сирт потенциали (абсолют қиймати бўйича) камайганда сирт сатҳлари кўпроқ тўлдирилиб боради, демак, сирт рекомбинация тезлиги ҳам оша боради. Мусбат сирт потенциали (зоналар пастга эгилган) катталаша бо́рган сари дастлаб E_s марказ ўтказувчанлик зонасига яқинлаша боради, унда ковакларнинг ушланиши эҳтимоллиги камайиб боради, бинобарин, унинг рекомбинацион марказ сифатидаги роли пасайиб боради ва ниҳоят, мусбат потенциалнинг маълум қийматидан бошлаб E_s сирт сатҳи ўтказувчанлик зонасига киради ва рекомбинацион марказ ролини йўқотади.

Сирт ҳолатларининг қатор муҳим ҳодисаларни юзага келтириши аниқланган:

а) сирт потенциалининг пайдо бўлиши сирт яқинида тешилиш (пробой) кучланиши катталигини пасайтиради

ва муҳим даражада ясси транзистор коллектори тескари токини белгилайди;

б) $p-n$- ўтиш сирти яқинида кучли ташқи электр майдонда сирт электр ўтказувчанлигининг ортиши тескари токни (бинобарин, ўтиш коллектор токини) нотурғун қилиб қўяди;

в) сирт потенциал катталиги ўзгарганида сиртдаги рекомбинация тезлигининг ўзгариши яримўтказгич триод токи узатилиши коэффициентини нотурғун қилиб қўяди ва фотодиодларнинг қисқа тўлқинлар соҳасидаги спектрал характеристикалар шаклини белгилайди;

г) яримўтказгич асбобларда шовқин сатҳи сиртнинг ишлов сифатига кучли боғлиқ бўлади;

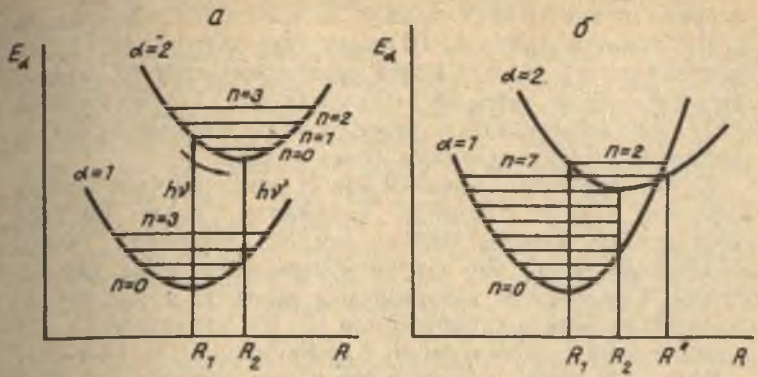
д) атроф муҳит (масалан, сув) молекулалари адсорбцияланган ҳолда энергетик зоналарнинг кучли эгилиши туфайли сиртдаги ўтказувчанлик канали пайдо бўлади.

4.8- §. Кристалл панжаранинг иссиқлик тебранишларига энергия берилиши билан кечадиган рекомбинация

Маълум бўлишича, температураси кўтарилган сайин яримўтказгичдан люминесценцияланиш интенсивлиги пасая боради (люминесценциянинг термик ўчирилиши), демак бу ҳолда нурланишсиз рекомбинациянинг ҳиссаси ортади, фонон чиқариладиган жараён юз беради.

Бир фонон (энергияси $\hbar\omega_q$) чиқариладиган ўтишларни тадқиқ қилиш шуни кўрсатадики, $E_c - E_v \gg \hbar\omega_q$ бўлганида фақат бир фонон чиқариладиган нурланишсиз ўтишлар бўлиши мумкин эмас, чунки рекомбинацияда узатилиши керак бўлган энергиядан фонон энергияси анча кичик. Нурланишсиз рекомбинация бўлиши учун бир вақтда бир неча фонон чиқарилиши керак. Аммо кўп фононли ўтишлар эҳтимоллиги жуда кичик. Кўп фонон қатнашадиган нурланишсиз рекомбинацияни тадқиқ қилишнинг яна бир усули ғалаённинг ўзи ногармоник бўлишини ҳисобга олишга асосланган бўлиб, Мотт таклиф қилган мазкур усул устида бирмунча батафсилроқ тўхталамиз.

Кристалл панжарадаги киришма атоми (ёки бошқа ушлаш маркази, нуқсон) атрофида панжара бузилган бўлади. Бу панжара нуқсони тебраниб туриши мумкин, мазкур тебранишларни қандайдир конфигурацион координата, масалан, нуқсоннинг R «радиуси» ёрдамида тасвирлаш мумкин. $E_\alpha(R)$ энергия нуқсон ва электроннинг ҳолатига, яъни электроннинг қай даражада нуқсонга яқин туришига боғлиқ бўлади (4.17- расм).



4.17- расм. Кристаллдаги нуқсон потенциал энергиясининг (тўла электрон энергияси кирган ҳолда) конфигурацион координата $E_s(R)$га боғланиши:

E_{as}— горизонтал чизиқлар системасининг (нуқсон-электрон) хусусий тўла энергияси қийматига мос келган энергетик сатҳлар; n — конфигурацион координата тебраниш сатҳлари тартиби (яъни тебраниш квантларининг берилган турдаги сони), $\alpha=1$, $\alpha=2$ билан нуқсонда жойлашган электроннинг асосий ҳолати ва электроннинг ўтказувчанлик зонасидаги ҳолати белгиланган.

Марказ (нуқсон, киришма атоми, ион ва ҳ. к.) ўз атрофидаги зарралар билан ўзаро таъсирлашганида унинг потенциал энергияси Кулон тортишиши, алмашинув ўзаро таъсири ва Ван-дер-Ваалс тортишиши энергиялари йиғиндисидан иборат бўлади. Нуқсон электронни бу ўзаро таъсир кучлари туфайли ушлаб олганми ё у ҳам кристалл бўйлаб эркин ҳаракат қиляптими, шунга қараб $E_\alpha(R)$ чизиқлар ҳар хил бўлади. Нуқсон Блох функциясини озгина бузади холос.

Ана шу системада атомнинг асосий $|1, n\rangle$ ҳолатдан уйғотилган $|2, n\rangle$ ҳолатга ва аксинча ўтишини текширайлик. Системани ω частотали ёруғлик билан ёритганда $E_\alpha(R)$ чизиқлар ўзаро кесишмаган ва уринишмаган ҳолда $\omega' < \omega$ частотали рекомбинацион нурланиш пайдо бўлади. Термодинамик мувозанат шароитида, етарлича паст температураларда система $|1, 0\rangle$ ($\alpha=1$, $n=0$) қолатда жойлашган ва E_{10} энергияга эга бўлади.

Франк-Кондон принципига мувофиқ, $|1, 0\rangle$ ҳолатдаги ва R қийматдаги каби, системанинг энг кўп эҳтимолли конфигурациясига мос келадиган $|\alpha, n\rangle$ ҳолатга фақат оптик ўтиш бўлиши мумкин. Бу эса $R=R_1$ бўлганда $|2, 2\rangle$ ҳолатдаги система энергияси (E_{22}) га тенг ҳолга мос келади. Қатор кетма-кет актларда тебраниш квантлари панжарага тезроқ узатилади, ютилган фотон эса қайта нурлантирилиб

улгурмайди; оқибатда система $|2, 2\rangle$ ҳолатдан E_{20} энергияли $|2, 0\rangle$ ҳолатга қайтади. Шунинг учун фотоннинг $|2, 0\rangle$ ҳолатдан $|\alpha, n\rangle$ ҳолатга қайта нурлантирилиши юз беради, сўнгра $R = R_2$ да катта эҳтимоллик билан E_{11} энергияли ва $|1, 1\rangle$ тўлқин функцияли ҳолатга ўтиш амалга ошади ва нурланишда стокс силжиши юзага келади.

$E_\alpha(R)$ чизиқлар кесишган ёки P нуқтадан унча узоқда бўлмаган $R = R^*$ нуқтада уринишган ҳолда система уйғотилганда (ёритилганда) камроқ энергияли фотон чиқарилиши билан бир вақтда нурланишсиз ўтиш ҳам юз беради. Температура кўтарилганда панжара атоми тебранишлари атомни конфигурацион $|2, 0\rangle$ вазиятдан $|2, 0\rangle$ вазиятга олиб келиши мумкин. Конфигурацион вазияти $R = R^*$ га мос келган электрон фотон нурлантирмасдан, $R = R_2$ да энг катта эҳтимоллик билан амалга ошадиган $|1, n\rangle$ ҳолатга ўтади; бу E_{12} энергияли $|1, 2\rangle$ ҳолатдир.

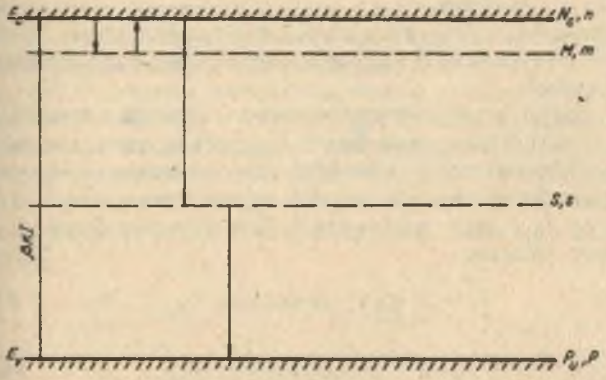
Шундай қилиб, конфигурацион диаграмма модели, гарчи фаразий модель бўлса ҳам, нурланишсиз ўтишларни тавсифлаш учун қулайдир.

Маҳаллий (локал) марказлар орқали юз берадиган фононли рекомбинация механизми ҳолида агар туткичнинг ионланиш энергияси E_t фононнинг максимал имконий энергияси $(\hbar\omega_q)_{max}$ дан катта бўлмаса, туткичда заряд ташувчи ушланганда бир фонон чиқарилади. Одатда ионланиш энергияси электронвольтнинг бир неча улушига тенг бўлган чуқур сатҳлар эффектив марказлар бўлади. Фононнинг $(\hbar\omega_q)_{max}$ энергияси чуқур сатҳ энергиясидан ўнлаб марта кичикдир. Бу ҳолда туткич заряд ташувчини ушлаб олиши учун 10 ва ундан кўп фонон чиқарилиши керак. γ_n ва γ_p ушланиш коэффициентларининг назарий қийматлари тажрибавий қийматлардан 2—3 тартиб кам бўлиб чиқди. Бу камчиликни бартараф қилиш учун Лэкс фононларни каскадсимон чиқариш моделини таклиф этди. Унга мувофиқ, эркин электрон (ёки ковак) даставвал рекомбинация марказининг рухсатланган зона чегарасига яқин жойлашган уйғонган сатҳига ўтади, бунда битта фонон чиқарилади. Кейин бошқа уйғонган ҳолатларнинг бир неча поғоналари орқали асосий ҳолатга каскадсимон ўтишлар юз беради. икки қўшни уйғонган ҳолат орасидаги ўтишда бир фонон чиқарилади. Бу модель бўйича бажарилган ҳисоблар натижаси туткич марказ билан заряд ташувчи орасида электростатик тортишиш мавжуд бўлган ҳолдаги тажриба натижаларига яхши мос тушади.

4.9- §. Заряд ташувчиларнинг ёпишиши ҳодисаси

Аввал кўриб ўтилганидек, ўтказувчанлик зонасига чиқарилган заряд ташувчилар (электронлар) ёки валент зонадаги коваклар яшаш вақти деб аталувчи вақт давомида мавжуд бўлиб, кейин рекомбинация туфайли йўқ бўлиб кетишади. Тақиқланган зонада рекомбинация маркази хизматини ўтовчи бир ёки бир неча сатҳлар мавжуд бўлганда уларнинг ҳолатига қараб, бу сатҳларга ўтган электронлар валент зонадаги тешиклар билан бирикиб рекомбинацияланиши ёки иссиқлик туфайли олган энергияси ҳисобига яна ўтказувчанлик зонасига ўтишлари мумкин. Мана шу ўтказувчанлик зонасига қайтиш эҳтимоллиги рекомбинацияланиш эҳтимоллигидан жуда катта бўлган сатҳлар *ёпишиш сатҳлари (марказлари)* деб аталади.

Ёпишиш сатҳларига ўтган электронлар (коваклар) маълум вақт заряд ташишда иштирок этмайдилар, кейин яна аввалги соҳаларга қайтиб, заряд ташувчилар сонини кўпайтирадилар. Шундай қилиб, бу сатҳлар ўтказувчанликка сезиларли даражада ўзгариш киритадилар ва бу ўзгариш ўтказувчанликка махсус хусусиятлар беради. Электронни «ушлаб» олган M сатҳлар (4.18- расм) учун ковакни



4.18- расм. Биттадан рекомбинация (S) ва ёпишиш (M) марказлари бўлган яримўтказгичда электрон ўтишлар схемаси.

«ушлаш» эҳтимоллиги $\gamma_p p$ ва бу электронни ўтказувчанлик зонасига қайтариш эҳтимоллиги $\gamma_n N_{см}$ бўлса, уларнинг ўзаро нисбати:

$$K_n = \frac{\gamma_p p}{\gamma_n N_{см}} = \frac{\gamma_p p}{\gamma_n N_c e^{-\Delta E_m / k_0 T}} \qquad (4.116)$$

бўлади. Бунда $\Delta E_м$ энергия M- сатҳларнинг энергетик ҳолатлари. Шундай нисбатни коваклар учун ҳам ёзиш мумкин:

$$K_p = \frac{\gamma_n n}{\gamma_p p_0 M} = \frac{\gamma_n n}{\gamma_p p_0 e^{-E_g - \Delta E_м / k_0 T}}. \qquad (4.117)$$

Бу ифодалардан кўринадики, яримўтказгичларда $K < 1$ бўлганда мазкур сатҳ ёпишиб туриш ва $K > 1$ бўлса — рекомбинацияланиш сатҳи бўлиб хизмат қилади. M- сатҳларни бундай ажратиш фақатгина уларни аниқловчи γ_n, γ_p, $\Delta E_м$ катталикларга боғлиқ бўлмай, балки температура ва ушлаб олинган заряд ташувчиларнинг рекомбинацияланишини таъминловчи заряд ташувчилар концентрациясига ҳам боғлиқ бўлади. Шундай қилиб, (4.116) ва (4.117) лардаги концентрациялар (n ва p) ни ва температурани ўзгартириб, берилган сатҳни рекомбинациялаш туркумидан ёпишиб туриш туркумига ўтказиш мумкин эмас.

Энди мана шу ёпишиб туриш сатҳларининг рекомбинацияланиш жараёнларидаги ролини таҳлил қиламиз. Бунинг учун аввало $n_0 \ll \Delta n \approx n$ ёки $p_0 \ll \Delta p \approx p$ бўлган, яъни яримўтказгичнинг юқори даражада ғалаёнлантирилган ҳолатини кўрайлик.

Айтайлик, яримўтказгичнинг тақиқланган зонасида M ёпишиб туриш ва S рекомбинацияланиш сатҳлари мавжуд (4.18- расм).

S сатҳлар концентрациясини шундай танлайликки, ёритилганлик ўзгариши билан бу сатҳлардаги электронлар билан тўлдирилган (S) ва бўш ($S - s$) ҳолатлар сони M га нисбатан ўзгармас бўлсин. Бу ҳолда электронлар (τ_n) ва коваклар (τ_p) нинг яшаш вақти бир-биридан фарқли, лекин ўзгармас бўлади:

$$\tau_n = \frac{1}{\gamma_{ns}(S - s)} = \text{const}, \qquad (4.118)$$

$$\tau_p = \frac{1}{\gamma_{ps} S} = \text{const}. \qquad (4.119)$$

Агар $\tau_n \gg \tau_p$ деб қабул қилсак, коваклар S сатҳлар томонидан жуда тез вақтда «ушлаб» олинади ва номувозанат ҳолатдаги ўтказувчанликда фақат бир хил заряд ташувчилар иштирок этади, яъни рекомбинацияланиш эҳтимоллигидан кўра M сатҳдаги электронларнинг иссиқлик ҳаракати туфайли олган энергияси ҳисобига яна ўтказувчанлик зонасига ўтиб олиши эҳтимоллиги кўпроқ бўлади. Бу ҳолда

ўтказувчанлик зонасида электронлар концентрациясининг ўзгариши:

$$\frac{dn}{dt}=\beta\alpha I-\frac{n}{\tau_n}-\gamma_n nM+\gamma_n mN_{ст}. \qquad (4.120)$$

Ўтказувчанлик зонасидаги ва M ҳолатлардаги электронларнинг тўла сони уларнинг рекомбинацияланиши туфайли камайишини ҳисобга олиб, қуйидагини ёза оламиз.

$$\frac{d(m+n)}{dt}=\beta\alpha I-\frac{n}{\tau_n}. \qquad (4.121)$$

Бундан стационар ҳолат учун, яъни $\frac{d(m+n)}{dt}=0$ бўлган ҳолат учун

$$n_{ст}=\beta\alpha I\cdot\tau_n \qquad (4.122)$$

эканини топамиз, яъни стационар ҳолатда ёпишиб туриш сатҳлари ток ташувчиларнинг сонига таъсир қилмайди. Номувозанат ҳолатда эса бу ифода анчайин мураккаб бўлади ва бир-биридан фарқли қуйидаги икки хил шароитни кўриш мумкин:

1) Ёпишиб туриш сатҳлари ва c- зона орасидаги мувозанат заряд ташувчилар яшаш вақтидан кичик бўлган эффектив вақт давомида ўрнатилади: $\tau_n\gg\theta$. Мана шундай ёпишиб туриш ҳолатларини α- типдаги ёпишиб туриш ҳолатлари дейилади.

2) $\tau_n\ll\theta$ шартни қаноатлантирувчи ҳолатларни эса β- типдаги ёпишиб туриш ҳолатлари дейилади.

Мана шу икки типдаги ҳолатлардан бири мавжуд бўлганда ўтказувчанликнинг ўзгаришини кўриб чиқайлик:

а) α- типдаги ҳолатлар мавжуд бўлган яримўтказгичда c- зонадаги электронлар концентрациясининг вақт бўйича ўзгариши

$$\frac{dn}{dt}=\beta\alpha I-\gamma_n nM+\gamma_n mN_{ст}, \qquad (4.123)$$

$$\frac{d(n+m)}{dt}=\beta\alpha I\ ; \qquad (4.124)$$

$t=0$ да $n=m=0$ деб ҳисобласак, (4.124) даги

$$m+n=\beta\alpha It. \qquad (4.125)$$

(4.125) ни (4.123) га қўйсак,

$$\frac{dn}{dt}=\beta\alpha I-\gamma_n n(M+N_{ст})+\beta\alpha I\gamma_n N_{ст}t \qquad (4.126)$$

ҳосил бўлади. Унда $\theta=\frac{1}{\gamma_n(M+N_{ст})}$ белгилаш киритиб, қуйидаги ечимни оламиз:

$$n=\beta\alpha I[\gamma_n M\theta^2(1-e^{-\frac{t}{\theta}})+\gamma_n N_{ст}\theta t]. \qquad (4.127)$$

Бу ечим чизиқли ва экспоненциал боғланиш графиклари ифодалари йиғиндиси бўлиб чиқди. 4.19- расмда M нинг ҳар хил қийматлари учун бу боғланишнинг графиклари келтирилган $t\ll\theta$ бўлганда (4.127) ни қаторга ёйиб, биринчи ҳад билан чегаралансак,

$$n=\beta\alpha It \qquad (4.128)$$

кўринишдаги тўғри чизиқ ифодасини оламиз. Демак, графикнинг бошланғич қисми тўғри чизиқ экан, яъни бу қисмдаги n га рекомбинация ҳам, ёпишиб туриш ҳам таъсир қилмас экан. Графикнинг шу қисмидан кўрилаётган яримўтказгич учун ҳақиқий квант чиқиши катталигини аниқлаш мумкин:

$$\beta=\frac{n}{\alpha It}.$$

$t=0$ вақтда графикда «синиш» юз беради, яъни мана шу вақт ичида c- зона ва M ҳолатлар ўртасида мувозанат ўрнатилади ва кейинги жараёнлар шу мувозанат ҳолатида давом этади. Бу ҳол учун:

$$n=\beta\alpha It\frac{N_{ст}}{N_{ст}+M}=\beta\alpha It\frac{1}{1+M/N_{ст}}. \qquad (4.129)$$

(4.128) ни (4.129) билан солиштирсак, c- зонадаги электронлар сони $M/N_{ст}$ нисбат билан аниқланадиган миқдорга камайганини кўрамиз. Демак, электронларнинг қолган қисми M ҳолатларга ўтириб қолар экан. M қанча кичик бўлса, $n(t)$ боғланиш графиги тўғри чизиққа шунча яқин бўлади (4.19- расм).

Мана шу иккинчи қисмдан аниқланган β' ҳақиқий β дан фарқли бўлади:

$$\beta'=\frac{\beta}{1+M/N_{ст}}. \qquad (4.130)$$

Энди (4.123) ва (4.124) ларнинг $t>0$ бўлган ҳол учун ечимларини кўрайлик. Бу ҳолни c- зона билан M ҳолатлар ўртасида мувозанат ўрнатилган ҳол деб қаралса бўлади:

$$\frac{n}{m}=\frac{N_c}{M}e^{-\frac{\Delta E_m}{k_0 T}}=\frac{N_{ст}}{M}, \qquad (4.131)$$

(4.131) ни (4.124) га қўйсак,

$$\frac{d}{dt}\left(n+n\frac{M}{N_{ст}}\right)=\beta\alpha I-\frac{n}{\tau_n} \qquad (4.132)$$

ёки

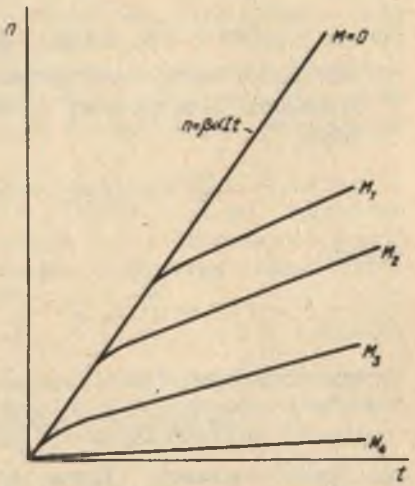
$$\frac{dn}{dt}=\frac{N_{ст}}{N_{ст}+M}\beta\alpha I-\frac{n}{\tau_n}\frac{N_{ст}}{M+N_{ст}}. \qquad (4.133)$$

$$\tau'=\tau_n\frac{M+N_{ст}}{N_{ст}}=\tau_n\left(1+\frac{M}{N_{ст}}\right)\approx\tau_n\left(1+\frac{M}{N_c}e^{\frac{\Delta E_m}{k_0 T}}\right) \qquad (4.134)$$

белгилаш киритиб, (4.133) нинг ечимини ҳосил қиламиз:

$$n=\beta\alpha I\tau_n\left(1-e^{-\frac{t}{\tau'}}\right); \qquad (4.135)$$

бундан кўринадики, α- типдаги ёпишиб туриш ҳолатлари мавжуд бўлган яримўтказгичда n нинг ўзгариши экспоненциал бўлади ва унинг τ' вақт доимийси τ_n дан катта



4.19- расм. Ҳар хил концентрацияли α- типдаги ёпишиш маркази (сатҳи) бўлган намунада бошланғич босқичдаги релаксация ($M_1<M_2<M_3<M_4$).

бўлади. Бу фарқ (4.134) кўринишга эга бўлиб, ΔE_m температура ва M га боғлиқ бўлади.

б) β- типдаги ҳолатлар мавжуд бўлган яримўтказгичдаги n нинг ўзгариши ($\theta\gg\tau_n$). τ_n жуда кичик бўлгани учун

яримўтказгич ёритила бошланган пайтдан сўнг τ_n вақт ичида c- зонада электронларнинг қарийб мувозанат ҳолати ўрнатилади, кейин мана шу мувозанат ҳолати мавжуд бўлган шароитда M ҳолатларга электронларнинг ўтиши бошланади. Бу ўтиш n га фақат бошланғич, яъни M жуда кичик ва c-зонага M ҳолатдан қайта ўтиш деярли йўқ бўлган даврдагина таъсир қилади, кейин бу таъсир камайиб бориб, нолга тенг бўлиб қолади.

Шунинг учун бошланғич даврда c- зонага M ҳолатдан қайта ўтиш, $\gamma_n m N_{ст}$ ни ҳисобга олмаган ҳолда, қуйидагича бўлади:

$$\frac{dn}{dt}=\beta\alpha I-n\left(\frac{1}{\tau_n}+\gamma_n M\right). \qquad (4.136)$$

$\tau''=\frac{\tau_n}{1+\gamma_n M\tau_n}\approx\tau_n$ деб белгилаб, (4.136) нинг ечимини топамиз:

$$n=\beta\alpha I\tau''\left(1-e^{-\frac{t}{\tau''}}\right); \qquad (4.137)$$

$\tau''=\tau_n$ вақтдан кейин эса

$$n=\beta\alpha I\tau''\approx\beta\alpha I\tau_n. \qquad (4.138)$$

Шундан кейин $n\approx n_{ст}=\beta\alpha I\tau_n$ бўлган шароитда β- типдаги M ҳолатларга электронларнинг ўтиши бошланади. M ҳолатдаги электронлар сонининг ўзгариши қуйидагича бўлади:

$$\frac{dm}{dt}=\gamma_n M n_{ст}-\gamma_n m N_{ст}, \qquad (4.139)$$

бундан

$$m=\frac{M}{N_{ст}}n_{ст}\left(1-e^{-\gamma_n N_{ст}t}\right). \qquad (4.140)$$

Олинган ифодани бироз соддалаштириб,

$$n=\beta\alpha I\tau_n\left(1-\gamma_n M\tau_n e^{-\gamma_n N_{ст}t}\right) \qquad (4.141)$$

ни ҳосил қиламиз. Мана шу (4.141) ифода бўйича ҳисоблашларнинг кўрсатишича $n(t)$ боғланишнинг ортиб борувчи ва камаювчи қисмлари бир-бирига айнан ўхшашдир.

Кўриб чиқилганлардан хулоса қилиб айтиш мумкинки,

яримўтказгичларда қайси хилдаги ёпишиб туриш ҳолатлари мавжуд бўлмасин, $n(t)$ боғланишда бошланғич тез ўзгарувчи қисм секинроқ ўзгарувчи қисмга айланади.

4.10- §. Биқутбий фотоўтказувчанлик ҳолида юз берадиган ёпишиш ҳодисалари

Моноқутбий ўтказувчанлик учун кўриб чиқилган айрим мулоҳазалардан кўринишича, яримўтказгичларда c- зона билан M ҳолатлар ўртасида мувозанат ўрнатилгандан кейин ёпишиб туриш сатҳлари (яъни M ҳолатлар) деярли сезилмайди, яъни заряд ташувчиларнинг яшаш вақти электр ўтказувчанликка таъсир қилмайди. Аслида, эса синчиклаб қаралганда уларнинг таъсири бўлиши керак. Шуни кўриб чиқайлик.

Мувозанат қолатида M ҳолатларнинг электронларни ушлаб олиши $(\gamma \cdot m \cdot N_{см})$ ва c- зонага қайта чиқарилиши $(\gamma \cdot (M-m) \cdot n)$ тенг бўлгани учун, бу катталикларни c- зонадаги n нинг ўзгаришини белгиловчи ифодадан чиқариб ташлаш мумкин. Лекин M сатҳларда маълум бир заряд доимо мавжуд бўлиб туриши туфайли кўрилаётган системада электр зарядлар нейтраллиги қонуни сақланишини таъминлаш учун бошқа бирор соҳада ҳам заряд миқдори ўзгариши керак. Биз кўраётган система учун бундай соҳа рекомбинацияланиш сатҳларидир.

Рекомбинацияланиш сатҳларида зарядлар миқдорининг ўзгариши мувозанат ҳолатдаги τ_n, τ_p ва $\Delta\sigma$ ларни ўзгартиради. Мана шу τ_n, τ_p ва $\Delta\sigma$ лар қандай ўзгаришини кўрайлик.

Осонроқ тушунтириш учун $n_0 \ll \Delta n \simeq n$, $p_0 \ll \Delta p \simeq p$ ва S —ҳолатлар сони кичик бўлган ҳолни кўрайлик (4.18- расм). Мувозанат ҳолатда S — сатҳларга c- зонадан электронларнинг тушиш тезлиги v- зонадан коваклрнинг ўтиш тезлигига тенг бўлади:

$$\gamma_n p_s n = \gamma_p n_s p, \tag{4.142}$$

бу ердаги n_s, p_s концентрация S- ҳолатлардаги электронлар ва тешиклар сонига тегишли. c- зонадаги электронлар ва v- зонадаги коваклар учун қуйидагиларни ёзамиз:

$$\tau_n = \frac{1}{\gamma_n p_s}, \qquad \tau_p = \frac{1}{\gamma_p n_s}; \tag{4.143}$$

булардан ташқари, $n_s + p_s = s$ эканлигини ҳам ҳисобга олиш керак. Бундан кўринадики, n_s ортса p_s камайиши ёки аксинча

бўлиши керак. S рекомбинация сатҳларидан чиқадиган электронлар ва коваклар сони мувозанат ҳолатда c- ва v- зоналардаги электронлар ва коваклар сони билан аниқланади. c- зона электронлари сони n камайса, унга мос ҳолда M сатҳларга тушаётган электронлар оқими ҳам камаяди, s- сатҳдаги электронлар сони (n_s) камаяди, коваклар сони (p_s) эса ортади.

Шунга кўра τ_n камаяди, τ_p эса ортади. Умуман олганда ушланиб туриш сатҳлари M мавжуд бўлса уларга номувозанат ҳолатдаги электронларнинг ўтириб қолиши туфайли Δn камаяди. Бу эса M сатҳлар билан c- зона ўртасида электронлар алмашиши мувозанатлашганда ҳам юз берадиган мана шундай ўзгаришларни қуйидаги тенгламалар билан ифодалаш мумкинлигини кўрсатади:

$$\frac{dn}{dt}=\beta\alpha I-\gamma n(M-n)+\gamma mN_{ст}-\gamma_n n(S-s), \qquad а)$$

$$\frac{dm}{dt}=\gamma_n(M-n)-\gamma mN_{ст}, \qquad б)$$

$$\frac{ds}{dt}=\gamma_n n(S-s)-\gamma_p\cdot p\cdot s, \qquad в) \quad (4.144)$$

$$\frac{dp}{dt}=\beta\alpha I-\gamma_p\cdot ps. \qquad г)$$

Электр зарядлар нейтраллиги сақланиши қонунига асосан,

$$n+m=p, \qquad (4.145)$$

бу эса $n<p$ ёки $\tau_n<\tau_p$ демакдир.

Мувозанат ҳолат учун (4.144, б) дан:

$$\frac{m}{n}=\frac{M-n}{N_{ст}}=\frac{M}{N_{ст}+n}. \qquad (4.146)$$

$M\gg m$ деб олсак, у ҳолда $N_{ст}\gg n$ ва

$$\frac{m}{n}=\frac{M}{N_{ст}}. \qquad (4.147)$$

Келтирилган ифодаларга асосланиб ёпишиб туриш сатҳлари M мавжуд бўлган яримўтказгич учун τ_n ва τ_p ларни қуйидагича ёзиш мумкин:

$$\tau_n=\tau_0\frac{1+\dfrac{\gamma_p}{\gamma_n+\gamma_p}\cdot\dfrac{M}{N_{ст}}}{1+\dfrac{M}{N_{ст}}}\approx\tau_0\frac{1+\dfrac{\gamma_p}{\gamma_n+\gamma_p}a}{1+a}, \qquad (4.148)$$

$$\tau_p=\tau_0\left(1+\frac{\gamma_p}{\gamma_n+\gamma_p}\cdot\frac{M}{N_{ст}}\right)=\tau_0\left(1+\frac{\gamma_p}{\gamma_n+\gamma_p}a\right). \qquad (4.149)$$

$M=0$ бўлганда заряд ташувчиларнинг яшаш вақти — $\tau_n=\tau_p=\tau_0$, ёпишиш коэффициенти — $a=\frac{M}{N_{ст}}=0$.

(4.148) ва (4.149) дан кўринадики, M сатҳларнинг мавжудлиги электронлар яшаш вақтининг камайишига ($\tau_n<\tau_0$) ва коваклар яшаш вақтининг ортишига ($\tau_p>\tau_0$) олиб келар экан. Энди шу айтилган мулоҳазалар ўтказувчанлик $\Delta\sigma$ га қандай таъсир этишини кўрайлик.

$$\Delta\sigma=e\beta\alpha I(\mu_n\tau_n+\mu_p\tau_p);$$

τ_n ва τ_p ни (4.148) ва (4.149) орқали ифодалаб, $\Delta\sigma$ учун қуйидаги ифодани ҳосил қиламиз:

$$\Delta\sigma=\Delta\sigma_0\left(1+\gamma'\frac{M}{N_{ст}}\right)\cdot\left(\frac{\mu'_n}{1+\frac{M}{N_{ст}}}+\mu_p\right), \qquad (4.150)$$

бунда

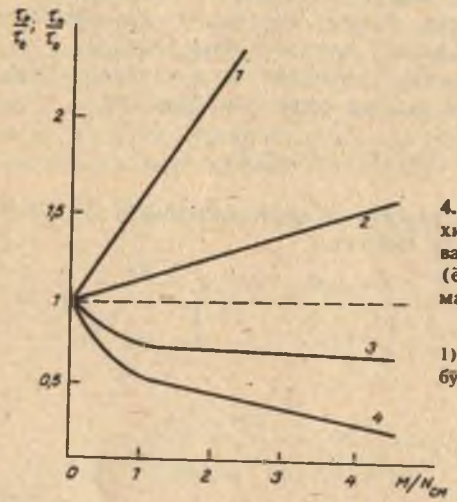
$$\gamma'=\frac{\gamma_p}{\gamma_n+\gamma_p};\quad \mu'_n=\frac{\mu}{\mu_n+\mu_p};\quad \mu'_p=\frac{\mu_p}{\mu_n+\mu_p}.$$

4.20 ва 4.21-расмларда τ_n, τ_p ва $\Delta\sigma$ ларнинг $M/N_{ст}$ нисбатга боғланиш графиклари тасвирланган. Булардан кўринишича, ёпишиб туриш сатҳлари концентрациялари M (аниқроғи $m=n\frac{M/N_{ст}}{1+n/N_{ст}}$) етарлича катта (аниқроғи $\frac{M}{N_{ст}}\gg 1$) бўлганда уларнинг τ_n, τ_p ва $\Delta\sigma$ ларга таъсири сезиларли бўлар экан.

Энди ёпишиш сатҳлари M мавжуд бўлганда фотоўтказувчанликнинг ўзгаришини кўрайлик. Биқутбий ўтказувчанлик шартлари Δn, $\Delta p\gg S$ ва α-типдаги M сатҳлари бўлган яримўтказгични оламиз. Бошланғич пайтда, яъни ёритиш бошланмаганда $\Delta n=n=0$, $\Delta p=p=0$, $\Delta m=m=0$ ва $t=0$ дан бошлаб ёруғлик туша бошлашидан сўнгги $t\approx 0$ вақт ичида ёпишиш сатҳларининг таъсири деярли бўлмайди ҳамда Δn ва Δp лар вақтга пропорционал равишда ортиб боради: $\Delta p=\Delta n=\beta\alpha It$.

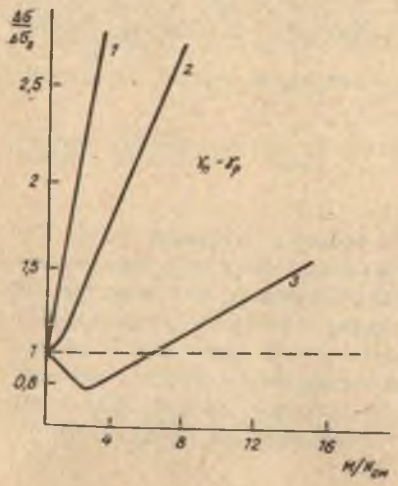
$t > \theta$ вақтдан кейин c- зона билан M сатҳлар ўртасида мувозанат ҳолат ўрнатилгач ҳам ўтказувчанлик мавжуд бўлади ва v- зонадан чиқарилган электронлар қуйидагича тақсимланади:

$$\frac{\Delta n}{\Delta m} = \frac{N_{см}}{M}. \qquad (4.151)$$



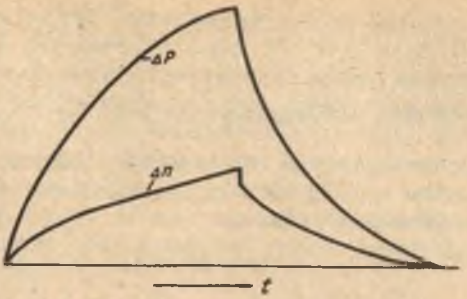
4.20- расм. γ_n ва γ_p нинг ҳар хил қийматларида электрон ва ковак яшаш вақтининг (ёпишиш сатҳи (маркази) M мавжуд бўлганда) $M/N_{см}$ га боғлиқлиги:

1) $\gamma_n = \gamma_p$ бўлганда τ_p; 2) $\gamma_p = 0{,}1$ бўлганда τ_p; 3) $\gamma_p = \gamma_n$ бўлганда τ_n; 4) $\gamma_p = 0{,}1$ бўлганда τ_n.



4.21- расм. Стационар фотоўтказувчанликнинг ёпишиш марказлари (сатҳлари) мавжуд бўлган ҳолда $M/N_{см}$ га боғлиқлиги:

$1 - \mu_p' = 0{,}9$; $2 - \mu_n' = \mu_p' = 0{,}5$; $3 - \mu_p' = 0$. $(\mu_n' = \mu_n/(\mu_n + \mu_p)$. $\mu_p' = \mu_p/(\mu_n + \mu_p))$.



4.22- расм. Тўғри бурчакли ёруғлик импульси билан ёритилганда ёпишувчи (Δn) ва ёпишмайдиган (Δp) заряд ташувчилар релаксация чизиклари

Заряд ташувчилар сони ўзгариши графигида синиш пайдо бўлади (4.22- расм). Бу ўзгариш

$$\Delta n = \beta\alpha/\tau_n\,(1-e^{-t/\tau'}) \qquad (4.152)$$

қонуният асосида бўлади.

$$\tau' = \tau_n\left(1+\frac{M}{N_{ст}}\right), \qquad (4.153)$$

$$\tau_n = \tau_0\frac{\dfrac{\gamma_p}{\gamma_n+\gamma_p}}{1+a} \qquad (4.154)$$

(4.154) ва (4.153) ни (4.152) га қўйиб, Δn нинг қийматини топамиз:

$$\tau' = \tau_0\,(1+\frac{\gamma_n}{\gamma_n+\gamma_p}a)\;; \qquad (4.155)$$

$$\Delta n = \beta\alpha/\tau_0\frac{1+\dfrac{\gamma_n}{\gamma_n+\gamma_p}a}{1+a}(1-e^{-t/\tau'})\,. \qquad (4.156)$$

Шундай қилиб, α- типдаги M сатҳлар мавжуд бўлганда заряд ташувчилар ўзгариши $(1+\frac{\gamma_n}{\gamma_n+\gamma_p}a)$ марта чўзила-

мувозанатлашган Δn эса $\left(\dfrac{1+\dfrac{\gamma_n}{\gamma_n+\gamma_p}a}{1+a}\right)$ марта камаяди.

M сатҳларга ёпишмайдиган заряд ташувчилар (коваклар) сонининг ўзгариши бошқачароқ бўлади; аввал кўрилганидек, $\Delta p = \Delta n + \Delta m$ ёки (4.151) дан

$$\Delta p = \left(1 + \frac{M}{N_{ст}}\right)\Delta n. \qquad (4.157)$$

Бундан кўринадики, $\Delta p \gg \Delta n$ ва $\frac{M}{N_{ст}} \geqslant 1$ бўлганда фотоўт казувчанликни моноқутбий (коваклар токи) дейиш мум кин. (4.152) ва (4.153) ларни эътиборга олиб, (4.157) ни қуйидагича ёзамиз:

$$\Delta p = \beta\alpha I\tau'(1 - e^{-t/\tau'}). \qquad (4.158)$$

$t \ll \tau'$ бўлганда $\Delta p = \beta\alpha It$, яъни бошланғич пайтдаги ток ташувчилар ўзгаришига ўхшаш бўлади. Шундай қилиб, вақт ўтиши билан Δp ҳеч қандай кескин ўзгаришларсиз экспоненциал равишда $\tau' = \tau_0\left(1 + \frac{\gamma_n}{\gamma_n + \gamma_p}a\right)$ вақт доимийси билан $\Delta p_{ст}$ гача ўсиб боради.

Δp нинг мувозанат ҳолатдаги қиймати:

$$\Delta p = \beta\alpha I\tau' = \beta k I\tau_0\left(1 + \frac{\gamma_n}{\gamma_n + \gamma_p}a\right). \qquad (4.159)$$

Бундан кўринадики, биқутбий ўтказувчанлик ҳолатида M ҳолатларнинг мавжуд бўлиши «ёпишмайдиган» ток ташувчилар (бизнинг мисолда ковак) концентрациясининг, демак фотоўтказувчанликнинг, кескин ортишига олиб келади. Бу асосан электронларнинг M сатҳларга ўтириб қолишига ва коваклар яшаш вақтининг кескин ортишига олиб келади. Бу асосан электронларнинг M сатҳларга ўтириб қолиши натижасида тешиклар яшаш вақтининг кескин ортиши туфайли юз беради.

Шундай қилиб, биз кўриб ўтган заряд ташувчиларнинг ёпишиши ҳодисасини ҳамма ҳоллар учун умумий деб бўлмайди. Биз фақат кўпроқ учрайдиган хусусий ҳоллар учун ёпишиш ҳодисасини ва номувозанат ҳолатдаги жараёнлар таъсирларини тушунарли ҳолда намойиш эта оладиган усулларни кўриб ўтдик.

4.11- §. Демаркацион сатҳлар

Яримўтказгичнинг тақиқланган зонасида бир неча ҳар хил сатҳлар мавжуд бўлса, улар учун маълум бир дискрет энергетик ҳоллар тақсимоти мавжуд бўлади. Шунинг учун

ёпишиб туриш ва рекомбинацияланиш сатҳлари ўртасида маълум бир ҳолатлар борки, улар учун $K=1$. Демак, бу шундай сатҳки, унга ўтган электронларнинг c- зонага қайтиб чиқиш ва ковак билан рекомбинацияланиш эҳтимолликлари ўзаро тенг. Бундай сатҳларни *демаркацион сатҳлар* деб аталади. Бу сатҳдан юқорида турган ҳамма сатҳлар ёпишиб туриш сатҳлари хизматини ўтайди, пастдагилари эса — рекомбинациялаш сатҳлари. Мана шундай демаркацион сатҳларнинг электронлар ва коваклар учун энергетик ҳолатларини аниқлайлик:

$$K_n=\frac{\gamma_p p}{\gamma_n N_c e^{-\frac{\Delta E_{Dn}}{k_0 T}}}=1, \qquad (4.160)$$

$$K_p=\frac{\gamma_n n}{\gamma_p N_v e^{-\frac{E_g-\Delta E_{Dn}}{k_0 T}}}, \qquad (4.161)$$

бу ерда E_{Dn}, E_{Dp} — мос равишда электронлар ва коваклар учун демаркацион сатҳлар энергетик ҳолатларининг γ_n, γ_p, n ва p ларнинг бизга маълум ифодаларини қўйиб, бироз соддалаштириб, қуйидагиларни ҳосил қиламиз:

$$\Delta E_{Dn}=|E_{Dn}-E_c|=k_0 T\ \ln\left(\frac{N_c S_n}{p S_p}\right). \qquad (4.162)$$

$$\frac{p}{n}=\frac{S_n p_s}{S_p n_s} \qquad (4.162, \text{а})$$

эканлигини ҳисобга олсак (n_s, p_s — рекомбинацияланиш сатҳидаги электрон ва коваклар сони),

$$|E_{Dn}-E_c|=k_0 T\ \ln\left(\frac{N_c n_s}{n p_s}\right). \qquad (4.163)$$

$n=N_c\exp\left(-\frac{|E_f-E_c|}{k_0 T}\right)$; E_f — электронлар учун Ферми квазисатҳи эканини ҳисобга олиб, қуйидагини ёза оламиз:

$$|E_{Dn}-E_c|=|E_{fn}-E_c|+k_0 T\ln\left(\frac{n_2}{p_2}\right). \qquad (4.164)$$

Бундан кўринишича, электронлар учун демаркацион сатҳ

Ферми квазисатҳидан $k_0T\ln\left(\frac{n_2}{p_2}\right)$ га фарқ қилар экан. Агар $n_2 \approx p_2$ бўлса, (4.162, а) ни ҳисобга олган ҳолда, (4.162) ни қуйидагича ёзиш мумкин:

$$|E_{Dn}-E_c| = |E_{fn}-E_c| + k_0T\ln\left(\frac{nS_n}{pS_p}\right). \qquad (4.165)$$

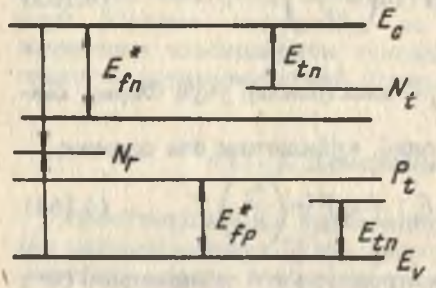
Мана шу йўл билан коваклар учун ҳам демаркацион сатҳ ҳолатини топамиз:

$$|E_{Dp}-E_V| = |E_{fp}-E_V| - k_0T\ln\left(\frac{n_r}{p_r}\right); \qquad (4.166)$$

$$|E_{Dp}-E_V| = |E_{fp}-E_V| - k_0T\ln\left(\frac{nS_n}{pS_p}\right). \qquad (4.167)$$

Бу ифодалар шуни кўрсатадики, коваклар учун демаркацион сатҳнинг Ферми квазисатҳидан фарқи катталиги қанча бўлса, электронлар учун бу фарқ айнан шунча экан, фақат бу силжиш электронлар учун ҳам, коваклар учун ҳам бир томонга бўлади. Шундай қилиб (4.165) ва (4.167) лардан кўринишича, тақиқланган зонада S_n ва S_p лари ҳар хил бўлган икки хил рекомбинацияланиш сатҳлари бўлса, мана шу сатҳлар учун демаркацион сатҳлар бир-биридан фарқли бўлади ва мана шу система учун умумий бўлган Ферми квазисатҳларидан $k_0T\ln\left(\frac{nS_n}{pS_p}\right)$ масофада жойлашган бўлади. Бу масофани топиш учун n/p нисбат катталигини ёки аниқроғи, Ферми квазисатҳининг ҳолатини билиш керак.

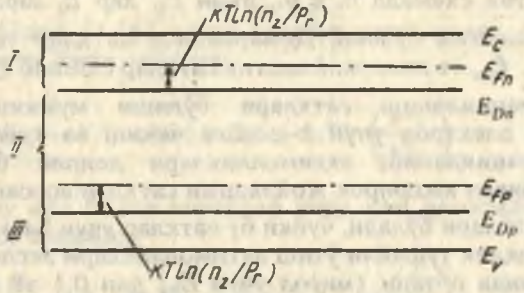
Энди демаркацион сатҳлар мавжуд бўлганда электрон ўтишлар жараёнларини кўриб чиқайлик. 4.23- расмда



4.23- расм. Рекомбинация марказининг бир тури ва электрон, коваклар туткичи бўлганда яримўтказгичнинг зонали тузилиши.

келтирилган схемада $n_r \gg p_r$, яъни E_D лар E_i лардан пастрок жойлашган бўлсин. Демаркацион сатҳлар таърифига мувофик, E_{Dn} га яқин жойлашган сатҳлар ёпишиб туриш ёки рекомбинацияланиш сатҳлари бўлиши мумкин, чунки улардаги электрон учун c- зонага чиқиш ва ковак билан рекомбинацияланиш эҳтимолликлари деярли бир хил. E_{Dn} дан бироз юқорирок жойлашган сатҳлар асосан ёпишиб туриш сатҳлари бўлади, чунки бу сатҳлар учун электронларнинг иссиқлик туфайли ўтиш эҳтимолликлари экспоненционал равишда ортади (мисол учун E_{Dn} дан 0,1 эВ юқорида турган сатҳдан электронларнинг c- зонага ўтиш тезлиги 100 марта, 0,2 эВ юқорида эса 10 марта катта бўлади. Демак $E_{dn}+0,1$ эВ га ўтиб олган электронларнинг 99 % яна c- зонага қайтар экан, яъни бу сатҳ c- зона билан деярли иссиқлик мувозанатида бўлар экан. E_{Dn} дан пастрокда жойлашган сатҳлар учун шу айтилган мулоҳазаларнинг тескариси бўлади, яъни $E_{Dn}-0,1$ эВ даги сатҳлар учун электронларнинг рекомбинацияланиши 99 %. Шундай қилиб, E_{Dn} билан E_{Dp} сатҳлар орасидаги сатҳларга ўтган электронлар учун эркин ковакларни ушлаб олиш жараёнлари асосий роль ўйнайди. E_{Dn} билан v- зона орасида жойлашган ҳамма сатҳларда турган электронлар рекомбинация жараёнида иштирок этади.

Худди шунга ўхшаш E_{Dp} ва v- зона орасида жойлашган сатҳлар коваклар учун ёпишиб туриш сатҳлари, E_{Dp} ва c- зона орасида жойлашган сатҳлар эса рекомбинацияланиш сатҳлари бўлади. E_{Dn} билан c- зона орасида ва E_{Dp} билан v- зона орасида жойлашган сатҳларнинг электронлар ва коваклар билан қанчалик тўлдирилишини Ферми квазисатҳи белгилайди. E_{Dn} ва E_{Dp} орасида жойлашган сатҳларнинг тўлдирилиши асосан эркин электронлар ва ковакларни «ушлаб» олиш жараёнлари билан боғлиқ. Бундай жараён сатҳларнинг E_{Dn} ва E_{Dp} дан қандай масофада турганига мутлақо боғлиқ эмас ва бу сатҳлар электронлар учун ҳам, коваклар учун ҳам рекомбинацияланиш сатҳлари бўлиб хизмат қилади. Шундай қилиб, демаркацион сатҳлар тақиқланган зонани уч қисмга бўлар экан (4.24- расм):



4.24- расм. Номувозанат ҳолатдаги яримўтказгичларда демаркацион сатҳлар:

I — электрон ёпишиш сатҳлари; *II* — рекомбинация сатҳлари; *III* — ковак ёпишиш сатҳлари.

1 — электронлар учун ёпишиб туриш сатҳлари соҳаси;
2 — электронлар ва коваклар учун рекомбинацияланиш сатҳлари бўлган соҳа;
3 — коваклар учун ёпишиб туриш сатҳлари соҳаси.

Лекин, шуни айтиш керакки, тақиқланган зонанинг демаркацион сатҳлар ёрдамида мана шундай бўлиниши айрим ҳолларда кечадиган жараёнларни сифат жиҳатдан таърифлаш учун шартли равишда қабул қилинган белгилашдан иборат. Ҳақиқатда берилган сатҳларнинг ёпишиб туриш ёки рекомбинациялаш сатҳларига шартли равишда бўлиниши уларнинг рекомбинация жараёнларидаги ролини аниқ белгилаб беради, дейиш жуда тўғри бўлмайди. Масалан, тақиқланган зонада фақат ёпишиш сатҳлари бўлиб, рекомбинацияланиш сатҳлари йўқ бўлса (ёки уларнинг концентрацияси жуда кичик бўлса), *с*-ва *υ*- зоналардаги электронлар ва ковакларнинг рекомбинацияси мана шу ёпишиш сатҳлари орқали юз беради. Албатта бу ҳолда рекомбинацияланиш тезлиги кичик бўлади, чунки рекомбинацияланувчи заряд бир неча марта ўз зонасига қайтиб чиқиб, кейин яна рекомбинацияланади. Шунинг учун рекомбинация жараёнлари фақат демаркацион сатҳлар ҳолати билангина эмас, балки яримўтказгичдаги ҳамма шароит йиғиндиси билан ҳам аниқланади. Шунга қарамасдан демаркацион сатҳлар тушунчаси кўп ҳолларда номувозанат ҳолатдаги жараёнларни таърифлашда зарур катталик бўлиб хизмат қилади.

V боб. ЯРИМЎТКАЗГИЧЛАРДА ЗАРЯД ТАШУВЧИЛАР ДИФФУЗИЯСИ ВА ДРЕЙФИ

5.1- §. Диффузия механизмлари. Монокутбий ҳолда заряд ташувчилар диффузияси ва дрейфи

Қаттиқ жисмда иссиқлик таъсирида ёки нотекис тақсимланиш туфайли зарралар (атомлар, ионлар, электронлар, коваклар) нинг кўчиши — диффузия ҳодисаси юз беради. Агар бир жисм ҳажмининг ҳар хил соҳаларидаги заряд ташувчилар сони фарқли бўлиб қолса, у ҳолда мана шу соҳалар орасида заряд ташувчиларнинг юқори температурали соҳадан паст температурали соҳага (ёки заряд ташувчилар сони кўп бўлган соҳадан камроқ бўлган соҳага) йўналган диффузион оқими вужудга келади. Бу оқим кўрилаётган соҳалар орасида мувозанат тикланмагунча давом этади.

Умуман олганда диффузион оқим пайдо бўлишининг асосий шарти шу муҳитда химиявий потенциаллар фарқининг мавжуд бўлишидир (химиявий потенциал — муҳитдаги зарралар сонини биттага кўпайтириш учун зарур бўлган энергия). Бу ҳолда кўрилаётган системада юзага келган оқим мана шу химиявий потенциаллар фарқига пропорционал бўлади ҳамда оқим йўналишига қўндаланг бўлган бирлик юзадан ўтаётган зарралар сони N ни қуйидагича ифодалаш мумкин:

$$N = -D(d\mu/dx), \qquad (5.1)$$

бунда D — диффузия коэффициенти, μ — химиявий потенциал, « — » ишора оқимнинг $d\mu/dx$ градиент камайиши томонга йўналганини билдиради. Шуни айтиб ўтиш керакки, химиявий потенциал μ фақат муҳитдаги зарралар сони фарқи билан белгиланадиган бўлса, бу ҳолда юзага келган оқим *эркин диффузия* дейилади. Эркин диффузия туфайли муҳитдаги заряд ташувчилар концентрацияси тенглашади.

Лекин табиатда бунга тескари бўлган, яъни заряд ташувчилар тақсимланишининг нотекислигини кучайтиришга олиб келувчи ҳодисалар ҳам мавжуд. Булар асосан ташқи таъсирлар туфайли юз бериши мумкин бўлган ҳодисалар бўлиб, бу ҳодисалар *мажбурий диффузия* деб аталади. Ташқи таъсир турларига қараб мажбурий диффузия қуйидаги турларга бўлинади:

Термодиффузия — температуралар фарқи (dT/dx) таъ-

сирида юзага келадиган диффузия. Бу ҳолда зарралар оқими температура пастроқ бўлган томонга йўналган бўлади.

Электродиффузия — электр майдон ёки потенциаллар фарқи ($d\varphi/dx$) туфайли юзага келадиган диффузия. Бу ҳолда зарралар ёки заряд ташувчилар қарама-қарши зарядли қутблар томонига ҳаракатланадилар.

Бародиффузия — диффузион оқим оғирлик кучи ҳосил қилган майдон ёки юқори босимлар фарқи (dp/dx) туфайли юзага келади. Бу ҳодиса асосан моддалар кристалланиши жараёнларида ва қаттиқ деформацияланиш пайтида вужудга келади.

Диффузия ҳодисаси фотоэлектрик жараёнларга қандай таъсир этади? Аввал кўриб ўтилганидек, ёруғлик таъсирида ҳосил бўлаётган заряд ташувчиларнинг кўрилаётган муҳит бўйлаб нотекис тақсимланиши туфайли ва яримўтказгич материалининг ўзи ҳам бир жинсли бўлмагани туфайли диффузия ҳодисаси юз бериши учун зарур шароит — заряд ташувчилар тақсимланиши фарқи пайдо бўлади. Шу туфайли фотоэлектрик ҳодисаларни тушунтириш учун заряд ташувчиларнинг, айниқса номувозанат ҳолатдаги зарядланган зарраларнинг, диффузияланиш қонуниятларини билиш катта аҳамиятга эгадир.

Яримўтказгичнинг ўтказувчанлик зонасига қандайдир ташқи таъсирлар — ёруғлик, электр майдон ёки ионлаштирувчи нурланиш ёрдамида қўшимча электронлар киритайлик. Айтайлик, бу қўшимча электронлар концентрацияси координата ўқларига боғлиқ бўлсин, яъни нотекис тақсимланган бўлсин (буни масалан, яримўтказгич сиртини нотекис ёритиш йўли билан ҳосил қилиш мумкин). Бунинг натижасида электронлар диффузияси юзага келади. Соддалик учун оқимни x ўқи бўйлаб йўналган десак, бирлик вақт ичида бирлик юзадан оқиб ўтувчи электронлар сони

$$I_n = -D_n \frac{dn}{dx}, \tag{5.2}$$

бу оқимга мос келадиган электр токининг зичлиги

$$j_{nx} = eD_n \frac{dn}{dx} \tag{5.3}$$

кўринишда ифодаланади.

Шунга ўхшаш ифодаларни коваклар учун ҳам ёзиш мумкин:

$$I_p = -D_p \frac{dp}{dx}, \tag{5.4}$$

$$j_{px} = -eD_p \frac{dp}{dx}. \qquad (5.5)$$

Мувозанат ҳолатда, маълумки, электронлар ва коваклар сони (демак, $\frac{dn}{dx}$ ва $\frac{dp}{dx}$ ҳам) бир-бирига тенг бўлади. Демак, мана шундай бир жинсли бўлмаган яримўтказгичда диффузион токка қаршилик кўрсатувчи статик электр майдон мавжуд бўлади. Буни тушуниш қийин эмас. Масалан, диффузия туфайли маълум бир соҳада ортиқча электронлар йиғилиб қолди, бинобарин, манфий ишорали ҳажмий заряд пайдо бўлди, дейлик. Электронлар кўчган жойда эса мусбат ҳажмий заряд қолади. Мана шу ҳажмий зарядлар ҳосил қилган электр майдон энди электронларнинг кўчишига, яъни диффузияга халақит бера бошлайди. Ҳосил бўлган электр майдон $\vec{\mathscr{E}}$ бўлса, унга мос келувчи электр токи зичлиги $\vec{j}_E = ne\mu_n \vec{\mathscr{E}}$ (μ_n — электронлар ҳаракатчанлиги) бўлади.

Шундай қилиб яримўтказгичнинг ихтиёрий соҳасида исталган пайтдаги электронлар токи зичлиги

$$j_n = ne\mu_n \mathscr{E} + eD_n dn/dx \qquad (5.6)$$

ва шунга ўхшаш коваклар токи зичлиги

$$j_p = pe\mu_p \mathscr{E} - eD_p dp/dx, \qquad (5.7)$$

умумий ток зичлиги эса уларнинг йиғиндисидан иборат бўлади:

$$j = j_p + j_n = e\left[(n\mu_n + p\mu_p)\mathscr{E} + \left(D_n \frac{dn}{dx} - D_p \frac{dp}{dx}\right)\right] \qquad (5.8)$$

Аввал айтиб ўтилганидек, мувозанат ҳолатда алоҳида олинган яримўтказгичда заряд ташувчилар оқимлари бир-бирини мувозанатлаб туради, яъни уларнинг йиғиндиси нолга тенг бўлади. Мана шундай ҳолатга жисм ичидаги заряд ташувчиларнинг, ҳажмий зарядниг ва электр майдоннинг муайян тақсимоти мос келади. Бу тақсимотни аниқлаш учун (5.8) ифодадан ташқари яна

$$\operatorname{div} \mathscr{E} = \frac{4\pi\rho}{\varepsilon} \qquad (5.9)$$

кўринишдаги Пуассон тенгламаси ва заряд ташувчилар сонининг сақланиш тенгламасидан ҳам фойдаланилади. Маълум бир соҳадаги заряд ташувчилар сони генерация туфайли ортади, рекомбинация туфайли камаяди. Ундан

ташқари маълум бир ҳажмга кираётган электронлар сони ундан чиқаётган электронлар сонига тенг бўлмаслиги мумкин. Шуларни ҳисобга олганда яримўтказгичнинг ўтказувчанлик зонасидаги электронлар концентрациясининг вақт бўйича ўзгариши қуйидагича бўлади:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = Q + \beta\alpha I - \frac{n}{\tau} + \frac{1}{e}\operatorname{div}\vec{j}\,, \qquad (5.10)$$

бу ерда Q — иссиқлик туфайли генерацияланган электронлар сони, $\beta\alpha I$ — ёруғлик таъсирида ҳосил бўлаётган электронлар сони, n/τ — рекомбинация тезлиги, $\frac{1}{e}\operatorname{div}\vec{j}$ — электронларнинг кўчиш туфайли камайиши. (5.8) — (5.10) тенгламалар кўпгина умумий масалаларни ечишда электронлар сонини, зарядлар ва майдон тақсимотини топиш учун қўлланилиши мумкин.

Мувозанат ҳолат ($j_n = 0$, $j_p = 0$) да электр майдон x ўқи бўйлаб йўналган бўлса, (5.6) ифодадан

$$n\mu_n \mathscr{E}_x = -D_n \frac{dn}{dx} \qquad (5.11)$$

тенглик келиб чиқади. Агар электростатик потенциални φ деб белгиласак,

$$\mathscr{E}_x = -\frac{d\varphi}{dx} \qquad (5.12)$$

бўлади ва электроннинг потенциал энергияси $-e\varphi$ га тенг. Больцман формуласига кўра, яримўтказгичда айниш бўлмаган ҳолда $n = C\exp\left(\frac{e\varphi}{k_0 T}\right)$ бўлади (C — константа). У ҳолда

$$\frac{1}{n}\frac{dn}{dx} = \frac{e}{k_0 T}\frac{d\varphi}{dx}. \qquad (5.13)$$

(5.12) ва (5.13) ни (5.11) га қўйсак:

$$\frac{D_n}{\mu_n} = \frac{k_0 T}{e} \text{ ёки } D_n = \frac{k_0 T}{e}\mu_n\,. \qquad (5.14)$$

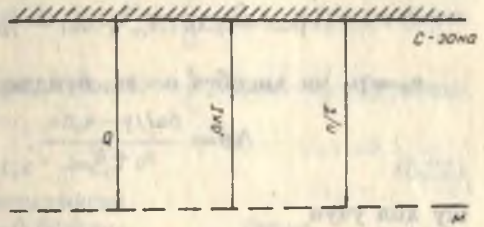
Шунга ўхшаш, коваклар учун:

$$D_p = \frac{k_0 T}{e}\mu_p\,.$$

Мана шу диффузия коэффициенти, температура, ҳаракатланаётган зарра заряди ва ҳаракатчанлигини боғловчи ифода Эйнштейн муносабати деб аталади.

5.2- §. Номувозанат ҳолатдаги заряд ташувчилар концентрацияси ва потенциаллар тақсимоти

Чўзинчоқ шаклдаги яримўтказгич жисмни олиб, унинг бир қисмини ёритсак ва иккинчи қисмини қоронғи ҳолатда сақласак, у ҳолда ёритилган соҳадан ёритилмаган соҳага томон йўналган электронлар оқими юзага келади. Ҳисоблашларни соддалаштириш учун ҳозирча фақат электронлар тўғрисида сўз юритамиз (5.1- расм).



5.1- расм. Монокутбий ўтказувчанликда электрон ўтишлар схемаси.

Мана шундай ҳолат учун (5.8) — (5.10) ифодаларни қуйидагича ёзиш мумкин:

$$\frac{\partial n}{\partial t}=\gamma m N_{\text{см}}+\beta\alpha I-\gamma np+\frac{1}{e}\frac{\partial j_n}{\partial x}, \qquad (5.15)$$

$$j_n=\mu_n k_0 T\frac{\partial n}{\partial x}+e\mu_n n\mathscr{E}, \qquad (5.16)$$

$$\frac{\partial \mathscr{E}}{\partial x}=\frac{4\pi e}{\varepsilon}(n-p)\,. \qquad (5.17)$$

Бу ифодаларда $Q=\gamma m N_{\text{см}}$, $\frac{n}{\tau}=\gamma pn$ алмаштиришлар киритдик; $p-M$ ҳолатдаги коваклар сони ($p=M-n$). Диффузия бўлмаган ҳолда жисмнинг ҳамма жойида $n=p$ ва демак ҳажмий заряд пайдо бўлмайди. Лекин жисм ҳажмидаги электронлар ва коваклар концентрациясининг фарки албатта диффузия ҳодисаси пайдо бўлишига олиб келади, электронлар ва коваклар концентрациясининг тақсимланиши ўзгаради. Бу ҳолда электронлар ҳаракатчанлиги тешиклар ҳаракатчанлигидан 4—5 марта катта бўлгани учун уларнинг тақсимланиши ҳам фаркли бўлади. Шу туфайли кўрилаётган жисм ичида $\rho=e(p-n)$ га тенг бўлган ҳажмий заряд пайдо бўлади. (5.16) да шуни ҳисобга олган ҳолда (5.15) — (5.17) ларни мувозанатлашган ҳолат, яъни $\frac{\partial n}{\partial t}=0$, $j_n=0$ бўлган ҳол учун қайта ёзамиз:

$$\gamma m N_{ст} + \beta\alpha I - \gamma p n = 0. \qquad (5.18)$$

Агар яримўтказгичга тушаётган ёруғлик нисбатан кучсиз, яъни $\Delta n \ll n_0$, $\Delta p \ll p_0$ бўлса ва бу ҳолда генерация (βkI) доимий сақланиб турса, M ҳолатдан c- соҳага иссиқлик таъсирида чиқаётган ва рекомбинация туфайли йўқолаётган электронлар сони тенг бўлиши ($\gamma_{mo} N_{ст} - \gamma p_0 n_0 = 0$) дан фойдаланиб ҳамда $\gamma \Delta n \Delta p = 0$ бўлгани учун қуйидагини ёза оламиз:

$$\beta\alpha I - \gamma \Delta p (N_{ст} + n_0) - \gamma p_0 \Delta n = 0;$$

$n_1 = p_0$ ни ҳисобга олсак, бундан:

$$\Delta p = \frac{\beta\alpha I/\gamma - n_0 \Delta n}{n_0 + N_{см}}, \qquad (5.19)$$

шу ҳол учун

$$\mathscr{E} = \frac{k_0 T}{e n_0} \cdot \frac{d}{dx} (\Delta n), \qquad (5.20)$$

$$\frac{d\mathscr{E}}{dx} = \frac{4\pi e}{\varepsilon} (\Delta p - \Delta n). \qquad (5.21)$$

(5.20) ни дифференциаллаб, қуйидагини ҳосил қиламиз:

$$\frac{d\mathscr{E}}{dx} = \frac{k_0 T}{e n_0} \cdot \frac{d^2}{dx^2} \Delta n. \qquad (5.22)$$

(5.20) ва (5.21) ни тенглаштириб ҳамда (5.19) ни ҳисобга олиб, номувозанат ҳолатдаги электронлар тақсимоти ифодасини топамиз:

$$\frac{d^2}{dx^2} \Delta n - \frac{4\pi e^2 n_0}{\varepsilon k_0 T} \left(\frac{N_{ст} + 2n_0}{N_{ст} + n_0} \right) \Delta n + \frac{4\pi e^2 n_0 \beta\alpha I}{\varepsilon k_0 T \gamma (n_0 + N_{ст})} = 0. \qquad (5.23)$$

Бу ифоданинг иккинчи қавси ичидаги катталик, кўриниб турганидек, 1 дан 2 гача ўзгариши мумкин. Аввал қабул қилганимиздек, кучсиз ёруғлик билан ёритилган ҳолатда $n_0 \gg N_{ст}$ эканини ҳисобга олсак, бу катталик 2 га тенг бўлади. Мана шу мулоҳазалар асосида 3- ҳаддаги $N_{ст}$ ни n_0 га нисбатан ҳисобга олмаса ҳам бўлади. Ва ниҳоят,

$$l_э = \sqrt{\frac{\varepsilon k_0 T}{8\pi e^2 n_0}} \qquad (5.24)$$

деб белгилаб олиб, (5.23) ни қуйидагича ёзамиз:

$$\frac{d^2}{dx^2}\Delta n - \frac{\Delta n}{l_э^2} = \frac{1}{l_э^2}\cdot\frac{\beta\alpha I}{2\gamma n_0}. \qquad (5.25)$$

Бунинг ўнг томонида турган ифода $I=0$ да яримўтказгичнинг ёритилмаган қисмига тегишли. Шу ҳолат учун (5.25) нинг ечими

$$\Delta n = c_1 e^{k_1 x} + c_2 e^{k_2 x} \qquad (5.26)$$

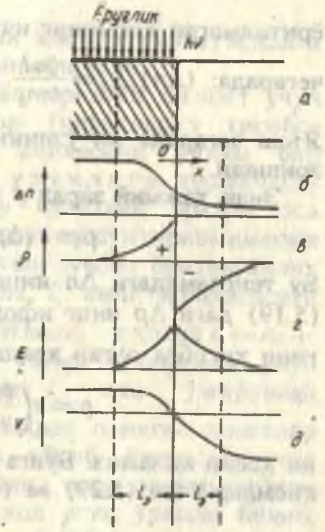
бўлади. Бунда c_1 ва c_2 — чегаравий шартлардан аниқланадиган доимийлар, k_1 ва k_2 эса $k^2 - \frac{1}{l_э^2} = 0$ кўринишдаги тенгламанинг илдизлари, яъни $k_1 = \frac{1}{l_э}$, $k_2 = -\frac{1}{l_э}$; бу ҳолда:

$$\Delta n = c_1 e^{\frac{x}{l_э}} + c_2 e^{-\frac{x}{l_э}}. \qquad (5.27)$$

Яримўтказгичнинг ёритилмаган қисмида $x \to \infty$ да $\Delta n \to 0$ бўлганлиги учун (5.27) нинг фақат $\Delta n = c_2 e^{-x/l_э}$ қисмигина бу шартни қаноатлантиради.

Шундай қилиб, яримўтказгичнинг ёритилмаган қисмида номувозанат ҳолатдаги электронлар концентрацияси ёритилган сиртдан узоқлашган сари экспоненциал равишда камайиб боради (5.2- расм).

Электронлар концентрациясининг e марта камайиш масофасини кўрсатувчи эффектив узунлик $l_э$ — экранлаштириш узунлиги ёки Дебай радиуси деб аталади. (5.24) дан кўриниб турибдики, $l_э$ асосан n_0 га боғлиқ. Германий ва кремний каби яримўтказгич материаллар учун уй ҳарорати (яъни 300 К) да $l_э = (10^{-4} - 10^{-6})$ см. Демак, ёритилган томонга диффузия туфайли ўта-



5.2- расм. Қисман ёритилган моноқутбий ўтказувчанликни намуна *(а)* да номувозанат ҳолатдаги эркин заряд ташувчилар *(б)*, ҳажмий заряд *(в)*, электр майдон *(г)* ва потенциал *(д)* тақсимоти.

ётган электронлар жуда қисқа масофага силжир экан. Шу туфайли ёритилган томондаги Δn ни топиш учун (5.25) ни $l \neq 0$ (яъни ўнг томонини ҳам ҳисобга олган) ҳолда ечиш керак экан. Бу ҳолда ечим

$$\Delta n = c_1 e^{x/l_2} + c_2 e^{-x/l_2} + \frac{\beta\alpha I}{2\gamma n_0} \tag{5.28}$$

кўринишда бўлади.

c_1 ва c_2 ни топиш учун Δn, $\frac{dn}{dx}$ ларнинг $x=0$ нуқтада узлуксизлиги шартларидан фойдаланамиз:

ёритилмаган қисмда: $(\Delta n)_{x\geq 0} = \frac{\beta\alpha I}{4\gamma n_0} e^{-x/l_2}$; (5.29)

ёритилган қисмда: $(\Delta n)_{x\leq 0} = \frac{\beta\alpha I}{4\gamma n_0}(2 - e^{-x/l_2})$; (5.30)

ёритилган қисмнинг ичкарисида:

$(\Delta n)_{x\leq 0} = (\Delta n)_{x=-\infty} = \frac{\beta\alpha I}{2\gamma n_0}$;

ёритилмаган қисмнинг ичкарисида: $(\Delta n)_{x=\infty} = 0$;

чегарада: $(\Delta n)_{x=0} = \frac{\beta\alpha I}{4\gamma n_0}$.

Яъни чегарада Δn ўзининг энг катта қийматининг ярмига эришади.

Энди ҳажмий заряд ρ нинг тақсимланишини аниқлайлик:

$$\rho = e(\Delta p - \Delta n). \tag{5.31}$$

Бу тенгламадаги Δn нинг ўрнига ($\Delta p \sim \Delta n$ бўлгани учун) (5.19) даги Δp нинг ифодасини қўйиб ва $n_0 \gg N_{ст}$ эканлигини ҳисобга олган ҳолда

$$\rho = e\left(\frac{\beta\alpha I}{\gamma n_0} - 2\Delta n\right) \tag{5.32}$$

ни ҳосил қиламиз. Бунга Δn нинг ёртилган ва ёритилмаган қисмлар учун (5.29) ва (5.30) даги ифодаларини қўйиб,

$$(\rho)_{x\geq 0} = -\frac{e\beta\alpha I}{2\gamma n_0} e^{-x/l_2}, \tag{5.33}$$

$$(\rho)_{x\leq 0} = +\frac{e\beta\alpha I}{2\gamma n_0} e^{x/l_2} \tag{5.34}$$

ифодаларни ҳосил қиламиз. Бу ифодаларга мос келувчи зарядлар тақсимоти 5.2, в- расмда келтирилган.

Электр майдон тақсимотини топиш учун (5.29) ва

(5.30) ларни (5.20) га қўйсак, 5.2, г- расмда тасвирланган график ифодаси ҳосил бўлади:

$$|\overline{\mathscr{E}}|_{x>0}=\frac{k_0T}{e}\frac{\beta\alpha I}{4\gamma n_0^2 l_x}e^{-x/l_x}, \qquad (5.35)$$

$$|\overline{\mathscr{E}}_{x<0}|=\frac{k_0T}{e}\frac{\beta\alpha I}{2\gamma n_0^2 l_x}e^{x/l_x}. \qquad (5.36)$$

Потенциаллар тақсимотини $V=\int\mathscr{E}dx$ дан топамиз. У ҳолда ёритилган ва ёритилмаган қисмлар учун потенциаллар фўла фарқи қуйидагича бўлади (5.2, д- расм):

$$V=\frac{k_0T}{e}\cdot\frac{\beta\alpha I}{2\gamma n_0}\frac{1}{n_0}=\frac{k_0T}{e}\frac{(\Delta n)_{x=-\infty}}{n_0}, \qquad (5.37)$$

яъни V ёритилган ва ёритилмаган қисмлар ичкаʻисидаги концентрациялар нисбати билан аниқланади.

Юқоридаги ҳодисалар соддалаштирилган шароит учун кўрилган бўлса ҳам электронлар (ковакларни ҳисобга олмаган ҳолда) диффузиясини аниқловчи муҳим бир катталик — э к р а н л а ш т и р и ш у з у н л и г и тушунчасини аниқлашга олиб келади. Бу катталик орқали эса мураккаброқ бўлган ҳодисаларни ҳам тушунтириш имкони туғилади. Масалан, биз кўриб ўтган чексиз ёритилганлик ўрнига кучли ёритилганликни олсак, $l_э$ нинг ифодасидаги n_0 ўрнига $n_0+\Delta n$ ни қўйиш керак бўлади. Бу ҳолда $n=n_0+\Delta n$ координата ўқи бўйлаб ўзгарувчан бўлгани учун (электронлар диффузияси туфайли) $l_э$ ҳам ўзгарувчан бўлади. Бу ўзгаришни ҳар бир алоҳида олинган ҳолатлар учун ечиш керак бўлади. Биз кўриб ўтган ҳолатда электронларнинг $x=0$ чегара орқали ўтиши электр майдон ҳисобга олинмаган, яъни $\mathscr{E}=0$ ҳол учун ўринли бўлиб, кўчиш оқибатида фақат $j=j_D=-eD_n dn/dx$ га тенг диффузион ток оқими пайдо бўлади. Бу оқим фақатгина диффузия туфайли мавжуд бўлишини таъкидлаш учун $l=L$ узунлик номувозанат ҳолатдаги заряд ташувчиларнинг *диффузия узунлиги* деб аталган. Бир ўлчамли ҳол учун $L=\sqrt{D\tau}$ ни ҳисобга олган ҳолда, диффузион ток учун қуйидагини ёза оламиз:

$$j=-eD\frac{dn}{dx}=\frac{eD\Delta n(x)}{L}=e\frac{D\tau}{L\tau}\Delta n=e\frac{L}{\tau}\Delta n. \qquad (5.38)$$

Бу ифодадаги

$$\frac{L}{\tau}=\frac{L^2}{L\tau}=\frac{D}{L}=v_D \tag{5.39}$$

катталик диффузион тезлик деб аталади ва унинг сон қиймати номувозанат ҳолатдаги заряд ташувчиларнинг яшаш вақтига тенг вақт ичида босиб ўтилган йўл узунлигига тенг. Бу ҳолда диффузион ток катталиги:

$$j_{Dx}=ev_D\Delta n=j_{Do}e^{-x/L}. \tag{5.40}$$

Агар $L\gg l$ бўлса, (5.38) ва (5.40) ифодалар фақатгина $\overrightarrow{\mathscr{E}}=0$ ҳол учун эмас, балки $\overrightarrow{\mathscr{E}}\neq 0$ ҳол учун ҳам тўғри бўлади.

Аксинча, $l_{\overrightarrow{\mathscr{E}}}^2\gg 4L^2$ бўлса, яъни катта электр майдон қўйилса, улар нисбатини қуйидагича ёзиш мумкин:

$$\frac{l_{\overrightarrow{\mathscr{E}}}^2}{4L^2}=\frac{(\mu_\alpha\cdot\mathscr{E}\tau)^2}{4L^2}=\frac{v_d^2\tau^2}{4L^2}=\frac{v_d^2}{4v_D^2}\gg 1. \tag{5.41}$$

Бу ифодада $l_{\overrightarrow{\mathscr{E}}}$ номувозанат ҳолатдаги заряд ташувчилар яшаш вақти давомида электр майдон таъсирида ўтадиган йўл бўлиб, у дрейф узунлиги деб аталади. Бу ҳолда экранлаштириш узунлиги дрейф узунлигига тенг бўлади;

$$\Delta n(x)=\Delta n(0)e^{-x/l_{\overrightarrow{\mathscr{E}}}}=\Delta n(0)e^{-x/\mu_d\overrightarrow{\mathscr{E}}\tau}. \tag{5.42}$$

Бундай ҳол учун номувозанат ҳолатдаги заряд ташувчилар тақсимоти қуйидагига тенг бўлади:

$$\Delta n(x)=\Delta n(0)e^{-x/l_D}=\Delta n(0)e^{-x/\mu_d\overrightarrow{\mathscr{E}}\tau}. \tag{5.43}$$

Бу ифодадан кўринадики, $x=0$ чегарада заряд ташувчилар ҳосил бўлса, кучли электр майдон таъсирида ток ўтиши туфайли бу заряд ташувчилар яримўтказгич ичкарисига $(2\div 3)\ l_{\overrightarrow{\mathscr{E}}}$ масофага тарқалади. Агар $\Delta n(0)>0$ бўлса, яримўтказгичнинг ёритилмаган қисми номувозанат ҳолатдаги заряд ташувчилар билан тўла бошлайди, яъни номувозанат ҳолатдаги заряд ташувчилар инжекцияси юз беради. Агар $\Delta n(0)<0$, яъни ёритилган қисмда заряд ташувчилар концентрацияси ёритилмаган қисмникидан кам бўлса, бу қисмга заряд ташувчилар тортилади, яъни экстракция ҳодисаси юз беради.

Максвелл доимийси. Аввал кўриб ўтилганидек, ток ташувчиларнинг t вақт ичида диффузияланиши эффектив узунлиги

$$L = \sqrt{Dt}. \qquad (5.44)$$

Экранлаштириш узунлиги $l_э$ нинг (5.24) кўринишда берилган ифодасининг сурат ва махражини ҳаракатчанлик μ га кўпайтирсак ҳамда

$$D = \frac{\mu k_0 T}{e}; \qquad \sigma_0 = en_0\mu$$

эканини ҳисобга олсак, қуйидагини ҳосил қиламиз:

$$l_э = \sqrt{\frac{D\varepsilon}{8\pi\sigma_0}}. \qquad (5.45)$$

(5.44) ва (5.45) дан кўриниб турибдики, $\frac{\varepsilon}{8\pi\sigma_0}$ — вақтни ифодалайди. Мана шу катталик

$$\theta = \frac{\varepsilon}{4\pi\sigma_0} \qquad (5.46)$$

номувозанат ҳолатдаги заряд ташувчиларнинг $l_э$ масофага диффузияланиш вақтини билдиради ва *Максвелл вақт доимийси* деб аталади (бу ифоданинг махражидаги сон яримўтказгичнинг моделига қараб, 8, 4, 2 ва ҳоказо бўлиши мумкин).

Бу катталик маъносини шундай тушунтириш мумкин: σ_0 ўтказувчанликка эга бўлган бир жинсли (яримўтказгич) юзалари s ва ораларидаги масофа d бўлган ўзаро параллел электродлар орасига жойлашган бўлса унинг қаршилиги $R = \frac{1}{\sigma_0}\frac{d}{s}$ ва сиғими $C = \frac{\varepsilon s}{4\pi d}$ бўлади. Улар кўпайтмасидан $RC = \frac{\varepsilon}{4\pi\sigma_0}$, яъни (5.46) ифода ҳосил бўлди. Демак, θ бу яримўтказгич материалининг «RC» катталигини ифодаловчи вақт бўлиб чиқди. Кўп ҳолларда θ ни Максвелл тикланиш (релаксация вақти деб ҳам аталади, яъни яримўтказгичга киритилган заряд ўтказувчанлик туфайли θ вақт ичида тарқалиб кетади. Мана шундан хулоса қилиб айтиш мумкинки, агар яримўтказгичда асосий заряд ташувчиларнинг қўшимча концентрацияси ҳосил қилинса,

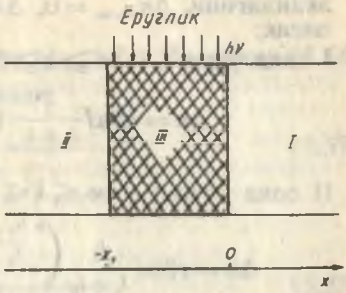
у ҳосил этган ҳажмий заряд ва қўшимча ўтказувчанлик тахминан θ вақт ичида тарқалиб йўқ бўлиб кетади. Агар асосий бўлмаган заряд ташувчилар концентрацияси ҳосил қилинган бўлса, уларни Максвелл тикланиши (релаксацияси) туфайли θ вақт ичида асосий заряд ташувчилар нейтраллаштиради. Умуман асосий ва асосий бўлмаган заряд ташувчилар концентрацияси номувозанат ҳолатдаги заряд ташувчиларнинг яшаш вақтига тенг муддатда мавжуд бўлади.

Шундай қилиб, Максвелл вақт доимийси яримўтказгичда номувозанат ҳолатдаги заряд ташувчилар ҳосил қилингандан кейин диффузия — дрейф туфайли мувозанат ҳолат ўрнатилиши вақтини билдиради. Ҳар хил материаллар учун θ нинг катталиги σ_0 га боғлиқ ҳолда ўзгариб туради. Масалан, германий ва кремний материаллари учун θ нинг қиймати $10^{-7} \div 10^{-12}$ с.

5.3- §. Биқутбий ҳолда заряд ташувчилар диффузияси ва дрейфи

Шу пайтгача кўрилган диффузия ва дрейф ҳодисаларида биз фақат бир типдаги заряд ташувчилар ҳаракатини (моноқутбий ҳолатни) ҳисобга олдик. Бунда мулоҳазамиз бир хил заряд ташувчилар ҳаракатланувчи, иккинчи хили эса ҳаракатсиз туради ҳамда электростатик тортишиш кучлари туфайли биринчи хил заряд ташувчилар ҳаракатига иккинчи хил заряд ташувчилар халақит беради ва диффузиясини чеклайди, деган асосда тузилган эди. Агар иккала типдаги заряд ташувчилар ҳам ҳаракатчан бўлса, бир типдаги заряд ташувчилар ҳаракати ҳосил бўлган ҳажмий зарядни нейтраллаштириш учун қарама-қарши зарядли заряд ташувчилар ҳаракатини вужудга келтиради. Мана шундай ҳодисага *биқутбий диффузия ҳодисаси* дейилади ва у аввалги моноқутбий диффузияга нисбатан узоқроқ масофаларга тарқалиши мумкин. Моноқутбий ҳолатдан фарқли ўлароқ, заряд ташувчиларнинг бу ҳодисага қўшган ҳиссаси ҳар хил бўлади. Бир мисол келтирамиз. Асосий бўлмаган заряд ташувчилар қанча узоққа силжимасин ва қанча кўп бўлмасин, уларнинг заряди нисбатан концентрацияси катта бўлган асосий заряд ташувчиларнинг тезда (θ — вақтда) қайта тақсимланиши туфайли нейтраллаштирилади. Шунинг учун заряд ташувчиларнинг диффузияси ва дрейфи ҳодисаларини ўрганишда асосий бўлмаган заряд ташувчиларга тегишли қонуниятлар кўпроқ қизиқиш уйғотади.

Чўзинчоқ яримўтказгичли материалнинг ўрта қисми ёритилмоқда дейлик (5.3- расм). Бу ҳолда асосий бўлмаган заряд ташувчилар мана шу ёритилган бўлакдагина бўлади. Яримўтказгичнинг бутун ёритилган қисмида ҳосил бўлган заряд ташувчилар сони бир хил бўлиши учун материални у кам ютадиган ёруғлик билан ёритайлик. Бундан ташқари, асосий бўлмаган заряд ташувчилар концентрацияси Δn асосий заряд ташувчиларникидан кичик ва уларнинг яшаш вақти τ ҳамма жойда бир хил бўлсин. Бу ҳолда ҳосил бўлган асосий бўлмаган заряд ташувчилар диффузия ва дрейф ҳодисаси туфайли ёритилмаган соҳа томонга ҳаракатланади. Бу ҳаракатни қуйидаги тенгламалар орқали ифодалаш мумкин:



5.3- расм. Биқутбий ҳол учун намунани ёритиш схемаси.

$$\frac{\partial}{\partial t}\Delta n = \alpha\beta I - \frac{\Delta n}{\tau} + \frac{1}{e}\frac{\partial j_n}{\partial x}, \qquad (5.47)$$

$$j_n = eD\frac{\partial}{\partial x}\Delta n + e\mu\Delta n\mathscr{E}. \qquad (5.48)$$

Стационар ҳолат $\left(\frac{\partial}{\partial t}\Delta n = 0\right)$ учун асосий бўлмаган заряд ташувчилар концентрациясининг x ўқи бўйича тақсимотини топамиз. Бунинг учун (5.48) ни дифференциаллаб (5.47) га қўйиб, қуйидагини ҳосил қиламиз:

$$D_n\frac{d^2}{dx^2}\Delta n + \mu\mathscr{E}\frac{d}{dx}\Delta n - \frac{\Delta n}{\tau} = -\beta\alpha I. \qquad (5.49)$$

Иккала томонни D_n га бўлиб ва $l_D = \sqrt{D_n\tau}$; $l_E = \tau\mu\mathscr{E}$ алмаштиришлардан кейин қуйидагини ҳосил қиламиз:

$$\frac{d^2}{dx^2}\Delta n + \frac{l_E}{l_D^2}\frac{d}{dx}\Delta n - \frac{\Delta n}{l_D^2} = -\frac{\tau\beta\alpha I}{l_D^2}. \qquad (5.50)$$

Бу ифода монокутбий ҳолдаги (5.25) ифодадан иккинчи ҳади билан фарқ қилади. Лекин, $\mathscr{E} = 0$ деб олсак, бу ҳад нолга айланади (5.50) тенгламани (5.25) га ўхшатиб ҳамда ток ташувчилар оқими $x = 0$ ва $x = x_1$ чегараларда узлуксиз

эканлигини, $\Delta n_{x\to\infty}=0$, $\Delta n_{x\to-\infty}=0$ шартларни ҳисобга олсак:

I соҳа учун $(+\infty\geqslant x\geqslant 0)$:

$$\Delta n=\tau\beta\alpha I\frac{l_1}{l_1+l_2}(1-e^{-x_1/l_1})e^{-x/l_1}; \qquad (5.51)$$

II соҳа учун $(-\infty\leqslant x\leqslant -x_1)$;

$$\Delta n=\tau\beta\alpha I\frac{l_2}{l_1+l_2}\left(e^{\frac{x_1}{l_2}}-1\right)e^{\frac{x}{l_2}}=\text{const}e^{x/l_2}; \qquad (5.52)$$

III соҳа учун $(-x_1\leqslant x\leqslant 0)$:

$$\Delta n=\tau\beta\alpha I\frac{1}{l_1+l_2}\left[l_1(1-e^{-\frac{x_1+x}{l_1}})+l_2(1-e^{x/l_2})\right]; \qquad (5.53)$$

бу ерда

$$l_1=\frac{2l_D^2}{\sqrt{l_{\vec{\mathscr{E}}}^2+4l_D^2}-l_{\vec{\mathscr{E}}}}, \qquad (5.54)$$

$$l_2=\frac{2l_D^2}{\sqrt{l_{\vec{\mathscr{E}}}^2+4l_D^2}+l_{\vec{\mathscr{E}}}}. \qquad (5.55)$$

Булардан кўринадики, I ва II соҳаларда асосий бўлмаган заряд ташувчилар концентрацияси экспоненциал равишда камаяди, бу камайиш l_1 ва l_2 масофаларда e марта бўлади. l_1 ва l_2 лар бир пайтда ҳам диффузия, ҳам дрейф ҳодисалари мавжуд бўлганда, яъни электр майдон мавжуд ҳолда силжиш доимийси бўлиб хизмат қилади.

Электр майдон бўлмаган ($l_{\vec{\mathscr{E}}}=\mu\tau\mathscr{E}=0$) ҳолда эса (5.54) ва (5.55) дан $l_1=l_2=l_D=\sqrt{D\tau}$ эканлигини топамиз, яъни моноқутбий ҳол учун чиқарилган диффузион кўчишнинг эффектив узунлиги катталиги биқутбий диффузия ҳодисаси учун ҳам ўз моҳиятини (эффектив экранлаштириш узунлиги) сақлайди. Эйнштейн муносабатини қўлласак,

$$l_D=\sqrt{\frac{k_0T}{e}\mu\tau}. \qquad (5.56)$$

Энди заряд ташувчилар ҳаракатида диффузиядан кўра дрейфнинг ҳиссаси кўпроқ бўлган, яъни кучли электр

майдондаги ҳаракатни кўрайлик ($l_{\mathscr{E}} \gg l_D$). Бу ҳолда (5.54) ва (5.56) лар қуйидагича ёзилади:

$$l_1 = \frac{2l_D^2}{l_{\mathscr{E}}} \frac{1}{\sqrt{1+4\frac{l_D^2}{l_{\mathscr{E}}^2}}-1}; \tag{5.57}$$

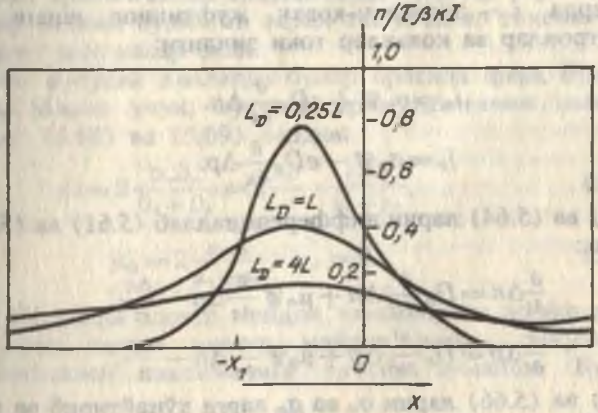
$$l_2 = \frac{2l_D^2}{l_{\mathscr{E}}} \frac{1}{\sqrt{1+4\frac{l_D^2}{l_{\mathscr{E}}^2}}+1}. \tag{5.58}$$

Буларда илдиз остидаги ифодани қаторга ёйиб ва $l_{\mathscr{E}} \gg l$ ни ҳисобга олган ҳолда,

$$l_1 \cong l_{\mathscr{E}} = \tau\mu\mathscr{E}, \tag{5.59}$$

$$l_2 \cong \frac{l_D^2}{l_{\mathscr{E}}} = \frac{D}{\mu}\frac{1}{\mathscr{E}} = \frac{k_0 T}{e}\frac{1}{\mathscr{E}} \tag{5.60}$$

эканини кўрамиз. $\mathscr{E}$ нинг ортиши l_1 нинг ва l_2 нинг камайишига олиб келади, яъни $\mathscr{E}$ нинг ортиши билан асосий бўлмаган заряд ташувчиларнинг I соҳага кириши кучаяди (заряд ташувчилар I соҳага «тортилади»). III соҳада эса, аксинча, асосий бўлмаган заряд ташувчилар эгаллаган ҳажм қисқариб, II ва III соҳа чегарасига «сиқила» бошлайди (5.4- расм).



5.4- расм. Биқутбий ҳолда электр майдон бўлмаганда ($\mathscr{E}=0$) номувозанат ҳолатдаги заряд ташувчиларнинг таксимоти

Аввал айтиб ўтилганидек, асосий бўлмаган заряд ташувчилар заряди асосий заряд ташувчиларнинг қайта тақсимланиши туфайли қисқа вақт ичида нейтралланади. Шунинг учун кўриб ўтилган тақсимот асосий бўлмаган заряд ташувчилар тақсимотига ҳам мос тушади. Хулоса қилиб шуни айтиш мумкинки, асосий бўлмаган заряд ташувчилар диффузияси худди нейтрал зарралар диффузияси каби бўлса, электр майдон таъсиридаги дрейф ҳаракати зарядланган зарралар ҳаракати каби бўлар экан.

5.4- §. Биқутбий диффузия ҳодисаси учун узлуксизлик тенгламаси

Яримўтказгичнинг бирор соҳасида номувозанат ҳолатдаги асосий бўлмаган заряд ташувчилар ҳосил қилинса, улар қисқа вақт ичида шу соҳада ҳосил бўладиган қўшимча асосий заряд ташувчилар томонидан нейтраллаштирилади ва демак, ҳамма номувозанат ҳолатдаги ҳодисалар зарядлар нейтраллиги сақланган шароитда бўлиб ўтади.

Зарядлар нейтраллиги шароитида бир ўлчамли ҳол учун, яримўтказгичнинг ёритилмаган қисми учун электронлар ва коваклар концентрацияси ўзгаришини кўрайлик:

$$\frac{\partial}{\partial t}\Delta n = -\frac{\Delta n}{\tau} + \frac{1}{e}\frac{\partial}{\partial x} j_n, \tag{5.61}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\Delta p = -\frac{\Delta p}{\tau} - \frac{1}{e}\frac{\partial}{\partial x} j_p, \tag{5.62}$$

бу ерда τ — электрон-ковак жуфтининг яшаш вақти. Электронлар ва коваклар токи зичлиги:

$$j_n = \sigma_n \mathscr{E} + eD_n \frac{\partial}{\partial x}\Delta n. \tag{5.63}$$

$$j_p = \sigma_p \mathscr{E} - eD_p \frac{\partial}{\partial x}\Delta p. \tag{5.64}$$

(5.63) ва (5.64) ларни дифференциаллаб (5.61) ва (5.62) га қўйсак:

$$\frac{\partial}{\partial t}\Delta n = D_n \frac{\partial^2}{\partial x^2}\Delta n + \mu_n \mathscr{E}\frac{\partial}{\partial x}\Delta n - \frac{\Delta n}{\tau}, \tag{5.65}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\Delta p = D_p \frac{\partial^2}{\partial x^2}\Delta p + \mu_p \mathscr{E}\frac{\partial}{\partial x}\Delta n - \frac{\Delta p}{\tau}. \tag{5.66}$$

(5.65) ва (5.66) ларни σ_n ва σ_p ларга кўпайтириб ва уларни қўшиб, $\Delta n = \Delta p$ (стационар ҳол) учун қуйидаги тенгламани ҳосил қиламиз:

$$\frac{D_n\tau_p + D_p\tau_n}{\tau_n + \tau_p}\frac{\partial^2}{\partial x^2}\Delta p + \frac{\mu_n\tau_p - \mu_p\tau_n}{\tau_n + \tau_p}\mathscr{E}\frac{\partial}{\partial x}\Delta p - \frac{\Delta p}{\tau} = 0. \qquad (5.67)$$

Бундан кўринадики, монокутбий диффузия учун ёзилган (5.49) тенгламага қараганда D ва μ ўрнида мураккаброқ катталиклар пайдо бўлади. Уларни бир неча хил кўринишда ёзса бўлади:

$$D = \frac{D_n\tau_p + D_p\tau_n}{\tau_n + \tau_p} = \frac{n_0 + p_0}{\frac{n_0}{D_p} + \frac{p_0}{D_n}} = \frac{k_0T}{e}\cdot\frac{n_0 + p_0}{\frac{n_0}{\mu_p} + \frac{p_0}{\mu_n}}, \qquad (5.68)$$

$$\mu_{\mathscr{E}} = \frac{\mu_n\tau_p - \mu_p\tau_n}{\tau_n + \tau_p} = \frac{p_0 - n_0}{\frac{n_0}{\mu_p} + \frac{p_0}{\mu_n}}. \qquad (5.69)$$

Бу катталиклар **биқутбий диффузия коэффициенти** (D) ва **биқутбий дрейф ҳаракатчанлиги** ($\mu_{\mathscr{E}}$) деб аталади.

(5.69) дан кўринишича, n_0 ва p_0 ларнинг нисбатига қараб $\mu_{\mathscr{E}}$ нинг ишораси ўзгариши мумкин ва $n_0 = p_0$ ҳолда $\mu_{\mathscr{E}} = 0$. Эйнштейн муносабатига (5.68) ни солиштирсак, ҳаракатчанлик ўрнига қуйидаги катталикни оламиз:

$$\mu_D = \frac{n_0 + p_0}{\frac{n_0}{\mu_p} + \frac{p_0}{\mu_n}}. \qquad (5.70)$$

(5.69) дан фарқли бўлган бу (5.70) катталикни **заряд ташувчиларнинг биқутбий диффузион ҳаракатчанлиги** дейилади. Шундай қилиб, биқутбий диффузия учун $\Delta n = \Delta p$ бўлганда, қўшимча заряд ташувчилар тақсимоти ёритилган ва ёритилмаган соҳалар учун сифат жиҳатдан асосий бўлмаган заряд ташувчилар тақсимотига (5.4- расм) мос келар экан.

Айрим хусусий ҳолларда булар орасида фарқ бўлиши мумкин. Мисол учун, хусусий яримўтказгични олайлик ($n_0 = p_0$). (5.68) ва (5.69) лардан:

$$D = 2\frac{D_nD_p}{D_n + D_p} = 2\frac{k_0T}{e}\cdot\frac{\mu_n\mu_p}{\mu_n + \mu_p}, \qquad (5.71)$$

$$\mu_D = 2\frac{\mu_n\mu_p}{\mu_n + \mu_p};\ \mu_{\mathscr{E}} = 0. \qquad (5.72)$$

Демак, бу ҳолда электр майдон таъсиридаги дрейф нолга тенг, яъни ташқи электр майдон заряд ташувчилар концентрацияси тақсимотига таъсир этмайди. Бунинг

маъноси — электрон б лан ковак орасидаги тортишиш кучлари ташқи электр майдон томонидан зарядларга таъсир этувчи кучлардан каттароқ ва $n=p$ бўлгани учун ташқи майдон бундай боғланган жуфтлар тортишиш кучи билан мувозанатлашади, демакдир.

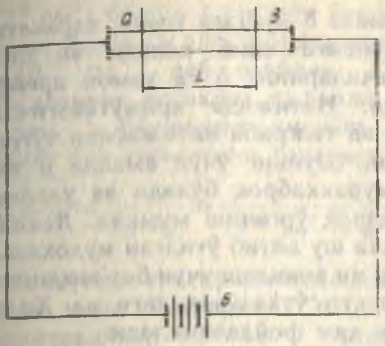
Диффузия коэффициенти иккала типдаги заряд ташувчилар диффузия коэффициентлари (ҳаракатчанликлари) билан аниқланади. Агар бу катталиклар бир-биридан кескин фарқ қилса, диффузия камроқ ҳаракатчанликка эга бўлган заряд ташувчилар ҳаракати билан кўпроқ боғлиқ бўлади. Масалан, $D_n \gg D_p$ бўлса, (5.71) дан $D=2D_p$ бўлишини кўрамиз. Агар яримўтказгичда $n_0 \gg p_0$ бўлса, (5.69) ва (5.70) лардан:

$$D=D_p; \quad \mu_D=|\mu_{\vec{e}}|=\mu_p \tag{5.73}$$

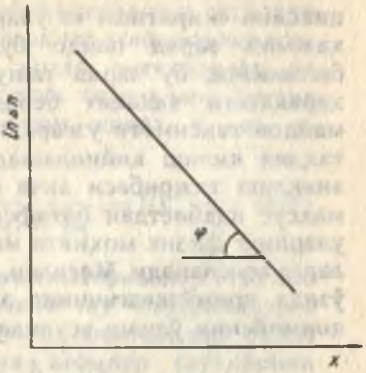
эканини топамиз, яъни бу ҳолда диффузия ва дрейф ҳодисалари бутунлай асосий бўлмаган заряд ташувчилар (яъни коваклар) ҳаракати билан аниқланар экан. Асосий бўлмаган заряд ташувчиларнинг электр майдон таъсиридаги ҳаракатини ўрганишда ҳам сифат жиҳатдан мана шундай хулосага келган эдик. Ана шу хулосанинг энди математик ифодасини ҳам чиқардик; n_0 ва p_0 бир-биридан кескин фарқ қилганда μ_e ва μ_D бир хил бўлиб, асосий бўлмаган заряд ташувчилар ҳаракатчанлигига тенг бўлар экан. $n_0=p_0$ да $\mu_e=0$ ҳамда n_0 ва p_0 ларнинг бошқа катталиклари нисбатларида ($n_0 \neq p_0$) μ_e ва μ_D оралиқ қийматларни олади.

5.5- §. Диффузия ва дрейфни белгиловчи катталикларни аниқлаш

Номувозанат ҳолатдаги асосий бўлмаган заряд ташувчиларнинг ёритилмаган соҳага оддий экспоненциал қонуният бўйича тарқалиши уларнинг диффузион силжиш узунлиги ва яшаш вақтини аниқлашга асос бўлиб хизмат қилади. Бу ҳолда тажриба учун асосий қийинчилик ёритилган ва ёритилмаган соҳалар чегарасини ва ёритилмаган соҳадаги номувозанат ҳолатдаги заряд ташувчилар концентрацияси таксимотини аниқлашдан иборат. Шу ўринда l_D ни аниқлашнинг оддий схемасини кўриб чиқайлик (5.5- расм). Ёруғлик нури туфайли ҳосил бўлаётган номувозанат ҳолатдаги асосий бўлмаган заряд ташувчилар зондга етиб келганда занжирда V сигнал пайдо бўлади ва уни



5.5- расм. Ҳаракатчанликни ўлчашниг умумий схемаси.



5.6- расм. Номувозанат ҳолатдаги заряд ташувчилар тақсимоти.

кучайтиргич орқали осциллографда қайд этиш мумкин бўлади. Сигнал катталиги Δn га пропорционал, яъни $\Delta n = \text{const} \cdot e^{-x/l_D}$ ёки $\ln V \sim \ln \Delta n = \text{const} - x/l_D$. Шундай қилиб, l_D ёки V нинг x бўйича тақсимоти тўғри чизиқни беради ва бу чизиқнинг қиялик бурчаги катталигидан l_D ни аниқлаш мумкин: $\text{ctg}\varphi = l_D$ (5.6- расм).

Агар яримўтказгичнинг тажриба пайтидаги температураси маълум бўлса ва маълум бир усул билан ҳаракатчанликни аниқлаш мумкин бўлса, у ҳолда $\tau = \frac{l}{k_0 T} \cdot \frac{l_D^2}{\mu}$ ифода ёрдамида τ ни ҳам аниқлаш мумкин бўлади.

Энди заряд ташувчилар ҳаракатчанлигини аниқлаш усулини кўрамиз. Яримўтказгичнинг маълум бир нуқтасида қўшимча заряд ташувчилар ҳосил қилсак, улар ташқи бир жинсли майдон таъсирида ҳаракатланиб, бирор вақтдан кейин δ нуқтага келади. a ва δ нуқталар орасидаги масофани, электр майдон кучланганлиги катталиги $\mathscr{E}$ ни билган ҳолда заряд ташувчиларнинг a дан δ гача келиш вақти t_0 ни ўлчаб,

$$\mu = \frac{L_{a\delta}}{t_0 \mathscr{E}} = \frac{L_{a\delta}^2}{t_0 V_{a\delta}}$$

ифода ёрдамида уларнинг ҳаракатчанлигини аниқлаб олиш мумкин. Лекин, бу μ нинг тўғридан-тўғри ўлчаш усулини қўллашда албатта маълум қийинчиликлар мавжуд. Мисол учун, асосий заряд ташувчиларнинг қўшимча концентра-

циясини «киритиш» ва уларнинг δ нуқтага томон ҳаракати ҳажмий заряд пайдо бўлишига олиб келади ва биз биламизки, бу заряд ташувчиларнинг δ га томон дрейф ҳаракатига халақит беради. Натижада яримўтказгичда майдон тақсимоти ўзгаради ва тажриба натижасини тўғри таҳлил қилиш қийинлашади. Шунинг учун амалда μ ни аниқлаш тажрибаси анча мураккаброқ бўлади ва уларни махсус адабиётдан батафсилроқ ўрганиш мумкин. Лекин, уларнинг физик моҳияти мана шу айтиб ўтилган мулоҳазаларга асосланади. Масалан, μ ни аниқлаш учун бир вақтнинг ўзида яримўтказгичнинг электр ўтказувчанлиги ва Холл доимийсини ўлчаш усулидан ҳам фойдаланилади:

$$R_{холл}=\frac{A}{\rho\varepsilon}=\frac{A}{ne};\ \sigma=en\mu;\ \sigma R_{холл}=\mu.$$

Бу ерда A — яримўтказгичларда заряд ташувчилар сочилиши механизмига боғлиқ бўлган 1 ва 2 орасидаги сон.

VI боб. ЁРУҒЛИК ТАЪСИРИДА БЎЛГАН ЯРИМЎТКАЗГИЧЛАР ЭЛЕКТР ЎТКАЗУВЧАНЛИГИНИНГ БАЪЗИ ХУСУСИЯТЛАРИ

6.1- §. Яримўтказгичларнинг ёруғликка сезгирлигини ошириш

Саноатда ишлаб чиқариладиган асосий яримўтказгич материаллардаги электронлар ва ковакларнинг яшаш вақти τ — кўп ҳолларда $10^{-6}-10^{-8}$ с атрофида бўлади. Бундай материаллар ёруғлик сезмайдиган материаллар турига мансубдир. Чунки одатдаги шароитларда ёруғлик туфайли ўтказувчанлик ҳосил бўлганини сезиш учун заряд ташувчилар бирор туринниг яшаш вақти $10^{-3}-10^{-2}$ с дан кам бўлмаслиги керак. Амалда бундай шароитни ҳосил қилиш мумкин. Бунинг учун яримўтказгичнинг тақиқланган зонасида рекомбинацияланиш марказлари ҳосил қилиш керак. Аммо, рекомбинацияланиш марказлари қанча кўп бўлса, τ шунча кичик бўлади деган хулосага келган эдик. Бу хулоса электронлар ва ковакларнинг τ лари бир-бирига тенг бўлган ҳол учун тўғри бўлади. Электронларнинг яшаш вақти τ_n ни оширишнинг (τ_p камайса ҳам) оддий усулини кўриб чиқайлик.

Яримўтказгичда тақиқланган зонасида электронлар ва ковакларни ушлаб олиш кесими бир хил (айтайлик

10^{-15} см^2) бўлган I турдаги рекомбинацияланиш сатҳлари бўлсин. Улардаги электронлар ва коваклар концентрациясини 10^{15} см$^{-3}$ деб олайлик. У ҳолда электронлар ва ковакларнинг иссиқлик туфайли олган тезликлари ўртача 10^7 см·с$^{-1}$ бўлишини ҳисобга олган ҳолда τ_n ва τ_p ларнинг сон қийматини топамиз:

$$\tau_n = \tau_p = \frac{1}{S_{n1} v p_{2I}} = \frac{1}{10^{-15}\text{см}^2 \cdot 10^7 \text{см/с} \cdot 10^{15}\text{см}^{-3}} = 10^{-7}\text{ с}. \quad (6.1)$$

Бу эса ёруғлик таъсирини сезмайдиган материаллар учун хос бўлган τ ни билдиради. Энди мана шу материалларга концентрацияси 10^{16} см$^{-3}$ бўлган ва электронлар билан тўлдирилган II турдаги киришма атомлар сатҳларини киритайлик. Бу сатҳлар учун ковакларни ушлаб олиш кесими юзасини I турдаги сатҳларники каби 10^{-15} см^2 деб олсак, электронларни ушлаб олиш эҳтимоллиги жуда кичик бўлади. Электронни ушлаб олиш кесими юзасини II турдаги сатҳлар учун 10^{-20} см^2 деб олиб, яримўтказгични ёруғлик билан ёритсак, электронларнинг 6.1- расмдагидек тақсимотини ҳосил қиламиз. Шуни айтиш керакки, ёритилганда электрон ва ковакнинг I ва II сатҳларга ушлаб олиниши тезликлари бир хил бўлиши керак (мувозанат шарти):

$$np_{r1} v S_{n1} = pn_{r1} v S_{p1}; \quad np_{rII} v S_{nII} = pn_{rII} v S_{pII}. \quad (6.2)$$

Уларнинг нисбати

$$\frac{p_{r1} S_{n1}}{n_{r1} S_{p1}} = \frac{p_{rII} S_{nII}}{n_{rII} S_{pII}} = \frac{p}{n}. \quad (6.3)$$

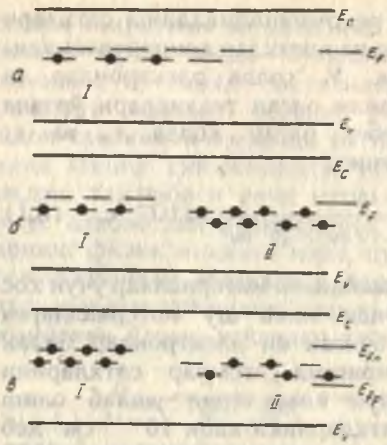
Бундан ташқари қуйидагиларни ҳам ҳисобга олишимиз керак:

$$n_{r1} + p_{r1} = N_{r1}; \quad n_{rII} + p_{rII} = N_{rII}. \quad (6.4)$$

N_{r1} ва N_{rII} (I ва II сатҳларнинг концентрациялари) $S_{n1} = S_{p1}$ бўлган ҳолат учун:

$$p_{r1} = \frac{n_{r1} p_{rII}}{n_{rII}} \cdot \frac{S_{nII}}{S_{pII}}. \quad (6.5)$$

Мана шундай шароитда II сатҳларда электронларни ушлаб олиш эҳтимоллиги кичик бўлгани учун, ёруғлик таъсирида ўтказувчанлик зонасидаги электронларнинг I сатҳларга ўтиши юз беради, II сатҳларда эса коваклар сони ортиб



6.1-расм. Яримўтказгичнинг ёруғликка сезгирлигини оширишни тушунтириш модели:

а — ёругликка сезгирлиги паст фотоўтказгич қоронғуда; *б* — ёруғликка сезгирлиги оширилган фотоўтказгич қоронғуда; *в* — ёруғликка сезгирлиги оширилган фотоўтказгич ёритилганда.

қолади. Бу қайта тақсимланиш қуйидаги шартлар бажарилгунча давом этиши мумкин:

$$n_{n1} \to N_{r1}, \quad p_{r1} \to N_{r\,II}; \tag{6.6}$$

$$n_{r\,II} \approx N_{r\,II}. \tag{6.7}$$

У ҳолда (6.5) ни қуйидагича ёзиш мумкин:

$$p_{r1} = N_{r1} \frac{N_{r1}}{N_{r\,II}} \frac{S_{n\,II}}{S_{p\,II}}. \tag{6.8}$$

Аввал қабул қилинган шартларимизга асосан, $N_{r1}/N_{r\,II} = 10^{-1}$, $S_{n\,II}/S_{p\,II} = 10^{-5}$ ларни (6.8) га қўйсак,

$$p_{r1} = 10^{-6} N_{r1}. \tag{6.9}$$

I ва II сатҳларнинг электронларни ушлаб олишининг тўла тезлиги

$$\frac{n}{\tau_n} = np_{r1} \upsilon S_{n1} + np_{r\,II} \upsilon S_{n\,II}. \tag{6.10}$$

Буларни ҳисобга олган ҳолда τ_n ни топамиз:

$$\tau_n = \frac{1}{p_{r1} \upsilon S_{n1} + p_{r\,II} \upsilon S_{n\,II}} =$$

$$= \frac{1}{10^{-6} N_{r1} \upsilon S_{n1} + N_{r1} \upsilon S_{n\,II}} = \frac{1}{N_{r1} \upsilon S_{n\,II}} = 10^{-2}\ \text{с}.$$

Шундай қилиб, II сатҳларни киритиб, τ_n ни 10^{-7} с дан 10^{-2} с гача оширдик, бу эса яримўтказгичнинг ёруғликка

сезгирлиги 10^5 марта ортди, демакдир. Юқоридаги амалларни коваклар учун қайта ҳисоблаб чиқсак, $\tau_p = 10^{-8}$ с эканини, яъни τ_p нинг 10 марта камайганини кўрамиз. Яримўтказгичнинг ёруғликка сезгирлиги электрон ва ковакларнинг икки хил табиатли сатҳлар орасида қайта тақсимланиши туфайли юз беради.

I сатҳлардаги коваклар p_{rI} нинг II сатҳлардан ёруғлик таъсирида чиқарилган электронлар билан тўлиши сабабли I сатҳлар орқали электронлар рекомбинацияси мумкин бўлмай қолади. I сатҳлардаги электронлар учун рекомбинацияланиш маркази бўлган коваклар энди II сатҳларга кўчиб ўтади ва у сатҳларга электронларни ушлаб олиш кесими юзаси жуда кичик бўлгани учун II сатҳлар орқали рекомбинацияланиш ҳодисаси қийинлашади. Лекин, ковакларнинг асосий қисми II сатҳларда жойлашгани учун деярли барча рекомбинацияланиш фақат мана шу сатҳлар орқали бўлади, яъни рекомбинацияланиш эҳтимоллиги жуда кичиклашади.

Биз мисол учун қабул қилган сон қийматларни ўзгартирсак, шунга мос ҳолда яримўтказгичларнинг ёруғликка сезгирлиги ҳам ўзгаради. Масалан, II сатҳлар учун $S_{pII} = 10^{-17}$ см^2 бўлса (аввалги 10^{-15} см^2), τ_n нинг ортиши 10^4 марта бўлади ва ёруғликка сезгирлик ҳам шунча марта ортади. Агар биз қабул қилгандек концентрация 10^{16} см$^{-3}$ эмас, N_{rI} га тенг ёки ундан камроқ бўлса, у ҳолда N_{rI} ва N_{rII} лар орасидаги электронлар ва коваклар тақсимотида кескин ўзгариш бўлмагани учун τ_n ҳам деярли ўзгармайди.

Шундай қилиб, бир-биридан N_r, S_n, S_p ва p_r, n_r лари билан фарқ қилувчи иккита рекомбинацияланиш сатҳлари мавжуд бўлган модель асосида яримўтказгичларда ёруғликка сезгирликни ошириш ҳодисасининг физикавий моҳиятини тушунтириш мумкин бўлар экан. Мана шундай модель билан яна кўпгина фотоэлектрик ҳодисаларни ҳам тушунтириш мумкин.

6.2- §. Яримўтказгич люкс-ампер характеристикасининг асосий хусусиятлари

Маълумки, етарлича кучсиз ёруғлик таъсирида ҳосил бўлаётган заряд ташувчилар концентрацияси ёритилганлик интенсивлиги I га тўғри пропорционал бўлади:

$$p = n = \beta k I t = \beta \alpha I \tau.$$

Умуман олганда, $n \sim I^{\eta}$ боғланишдаги η кўрсаткич бирдан катта ёки кичик бўлиши ҳам мумкин. Амалда $\eta > 1$ бўлган ҳолларни ўтачизиғий, $\eta < 1$ бўлган ҳолларни пастчизиғий боғланиш деб аталади.

Ўтачизиғий боғланиш люкс-ампер характеристикасига эга бўлган яримўтказгич материаллардаги жараёнларни тушунтириш учун бундан аввалги параграфда келтирилган икки сатҳли моделдан фойдаланайлик.

II сатҳларнинг рекомбинацияланиш марказига айланиши туфайли электронларнинг яшаш вақти ва яримўтказгичнинг ёруғликка сезгирлиги 10^5 марта ортади. II сатҳлар коваклар учун рекомбинацияланиш сатҳлари бўла бориши билан τ_n орта боради ва шунга мос ҳолда фототок ҳам ёруғлик интенсивлиги I га ўтачизиғий боғланиш қонунияти билан ўса боради. II сатҳлар тамомила рекомбинацияланиш сатҳларига айлангандан кейин люкс-ампер характеристика яна чизиғий боғланишли кўринишга қайтади. II сатҳларнинг ёпишиб туриш сатҳларидан рекомбинацияланиш сатҳларига айланиш жараёнлари умуман олганда демаркацион сатҳларнинг ҳолатларига боғлиқ бўлади. Демак, бу жараёнлар албатта температурага ҳам боғлиқ бўлади. Ферми квазисатҳининг коваклар учун вазияти қуйидагича аниқланади:

$$|E_{fp} - E_V| = -k_0 T \ln\left(\frac{n}{N_V}\right). \qquad (6.11)$$

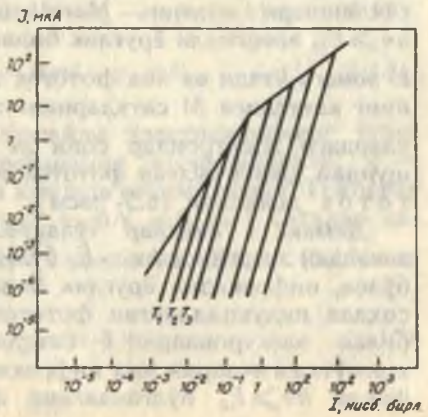
Агар ёруғлик интенсивлиги I доимий, демак $p = \text{const}$, деб олсак, температура ортиши билан $|E_{fp}, E_V|$ ҳам ортиб боради. Бинобарин, Ферми квазисатҳи II сатҳлардан пастроққа тушиши ва ўтачизиғий боғланиш ҳосил бўлиши учун температура қанча юқори бўлса, ёруғлик интенсивлиги шунча катта бўлиши керак экан. Агар (6.11) ни дифференциаллаб дифференциалларни чегаравий қийматларнинг фарқлари орқали ифодаласак,

$$\frac{\Delta I}{I} = \frac{|E_{fp} - E_V|}{k_0 T} \cdot \frac{\Delta T}{T} \qquad (6.12)$$

ифода ҳосил бўлади. Бу ифода коваклар концентрацияси p ёруғлик интенсивлиги I га пропорционал бўлса, (6.12) тенглама шарти бажарилгандагина ўтачизиғий люкс-ампер боғланиш ҳосил бўлади, деган маънони англатади. Яъни бу ифода ўтачизиғий люкс-ампер характеристиканинг ҳар хил температураларда пайдо бўлиши учун зарур бўлган ёруғлик интенсивлигининг нисбий катталиклардаги қийматини кўрсатади.

Мана шу кўриб чиқилган ҳолда рекомбинацияланиш сатҳлари тўйинган бўлсин. Бу — ёритилганлик жуда кучли бўлса ва рекомбинацияланувчи заряд ташувчилар сони умумий заряд ташувчилар сонидан кичик бўлса, рекомбинацияланиш сатҳларининг заряд ташувчиларнинг камайишига қўшган ҳиссаси нисбатан кичик бўлади, демакдир. Бу ҳолда ўтказувчанлик ва валент зоналар орасидаги бевосита рекомбинацияланиш I ва II сатҳлар орқали бўлаётган рекомбинацияланишдан кўпроқ бўлади ва ҳар бир рекомбинацияланиш бир электрон ва бир ковакнинг йўқ бўлишига олиб келади. Шунинг учун заряд ташувчилар сонининг камайиши анча тез содир бўлади. Мана шундай жараён люкс-ампер характеристикасининг пастчизиғий, яъни $\eta < 1$ бўлган боғланишини юзага келтиради.

Хулоса қилиб айтиш мумкинки, кўриб ўтилган ҳолатлар амалда юз бериши учун яримўтказгичнинг тақиқланган зонасида ҳар хил характерли (рекомбинацияланиш ва ёпишиб туриш) сатҳлар мавжуд бўлиши шарт. Бундан ташқари, бу ҳодисалар намоён бўлиши учун сатҳларнинг тўлдирилиш даражасига Ферми квазисатҳининг жойлашишига ва яримўтказгичнинг температурасига қараб ҳар хил катталикдаги ёруғлик интенсивлиги билан таъсир этилиши керак. Айрим олинган бир конкрет материалда таъсир этувчи ёруғлик интенсивлигини ва температурани ўзгартира бориб люкс-ампер характеристикасининг чизиғий, ўтачизиғий ва пастчизигий шаклларини ҳосил қилиш мумкин (6.2- расм).



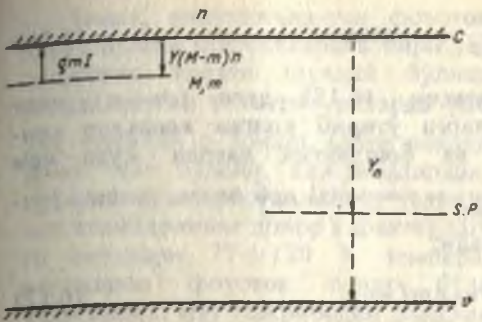
6.2- расм. CdSe яримўтказгичнинг ҳар хил температуралардаги люкс-ампер характеристикаси $T_1 < T_2 < T_3$

6.3- §. Яримўтказгичларда индукцияланган фототок ҳодисаси

Яримўтказгичнинг тақиқланган зонасида электронлар ва коваклар нинг ушлаб олиниш кесими юзалари ҳар хил бўлган икки хил сатҳлар мавжуд бўлса, ташқи ёруғлик таъсирида уларнинг характеристикаларини ўзгартириб яримўтказгичнинг ёруғликка сезгирлигини ўзгартириш мумкинлигини кўриб чиқдик. Бу ҳодиса асосан бир типдаги заряд ташувчиларнинг яшаш вақтини ошириш ва бошқасининг яшаш вақтини камайтириш ҳисобига бўлар экан. Мана шу кўрилган мисол асосида ҳар хил сатҳлар зарядларининг ўзгариши фототокка қандай таъсир қилишини кўриб чиқайлик.

Аввал I типдаги сатҳлар c- зонага яқин ва II типдагилари v- зонага яқинроқ бўлади, яъни I типдаги сатҳлар электронлар учун ёпишиб туриш сатҳлари ва II типдаги сатҳлар рекомбинацияланиш сатҳлари бўлади, деб фараз қилайлик. Бундай яримўтказгични $h\nu > E_g$ ёруғлик билан ёритсак, ҳосил бўлган эркин электронлар I сатҳ ва c- зона ўртасида мувозанат ўрнатилгандан кейин маълум бир $I_{ст}$ токни ҳосил қилади. Айтайлик, t вақтда ташқи ёруғлик импульси тўхтаган бўлсин. Агар яримўтказгичнинг температураси нисбатан паст бўлса, c- зонадаги мувозанат ҳолатдаги бундай системанинг энергияси ортиб борувчи электронлари τ_n вақт давомида v-зонага қайтиб тушади. Лекин I сатҳларга ўтириб қолган m электронлар температура паст бўлгани учун c- зонага ўта олмайди. Шундай қилиб, I сатҳларда m электронлар ва II сатҳларда шуларга тенг миқдордаги коваклар сақланиб қолади; улар узоқ вақт шу ҳолатларни сақлашлари мумкин. Мана шу ҳолда яримўтказгични $h\nu \geqslant E_M$ энергияли ёруғлик билан ёритилса, m электронлар c- зонага ўтади ва яна фототок ҳосил бўлади. Бу фототокнинг катталиги M сатҳларнинг энергетик ҳолати (E_M) ва улардаги электронлар сони m билан аниқланади. Мана шундай ҳосил бўлган фототок индукцияланган фототок дейилади (6.3- расм).

Демак, I сатҳлар тўлдирилган, яъни яримўтказгич аввалдан энергияси $h\nu > E_g$ бўлган ёруғлик билан ёритилган бўлса, инфрақизил ёруғлик билан ёритганимизда $h\nu \geqslant E_m$ соҳада индукцияланган фототок пайдо бўлади. Шу усул билан электронлари I сатҳдан чиқарилиб юборилган яримўтказгичларни яна инфрақизил нурлар билан ёритсак, фақат $h\nu \geqslant E_g$ бўлгандагина фототок ҳосил бўлишини



6.3- расм. Индукцияланган ток ҳодисасида электрон ўтишлар схемаси.

кўрамиз. Индукцияланган фототокни ташкил қилган электронлар II сатҳларга ўтириб қолган коваклар билан тез рекомбинациялашади ва шу усул билан аввал бузилган электронлар ва коваклар тақсимотида мувозанат ҳолати тикланади. Яъни электронлар I сатҳдан II сатҳга — ўзларининг аввалги ҳолатларига кўчирилади ва шу туфайли индукцияланган ток тезда йўқолади. Лекин II сатҳ тўлиб бориши билан унда электронларнинг ушланиши эҳтимоллиги камая боради ва аксинча I сатҳ бўшаб борган сари унда электронларнинг қайта ушлаб олиниш эҳтимоллиги орта боради. Бу сатҳга қайта тушган электронлар ёруғлик туфайли яна c- зонага қайтиб, c- зона орасида ўрин алмашинганидан кейин II сатҳларга тушади ва рекомбинацияланади. Лекин бари бир бир қисм электронлар I ҳолатларда сақланиб қолади ва яримўтказгич мана шундай квазимувозанат ҳолатида узоқ вақт туриши мумкин. Шунинг учун индукцияланган фототокларнинг тўлдирилмаган ҳолатдаги қийматини шу жараёнда иштирок этаётган электронлар концентрациясининг ўзгаришига қараб баҳолаймиз:

$$\frac{dn}{dt} = gmI + \gamma_m m N_{ст} - \gamma_m n(M-n) - \gamma_s(m+n)n, \qquad (6.13)$$

$$\frac{dm}{dt} = \gamma_m n(M-n) - qmI - \gamma_m m N_{ст}, \qquad (6.14)$$

бу ерда: γ_m — иссиқлик туфайли электронларнинг ўтиш коэффициенти, γ_s — рекомбинация коэффициенти, q — фотонларнинг M сатҳларда ютилиш кесими юзаси. Температурани паст деб олсак, яъни $\gamma_m m N_{ст}=0$ ва I сатҳлар аввалдан электронлар билан тўлдирилган бўлса, (6.13) ва (6.14) ни

$$\frac{dn}{dt} = q \cdot m \cdot I - \gamma_s n(n+m), \qquad (6.15)$$

$$\frac{dm}{dt} = -qml. \tag{6.16}$$

кўринишда ёзиш мумкин. (6.15) даги $(m+n)$ нинг катталигини II сатҳларга ўтириб қолган коваклар концентрациясига тенг ва бошланғич даврда жуда кам ўзгаргани учун $\frac{1}{\gamma(n+m)} = \tau = \text{const}$ деб олсак, унинг кўриниши қуйидагича бўлади:

$$\frac{dn}{dt} = qml - \frac{n}{\tau}. \tag{6.17}$$

(6.16) ва (6.17) ларни ёритилган ҳол учун бошланғич даврда $n=0$ ва $m=m_0 \approx M$ деб олиб, интеграллаб, электронларнинг c- зонадаги концентрацияси учун қуйидаги ифодани топамиз:

$$n = \frac{qlM}{\frac{1}{\tau} - ql}\left(e^{-qlt} - e^{-t/\tau}\right). \tag{6.18}$$

Мана шу ифода асосида чизилган $n(t)$ боғланиш графиги t ортиши билан ўзининг максимал қийматидан нолгача камайиб борувчи экспонентадан иборат бўлади.

Ҳисобларнинг кўрсатишича, амалда юз бериши мумкин бўлган τ нинг ўзгариши билан $n(t)$ ўзининг кўринишини ўзгартирмайди. Фақат вақт ўтиши билан τ нинг ортиши туфайли n нолгача камаяди ва кристаллнинг квазимувозанат ҳолатига мос келувчи маълум бир доимий қийматига эришади. Шундай қилиб, бошланғич пайтдаги фототокнинг кескин ортишини ҳисобга олмаганда, I тип сатҳлар энергияси E_m га тенг энергияли ёруғлик билан ёритилганда яримўтказгич узоқ вақт сақланиб турувчи квазимувозанат ҳолатига келади. Бу ҳолатнинг тўла мувозанат ҳолатидан фарқи шундаки, квазимувозанат ҳолатдаги яримўтказгич $E_m \leqslant h\nu < E_g$ ёруғликка сезгир бўлади. Тажрибаларнинг кўрсатишича, мана шундай квазимувозанат ҳолатдаги яримўтказгичдаги фототокнинг ўзгариши мувозанат ҳолатдаги киришмали яримўтказгичдаги ўзгаришга мос келар экан.

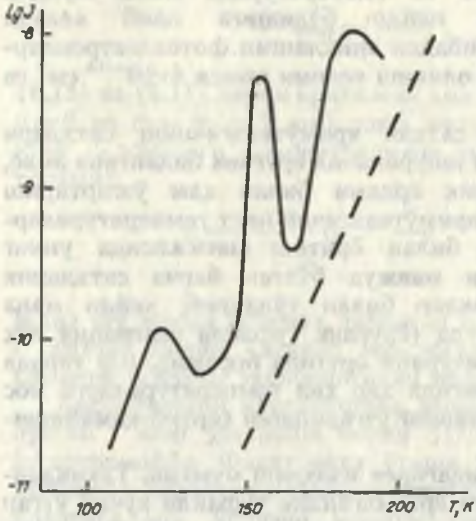
Индукцияланган фототокнинг табиатини ўрганиш амалда киришма ҳолатларининг энергетик сатҳларини ва концентрациясини, уларда электронлар ва коваклларнинг ҳамда фотонларнинг ушлаб олиниш кесими юзаларини аниқлаш имконини беради.

Демак, индукцияланган фототок пайдо бўлиши учун зарур бўлган шароитлардан бири ушбудир: M сатҳларнинг энергетик ҳолати шундай бўлиши керакки, тажриба ўтказилаётган температураларда $\gamma_m m N_{см} = 0$, яъни иссиқлик туфайли c- зонага қайта чиқадиган электронлар сони нолга тенг бўлсин. Тажрибалардан шу нарса маълумки, кремний монокристаллининг тақиқланган зонасида марганец атомларининг донор характердаги $E_c - 0{,}3$ эВ ҳолатидаги сатҳлари $77 \div 120$ К температурада мана шундай индукцион фототок пайдо бўлишига олиб келади (6.3- расм). Шу тажрибадан аниқланган фотоэлектронларнинг бу сатҳда ушлаб олиниш кесими юзаси $4 \cdot 10^{-14}$ см^2 га тенг.

Иккита ҳар хил сатҳли яримўтказгичнинг сатҳлари хусусиятларини фақат инфрақизил ёруглик билангина эмас, балки ташқи иссиқлик ёрдами билан ҳам ўзгартириш мумкин. Бунинг учун яримўтказгични паст температураларда $h\nu \geqslant E_g$ ёруғлик билан ёритиш натижасида унинг тақиқланган зонасида мавжуд бўлган барча сатҳларни электронлар ва коваклар билан тўлдириб, кейин мана шундай ҳолда қоронғуда (ёруғлик туфайли генерация йўқ бўлиши учун) температурани орттира борамиз. Шу тарзда $I\ (T)$ боғланиш графигида ҳар хил температураларга мос келувчи ток қийматларининг ўзгаришини (ортиб-камайишини) кўрамиз.

Бу ҳодисани юқоридагидек изоҳлаш мумкин. Тақиқланган зонадаги сатҳларга ёритилганлик туфайли кўчиб ўтган заряд ташувчилар ёруғлик таъсири тўхтатилгандан кейин температура паст бўлгани туфайли c- зонага қайта чиқа олмай, ўша сатҳларда қолиб кетади. Яримўтказгич температурасини ошириб борганимизда ташқи иссиқлик энергияси k_0T бирор сатҳ ҳолати энергиясига тенг бўлиб қолганда, ундаги заряд ташувчилар c- ёки v- зонага ўтиш имкониятига эга бўлади. Бу ҳолда заряд ташувчилар сонининг ортиши ўтказгичдан ўтаётган ток миқдорининг ҳам ўсишига олиб келади. Аммо, аввал кўрганимиздек, бу заряд ташувчилар рухсат этилган зоналарда узоқ яшай олмайдилар, чунки сатҳларга чиқарилган электронлар сонига тенг миқдордаги номувозанат ҳолатдаги коваклар S сатҳларда «турган» эди. Мана шу коваклар туфайли қўшимча пайдо бўлган электронлар рекомбинацияланадилар ва қўшимча ток йўқолади. Боғланиш графигида пайдо бўлаётган максимумлар сони, уларнинг кўринишлари яримўтказгичнинг тақиқланган зонасидаги сатҳлар сонига, уларнинг

концентрацияси, энергетик ҳолати ва заряд ташувчиларни ушлаб туриш кесими юзаларига боғлиқ бўлади. Мана шу тарзда пайдо бўлган қўшимча ток иссиқлик рағбатлантирган ток дейилади. Агар шу йўсинда сатҳлари заряд ташувчилардан холи қилинган яримўтказгични шу ҳолда, яъни ёруғлик таъсир эттирмасдан, $I(T)$ боғланишни кўрсак, энди аввалгидан мутлақо фарқли ва хусусий яримўтказгичнинг $I(T)$ графигига ўхшаш боғланиш пайдо бўлади (6.4- расм).



6.4- расм. Sb_2Se_3 намунасида иссиқлик билан қўзғатилган (индукцион) токнинг ҳароратга боғлиқлик графиги.

$I(T)$ боғланишнинг максимумига мос келувчи энергетик сатҳни аниқлаш усулини кўриб чиқайлик. Агар яримўтказгични иситиш кичик тезликлар билан амалга оширилса, айтиш мумкинки, ҳар бир қисқа даврлар давомида c- ёки v- зона билан сатҳлар орасида квазимувозанат ҳолат мавжуд бўлади. Иситиш жараёнлари бошлангунча сатҳлар электронлар билан тўла, Ферми квазисатҳи эса c- зона билан шу сатҳ орасида жойлашган бўлади. Температура орта бориши ва сатҳлар бўшай бориши билан Ферми сатҳи тақиқланган зонадаги сатҳ билан устма-уст тушганда бу сатҳдаги электронларнинг ярми чиқиб кетган бўлади. Яна ҳам юқорироқ температураларда бу ёпишиб туриш сатҳи яна ҳам кўпроқ электронлардан озод бўлади ва Ферми сатҳи ундан ҳам пастга тушади. Бундан кўринадики, электронлар билан тўлдирилган ёпишиб туриш сатҳларидан электронларнинг энг кўп чиқиши Ферми сатҳи шу сатҳларга яқин турган

ҳолда юз беради. Бинобарин, I_{max} да $F_ф = E_m$ деб олиб ва $n = N_c e^{F_ф/k_0T}$ эканини ҳисобга олган ҳолда E_m нинг каттали-гини аниқлаймиз:

$$E_m \approx F_ф = k_0 T_{max} \ln \frac{N_c}{n_{max}}. \qquad (6.19)$$

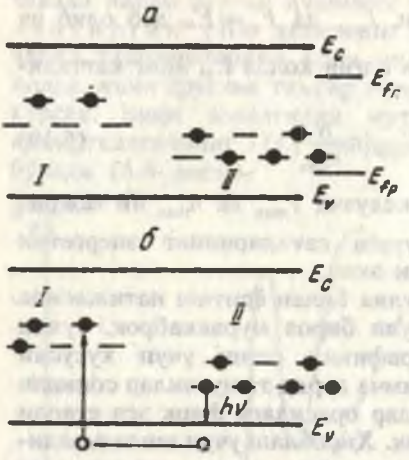
Шундай қилиб, I_{max} га мос келувчи T_{max} ва n_{max} ни тажри-бадан аниқлаб ёпишиб туриш сатҳларининг энергетик ҳолати E_m ни топиш мумкин экан.

Аввалги инфрақизил ёруғлик билан ёритиш натижасида юзага келадиган токлар усули бироз мураккаброқ, чунки 6.4- расмда кўрсатилган графикни олиш учун хусусий заряд ташувчилар сони қўшимча заряд ташувчилар сонидан жуда кичик, энергетик сатҳлар орасидаги фарқ эса етарли даражада катта бўлиши керак. Ҳисоблаш учун ишлатиладиган ифодалар шу сатҳларнинг қанча қисми электронлар билан тўлдирилганлигини, τ_n ва τ_p ҳамда ҳаракатчанликнинг температура ва вақтга боғлиқлигини, тезлиги ва бошқаларни билишни талаб қилади. Шунга қарамай амалда бу усулдан яримўтказгичлар ва диэлектрикларнинг параметрларини аниқлашда фойдаланилади. Мисол учун, кремний мате-риалига кобальт атомлари киритилганда ҳосил бўлувчи бешта энергетик сатҳлар ҳолатлари шу усул билан кўрсатиб берилган ва уларнинг топилган сон қийматлари бошқа усуллар билан топилган қийматларга асосан мос тушади.

6.4- §. Яримўтказгичларда фототокнинг сўниши ҳодисаси

Яримўтказгичларнинг ёруғликка сезгирлигини ва ўтачи-зиқли люкс-ампер характеристика пайдо бўлиши ҳодисала-рини кўрганимизда айтиб ўтилдики, II типдаги сатҳларнинг ёпишиб туриш сатҳларидан рекомбинацияланиш сатҳларига айланиш жараёнлари ана шу ҳодисаларга олиб келади. Мана шу кўрилган моделда қуйидаги ҳолатни кўриб ўтайлик.

Яримўтказгич энергияси $h\nu \geqslant E_g$ бўлган ёруғлик билан муттасил ёритилиб турсин. У ҳолда I сатҳ электронлар билан тўлатилган, II сатҳда ортиқча коваклар жойлашган бўлади (6.5, а- расм), яримўтказгичдан ўтаётган асосий ток заряд ташувчилар — электронлар туфайли ҳосил бўлади. Мана шу ҳолда яримўтказгич температурасини ошира борсак, ковак учун Ферми квазисатҳи E_{fp} валент зонаси чегарасидан узоқлаша бошлайди ва II тип сатҳлар коваклар учун рекомбинацияланиш сатҳларидан ёпишиб туриш сатҳларига



6.5- расм. Фототокнинг сўнишини тушунтириш модели:

а — ёруғликка сезгир фотоўтказгич хусусий ютилиш соҳасидаги ёруғлик билан ёритилган ҳол; *б* — ўша фотоўтказгич қўшимча инфрақизил нур билан ёритилган ҳол.

айланади. Бу эса ўз навбатида v- зонада қўшимча коваклар пайдо бўлишига сабабчи бўлади. Бу коваклар I сатҳларга катта тезлик билан тортилади ва I сатҳлар электронлар ёпишиб туриш сатҳларидан рекомбинацияланиш сатҳларига айланади (6.5, б- расм), шу усулда асосий заряд ташувчилар сони камаяди. Асосий бўлмаган заряд ташувчилар — коваклар нинг сони қарийб ўзгармагани ҳолда электронларнинг камайиши фототокнинг камайишига олиб келади. Бу ҳодиса фототокни температуравий сўндириш деб аталади. II тип сатҳларнинг характерини яримўтказгични иситиш ўрнига ёруғлик билан ҳам ўзгартириш мумкин. Бунда яримўтказгич ($hv \leqslant E_g$ бўлгани туфайли) бошқа $hv \approx E_{II}$ ёруғлик билан ҳам ёритилади. Бу ҳолда қўшимча ёруғлик элктронларни v- зонадан II сатҳларга чиқаради ва қолган жараёнлар юқорида ёзилганидек кечади. Қўшимча ёруғлик сифатида яримўтказгичлар учун асосан инфрақизил ёруғликдан фойдаланилгани туфайли бу ҳодиса фототокни инфрақизил ёруғлик билан сўндириш деб аталади.

Мана шу ҳодисанинг математик ифодаланишини кўрайлик. Электронларнинг c- зона ва M сатҳлардаги концентрацияси ўзгаришини қуйидагича ёзиш мумкин:

$$\left.\begin{aligned}\frac{dm}{dt} &= \gamma_{nm} n(M-m) - \gamma_n N_{cm} m - \gamma_{pm} mp + \gamma_{pm}(M-m)N_{vm}\\ \frac{dn}{dt} &= \alpha\beta I - \gamma_{nm} n(M-m) - \gamma_{ns} n(S-s) + \gamma_{ns} N_{cs} m.\end{aligned}\right\} \quad (6.20)$$

$$\frac{ds}{dt} = \gamma_{ns} n (S - s) - \gamma_{ps} s \cdot p. \tag{6.21}$$

$$n + m + s = p + p_0. \tag{6.22}$$

Буларда γ нинг олдидаги индекслар электронлар ва ковакларнинг M ва S сатҳларда ушлаб олиниш кесими юзаларини кўрсатади. Бу тенгламаларни мувозанат ҳолати учун ечсак:

$$p(p + p_0) = \frac{\beta \alpha I + \gamma_{nm} N_{ct} M}{\gamma_{ps}} \cdot \frac{f + a}{1 + a}, \tag{6.23}$$

$$a = \frac{\gamma_{ns} \cdot \gamma_{nm} \cdot S N_{ct}}{p \gamma_{pm} (\gamma_{nm} M + \gamma_{ns} S)} = \frac{\gamma_{nm} \gamma_{ns} \cdot N_{ct} \cdot S}{p \cdot \gamma_{pm} \cdot \gamma_{nm} \cdot M}. \tag{6.24}$$

$(\gamma_{nm} M > \gamma_{ns} S)$ эканлигини эътиборга олинса:

$$f = \frac{\gamma_{nm} \gamma_{ps} M}{\gamma_{pm} (\gamma_{nm} M + \gamma_{ns} S)} = \frac{\gamma_{ps}}{\gamma_{pm}}. \tag{6.25}$$

(6.23) дан кўринадики, $a = -f$ бўлса, $p = 0$, яъни коваклар сони қарийб нолга тенг ва демак, фототокнинг қиймати ҳам минимал бўлади, $a < 1$ бўлганда p нинг қиймати деярли ўзгармайди, демак фототок ҳам ўзгармайди. Фототокнинг сезиларли ўзгариши $a = 1$ дан бошланади. Мана шу шартларга кўра фототокнинг сўниш чегарасини ва унинг энг кичик қийматларини аниқлайлик. (6.24) дан $a = 1$ бўлса, $\gamma_{nm} N_{ct} = b$ деб белгилаб олсак ва с ў н и ш д о и м и й с и деб атасак, унинг катталиги қуйидагича бўлади:

$$b_{бош} = \frac{p_{бош} \gamma_{pmбош} \cdot h_{атбош} \cdot M}{\gamma_{nsбош} \cdot S}, \tag{6.26}$$

$$b_{max} = \frac{\gamma_{pmax} \gamma_{pmmax} \cdot p_{max}}{\gamma_{pmax} \cdot \gamma_{nsmax} \cdot S}, \tag{6.27}$$

У ҳолда:

$$p^2_{бош} = \frac{\beta \alpha I}{\gamma^2_{ps}} f; \quad p^2_{max} = \frac{\beta \alpha I}{\gamma_{ps}};$$

$$a(T) = \frac{p_{бош}}{p_{max}} = \bar{f} = \sqrt{\frac{\gamma_{ps\,бош}}{\gamma_{pm\,бош}}}. \tag{6.28}$$

(6.28) ифодадан сўниш бошланадиган ва максимум бўладиган температуралар фарқини оламиз:

$$\Delta T = T_{max} - T_{бош} = \frac{k_0 T_{бош} T_{max}}{|E_M, E_c|} \ln \frac{p_{бош}}{p_{max}}. \tag{6.29}$$

Шундай қилиб, тажрибадан сўниш бошланиши ва охиридаги заряд ташувчилар сонини билсак, бу ҳолатлар учун электронлар ва ковакларнинг ушлаб олиниш эҳтимолликлари ҳамда M ва S лар маълум бўлса, фототокнинг сўниш доимийси ва ΔT ни аниқлаш мумкин.

Фототок инфрақизил нурлар билан сўндирилганда температура ўрнига қўшимча ёруғлик энергияси олинади, у ҳолда $-1<a<f$ бўлганда сўниш бошланиши учун зарур бўлган ёруғлик энергияси:

$$Q(h\nu)=\frac{\rho_{бош}}{\rho_{max}}=\frac{\gamma_{as}\cdot S}{\gamma_{am}\cdot M}\cdot\frac{a_m I_0}{[\gamma I_0\gamma_{pm}]^{1/2}}, \qquad (6.30)$$

$a>f$, яъни сўниш максимум бўлганда $Q(h\nu)=\left(\frac{\gamma_{as}}{\gamma_{pm}}\right)^{1/2}$.

Яъни бу ҳолда сўниш катталиги ёруғликнинг интенсивлигига боғлиқ бўлмай фақатгина M ва S сатҳларнинг электронларни ушлаб олиш кесими юзасининг ёруғлик таъсирида ўзгаришига боғлиқ бўлади.

6.5- §. Манфий фотоўтказувчанлик ҳодисаси

Агар ёруғлик яримўтказгичда эркин заряд ташувчилар ҳосил қиладиган бўлса, заряд ташувчилар сони ва унга мос ҳолда ўтказувчанлик ортади. Аммо аввалги параграфда кўрганимиздек қўшимча ўтказувчанликни камайтириш ҳам мумкин эмас. Лекин, ИҚ- сўндиришда фототокнинг камайиши унинг қоронғиликдаги қийматидан ҳам кам бўла олмайди. Бунда биз бир хил ёруғлик ёрдамида ҳосил қилинган фототокнинг иккинчи хил ёруғлик билан «йўқотилишини» кўрдик. Лекин, фотоўтказувчанлик ҳодисасини кузатишларнинг кўрсатишича, кўп ҳолларда мувозанат ҳолатдаги ўтказувчанликнинг ёруғлик таъсирида камайиши кузатилади. Мана шундай ҳодисага *манфий фотоўтказувчанлик ҳодисаси* деб ном берилган.

Бу ҳодисанинг моҳиятини тушунтириш учун Штокман таклиф этган моделдан фойдаланамиз (6.6- расм). Ташқаридан берилган $h\nu$ энергияли ёруғлик электронларни υ- зонадан I сатҳларга чиқаради, деб ҳисоблайлик. Тушунтириш осонроқ бўлсин учун I сатҳлардан c- зонага иссиқлик энергияси таъсирида электронларнинг ўтиши жуда кам ва I сатҳларнинг ёруғлик таъсирида электронлар билан тўлиши бу ўтиш тезлигини деярли ўзгартирмайди деб ҳисоблаймиз. Элетронларнинг I сатҳларга ўтиши туфайли υ- зонада пайдо

бўлган коваклар Ферми сатҳи E_f дан анча пастда жойлашган II сатҳларга тортилади. Кўрилаётган системамиз учун I сатҳларнинг электронларни ушлаб олиш кесими жуда кичик (E_f дан юқорида бўлгани учун), II сатҳларнинг электронларни ҳамда ковакларни ушлаб олиш кесими юзаси эса бир хил ва ўртача атом ўлчамлари 10^{-15} см^2 чамасида. Шунинг учун II сатҳлар ушлаб олган коваклар шу заҳотиёқ c- зонадаги эркин электронлар билан рекомбинацияланади ҳамда мувозанат ҳолатдаги эркин электронлар сонини ва ўтказувчанликни ҳам камайтиради. Бу ҳолда эркин коваклар сони ҳам бироз ортади (лекин камаяётган эркин электронларга нисбатан жуда ҳам кам ортади). Демак биз аввал ўйлаганимиздек, ёруғлик таъсирида заряд ташувчилар сони ортиши бу ҳолда эркин ковакларга тегишли бўлар экан.

6.6- расм. Манфий фотоўтказувчанлик ҳодисасини тушунтириш (Штокман) модели.

Шундай қилиб, манфий фотоўтказувчанлик ҳодисаси юз беришида ёруғликнинг бир фотони ютилиши туфайли I сатҳларда битта электрон ва II сатҳларда битта қўшимча ковак пайдо бўлар экан. Лекин, қўшимча ковак II сатҳларда шундай тез ушлаб олинадики, улар v- зонадаги коваклар сонини деярли ўзгартира олмайди. I сатҳларда ушлаб олинган электронларнинг c- зонага иссиқлик энергияси таъсирида ўтиши тезлигини қуйидагича ёзиш мумкин: $N_c v S_{n1} \exp\left(-\frac{|E_c - E_1|}{k_0 T}\right)$. II сатҳларда ушлаб олинган ковакларнинг c- зона электронларини ушлаб олиш тезлиги эса $N_c v S_{n} \exp\left(-\frac{|E_c - E_1|}{k_0 T}\right)$ га тенгдир. Ёритилганда ўтказувчан-

ликнинг камайиши ҳодисаси юз бериши учун бу тезликлар орасидаги муносабат қуйидагича бўлиши керак:

$$N_c v S_{n\text{II}} \exp\left(-\frac{|E_c - E_l|}{k_0 T}\right) > N_c v S_{n\text{I}} \exp\left(-\frac{|E_c - E_l|}{k_0 T}\right). \quad (6.31)$$

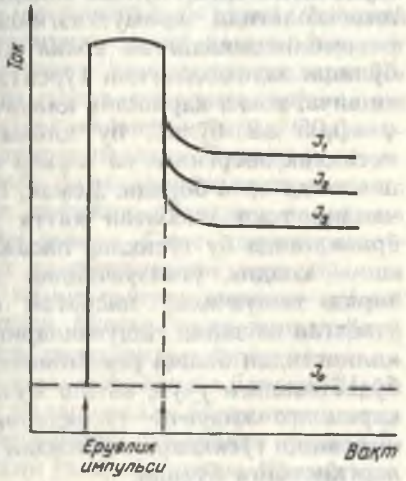
ёки уни бошқачароқ кўринишда ёзсак:

$$\frac{S_{n\text{II}}}{S_{n\text{I}}} > \exp\left(\frac{|E_l - E_l|}{k_0 T}\right). \quad (6.32)$$

Бу ифодадан кўринишича, манфий фотоўтказувчанлик ҳодисасини кузатиш учун мана шундай одатдан ташқари, лекин амалга ошириш мумкин бўлган тенгсизликни қаноатлантирувчи шарт бажарилиши керак экан. (6.32) ни одатдан ташқари дейишимизга сабаб шуки, I сатҳлар E_l дан юқорида жойлашгани туфайли улар электронлардан холи, яъни мусбат зарядланган марказлардир. Бу уларда электронларнинг ушлаб олиниш кесими юзаси (E_l дан пастда жойлашган ва электронлар билан нисбатан тўла бўлган) II сатҳларнинг ушлаб олиш кесими юзаси $S_{n\text{II}}$ га нисбатан катта бўлади, демакдир. Шунинг учун $S_{n\text{II}}/S_{n\text{I}}$ нисбат асосий манфий сон, (6.32) тенгсизликнинг ўнг томонидаги ифода эса мусбат бўлиб чиқаяпти. Шу туфайли биринчи қарашда оддий кўринган бу таърифнинг амалга оширилиши анча мураккаб бўлиб, яна бошқа жараёнларни ҳам ҳисобга олишни талаб қилади. Сўнгги йилларда А. Я. Шик томонидан таклиф қилинган яримўтказгичларда киришма атомлар ва кристалларнинг хусусий нуқсонлари мавжудлиги туфайли электр майдоннинг таъсимланишида бир жинслиликнинг бузилиши ҳодисаси айтиб ўтилган ноаниқликни бартараф этишда анча ёрдам беради. Яримўтказгичлардаги нобиржинсликларнинг физикавий таъсири ҳақида кейинги бўлимда батафсилроқ тўхталамиз. Лекин, бу ерда шуни айтиш керакки, бу моделнинг манфий фотоўтказувчанликка татбиқ этилишининг асосий моҳияти шундан иборатки, яримўтказгич ҳажмидаги паст ва юқори ўтказувчанликка эга бўлган микробўлаклар ёритилганда улардаги уланиб кетган сатҳлар орқали ток ташишда иштирок этаётган электронлар ва коваклар c- ва v- зоналарга чиқади ҳамда рекомбинацияланиш сатҳлари орқали бир-бирларини йўқотади. Шундай қилиб, ёритилган яримўтказгичлардаги ўтказувчанлик қоронғи пайтдагидан ҳам камайиб кетади.

6.6- §. Яримўтказгичларда қолдиқ ўтказувчанлик ҳодисаси

Ёруғлик таъсирида пайдо бўлган қўшимча заряд ташувчилар, аввал кўрганимиздек, мувозанат ҳолатда бўлади ва ёруғлик .таъсири тўхтатилгандан кейин заряд ташувчиларнинг яшаш вақтига тенг вақт ичида йўқ бўлиб кетади. Лекин, кўпгина катта қаршиликка эга бўлган яримўтказгичларда ёруғлик таъсири тўхтатилгандан кейин ҳам қўшимча пайдо бўлган электр ўтказувчанликнинг кўп қисми узоқ вақтгача сақланиб қолиши кузатилади. Мана шу ҳодисани **қолдиқ ўтказувчанлик**, баъзи ҳолларда **«музлатилган»** ёки **узоқ релаксацияланувчи ўтказувчанлик ҳодисаси** деб аталади (6.7- расм). Қолдиқ ўтказувчанликнинг тажрибалардан аниқланган асосий хусусиятлари қуйидагилардир:



6.7- расм. Яримўтказгичда ёруғликнинг ҳар хил интенсивлигига мос келган қолдиқ ўтказувчанликлар.

1. Қолдиқ ўтказувчанлик $10^6 \div 10^7$ с давомида сақланиб туриши, баъзан эса шу вақт ичида ортиши ҳам мумкин.

2. Қолдиқ ўтказувчанлик токининг қиймати қоронғиликдаги токнинг қийматидан кўп даражада ортиқ (10^8 марта) ва жуда катта зичликка эга бўлади ($1 \div 10$ А$\cdot$см$^{-2}$).

3. Қолдиқ ўтказувчанликни хусусий яримўтказгичларда ёки киришма сатҳларидан заряд ташувчиларни чиқариш йўли билан ҳосил қилиш мумкин.

4. Нисбатан кичик (10^3 В/см) электр майдон ва иссиқлик энергияси воситасида уни сўндириш мумкин.

5. Кичик дозаларда қолдиқ ўтказувчанлик нурлантирувчи заррачалар оқимига деярли чизиғий боғлиқ бўлиши ва юқори дозаларда тўйинишга эга бўлиши мумкин.

6. Паст температураларда ёритилганда қолдиқ ўтказувчанлик хусусиятига эга бўлган яримўтказгичларнинг вольт-ампер характеристикаси ўта чизиғий боғланишли ва кучланиш қутбларига нисбатан симметрик бўлади.

Мана шу хусусиятлари асосида қолдиқ ўтказувчанликнинг табиати ҳақида қуйидаги мулоҳазалар келиб чиқади:

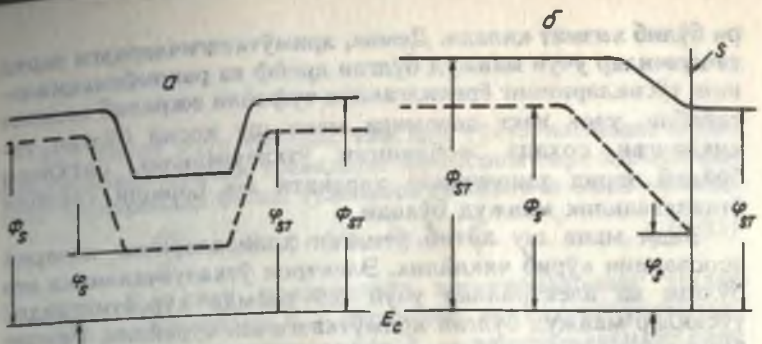
— фазовий электр зарядларининг яримўтказгич ичида электр токи йўналишида тақсимланишида нотекислик ёки бошқача айтганда макроскопик тўсиқлар мавжуд бўлади;

— бу тўсиқларнинг баландлиги $T \Rightarrow 100$ К да $\varphi = 0{,}2$ эВ бўлиши керак ёки $\tau = \tau_0 e^{\varphi/k_0 T}$ да $\tau_0 = 10^{-4}$ с, демак, релаксация вақти $\tau = 10^6$ с;

— қолдиқ ўтказувчанлик токнинг зичлиги $j \approx env e^{-\varphi/k_0 T}$ дан $n = 10^{17}$ см$^{-3}$, $v = 10^6$ см/с, $j = 10^{-6}$ А/см^2 бўлиши керак. Бу эса юқорида келтирилган тажриба натижаларидан топилган j нинг қийматидан деярли 10^6 марта кичикдир. Демак, тўсиқларнинг баландлиги $\varphi = 0{,}2$ эВ эмас, балки жуда кичик деган хулоса чиқади. Бу эса қолдиқ ўтказувчанлик ҳолатида яримўтказгичларда бир вақтнинг ўзида рекомбинациялаш ва токка қаршилик қилувчи тўсиқлар бўлиши эҳтимоллигини кўрсатади. Тажрибаларнинг кўрсатишича, токка қаршилик қилувчи тўсиқларнинг баландлиги $\varphi = 0{,}05$ эВ бўлиб, бу қиймат қолдиқ ўтказувчанликни иссиқлик энергияси ва электр майдон ёрдамида сўндириш давомида орта боради. Демак, ёритилмаган вақтда ўтказувчанлик токи нисбатан катта тўсиқлар орқали ўтади ва ёритилганда бу тўсиқлар пасаяди;

— қолдиқ ўтказувчанлик ҳолатида асосий бўлмаган заряд ташувчилар нисбатан пасайган тўсиқлар орқали ўтаётган ва заряд ташувчиларнинг рекомбинацияси тахмин қилингандан бошқа рекомбинацияланиш тўсиқлари орқали бўлаётганлиги учун, айтиш мумкинки, заряд ташувчиларга қаршилик қилувчи тўсиқларнинг пасайиши рекомбинацияланиш тўсиқлари соҳасидан «келаётган» заряд ташувчилар ҳисобига бўлади.

Мана шу мулоҳазалар ва тажриба асосида қолдиқ ўтказувчанлик ҳодисасини тушунтирувчи яримўтказгичларда нотекис жойлашган потенциал тўсиқлар моделини кўриб чиқайлик. Айтайлик, яримўтказгичларда ток йўналишига нормал ҳолда йўналган тўсиқлар ҳар хил баландликларда ва кўриниши узун, баланд жойлашган ва қисқагина «дўнгликлар» билан ажратилган «чуқурлик»лардан иборат бўлсин (6.8-расм). Бу хилдаги тўсиқлар монокристалларда мавжуд бўлган ҳар хил табиатли макронуқсонлар туфайли, поликристалларда эса сирт ҳолатлари зичлиги ва улар энергиясининг нотекис тақсимланиши туфайли пайдо бўлиши мумкин. «Дўнгликлар» сиртга



6.8- расм. Қолдиқ ўтказувчанликни тушунтирувчи нотекис жойлашган потенциал тўсиқлар модели:

а — монокристалларда макронуқсонлар; *б* — поликристалларда сирт ҳолатлари туфайли ҳосил бўлган потенциал тўсиқлар.

яқин соҳаларнинг заряд ташувчилар билан «бойиши» туфайли ҳам пайдо бўлиши мумкин (6.8, б- расм). Фазовий заряд соҳасига ёруғлик таъсирида заряд ташувчиларнинг ўтиши туфайли «дўнгликларнинг» ҳам «чуқурликларнинг» ҳам баландлиги пасаяди. Бу ҳолда «чуқурликларга» яқин жойлашган «ёнбағирлик»лардан келаётган заряд ташувчилар ҳисобига «дўнгликлар» тезроқ пасаяди. Электр ўтказувчанлик мана шу «дўнгликлар» баландлигига экспоненциал равишда боғланган бўлгани туфайли, тўсиқлар пасайиши билан токнинг қиймати ҳам ошади. Сирт ҳолатларининг (ёруғлик таъсирида) заряд ташувчилардан озод бўлиши ҳажмий асосий бўлмаган заряд ташувчиларнинг асосий заряд ташувчилар билан тўла бўлган сирт ҳолатларида рекомбинацияланиши ёки шу ҳолатлардан заряд ташувчиларни ёруғлик ёрдамида чиқариш туфайли юз беради. Шуни айтиш керакки, бу ҳолда тўсиқлар орқали бўладиган электр ўтказувчанлик (яримўтказгичларнинг тажрибада кўринувчи электр ўтказувчанлиги) кескин ўзгариб туради. Яримўтказгичнинг мувозанат ҳолатидаги электр ўтказувчанлиги ёруғлик таъсирида бўшаб қолган сирт ҳолатларини мувозанат ҳолатигача тўлдирилгандан кейингина юзага келади. Аммо ўтказувчанликнинг бундай тикланиши сатҳларда заряд ташувчиларнинг ушлаб олиниш баландлигини оширади ва бинобарин, у қийинлаштирувчи шароитда юз беради. Шундай қилиб, яримўтказгич электр ўтказувчанлигининг ўз ҳолига қайтиш тезлиги эркин заряд ташувчиларни «дўнглик»дан тўсиқларнинг юқори қисмида жойлашган «ёнбағирлик»ларда ушлаб олиниш тезлиги билан аниқланади. Бу эркин заряд ташувчилар учун рекомбинацияланиш тўсиқла-

Мана шу хусусиятлари асосида қолдиқ ўтказувчанликнинг табиати ҳақида қуйидаги мулоҳазалар келиб чиқади:

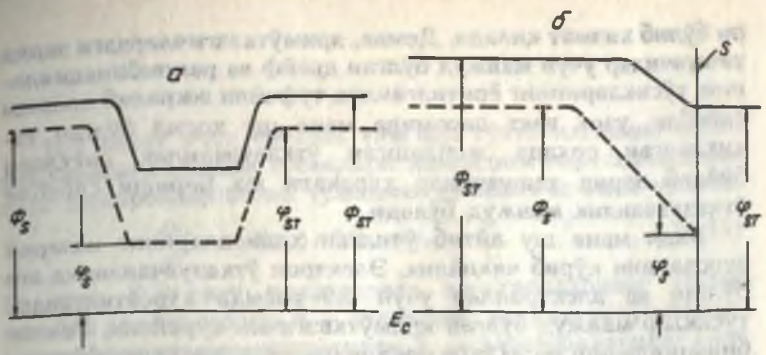
— фазовий электр зарядларининг яримўтказгич ичида электр токи йўналишида тақсимланишида нотекислик ёки бошқача айтганда макроскопик тўсиқлар мавжуд бўлади;

— бу тўсиқларнинг баландлиги $T=100$ К да $\varphi=0{,}2$ эВ бўлиши керак ёки $\tau=\tau_0 e^{\varphi/k_0T}$ да $\tau_0=10^{-4}$ с, демак, релаксация вақти $\tau=10^6$ с;

— қолдиқ ўтказувчанлик токнинг зичлиги $j\approx env e^{-\varphi/k_0T}$ дан $n=10^{17}$ см$^{-3}$, $v=10^6$ см/с, $j=10^{-6}$ А/см^2 бўлиши керак. Бу эса юқорида келтирилган тажриба натижаларидан топилган j нинг қийматидан деярли 10^6 марта кичикдир. Демак, тўсиқларнинг баландлиги $\varphi=0{,}2$ эВ эмас, балки жуда кичик деган хулоса чиқади. Бу эса қолдиқ ўтказувчанлик ҳолатида яримўтказгичларда бир вақтнинг ўзида рекомбинациялаш ва токка қаршилик қилувчи тўсиқлар бўлиши эҳтимоллигини кўрсатади. Тажрибаларнинг кўрсатишича, токка қаршилик қилувчи тўсиқларнинг баландлиги $\varphi=0{,}05$ эВ бўлиб, бу қиймат қолдиқ ўтказувчанликни иссиқлик энергияси ва электр майдон ёрдамида сўндириш давомида орта боради. Демак, ёритилмаган вақтда ўтказувчанлик токи нисбатан катта тўсиқлар орқали ўтади ва ёритилганда бу тўсиқлар пасаяди;

— қолдиқ ўтказувчанлик ҳолатида асосий бўлмаган заряд ташувчилар нисбатан пасайган тўсиқлар орқали ўтаётган ва заряд ташувчиларнинг рекомбинацияси тахмин қилингандан бошқа рекомбинацияланиш тўсиқлари орқали бўлаётганлиги учун, айтиш мумкинки, заряд ташувчиларга қаршилик қилувчи тўсиқларнинг пасайиши рекомбинацияланиш тўсиқлари соҳасидан «келаётган» заряд ташувчилар ҳисобига бўлади.

Мана шу мулоҳазалар ва тажриба асосида қолдиқ ўтказувчанлик ҳодисасини тушунтирувчи яримўтказгичларда нотекис жойлашган потенциал тўсиқлар моделини кўриб чиқайлик. Айтайлик, яримўтказгичларда ток йўналишига нормал ҳолда йўналган тўсиқлар ҳар хил баландликларда ва кўриниши узун, баланд жойлашган ва қисқагина «дўнгликлар» билан ажратилган «чуқурлик»лардан иборат бўлсин (6.8-расм). Бу хилдаги тўсиқлар монокристалларда мавжуд бўлган ҳар хил табиатли макронуқсонлар туфайли, поликристалларда эса сирт ҳолатлари зичлиги ва улар энергиясининг нотекис тақсимланиши туфайли пайдо бўлиши мумкин. «Дўнгликлар» сиртга



6.8- расм. Қолдик ўтказувчанликни тушунтирувчи нотекис жойлашган потенциал тўсиқлар модели:

а — монокристалларда макронуқсонлар; *б* — поликристалларда сирт ҳолатлари туфайли қосил бўлган потенциал тўсиқлар.

яқин соҳаларнинг заряд ташувчилар билан «бойиши» туфайли ҳам пайдо бўлиши мумкин (6.8, б- расм). Фазовий заряд соҳасига ёруғлик таъсирида заряд ташувчиларнинг ўтиши туфайли «дўнгликларнинг» ҳам «чуқурликларнинг» ҳам баландлиги пасаяди. Бу ҳолда «чуқурликларга» яқин жойлашган «ёнбағирлик»лардан келаётган заряд ташувчилар ҳисобига «дўнгликлар» тезроқ пасаяди. Электр ўтказувчанлик мана шу «дўнгликлар» баландлигига экспоненциал равишда боғланган бўлгани туфайли, тўсиқлар пасайиши билан токнинг қиймати ҳам ошади. Сирт ҳолатларининг (ёруғлик таъсирида) заряд ташувчилардан озод бўлиши ҳажмий асосий бўлмаган заряд ташувчиларнинг асосий заряд ташувчилар билан тўла бўлган сирт ҳолатларида рекомбинацияланиши ёки шу ҳолатлардан заряд ташувчиларни ёруғлик ёрдамида чиқариш туфайли юз беради. Шуни айтиш керакки, бу ҳолда тўсиқлар орқали бўладиган электр ўтказувчанлик (яримўтказгичларнинг тажрибада кўринувчи электр ўтказувчанлиги) кескин ўзгариб туради. Яримўтказгичнинг мувозанат ҳолатидаги электр ўтказувчанлиги ёруғлик таъсирида бўшаб қолган сирт ҳолатларини мувозанат ҳолатигача тўлдирилгандан кейингина юзага келади. Аммо ўтказувчанликнинг бундай тикланиши сатҳларда заряд ташувчиларнинг ушлаб олиниш баландлигини оширади ва бинобарин, у қийинлаштирувчи шароитда юз беради. Шундай қилиб, яримўтказгич электр ўтказувчанлигининг ўз ҳолига қайтиш тезлиги эркин заряд ташувчиларни «дўнглик»дан тўсиқларнинг юқори қисмида жойлашган «ёнбағирлик»ларда ушлаб олиниш тезлиги билан аниқланади. Бу эркин заряд ташувчилар учун рекомбинацияланиш тўсиқла-

Дрейф тўсиқлари орқали ўтаётган токнинг зичлигининг ифодаси заряд ташувчилар сони сийраклашган бикристаллардан ўтаётган токнинг вольт-ампер характеристикасини таърифловчи ифода кўринишида бўлади, деб ҳисобласак (чунки юқорида айтиб ўтганимиздек, биз кўраётган яримўтказгич ҳажмидаги нотекисликлар мана шу моделга ўхшаш), қуйидаги ифодани оламиз:

$$i=2\frac{l}{L_D}e^{-\frac{l^2}{L_D^2}}\operatorname{sh}\left(\frac{eV}{2k_0T}\right)\frac{\mu N_D k_0 T}{L_D}. \qquad (6.38)$$

Қолдиқ ўтказувчанлик ҳолатида дрейф тўсиқлари яқинида қатламлар кенглигининг ўзгариши фақат рекомбинацияланиш «ёнбағирлик»лардан келаётган ток ташувчилар ҳисобига бўлади ва «ёнбағирликлар» ҳамда «чўққилар» юзаларининг ўзаро нисбатини бирдан жуда катта ($\delta \gg 1$) деб олсак, қуйидаги нисбатни ёза оламиз:

$$l/L_D = l_0/L_D + (x-x_0). \qquad (6.39)$$

$l^2 \approx l_0^2 + 2l\Delta l$ эканлигини ва (6.37) ни ҳисобга олган ҳолда ток зичлигининг ифодасини ҳосил қиламиз:

$$i=2\frac{l_0}{L_D}e^{-l_0^2/L_D^2}\left(1+\frac{t}{\tau_V}x_0e^{-x_0^2}\right)^{-l_0/L_D}\frac{\mu N_D k_0 T}{L_D}. \qquad (6.40)$$

Бу ифода қолдиқ ўтказувчанлик ҳолатида яримўтказгичдан ўтаётган ток зичлигини таърифлайди. Бундан кўриниши ча, бу токнинг катталиги ва унинг вақт давомида ўзгариши асосан l_0/L_D нисбатга, яъни дрейф ва рекомбинацияланиш тўсиқлари яқинидаги қатламларнинг кенгликларига боғлиқ бўлар эди.

Қолдиқ ўтказувчанлик ҳолатидаги ток зичлиги ($i_к$) нинг қоронғиликда ўтаётган ток ($i_т$) га нисбати қуйидагича бўлади:

$$\frac{i_к}{i_т}\approx\exp\left(\frac{l_T^2-l^2}{L_D^2}\right), \qquad (6.41)$$

яъни ток зичликлари нисбатининг катталиги ҳам мана шу l ва L_D ларга боғлиқ бўлади. (6.41) дан кўринишича, қолдиқ ўтказувчанлик токининг энг катта қиймати рекомбинацияланиш тўсиқлари етарлича ва дрейф тўсиқлари йўқ даражада бўлганда юз берар экан:

$$\frac{i_к}{i_T}=\exp\left(\frac{l_T^2}{L_D^2}\right)=e^{q_s/k_0T}. \qquad (6.42)$$

бунда φ_s — дрейф тўсиғининг коронғиликдаги баландлиги. Тажрибаларнинг кўрсатишича, бу нисбатнинг катталиги 10^8 гача бўлиши мумкин. Мана шу катталикка мос келувчи φ_s нинг энг катта қийматига мос келувчи сон қийматининг ҳисоблаб топилган катталиги $\sim 0{,}05$ эВ ва коронғиликда $\varphi_{ST} > 0{,}2$ эВ. Бу катталиклар CdS типидаги яримўтказгичли материалларда тажрибаларда олинаётган φ_s нинг қийматларига мувофиқ келади.

(6.41) нисбатнинг энг катта қиймати дрейф тўсиқлари йўқ бўлган ҳолда юзага келади деган фикрдан, қолдиқ ўтказувчанликни юзага келтирувчи ёруғлик интенсивлиги етарлича катта бўлганда i_k нинг ёруғлик интенсивлигига боғлиқлиги тўйинишга эришади, деган хулоса чиқади. Ёруғлик дрейф тўсиқлари яқинида жойлашган сирт ҳолатларидаги электронларни озод қилади деб ҳисоблаб, i_k нинг ортиши бошланғич даврини кўрайлик:

$$n_s = n_{ST} e^{-I_0 S_\Phi t}, \qquad (6.43)$$

бу ерда S_Φ — ёруғлик фотонини сирт ҳолатларига ушлаб олиш кўндаланг кесими юзи. $I_0 S_\Phi t \ll 1$ деб олиб ва $l/L_D = l_T/L_D - (x_T - x)$ эканини ҳисобга олган ҳолда, (6.43) дан i_k нинг вақт давомида ўзгаришини қуйидагича ёза оламиз:

$$i = i_T e^{2l_1/L_T I_0 S_\Phi t} \qquad (6.44)$$

$x_T = n_{ST}/\bar{n}$; $L_T = n_{ST}/N_D$; бу ифодадан кўринишича, қолдиқ ўтказувчанлик фототокнинг вақт давомида ўзгариши S га ўхшаш кўринишда бўлар экан ва бу ҳол CdS, CdSe, катта қаршиликка эга бўлган кремний каби яримўтказгич материалларда тажрибада тасдиқланган.

Кўриб ўтилганлардан хулоса қилиб айтиш мумкинки, қолдиқ ўтказувчанлик ҳодисалари яримўтказгичларда дрейф ва рекомбинацияланиш тўсиқлари мавжуд бўлганида юзага келар экан. Яқин йиллар давомида ўтказилган тадқиқотларнинг кўрсатишича, бу ҳодиса компенсацияланган, яъни эркин заряд ташувчилар сони деярли йўқ даражага келтирилган яримўтказгич материалларда яна ҳам яхшироқ кўринишда юзага келиши мумкин экан. Бу ҳолда қолдиқ ўтказувчанликни яримўтказгичга киритилган киришма атомларнинг хусусиятлари орқали тушунтириш мумкин бўлади.

Агар яримўтказгич материалнинг кристалл панжарасида катта тезлик билан ҳаракатланувчи ва ионланган киришма атомлар бўлса (масалан, донор характерга эга

бўлган, тугунлар орасида жойлашган атомлар), уларнинг қарама-қарши ишорали зарядланган ва тугунчаларда жойлашган атомлар атрофида йиғилиб қолиш эҳтимоллиги нисбатан катта бўлади. Бу ҳол кўплаб атомларнинг бир жойга йиғилиб қолиши — кластер ҳосил бўлишига олиб келади. Бу эса заряд ташувчилар ҳаракатига тўсиқдир. Заряд ташувчилар сони кўп бўлганда кластер бир қисм электронларни ёки ковакларни ютиб, деярли нейтрал ҳолда туради ва ўтказувчанликка деярли таъсир кўрсатмайди. Лекин эркин заряд ташувчилар сони кам (ёки жуда кам) бўлса, кластерларни нейтраллаш учун зарур бўлган заряд ташувчилар катта ҳажмда жойлашади ва демак кластерларнинг таъсир доираси (R) ҳам кенгаяди. Буни қуйидаги ифода билан аниқлаш мумкин:

$$R = R_0 + \left(\frac{2\varphi}{k_0 T}\right)^{1/2} R_g, \qquad (6.45)$$

бунда $\varphi = \frac{2\pi e^2}{\varepsilon} N_{ap} R_0^2$ — заряд ташувчиларнинг кластерлар таъсир доирасидаги потенциал энергияси, R_0 — алоҳида олинган атомнинг радиуси, R_g — кластер потенциалларининг экранланиш радиуси, N_{ap} — кластерлардаги киришма атомлар сони, ε — диэлектрик сингдирувчанлик. Паст температураларда ва эркин заряд ташувчилар сони жуда кичик бўлганда, ёритилган пайтда кластерларда жойлашган заряд ташувчиларнинг ёруғлик тўхтатилганда ўтказувчанлик зонасида жойлашадиган заряд ташувчилар билан рекомбинацияланиши қийинлашади. Кластерларнинг таъсир доиралари катталашиб, улар ўзаро туташиб кетган ва заряд ташувчилар ўтказувчанлик зонасига чиқмасдан ҳаракатлана оладиган алоҳида сатҳ — оқиб ўтиш сатҳини юзага келтиради. Бу сатҳда ҳаракатланаётган заряд ташувчилар сони кластерларни ташкил этган ва ёритилган пайтда заряд ташувчиларни ушлаб олиш қобилиятига эга бўлган атомлар сонига боғлиқ бўлади. Амалда бу шартларни қаноатлантирувчи киришма атомлар (чуқур ҳолатлар ҳосил қилувчи киришма атомлар) концентрацияси нисбатан катта (10^{15}—10^{16} $см^{-3}$) бўла олиши мумкинлигини эътиборга олсак, қолдиқ ўтказувчанлик токининг қиймати ҳам катта эканлиги тушунарли бўлади.

Қолдиқ ўтказувчанлик ҳодисасини таърифлаш учун мана шундай моделни қўллаш i_k ни температура ёки ИҚ нур билан сўндиришни ҳам осонгина тушунтиришга ёрдам беради. Қолдиқ ўтиш ҳолатидаги заряд ташувчилар оқиб

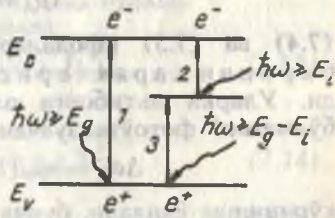
ўтиш сатҳларидан рухсат этилган сатҳларга (энергияси рекомбинацияланиш ёки тўсиқлар баландлигидан каттароқ бўлган температура ёхуд ИҚ ёруғлик таъсирида) ўтиш имкониятига эга бўладилар (6.8- расм). Рухсат этилган зонага чиқарилган заряд ташувчилар мувозанат ҳолатида турган қарама-қарши зарядли ташувчилар билан рекомбинацияланиб, i_k нинг тез камайишига сабаб бўладилар.

Шундай қилиб, чуқур энергетик ҳолатлар ҳосил қилувчи киришма атомлар билан легирланган яримўтказгичда юз берадиган қолдиқ ўтказувчанлик ҳодисасини мана шу киришма атомларнинг хоссалари билан тушунтириш мумкин.

VII боб. ЯРИМЎТКАЗГИЧЛАРДА ФОТОЭФФЕКТ ҲОДИСАСИ

7.1- §. Фотоўтказувчанлик

Яримўтказгич электр қаршилигининг электромагнит нурлар таъсирида ўзгариши ҳодисаси *фоторезистив эффект* ёки *фотоўтказувчанлик ҳодисаси* дейилади. Электромагнит (умуман кўзга кўринадиган ва кўзга кўринмайдиган) нурлар яримўтказгичда ютилиб, қўшимча (ортиқча ёки номувозанат ҳолатдаги) заряд ташувчиларни юзага келтиради. Ёруғликнинг хусусий ютилиши (бунда ёруғлик кванти энергияси $\hbar\omega > E_g$) ва киришмавий ютилиши ($\hbar\omega < E_g$) заряд ташувчилар жуфтларини ёки (иккинчи ҳолда) бир ишорали заряд ташувчиларни юзага келтиради (7.1- расм). Шу туфайли фотоўтказувчанликнинг киришмавий ва хусусий турлари мавжуд. III бобда кўрганимиздек, ёруғлик ютилишининг эркин заряд ташувчиларни юзага келтирмайдиган бир неча механизмлари ҳам бор.



7.1- расм. Ёруғликнинг яримўтказгичда хусусий *(1)* ва киришмавий *(2,3)* ютилиши.

Ёруғлик ютилиши ҳисобига пайдо бўлган ортиқча Δn электронлар ва Δp коваклар кристалл панжара тебранишлари ва нуқсонлари билан ўзаро таъсирлашиши оқибатида 10^{-10}—10^{-12} с вақт чамасида энергия ва квазиимпульслар бўйича мувозанат ҳолатдаги заряд ташувчиларники каби тақсимотга эга бўлиб қоладилар. Шунинг учун ҳам номувозанат ҳолатдаги заряд ташувчилар ҳаракатчанлиги мувозанат ҳолатдаги заряд ташувчилар ҳаракатчанлигидан

фарқ қилмайди ва ёритилаётган яримўтказгич электр ўтказувчанлигининг ўзгаришига эркин заряд ташувчилар концентрациясининг ортиши сабаб бўлади. Бинобарин, қоронғиликдаги электр ўтказувчанлик

$$\Delta\sigma = \sigma_{ёр} - \sigma_0 = e\mu_n \Delta n + e\mu_p \Delta p \qquad (7.1)$$

катталик қадар ортади. Мана шу катталик **ёруғликдаги ўтказувчанлик** (ёки **фотоўтказувчанлик**) ни ифодалайди.

Номувозанат ҳолатдаги заряд ташувчиларнинг ортиқча концентрациялари узлуксизлик тенгламаларидан топилади:

$$\frac{\partial \Delta n}{\partial t} = g_n - \frac{\Delta n}{\tau_n} + \frac{1}{e}\operatorname{div}\vec{j}_n; \qquad (7.2)$$

$$\frac{\partial \Delta p}{\partial t} = g_p - \frac{\Delta p}{\tau_p} - \frac{1}{e}\operatorname{div}\vec{j}_p. \qquad (7.3)$$

Ёруғликнинг хусусий ютилиши ҳолида электронлар ва коваклар генерацияси тезликлари ўзаро тенг, яъни $g_n = g_p = g$. Доимий ёритилганлик шароитида (стационар ҳолатда) $\frac{\partial \Delta n}{\partial t} = \frac{\partial \Delta p}{\partial t} = 0$ ва $\vec{\mathscr{E}} = 0$ да текис генерациялаш шароитида $\operatorname{div}\vec{j}_n = \operatorname{div}\vec{j}_p = 0$ бўлгани сабабли

$$\Delta n_{ст} = g_n \tau_n, \qquad (7.4)$$

$$\Delta p_{ст} = g_p \tau_p. \qquad (7.5)$$

(7.4) ва (7.5) ифодаларни фоторезистив эффект учун **биринчи характеристик муносабатлар** дейилади. Уларни эътиборга олиб, стационар (вақтга боғлиқ бўлмаган) фотоўтказувчанликни

$$\Delta\sigma_{ст} = e\mu_p (b g_n \tau_n + g_p \tau_p) \qquad (7.6)$$

кўринишда ёзилади, бунда $b = \mu_n/\mu_p$.

Оптик генерация суръатининг (3.32) ифодасини (7.6) тенгламага қўйсак стационар фотоўтказувчанликнинг

$$\Delta\sigma_{ст} = e\alpha I_v (1 - R_v)(\tau_n \mu_n \beta_n + \tau_p \mu_p \beta_p) \qquad (7.7)$$

кўринишдаги ифодасини оламиз. Нурланишнинг ютилиш (ютиш) коэффициенти α ва электронлар ҳамда коваклар учун квант чиқишлар β_n ва β_p тўғрисида олдинги бобларда батафсил гапирилган.

Тутувчи марказлар йўқ ва хусусий генерация мавжуд бўлган ҳолда:

$$\Delta n = \Delta p;\ \tau_p = \tau_n = \tau;\ \beta_n = \beta_p = \beta;$$

$$\Delta\sigma_{ст} = e\alpha\beta(1 - R_v) I_v (1 + b). \qquad (7.8)$$

Киришмавий ютилиш ҳолида (донорларда) ёки $\tau_n \gg \tau_p$; $\mu_n \gg \mu_p$ бўлганда (7.7) ифодадаги ҳадлардан бири ташлаб юборилади:

$$\Delta\sigma_{ст} = e\alpha\beta(1-R_v)I_{v_0}\mu_n\tau_n. \qquad (7.9)$$

Фотоўтказувчанлик $\Delta\sigma$ нинг ёруғлик интенсивлиги I_{v_0} га нисбатини яримўтказгичнинг солиштирма фотосезгирлиги дейилади:

$$S_ф = \Delta\sigma / I_{v_0}. \qquad (7.10)$$

Фототок зичлигининг стационар қиймати ифодаси қуйидаги кўринишга эга бўлади:

$$\vec{j}_ф = \vec{j}_{ёр} - \vec{j}_к = \Delta\sigma_{ф.ст} \cdot \vec{\mathscr{E}} = e\mu_p(g_p\tau_p + g_n\tau_n b)\,\vec{\mathscr{E}}. \qquad (7.11)$$

Агар яримўтказгичнинг майдон йўналишидаги узунлигини l орқали, ундаги кучланишни V орқали ифодаласак, у ҳолда майдон кучланганлиги $\mathscr{E} = \frac{V}{l}$, электрон ва ковакнинг дрейф тезликлари мос равишда

$$\upsilon_{dn} = \mu_n\vec{\mathscr{E}} = \mu_n\frac{V}{l}. \quad \upsilon_{dp} = \mu_p\frac{V}{l}, \qquad (7.12)$$

дрейф вақтлари эса $t_n = l/\upsilon_{dn}$, $t_p = l/V_{dp}$ бўлади.

Хусусий ютилиш стационар ҳолда

$$j_ф = \alpha\beta e I_v(1-R_v)(\tau_n/t_n + \tau_p/t_p)l \qquad (7.13)$$

ёки

$$j_ф = \alpha\beta e I_v(1-R_v)(\tau_n\mu_n + \mu_p\tau_p)\frac{V}{l} \qquad (7.14)$$

кўринишга эга бўлади. Агар яримўтказгичнинг кўндаланг кесими юзи S бўлса, у ҳолда фототок

$$I_ф = j_ф \cdot S = eG_{тўл}K, \qquad (7.15)$$

бунда

$$G_{тўл} = \alpha\beta I_{v_0} lS(1-R_v); \qquad (7.16)$$

$$K = \left(\frac{\tau_n}{t_n} + \frac{\tau_p}{t_p}\right) = \frac{V}{l^2}(\mu_n\tau_n + \mu_p\tau_p). \qquad (7.17)$$

$G_{тўл}$ катталик (ютилиш етарлича кичик бўлган ва номувозанат ҳолатдаги заряд ташувчилар ҳамма жойда бир миқдорда (текис) пайдо қилинадиган ҳолда) заряд ташувчиларнинг бирлик вақтдаги генерациясини ифодалайди. Электронлар ва ковакларнинг дрейф вақтлари t_n, t_p —

уларнинг мазкур яримўтказгич намунаси орқали учиб ўтиш вақтларидир. К у ч а й т и р и ш к о э ф ф и ц и е н т и деб аталган K катталикнинг физикавий маъноси ушбудир: *ёруғлик яримўтказгичда вужудга келтирган номувозанат ҳолатдаги ўтказувчанлик ортиқча заряд ташувчилар яримўтказгичда рекомбинацияланиб кетгунча ёки улар контактлар орқали ташқи занжирга чиқиб кетгунча сақланади.*

Одатда $\mu_n > \mu_p$ бўлади, V кучланиш етарлича катта бўлганда эса $\tau_n > t_n$ бўлиб қолиши мумкин. Фототокнинг кучланишга боғланиши қуйидагича ўзгариб боради: етарлича кичик кучланишлар соҳасида τ ва μ лар майдон кучланганлигига боғлиқ эмас, бинобарин, бу соҳада фототок билан кучланиш орасидаги боғланиш тўғри чизиқ кесмаси билан тасвирланади. Кучланиш (аниқроғи кучланганлик) ортиши билан электрон-ковак жуфтининг эффектив яшаш вақти τ камая бошлайди, бу ўз навбатида фототокнинг суст ўзгаришига ёки ҳатто ўзгармай қолишига олиб келиши мумкин.

Кўп ҳақиқий кристалларда рекомбинацион тутувчилардан ташқари яна ушлаб қолувчи марказлар (ёпишиш марказлари) ҳам мавжуд бўлиши мумкин. Улар ёруғлик пайдо қилган заряд ташувчиларнинг бир қисми Δn_y ни ушлаб қолади. У ҳолда электрнейтраллик шарти қуйидаги кўринишда бўлади: $\Delta p = \Delta n + \Delta n_y$.

Рекомбинация тезликлари тенглиги $\left(\frac{\Delta n}{\tau_n} = \frac{\Delta p}{\tau_p}\right)$ дан:

$$\frac{\tau_p}{\tau_n} = \frac{\Delta p}{\Delta n} = 1 + \frac{\Delta n_y}{\Delta n}. \qquad (7.18)$$

Демак бу ҳолда $\tau_n \neq \tau_p$ бўлади ва стационар фотоўтказувчанлик ифодаси бошқача бўлиб, фототокнинг ўсиш ва пасайиш жараёнлари характерига таъсир қилади. Бу ҳолда янги характеристик катталик — фотоўтказувчанлик бўйича заряд ташувчиларнинг э ф ф е к т и в с т а ц и о н а р я ш а ш в а қ т и киритилади.

Кичик кучланишлар ва электрон-ковак жуфтлари текис генерацияланадиган хусусий ютилиш учун $\Delta\sigma$ номувозанат ҳолатдаги фотоўтказувчанликнинг ўзгаришини қуйидагича ифодалаш мумкин:

$$\frac{d\Delta\sigma}{dt} = e(\mu_n + \mu_p) g_0 - \frac{\Delta\sigma}{\tau_\Phi}, \qquad (7.19)$$

бундаги

$$\tau_\Phi = (\mu_n \Delta n + \mu_p \Delta p) / \left(\mu_n \frac{\Delta n}{\tau_n} + \mu_p \frac{\Delta p}{\tau_p}\right). \qquad (7.20)$$

(7.18)ни эътиборга олсак,

$$\tau_\Phi = (\tau_p + \tau_n b)\frac{1}{(1+b)}. \qquad (7.21)$$

τ_Φ вақт номувозанат ҳолатдаги фотоўтказувчанликнинг релаксация вақти бўлиб, у $\Delta\sigma$ нинг сўниш суръатини аниқлайди. Стационар ҳолатда

$$\Delta\sigma_{ст} = e(\mu_n + \mu_p) g_0 \tau_\Phi. \qquad (7.22)$$

Агар $\tau_n = \tau_p$ бўлса, у ҳолда $\tau_\Phi = \tau_n = \tau_p = \tau$. (7.22) ифодадан кўринишича, τ_Φ қанча катта бўлса, $\Delta\sigma$ шунча катта ва лекин, фотоқабулқилувчи қурилма инерцияси шунча катта, ўтказиш соҳаси (полосаси) $\Delta f = \frac{2\pi}{\tau_\Phi}$ шунча кичик бўлади. Фотоқабулқилгичнинг сифатини унинг асллиги баҳолайди:

$$Q = K \cdot \Delta f. \qquad (7.23)$$

Фототокнинг кўпайиши чизиқли механизм бўйича содир бўладиган ҳар бир фотоқабулқилгич типи учун асллик ўзгармас катталикдир, чунки бу ҳолда K кучайтириш коэффициентининг ортиши Δf ўтказиш соҳасини кичрайтиради ёки аксинча. Фотоқабулқилгичлар параметрларини оптималлаш уларнинг асллигини максималлаш демакдир.

7.2- §. Хусусий фотоўтказувчанлик

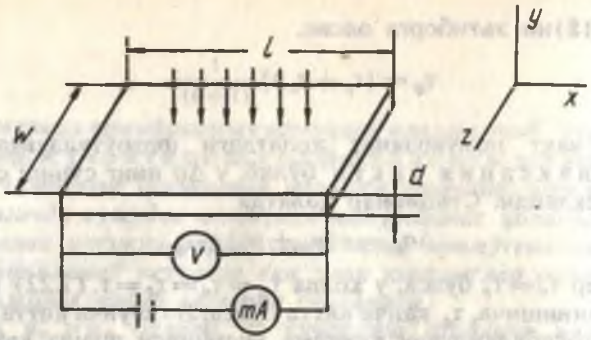
Тушаётган нурланиш яримўтказгич намунаси қалинлиги бўйлаб нотекис ютилаётган ва сирт рекомбинацияси мавжуд бўлган ҳолни қараб чиқайлик.

Кенглиги W, қалинлиги d ва узунлиги l бўлган тўғри тўртбурчакли пластинадан иборат яримўтказгичнинг сирти $\hbar\omega \geqslant E_g$ энергияли фотонлар оқимидан иборат ёруғлик билан y ўқи қалинлик координатаси бўйлаб ёритилаётган бўлсин (7.2- расм). Яримўтказгич намунаси етарлича узун ($l \gg d$, $W \gg d$) бўлсин, бу ҳолда ён сиртлардаги рекомбинацияни назарга олмаслик мумкин. Бинобарин, оптик генерация суръати (тезлиги) қалинлик координатаси y га боғлиқ, яъни

$$g(y) = g_0 e^{-\alpha y} = \alpha\beta I_{v_0}(1 - R_v) e^{-\alpha y},$$

бунда номувозанат ҳолатдаги заряд ташувчилар тақсимотини аниқлаш масаласи бир ўлчовли масаладир.

Намунадаги ташқи ва ички майдонлар шунчалик кичикки, улар номувозанат ҳолатдаги заряд ташувчилар



7.2- расм. Хусусий фотоўтказувчанликни ҳисоблашга оид чизма.

концентрацияси тақсимотига таъсир кўрсатмайди, деб фараз қилайлик ҳамда x ўқи (узунлик координатаси) йўналишида ташқи $\vec{\mathscr{E}}$ $(\vec{\mathscr{E}},0,0)$ электр майдон ҳосил қилайлик. Стационар ҳолатда ток зичлигининг x ўқи бўйлаб ташкил этувчиси:

$$\vec{j}_x(y)=\sigma(y)\vec{\mathscr{E}}=\infty_0\vec{\mathscr{E}}+e(\mu_n\Delta n(y)+\mu_p\Delta p(y))\vec{\mathscr{E}}=$$
$$=\sigma_0\vec{\mathscr{E}}+\Delta\sigma(y)\vec{\mathscr{E}}, \qquad (7.24)$$

намунадан ўтаётган тўла ток эса

$$I=W\int_0^d j_x(y)\,dy=W\int_0^d\sigma(y)\,\vec{\mathscr{E}}\,dy=(G_0+\Delta G)\,V, \qquad (7.25)$$

бунда $V=\mathscr{E}l$ — ташқи кучланиш, $G_0=\sigma_0\frac{Wd}{l}=\sigma_0\frac{S}{l}=$

$=R_0^{-1}$ — намунанинг қоронғуликдаги ўтказувчанлиги, ΔG — ўтказувчанликнинг ёритилиш туфайли ўзгариши. $\frac{\Delta n(y)}{\Delta p(y)}$ нисбат y га боғлиқ эмас деб ҳисобласак,

$$\Delta G=e\mu_p\left(1+b\frac{\Delta n}{\Delta p}\right)\frac{W}{l}\int_0^d\Delta p(y)\,dy=e\mu_p\left(1+b\frac{\Delta n}{\Delta p}\right)\frac{W}{l}\Delta P, \qquad (7.26)$$

бундаги ΔP — бирлик сиртга тўғри келган номувозанат ҳолатдаги ковакларнинг тўла сони.

Демак, стационар фотоўтказувчанликни аниқлаш учун номувозанат ҳолатдаги заряд ташувчилар тақсимотини топиш зарур. Диффузия ва дрейф жараёнларини асосий бўлмаган заряд ташувчилар белгилайди. Шунинг учун биз қуйида, масалан, n- типли яримўтказгичдаги номувозанат ҳолатдаги коваклар учун узлуксизлик тенгламасини ечиб,

уларнинг концентрацияси тақсимотини топамиз. Бу тенглама стационар ҳолат $\left(\frac{\partial \Delta p}{\partial t}=0\right)$ да

$$D_p\frac{d^2\Delta p}{dy^2}-\frac{\Delta p}{\tau_p}+g_0e^{-\alpha y}=0 \qquad (7.27)$$

кўринишни олади. (7.27) тенгламанинг умумий ечими қуйидагича:

$$\Delta p(y)=A\exp\left(-\frac{y}{L_p}\right)+B\exp\left(\frac{y}{L_p}\right)+\frac{g_0\tau_p}{1-\alpha^2L_p^2}e^{-\alpha y}$$

ёки

$$\Delta p(y)=A\,\mathrm{sh}\left(\frac{y}{L_p}\right)+B\,\mathrm{ch}\left(\frac{y}{L_p}\right)+\frac{g_0\tau_pe^{-\alpha y}}{1-\alpha^2L_p^2}. \qquad (7.28)$$

A ва B ўзгармас коэффициентлар чегаравий шартлар асосида топилади. Агар намуна етарлича қалин $\left(d\gg L_p \text{ ва } d\gg\frac{1}{\alpha}\right)$ бўлса, у ҳолда ёритилаётган сирт яқинидаги қатламда ёруғлик деярли тўла ютилади, намунанинг ёритилмаётган сиртига ёруғлик етиб бормайди. Бундан $y=d$ сирт-даги коваклар концентрацияси мувозанат ҳолатдаги кон концентрацияга тенг бўлади (яъни $y=d$ да $p=p_0$ демакдир):

$$\Delta p(y)_{y=d}=0 \text{ ёки } \Delta p(y)_{y\to\infty}=0. \qquad (7.29)$$

Бу шарт бажарилиши учун (7.28) ифодада $B=0$ деб олиниши керак!

Энди A ни аниқлаймиз. Маълумки, номувозанат ҳолатдаги заряд ташувчилар сиртда сирт ҳолатлари орқали рекомбинацияланиши мумкин. (4.106) формуладан сиртий рекомбинация суръати

$$r_s=s\cdot\Delta p(y)|_{y=0} \qquad (7.30)$$

бўлади, бунда s — сиртий рекомбинация тезлиги. Бошқа томондан, сиртда рекомбинацияланаётган коваклар сони яримўтказгич сиртига диффузияланиб келаётган коваклар сонига тенг:

$$s\Delta p(y)|_{y=0}=D_p\frac{d\Delta p}{dy}|_{y=0}. \qquad (7.31)$$

Бу иккинчи чегаравий шарт асосида A ни топамиз:

$$A=-\alpha\beta I_{v_0}(1-K_v)L_p\tau_p\cdot\frac{\alpha L_p+1}{(1-\alpha^2L_p^2)(L_s+L_p)}. \qquad (7.32)$$

бу ерда $L_s=D_p/s=L_p^2/\tau_ps$.

A ва B ларнинг топилган қийматларини (7.28) га қўйсак,

$$\Delta p(y)=\frac{g_0\tau_p}{\alpha^2L_p^2-1}\left[\frac{(\alpha L_p^2+s\tau_p)}{L_p+s\tau_p}\cdot e^{-y/L_p}-e^{-\alpha y}\right]. \qquad (7.33)$$

Бу ифода асосида ковакларнинг бирлик сиртдаги тўла сонини аниқлаймиз:

$$\Delta\mathscr{P}=\frac{g_0\tau_p}{\alpha^2L_p^2-1}\left[\frac{\alpha L_p^2+s\tau_p}{L_p+s\tau_p}\cdot L_p(1-e^{-d/L_p})-\frac{1}{\alpha}(1-e^{-\alpha d})\right]. \qquad (7.34)$$

Юқорида кўрганимиздек ((7.26) формула) фотоўтказувчанлик $\Delta\mathscr{P}$ га пропорционал, демак (7.34) ифода сиртий рекомбинация тезлигининг фотоўтказувчанликка таъсирини, шунингдек унинг спектрал характеристикаси ($\alpha=\alpha(\hbar\omega)$) туфайли баъзи бир хусусиятларини аниқлаш имконини беради.

Хусусий ютилиш чизиғини қуйидаги икки қисмга ажратамиз:

1. Кучсиз ютилиш соҳаси: $\alpha d<1$; $\alpha L_p\ll 1$ ва қалин намунада $d\gg L_p$. Бу ҳолда $1-e^{-\alpha d}\approx\alpha d$, $e^{-d/L_p}=0$. Бинобарин,

$$\Delta\mathscr{P}=g_0\tau_p\left(d-\frac{(\alpha L_p^2+s\tau_p)}{L_p+s\tau_p}L_p\right)\sim\alpha. \qquad (7.35)$$

Бу ифодадан кўринишича, кучсиз ютилиш соҳасида (α кичик) ΔG фотоўтказувчанлик α га пропорционал равишда ортади, $s\tau\ll d$ бўлганда эса сиртий рекомбинация фотоўтказувчанликка кам таъсир қилади. Демак, хусусий ютилиш чегарасидан узун тўлқинли соҳада ютилиш коэффициенти камайиши туфайли фотоўтказувчанлик кескин пасаяди.

2. Ютилиш коэффициентининг ўртача қийматлари соҳаси: $\alpha d>1$, аммо $\alpha L_p<1$ да

$$\Delta\mathscr{P}=\beta(1-R_v)I_{v_0}\tau_p\left(1-\frac{\alpha s\tau_p}{L_p+s\tau_p}\cdot L_p\right). \qquad (7.36)$$

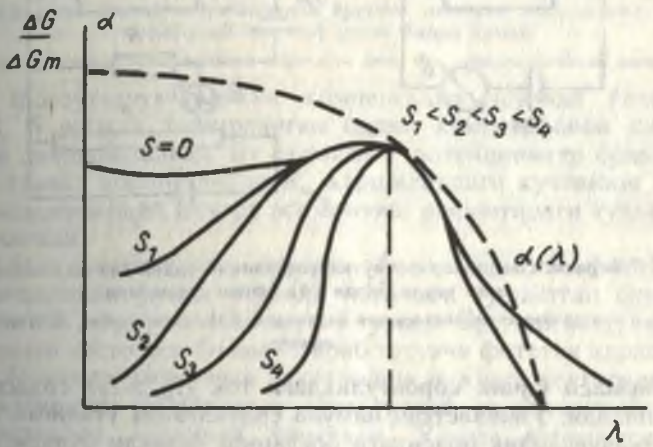
Равшанки, α ўса бориши билан фотоўтказувчанлик камая боради. Сиртда рекомбинация бўлмаганда ($s=0$) фотоўтказувчанлик тўйинишга, яъни

$$\Delta\mathscr{P}_{max}\approx g_0\tau_p \qquad (7.37)$$

ўзгармас қийматга интилади. α нинг етарлича катта қийматлари ($\alpha L_p \gg 1, \alpha L_s \gg 1$) да:

$$\Delta \mathscr{P}_{\alpha \to \infty} \frac{\beta I_{0\nu}(1-R_\nu)}{1+SL_p/D} = \frac{\beta I_{\nu_0}(1-P_\nu)}{L_s+L_p} \cdot L_s. \qquad (7.38)$$

Шундай қилиб, фотоўтказувчанлик ΔP ютилиш коэффициенти α га боғлиқ бўлмаган, аммо фотоўтказувчанлик s га боғлиқ бўлган ўзгармас қийматга асимптотик равишда интилади (7.3- расм).



7.3- расм. Хусусий фотоўтказувчанликнинг ёруғликнинг тўлқин узунлигига боғлиқлиги.

Демак, L_s/L_p нисбат сиртдаги ва ҳажмдаги рекомбинациялар нисбий салмоғини аниқлайди. Бу нисбат қанча кичик бўлса, хусусий ютилиш соҳасида фотоўтказувчанлик пасайиши шунча кучли бўлади. Бинобарин, сиртий рекомбинациянинг мавжуд бўлиши фотоўтказувчанликнинг спектрга боғлиқлик чизиғида максимум пайдо бўлишига олиб келади.

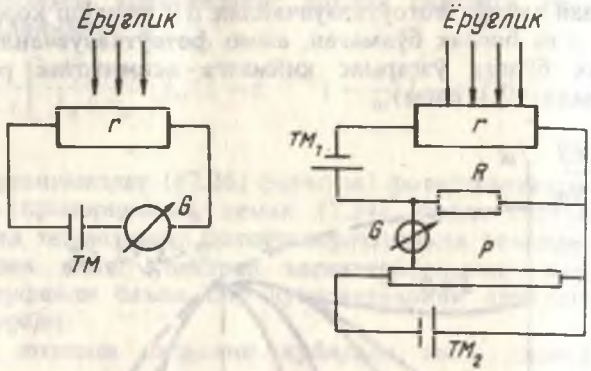
7.3- §. Стационар фотоўтказувчанликни ўлчаш

Ўта фотосезгир яримўтказгичларда, одатда, ёруглик таъсирида ўтказувчанликнинг ўзгариши ΔG қоронғуликдаги ўтказувчанлик G_0 дан кўп марта катта бўлиши мумкин ($\Delta G \gg G_0$). Шунинг учун ёритилганда намунадан ўтаётган токнинг ўзгариши (7.25) ифода асосида қуйидагича тасвирланади:

$$I_\phi = I_{ёр} - I_0 = \Delta GV, \qquad (7.39, a)$$

бу ерда V — намунага берилган кучланиш, $I_{ёр}$, I_0 — мос равишда намуна ёритилганда ва ёритилмаганда ундан ўтаётган токлар.

Стационар фотоўтказувчанликни ўлчаш схемаси 7.4- расмда кўрсатилган, бунда ёритилгандаги токнинг



7.4- расм. Стационар фотоўтказувчанликни оддий *(а)* ва компенсация усули билан *(б)* ўлчаш схемалари:

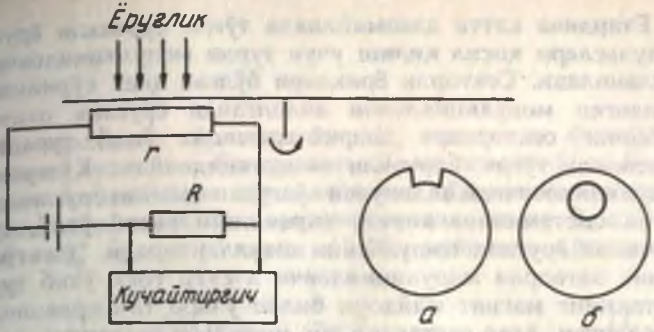
r — намунанинг қоронғуликдаги қаршилиги, *TM* — ток манбаи, *G* — гальванометр.

орттирмаси кичик қоронғуликдаги ток ($I_{ёр} \gg I_0$) соҳасида ўрганилади. Ўлчанаётган намуна ёритилганда ўтадиган ток ва ўтказувчанлик орасидаги боғланиш чизикли бўлади:

$$I_ф \simeq I_{ёр} \Delta G V. \qquad (7.39, б)$$

Амалда кўпинча стационар фотоўтказувчанликни фотосезгирлиги кам бўлган (катта ўтказувчанликли) яримўтказгичларда ёки ёритилганлик даражаси паст бўлган ҳолларда ($\Delta n \ll n_0$, $\Delta p \ll p_0$, $\Delta G \ll G_0$) ўлчаш зарур бўлади. Бу ҳолларда 7.4- расмдаги схема ёрдамида стационар фотоўтказувчанликни ўлчаш қийин, баъзан эса умуман мумкин бўлмайди. Шу сабабдан бошқа бир қатор усуллар ишлаб чиқилган. Энг кўп қўлланиладиган усуллар қуйидагилардир: 1. Қоронғуликдаги токни компенсациялаш усули (7.4, б- расм). 2. Ёруғлик оқимини модуляциялаш (узиб-узиб ёритиш) усули (7.5- расм).

Бу усуллар билан фотоўтказувчанликни ўлчашда намунага кетма-кет равишда V кучланишли ток манбаи, $R_ю$ юклама қаршилик уланади. Фотосигнални $R_ю$ юклама қаршилик орқали ёки ҳам ўзгармас, ҳам модуляцияланган ёритишда намуна орқали олинади.



7.5- расм. Фотоўтказувчанликни ёруғлик оқимини модуляциялаш (узиб-узиб ёритиш) усули билан ўлчаш:

а — сектор кўринишли шакл киркилган диск; *б* — думалоқ тешикли диск.

Фотоўтказувчанликни компенсация усулида ўлчашда 7.3, б- расмда тасвирланган оддий компенсацион схемадан фойдаланилади. Бу схемада Р потенциометр ёрдамида даставвал қоронғуликда $R_қ$ қаршиликдаги кучланиш компенсацияланади, сўнгра эса ёритиш шароитидаги кучланиш ўлчанади.

Модуляцияланган ёруғлик билан ёритиб фотоўтказувчанликни ўлчаш усулида намунага тушаётган ёруғлик оқимини модуляцияловчи узиб туради. Ёруғлик модуляцияланиши частотаси билан ўзгариб турувчи фототок қаршилик $R_қ$ бўлганда ўзгарувчан кучланишни вужудга келтиради. Бу кучланишни кучайтиргич кучайтиради ва ўзгарувчан ток вольтметри ёрдамида ўлчанади. Ўлчаш қурилмасининг муҳим қисми — ёруғликни модуляцияловчидир. Стационар фотоўтказувчанликни ўлчашда модуляцияловчилар қуйидаги талабларни қаноатлантирмоқлари лозим: ёруғликнинг тўғри тўртбурчакли модуляцияланиши ҳолида ёруғлик импульси давомийлигига тенг вақт мобайнида фотоэлектрик жараён стационар ҳолатга эришиши керак; икки ёруғлик импульслари орасидаги вақт оралиғида намуна яна ўзининг термодинамик мувозанат ҳолатига қайтишга улгуриши керак. Фақат шундай ҳолда ўлчанган сигнал фотоўтказувчанлик ёки бошқа фотоэффектнинг стационар қийматига мос келади. Бу талабларнинг бажарилиши учун ёруғлик импульси давомийлиги фотоэлектрик релаксация вақтидан анча катта бўлиши керак. Ёруғликни синусоидал модуляциялашда модуляциялаш даври жараённи квазистационар жараён деб ҳисобласа бўладиган даражада катта ($T > \tau_ф$) бўлиши керак.

Етарлича катта давомийликда тўғри бурчакли ёруғлик импульслари ҳосил қилиш учун турли модуляцияловчилар қўлланилади. Секторли ёриқлари бўлган диск кўринишида ишланган модуляцияловчи айланганда ёруғлик оқимини дискнинг секторлари даврий равишда ёпиб туради, у ёруғликни тўғри бурчакли модуляциялайди. Кўзгусимон модуляцияловчида айланувчи кўзгудан қайтган ёруғлик нури оптик системанинг кириш тирқишини кесиб ўтиб, тўғри бурчакли ёруғлик импульсини шакллантиради. Электродинамик затворли модуляцияловчи электр токи ўтиб турган ғалтакнинг магнит майдони билан ўзаро таъсирлашишига асосланган. Агар ғалтакдан ток импульси ўтказилса, ғалтак ёруғлик оқимини тўсиб турган пардани ҳаракатга келтиради. Ёруғлик импульсларининг ўсиш ва пасайиш вақтлари нисбатан катта ($10^{-4}-10^{-5}$ с) бўлиши туфайли кўрсатиб ўтилган усуллар кам инерцияли фотоэлектрик жараёнлар кинетикасини таҳлил қилиш учун яроқсиздир. Бундай мақсадлар учун импульс режимида ортиши ва пасайиши қисқа вақтли бўладиган ёруғлик импульсларини пайдо қиладиган ва модуляциялайдиган бошқа усуллар (Керр ячейкаси, ёруғлик диоди, лазерлар нурланиши) қўлланади.

Манба нурланишининг керакли спектрал оралиғини ажратиб олиш учун монохроматорлар ишлатилади. Заряд ташувчиларни намунанинг бутун ҳажмида бир текис пайдо қилиб туриш учун оптик фильтрлардан фойдаланилади, улар ёрдамида ютиш коэффициенти кичик бўладиган хусусий ютилиш чегарасига тўғри келган узун тўлқинларнинг тор оралиғи ажратиб олинади. Амалда кўпинча бу мақсад учун текширилаётган намуна ясалган яримўтказгич модданинг ўзидан қилинган фильтрлардан фойдаланилади.

Қоронғуликдаги токни компенсациялаш ёки ёруғлик оқимини модуляциялаш схемаси ёрдамида ўтказилган тажриба натижалари асосида стационар фотоўтказувчанликни ҳисоблайлик. Кучайтиргич киришига берилган ўзгарувчан кучланиш ва кучсиз ёруғлик таъсирида ўтказувчанлик ўзгариши ($\Delta G \ll G_0$, $\Delta n \ll n_0$) орасидаги боғланиш

$$\Delta G = \frac{\Delta V_{ю}(R_{ю}+R_0)}{R_0 \cdot V \cdot R_{ю} - \Delta V_{ю} \cdot R_{ю}(R_0+R_{ю})} \qquad (7.40)$$

кўринишга эга бўлади, бунда R_0 — қоронғуликдаги намуна қаршилиги, $\Delta V_{ю}$—юклама $R_{ю}$ қаршиликдаги кучланиш тушишининг ўзгарувчан ташкил этувчиси, яъни ёритганда $R_{ю}$ даги кучланишнинг ўзгариши, V — таъминот кучланиши.

(7.40) ифодадан кўринишича, $\Delta V_{ю}$ сигнал ва фотоўтказувчанлик орасидаги боғланишни $R_{ю}$ ни танлаш йўли билан чизиқли боғланишини ифодалайдиган кўринишга келтириш мумкин. Агар юклама қаршилик кичик, яъни $R_{ю} \ll R_0 - \Delta R = R_{ёр}$ бўлса, у ҳолда (7.40) қуйидаги кўринишни олади:

$$\Delta G = \frac{\Delta V_{ю}}{V \cdot R_{ю}} \sim \Delta V_{ю}. \qquad (7.41)$$

Юклама қаршилик мувофиқлашишида $R_0 = R_{ю} = \frac{1}{G_0}$, фотосезгирлик максимумга эришади, бунда

$$\Delta V_{ю} = \frac{1}{4}\frac{\Delta G}{G_0} V = \frac{1}{4} V R_0 \Delta G \sim \Delta G. \qquad (7.42)$$

(7.41) ифодадан кўринишича, $R_{ю}$ кичик бўлган режимда ΔG ва $\Delta V_{ю}$ орасида чизиқли боғланиш бўлади. Бу режимда намунани ёритиш намуна ва юклама қаршилик орасида кучланишнинг (электр майдоннинг) муҳим даражада қайта тақсимланишига олиб келмайди. Бинобарин, фотоўтказгич намунасида электр майдон ўзгармас бўлиб қолаверади (ўзгармас майдон (кучланиш) режими).

Юклама қаршилик катта ($R_{ю} \gg R_0 - \Delta R$) бўлганда занжирдаги ток $I_{ёр} = I_0 \approx \frac{V}{R_{ю}}$ ёритиш шароитида ҳам ўзгармас қолаверади (ўзгармас ток режими). Фотоўтказувчанлик ва сигнал орасидаги боғланиш

$$\Delta G = \frac{\Delta V_{ю} R_{ю}}{R_0 (V \cdot R_0 - \Delta V_{ю} \Delta R)} \qquad (7.43)$$

кўринишга эга бўлади. Бундан кўринадики, ўзгармас ток режими $\Delta V_{ю} \sim \Delta G$ пропорционалликни таъминлай олмайди. Аммо, намуналарда $\Delta V_{ю}$ фотосигнални ўлчаганда ΔG ва ΔV_s орасида пропорционаллик таъминланади:

$$\Delta G = \frac{\Delta R \cdot \Delta V_s \cdot G_0^2}{V} = \frac{\Delta V_s \cdot R_{ю}}{R_0^2 \cdot V}. \qquad (7.44)$$

7.4- §. Фотоўтказгичларнинг асллиги ҳамда вольт-ампер характеристикаси

Олдинги параграфдан маълумки, фотоўтказгичнинг сифатини унинг асллиги Q аниқлайди. (7.17) ва (7.23) формулалардан кўриниб турганидек K кучайтириш коэффициенти,

у орқали асллик ҳам, фотоўтказгичга берилган кучланиш ўсиши билан орта боради. Бу ҳолда ташқи кучланиш муайян қийматга эришганда ток ҳажмий зарядга боғлиқ бўлиб қолади, бунда юқоридаги пропорционаллик бузилади. Маълумки, яримўтказгич устига ўтказилган металлар воситасида контактнинг омик бўлишига эришиш мумкин. Бунинг учун электроннинг *n*- типли яримўтказгичдан чиқиш иши унинг металлдан чиқиш ишидан каттароқ бўлиши шарт. Омик контактли фотоўтказгичли занжирдаги ток кучланишга пропорционал бўлади, яъни Ом қонунига бўйсунади. Бир қатор ҳолларда шундай контактни ёритганда Ом қонуни бузилиши, яъни контактнинг хоссаси ўзгариши аниқланган.

4.14- расмда металл билан *n*- типли яримўтказгич контакти яқинида энергетик зоналарнинг эгриланиши кўрсатилган. Яримўтказгичга тушаётган ёруғлик оқими кучайган сари кристалл ҳажмидаги электронлар концентрацияси ортади, Ферми квазистационар сатҳи ўтказувчанлик зонаси тубига яқинлашади, аммо электронлар концентрацияси амалда ўзгармай қолаверади. Чунки у металлдан ва яримўтказгичдан чиқиш ишлари фарқига боғлиқ. Демак, қоронғуликда заряд ташувчиларни инжекция қиладиган контакт тегишли ёритилиш шароитида нейтрал ёки ҳатто тўғриловчи контакт бўлиб олиши мумкин. Фотоўтказгичли ток занжирига кучланиш берилганда унинг электр майдони туфайли электродлардан (контактлардан) фотоўтказгичга электронлар киради. Бу электронлар фотоўтказгичнинг ўз электронлари билан биргаликда ток ўтказишда қатнашадилар. Бу ҳодиса фақат ўз заряд ташувчилари концентрацияси кам бўлган юқори омли яримўтказгичларда, айниқса ёритилмаган фотоўтказгичларда муҳим бўлади. Агар контактлар орқали ташқаридан яримўтказгич ҳажмига киритилган ташувчилар заряди тескари ишорали заряд билан компенсацияланмаса, у ҳолда электрнейтраллик йўқолади, ҳажмий заряд пайдо бўлади. Ташқи майдон таъсирида анод томонга ҳаракатланаётган ҳар бир электронга ундан олдин анод яқинига етиб келган электронлар заряди итарувчи таъсир кўрсатади. Агар ҳажмий заряд катта бўлса, катод яқинида потенциал минимуми ҳосил бўлади ва қаттиқ жисмдан (яримўтказгичдан) ўтаётган ток ҳажмий зарядга боғлиқ бўлади. Фотоўтказгичда ҳаракатланаётган ҳамда ушлагич (ловушка)ларда мавжуд бўлган электронлар ҳажмий зарядни ташкил қилади. Дастлаб *n*- типли яримўтказгичда ҳаракатчан зарралар ташкил қилган ҳажмий заряд

аниқланадиган ток билан кучланиш орасидаги боғланишни текширайлик. Бу ҳолда

$$\left.\begin{aligned} j_n &= en\mu_n \mathscr{E}, \\ \frac{d\mathscr{E}}{dx} &= \frac{\rho}{\varepsilon\varepsilon_0} = \frac{en}{\varepsilon\varepsilon_0} \end{aligned}\right\} \qquad (7.45)$$

тенгламалар системаси ечимини топайлик. $x=0$ да $\vec{\mathscr{E}}=0$ бўлади, деган чегаравий шартдан фойдаланиб, (7.45) нинг ечимини аниқлаймиз:

$$\mathscr{E} = \left(\frac{2j_n x}{\mu_n \varepsilon_0 \varepsilon}\right)^{1/2}. \qquad (7.46)$$

$dV=-dx$ бўлишини эътиборга олсак,

$$V = \left(\frac{2j_n}{\mu_n \varepsilon_0 \varepsilon}\right)^{1/2} \int_0^l x^{1/2} dx = \frac{2}{3}\left(\frac{2j_n}{\mu_n \varepsilon \varepsilon_0}\right)^{1/2} e^{3/2}. \qquad (7.47)$$

Бундан:

$$j_n = \frac{9}{8}\frac{\mu_n \varepsilon_0 \varepsilon}{e^3} V^2. \qquad (7.48)$$

(7.48) муносабат диэлектрикка (яримўтказгичга) электронларни манфий силжиш олган омик контакт (унинг яқинида $\vec{\mathscr{E}}(0)=0$) орқали инжекция қилинган ҳолдаги вольт-ампер характеристика (ВАХ) ни ифодалайди. У *Мотт-Генри* ёки *Чайлд қонуни* номини олган.

(7.48) ифодани таҳлил қилайлик. Кучланиш кичик бўлганда ток ҳам кичик; аммо у ОМ қонунидан келиб чиқадиган токдан катта, чунки $j \sim V^2$. Масалан, $V=10$ В, $l=10^{-3}$ см, $\mu_n = 10^2$ см^2/В·с бўлганда, $j_n \simeq 10$ А/см^2. Қаралаётган ҳолда токни бойиган контакт орқали ўтган номувозанат ҳолатдаги заряд ташувчилар ҳаракати белгилаши туфайли ёритиш оқибатида пайдо бўлган номувозанат ҳолатдаги заряд ташувчилар ҳиссаси кичик бўлади. Ҳажмий заряд аниқлайдиган ток (ҲЗАТ) соҳаси бошланиш шарти намунага киритилган eN зарядининг конденсатор cV зарядига тенглигидан, яъни

$$eN = CV \qquad (7.49)$$

тенгликдан аниқланади; бу ерда C — намунанинг геометрик сиғими, (7.49) ифодани $4\pi\mu_n/l$ га кўпайтириб ҳамда электродлар орасидаги номувозанат ҳолатдаги ташувчилар

учиб ўтиш вақти $t_{уч}=l^2/\mu_n V$, уларнинг концентрацияси $n=\frac{N}{l\cdot S}$, намуна сиғими $C=\varepsilon S/4\pi l$, диэлектрик релаксация вақти $\theta=t_{уч}=\left(\frac{\varepsilon}{4\pi}\right)$ ва $S=1$ эканини эътиборга олиб, қуйидаги муносабатни ҳосил қиламиз:

$$Q_{max}=K\Delta f=\frac{\tau}{\theta}\left(\frac{1}{2\pi\tau}\right)=\frac{1}{2\pi\theta}. \qquad (7.51)$$

Демак максимал аслликни диэлектрик релаксация вақти аниқлайди.

K кучайтириш коэффициенти қанча катта бўлса, ёки τ яшаш вақти қанча кичик бўлса, бундай фотоўтказгичнинг асллиги шунча катта бўлади.

Ёпишиш марказлари (уларнинг концентрацияси N_t) мавжуд бўлган ҳолда ҲЗАТ соҳаси бошланадиган кучланиш N_t/n марта ортади, учиб ўтиш вақти ўшанча марта камаяди: $t_{уч}=\frac{N_t}{n}\theta$; эффектив яшаш вақти ҳам ортади: $\tau_ф=\frac{N_t}{n}\cdot\tau$, бу ҳолда ток камаяди:

$$j_n=\left(\frac{n}{n_t}\right)\mu_n\varepsilon\varepsilon_0 V^2/l^2. \qquad (7.52)$$

Бироқ, максимал асллик Q_{max} ёпишиш сатҳлари мавжуд бўлганда ҳам ўзармас қолаверади, уни ошириш учун қўшимча рекомбинация сатҳлари киритиш лозим бўлади.

Энди токка тегишли ВАХ ни қараб чиқайлик. n- типли, кенг тақиқланган зонали яримўтказгичда N_r концентрацияли рекомбинацион марказлар, N_t концентрацияли электронларни туткичлар (ловушкалар) бор бўлсин. Фараз қиламиз: 1) қоронғуликда рекомбинация марказларини электронлар тўлдирган; 2) рекомбинацион марказнинг электронни ушлаб олиш коэффициенти γ_{nr} ковакни ушлаб олиш коэффициенти γ_{pr} дан анча кичик: $\gamma_{pr}\gg\gamma_{nr}$; 3) валент зонадаги эркин коваклар концентрациясини эътиборга олмаса ҳам бўлади.

Ёруғлик пайдо қиладиган заряд ташувчилар генерацияси тезлиги (суръати) g_0 ни электронлар рекомбинацияси тезлигига тенглаштирамиз:

$$P_r=\frac{g_0}{\gamma_{nr}n}, \qquad (7.53)$$

бу ерда P_r — рекомбинация марказларидаги коваклрнинг мувозанат ҳолатдаги концентрацияси, n — эркин электронларнинг умумий концентрацияси.

Электр майдон ва ёритиш бўлмаганида (мувозанат ҳолатда) туткичлар ушлаб олган электронлар концентрацияси:

$$n_{t_0} = \frac{n_0}{N_{ct}} \cdot N_t,$$

бундаги

$$N_{ct} = N_c \exp\left(-\frac{\Delta E_t}{k_0 T}\right).$$

Электр майдон ва ёритиш бўлганда бу концентрация ўсади: $n_t = n\frac{N_t}{N_{ct}}$. Бунда туткичлар оз даражада тўлдирилган, Ферми квазисатҳи ёпишиш сатҳидан пастда, деб фараз қилинади.

Ушланган электронлар концентрацияси эркин электронлар концентрациясидан ортиқ бўлишини эътиборга олсак, ҳажмий заряд зичлиги

$$\rho = e\left(\frac{g_0}{\gamma_{nr} n} - (n - n_0)\frac{N_t}{N_{ct}}\right) \qquad (7.54)$$

кўринишда ифодаланади. Бу ҳол учун бизга маълум бўлган (7.45) тенгламалар системасидаги ток зичлигининг ўзгармаслиги шарти бўлган

$$\frac{d\vec{j}_n}{dx} = e\mu_n n\frac{d\vec{\mathscr{E}}}{dx} + e\mu_n \vec{\mathscr{E}}\frac{dn}{dx} = 0 \qquad (7.55)$$

тенгламадан ва (7.45) даги тенгламалардан фойдаланиб,

$$dx = -\frac{j_n \varepsilon\varepsilon_0\, dn}{\mu_n e\rho\, n^2} \qquad (7.56)$$

тенгламага келамиз. Катод соҳасида ($x = 0$) эркин электронлар концентрацияси $n_к$, анод соҳасида ($x = l$) эса у $n_а$ бўлишини ҳисобга олиб, (7.56) ни интеграллаймиз:

$$\frac{1}{j_n} = \frac{\varepsilon\varepsilon_0}{e\mu_n l}\int_{n_к}^{n_а}\frac{dn}{\rho n^2}. \qquad (7.57)$$

Аммо, $dV = \mathscr{E}dx$; юқоридаги муносабатлардан қуйидаги топилади:

$$dV = \mathscr{E}^2\varepsilon_0\varepsilon\frac{dn}{\rho n} = \frac{j_n^2\varepsilon\varepsilon_0}{e^2\mu_n}\cdot\frac{dn}{\rho n^3}. \qquad (7.58)$$

Буни интеграллаймиз:

$$V_a = \int_{V(0)=0}^{V(l)=V_a} dV = \frac{j^2 \varepsilon\varepsilon_0}{e^2 \mu_n^2} \int_{n_k}^{n_a} \frac{dn}{\rho n^3}. \qquad (7.59)$$

$n_к > n_0$ шарт омик контактга, $n_к = n_0$ шарт нейтрал контактга, $n_к < n_0$ шарт эса ёпувчи контактга мос келади. Юқорида келтирилган интегралларни ҳисоблаш $j_n = f(n_a)$ ва $V = f(n_a)$ боғланишларни топиш имконини беради. Улардан n_a ни чиқариб юборсак, ВАХ ифодасини оламиз.

Ҳажмий заряд зичлиги ρ ни (7.54) ифодадан (7.57) ва (7.59) ифодаларга қўямиз ва ўлчамсиз катталиклар — ток зичлиги

$$i = j_n \frac{\varepsilon\varepsilon_0 N_{cl}}{e\mu_n l n_0^2 n_t}, \qquad (7.60)$$

оптик уйғотиш (генерация) тезлиги

$$\varphi = g_0 \frac{N_{cl}}{n_0^2 \gamma_{nr} N_t}, \qquad (7.61)$$

кучланиш

$$U = V_a \frac{\varepsilon_0 \varepsilon N_{cl}}{e l n_0 N_t}, \qquad (7.62)$$

эркин заряд ташувчилар концентрацияси

$$\nu = \frac{n_0}{n}, \quad \nu_к = \frac{n_к}{n}, \quad \nu_a = \frac{n_a}{n}$$

белгиларини киритамиз. Бу ҳолда (7.57) ва (7.59) ўрнига:

$$\frac{1}{i} = \int_{\nu_к}^{\nu_a} \frac{\nu d\nu}{1 - \nu - \varphi\nu^2}; \qquad (7.63)$$

$$\frac{U}{i^2} = \int_{\nu_к}^{\nu_a} \frac{\nu^2 d\nu}{1 - \nu - \varphi\nu^2} \qquad (7.64)$$

ифодаларни оламиз. Бу ифодаларни баъзи хусусий ҳоллар учун таҳлил қиламиз.

Генерация бўлмаганда ($\varphi = 0$), (7.63) ва (7.64) ифодалар қоронғулик ВАХ ини тасвирлайди. Кичик кучланиш

берилганда қоронғуликдаги ток кучланишга пропорционал $i_0 \sim U$. Бу ҳолдаги умумий ток ифодаси:

$$i = U\left(\sqrt{\varphi^*} + \frac{1}{2}\right) \tag{7.65}$$

бўлади, фототок учун эса

$$i_ф = i - i_0 = U\left(\sqrt{\varphi^*} - \frac{1}{2}\right), \tag{7.66}$$

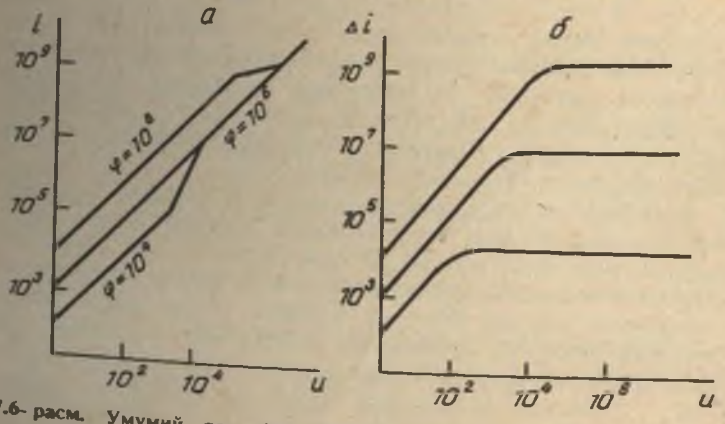
бу ерда $\varphi^* = \varphi + \frac{1}{4}$. (7.64) ва (7.65) ифодалардан кўринишича, қоронғуликдаги ток ва фототок кучланишга чизиқли боғланган. Жуда катта электр майдонлар ҳосил қилинганда ҳажмий заряд соҳаси бутун намунани эгаллайди, катод ва анод яқинидаги эркин зарядлар концентрацияси $(\nu_а \nu_к + \Delta\nu)$ деярли бирдай. Бу ҳолда ВАХ қуйидаги кўринишга келади:

$$i = \frac{U}{\nu_к} - \frac{1 - \nu_к - \varphi\nu_к^2}{2\varphi_к^2}. \tag{7.67}$$

(7.67) дан $\varphi = 0$ (ёритиш йўқ) бўлганда қоронғуликдаги ток i_0 ифодаси олинади. Фототок эса

$$i_ф = \frac{\varphi}{2} \tag{7.68}$$

бўлади ва катоддаги шароитга боғлиқ бўлмай, фақат ёритилиш интенсивлигига ҳамда яримўтказгич ҳажмида бор



7.6- расм. Умумий ток *(а)* фототок *(б)*нинг назарий вольт-ампер характеристикаси.

бўлган туткич марказлар хоссаларига боғлиқ бўлади. 7.6-расмда $\nu = 10^{-3}$ ва φ нинг турли қийматлари учун ҳисобланган умумий фототокнинг назарий ВАХ лари келтирилган.

7.5-§. Киришмавий стационар фотоўтказувчанлик

Киришмавий яримўтказгични киришма марказларининг ионланиш энергиясидан катта ёки унга тенг энергияли ($\hbar\omega > E_i$) фотонлардан иборат ёруғлик билан ёритганда фотонлар ютилиши ҳисобига электронларнинг донор сатҳдан ўтказувчанлик зонасига ёки валент зонадан акцептор сатҳига ўтиб олиши оқибатида фотоўтказувчанлик пайдо бўлади.

Киришма марказларида ёруғлик ютилиши билан боғлиқ бўлган генерация жараёнлари ва ҳодисалар хусусиятларини муҳокама қилайлик.

1. *Киришмавий фотоўтказувчанлик бир қутбли (монополяр) бўлади*, яъни бунда бир типга мансуб (ё электронлар ёки коваклар) номувозанат ҳолатдаги заряд ташувчилар генерацияланадилар ва улар токда қатнашадилар.

2. *Киришмавий фотоўтказувчанлик ҳодисасида номувозанат ҳолатдаги ташувчилар ҳажмда текис генерацияланадилар.* Бунинг сабаби киришмавий ютилиш коэффициентининг кичик бўлишидадир. Хусусий ютилиш соҳасида $\alpha \geqslant 10^3 \text{см}^{-1}$, киришмавий ютилиш соҳасида эса $\alpha \simeq 1 \div 10$ см^{-1} ва одатда $\alpha d \ll 1$ бўлади. Номувозанат ҳолатдаги заряд ташувчиларни генерациялаш бир текис бўлганлиги сабабли концентрация градиенти ва диффузия бўлмайди ($\text{grad}\, n = 0$), сиртдаги генерация таъсирини эътиборга олмаса ҳам бўлади. Бинобарин, номувозанат ҳолатдаги заряд ташувчилар фотогенерацияси тезлиги (3.32) формула билан аниқланади.

3. *Киришма сатҳларининг камбағаллашиши туфайли киришмавий ютилиш коэффициенти ёруғлик оқими энергиясига (интенсивлигига) боғлиқ бўлади.* Бу боғланиш хусусий ютилиш ҳолидагидан кўра анча кичик интенсивлик шароитида намоён бўлади. Шунинг учун киришмавий фотоўтказувчанлик ҳодисасини ютилиш кесими деб аталадиган

$$S_\nu = \frac{\alpha}{N_i} \tag{7.69}$$

катталик орқали ифодалаш қулайдир, бундаги N_i —

фотоактив киришма марказлари, яъни нейтрал донорлар ёки акцепторлар концентрацияси.

Киришма марказларининг фотонни тутиб олиш (ютилиш) кесимининг катталиги киришма марказининг водородсимон модели асосида баҳоланганда унинг учун

$$S_{\nu} = \frac{8{,}53}{E_i \sqrt{\varepsilon}} \left(\frac{m}{m^*}\right) \left(\frac{E_i}{\hbar\omega}\right)^{3/2} \qquad (7.70)$$

ифода олинган, бунда $\hbar\omega > E_i$. Биринчи Бор орбитасидаги электроннинг (бу ерда кристалл ичидаги) ионланиш энергияси

$$E_i = 13{,}6 \left(\frac{m^*}{m}\right) \frac{1}{\varepsilon^2}, \text{ эВ} \qquad (7.71)$$

бўлишини, кремний учун $\varepsilon = 12$ ва германий учун $\varepsilon = 16$ бўлишини эътиборга олиб, S_{ν} нинг қуйидаги қийматлари ҳосил қилинган: Ge учун $S_{\nu} = 1{,}1 \cdot 10^{-18}$ см^2; Si учун $S_{\nu} = 2{,}25 \cdot 10^{-18}$ см^2. Бу қиймат 7.1- жадвалда келтирилган ва кремнийдаги бир неча водородсимон киришмалар учун ўлчанган S_{ν} қийматларга яхши мос тушади.

7.1- жадвал

Кремнийда киришмаларнинг ютилиш кесимлари

Киришма	B	Al	Ga	Jn
E_i, эВ	0,0456	0,057	0,065	0,16
$S_{\nu} \cdot 10^{-16}$, см^2	15	8,5	5	0,7
$S_{\nu} \cdot 10^{-16}$, см^2	11	7	5	0,9

Энди ионланиш энергияси E_D, концентрацияси N_D бўлган донор марказлар таркибига кирган n- типли яримўтказгичда паст температурада, кучсиз электр майдонларда содир бўладиган фотоўтказувчанликни қараб чиқайлик. Бу ҳолда оптик генерация (Δn) ва термик ионланиш (n_0) ҳисобга олинганда фотоактив (нейтрал) донорлар N_i концентрацияси

$$N_i = (N_D - n_0 - \Delta n) = n_D \qquad (7.72)$$

бўлади (n_D — киришмавий марказдаги электронлар концентрацияси). (7.72) ифода ҳисобга олинганда (7.69) формула $\alpha = S_{\nu}(N_D - n_0 - \Delta n)$ кўринишга келади. У ҳолда

номувозанат ҳолатдаги ташувчилар генерацияланиши тезлигининг (3.32) ифодаси

$$g_0 = S_\nu \beta I_{\nu_0} (1 - R_\nu) (N_D - \Delta n - n_0) =$$
$$= S_\nu \beta I_{\nu_0} (1 - R_\nu) \cdot n_D \qquad (7.73)$$

кўринишни олади. Киришмавий фотоўтказувчанликда киришмавий марказларнинг фотоионланишидан ўзгача кўринишдаги генерацион жараёнлар содир бўлиши мумкин. Киришмавий марказларнинг электр майдонда тезлантирилган эркин электронлар зарбаси оқибатида ионланиши, иссиқлик ҳаракати ҳисобига (термик) ионланиши ана шундай жараёнлардандир.

Иссиқлик (термик) генерация тезлиги

$$g_T = \gamma_{in} (N_D - \Delta n - n_0) n_1 = \gamma_{in} n_1 n_D \qquad (7.74)$$

кўринишда ифодаланади, бу ерда $\gamma_{in} = S_{in} v$ — киришмавий марказнинг электронларни ушлаб олиш коэффициенти, v — иссиқлик ҳаракати тезлиги, S_{in} — электроннинг ушланиш кесими, $n_1 = N_c \exp\left(-\frac{\Delta E_D}{k_0 T}\right)$.

Киришмавий марказларининг эркин заряд ташувчилар зарбидан ионланиш тезлиги

$$g_3 = A_i (N_D - \Delta n - n_0) (n_0 + \Delta n) , \qquad (7.75)$$

бунда A_i — зарбдан ионланиш коэффициенти.

Учта санаб ўтилган генерация турига учта рекомбинация тури мос келади:

1. Киришмавий яримўтказгичда номувозанат ҳолатдаги ташувчилар бўш донор марказга ушланиш (ўтиши) кўринишида рекомбинацияланиши мумкин, бунда ортиқча энергия ё панжара тебранишларига, ёки мувозанатдаги электромагнит нурланишига берилади. Бу ҳолда номувозанат ҳолатдаги ташувчиларнинг рекомбинацияланиш суръати:

$$r = \gamma \left[(n_0 + \Delta n)^2 - n_0^2 \right] = \gamma (2n_0 + \Delta n) \Delta n. \qquad (7.76)$$

Бошқа томондан, рекомбинацияланиш суръатини

$$r = \frac{\Delta n}{\tau_n} \qquad (7.77)$$

кўринишда ифодаласа ҳам бўлади. Бу икки ифодадан:

$$\frac{1}{\tau} = (2n_0 + \Delta n) \gamma . \qquad (7.78)$$

Ёритилиш кучсиз бўлганда ($n_0 \gg \Delta n$) номувозанат ҳолатдаги заряд ташувчиларнинг яшаш вақти:

$$\tau_0^{-1} = \gamma \cdot 2n_0 . \qquad (7.79)$$

Бу икки ифодадан:

$$\tau^{-1} = \tau_0^{-1}\left(1 + \frac{\Delta n}{2n_0}\right). \qquad (7.80)$$

Демак,

$$r = \frac{\Delta n}{\tau_0}\left(1 + \frac{\Delta n}{2n_0}\right). \qquad (7.81)$$

2. Киришмавий фотоўтказувчанликда номувозанат ҳолатдаги заряд ташувчилар киришма сатҳига ўтиб рекомбинацияланганда ортиқча энергия эркин электронга (ёки эркин ковакка) берилади. Зарбдан рекомбинацияланиш ёки Оже-рекомбинация суръати:

$$r_{\text{оже}} = \gamma_s (n_0 + \Delta n)^3 - \gamma_i n_0^3 , \qquad (7.82)$$

бундаги γ_s — зарбдан рекомбинацияланиш коэффициенти.

3. Киришмавий фотоўтказувчанликда нурланишли рекомбинация юз бериши ҳам мумкин, унинг суръати:

$$r_н = \gamma_н (\Delta n + n_0)^2 - \gamma_н n_0^2 , \qquad (7.83)$$

бу ерда $\gamma_н$ — нурланишли рекомбинация коэффициенти.

Шуни таъкидлаш керакки, температура паст ва электр майдонлар кучсиз бўлганида зарбдан ионланиш ва термик ионланишнинг ҳиссасини ҳисобга олмаслик мумкин. Ёруғликнинг киришмалар томонидан бир текис ютилиши диффузияни ва бинобарин, сиртдаги рекомбинацияни назарга олмаслик имконини беради. Зарбдан рекомбинацияланиш ва нурланишли рекомбинация ҳодисаларининг тўла рекомбинацияга қўшадиган ҳиссаси кичик.

Юқоридаги мулоҳазаларни ҳисобга олган ҳолда (7.74) ва (7.81) ифодалардан фойдаланиб, стационар узлуксизлик тенгламасини қуйидагича ёзиб оламиз:

$$\beta I_\nu S_\nu (N_D - n_0 - \Delta n) - \frac{\Delta n}{\tau_0}\left(1 + \frac{\Delta n}{2n_0}\right) = 0 , \qquad (7.84)$$

у эса Δn га нисбатан квадрат тенгламага олиб келади:

$$\Delta n^2 = 2n_0 \Delta n (1 + S_\nu \beta I_\nu \tau_0) - 2n_0 \tau_0 S_{\nu_0} I_{\nu_0} \beta (N_D - n_0) . \qquad (7.85)$$

Сигнал кичик ($\beta S_\nu I_{\nu_0} \tau_0 \ll 1$, $\Delta n \ll n_0$) бўлган ҳолда бу тенгламанинг тақрибий ечими:

$$\Delta n = S_\nu \beta I_{\nu_0} \tau_0 (N_D - n_0) . \qquad (7.86, а)$$

(7.86, а) ни намуна қалинлиги бўйича интеграллаб, бирлик юзага тўғри келадиган электронларнинг тўла сони ΔN ни оламиз:

$$\Delta N = \int_0^d \Delta n(y)\, dy = S_\nu I_\nu \beta (N_D - n_0) \tau_0 d. \qquad (7.86, б)$$

Фототок зичлиги:

$$\vec{j}_\Phi = e\mu_n \cdot \vec{\mathscr{E}} \cdot \Delta N = e\mu_n \vec{\mathscr{E}} (N_D - n_0) S_\nu I_0 \beta \tau_0 d. \qquad (7.87)$$

Бу ифодадан кўринишича, энг катта фотосезгирликка эришиш учун намунадаги мувозанат ҳолатдаги заряд ташувчилар концентрацияси n_0 ни имкони борича кичик, донор сатҳлар концентрацияси N_D ни эса катта қилиш зарур.

n- типли яримўтказгичда мувозанат ҳолатдаги эркин электронлар концентрацияси қуйидагича ифодаланади:

$$\frac{2n_0^2}{N_D - n_0} = N_c \exp\left(-\frac{\Delta E_D}{k_0 T}\right) \text{ёки } n_0 = \left(\frac{N_C N_D}{2}\right)^{1/2} e^{-\frac{\Delta E_D}{2k_0 T}} . \qquad (7.88)$$

n_0 ни камайтириш учун температурани пасайтириш керак, бу йўл ҳамма вақт маъқул бўлавермайди. Бундай ҳолда бошқа катталикларни қуйидагича оптималлашга интилиш керак:

1. Донор типидаги киришмалардан ионланиш энергияси E_i кичик бўладиганини танлаш керак.

2. Ўтказувчанлик зонасидаги ҳолатлар эффектив зичлиги N_c ни камайтириш керак. Масалан, германийнинг валент зонасидаги ҳолатлар зичлиги N_V ўтказувчанлик зонасидагидан икки марта кичик. Бинобарин N_c ва N_V га кирадиган эффектив массаси кичик m^* ва якка экстремумли бўлган материаллардан фойдаланиш маъқул.

3. Компенсация усули ёрдамида n_0 концентрацияни камайтириш мумкин, яъни n- типли яримўтказгичга акцептор типидаги киришмалар киритилса, донорлардаги электронларнинг бир қисми акцепторларга ўтади. Демак,

донорлардан ўтказувчанлик зонасига ўтадиган электронлар, бинобарин n_0, камроқ бўлади. Бу ҳолда

$$\frac{2n_0(N_A-n_0)}{(N_D-N_A-n_0)}=N_c\exp\left(-\frac{\Delta E_D}{k_0T}\right). \qquad (7.89)$$

Аммо, компенсация ҳолида заряд ташувчиларнинг яшаш вақти ортади, бинобарин, системанинг инерционлиги ортади. Шунинг учун кўп ҳолларда келиштирувчи қарорни қабул қилиш лозим бўлади. Биз юқорида айнимаган яримўтказгичлар тўғрисида сўз юритдик. Германий ва кремний учун айнимаганлик чегараси $N_D \leqslant 10^{15}-10^{16}$ $см^{-3}$ тартибида бўлади.

7.6- §. Фотоўтказувчанлик кинетикаси

Тўғри бурчакли ёруғлик импульси билан яримўтказгични ёритганда фотоўтказувчанлик стационар қийматига бир онда эмас, балки ёритишдан кейин маълум вақт ўтгач эришади. Ёруғлик бериш тўхтатилганда эса номувозанат ҳолатдаги ўтказувчанлик ёритиш тўхтатилгандан сўнг маълум вақт ўтгач йўқолади. Фотоўтказувчанликнинг ўса бориш ва пасая бориш вақти ҳамда шакли ёруғлик интенсивлиги даражасига, сирт рекомбинациясига, ёпишиш сатҳларига ва бошқа омилларга боғлиқ бўлади.

Бу боғлиқликларни электронлар ва коваклар учун ностационар узлуксизлик тенгламалари (7.2) ва (7.3) ни ечиш асосида тадқиқ қилайлик.

Даставвал n- типли ($n_0 \gg p_0$) яримўтказгич учун киришмавий фотоўтказувчанлик кинетикасини текширайлик. Бунда $\hbar\omega \geqslant E_g$ ҳолда тақиқланган зонада фақат битта донор сатҳ бор деб фараз қиламиз. Бу ҳолда (7.74) ифодани ҳисобга олсак, генерация суръати

$$g_n = S_\nu I_{\nu_0}\beta n_D + \gamma n_D \cdot n_1 \qquad (7.90)$$

кўринишда бўлиб, биринчи ҳад ёруғлик таъсиридаги, иккинчи ҳад эса иссиқлик таъсиридаги генерация суръатларини билдиради. Рекомбинация фақат электронларни киришмавий марказлар ушлаб олиши билан аниқланади, ортиқча энергия панжара тебранишларига берилади. Бу ҳолда рекомбинация суръати (4.9) га кўра:

$$r_n = \gamma(n_0+\Delta n)^2 = \gamma(N_D-n_D)(n_0+\Delta n). \qquad (7.91)$$

Ёруғликнинг киришмавий ютилишида генерация бир текис ($\mathrm{grad}n=0$; $\mathrm{div}j_n=0$) бўлади. Юқоридаги барча мулоҳазалар асосида узлуксизлик тенгламаси (7.2) ни қуйидаги кўринишда ёзиб оламиз:

$$\frac{\partial \Delta n}{\partial t}=S_{\nu}I_{\nu_0}\beta n_D+\gamma n_D n_1-\gamma(n_0+\Delta n)^2 . \qquad (7.92)$$

Ўтказувчанлик зонаси ва киришмавий марказларнинг электронлар концентрациялари йиғиндиси ўзгармас деб фараз қиламиз, яъни

$$\frac{d}{dt}(n_D+n)=0 ; \qquad (7.93)$$

бундан

$$n_D+n=\mathrm{const} .$$

n_D ва n ларни мувозанат ҳолатдаги (ёритилмаган ҳолдаги заряд ташувчилар) ва қўшимча (ёритиш туфайли вужудга келган заряд ташувчилар) қисмларга ажратамиз:

$$n_D=n_{D_0}+\Delta n_D ; \qquad n=n_0+\Delta n . \qquad (7.94)$$

Бу ифодалардан $n_D=-\Delta n$ бўлишини топиш қийин эмас. Мувозанат шароит $\left(\frac{\partial \Delta n}{\partial t}=0;\ I_{\nu_0}=0\right)$ да

$$\gamma n_D\cdot n_1-\gamma n_0(N_D-n_{D_0})=0. \qquad (7.95)$$

Бинобарин, (7.92) ва (7.95) ифодаларни эътиборга олганда, узлуксизлик тенгламаси қуйидаги кўринишни олади:

$$\frac{\partial \Delta n}{\partial t}=\beta S_{\nu}I_{\nu}n_D-\gamma\Delta n(\beta S_{\nu}I_{\nu 0}/\gamma+\Delta n+n_0+N_D-n_{D_0}) . \qquad (7.96)$$

Белгилаш киритамиз:

$$\tau_{\text{он. ф}}=[\gamma(n_0+\Delta n+N_D+n_1+n_{D_0}+I_{\nu}\beta S_{\nu}/\gamma]^{-1} . \qquad (7.97)$$

Тенгламани

$$\frac{\partial n}{\partial t}=\beta S_{\nu}I_{\nu_0}n_{D_0}-\frac{\Delta n}{\tau_{\text{он. ф}}} \qquad (7.98)$$

кўринишда ёзиб оламиз. $\tau_{\text{он. ф}}$ катталик ёритилиш шароитидаги яшаш вақти эмас, балки фотоўтказувчанлик релаксациясининг оний вақтидир. (7.96) тенглама чизиқли бўлма-

ган тенгламадир. Яримўтказгични тўғри бурчакли импульслар билан ёритган ҳолда Δn нинг ёруглик туширилгандан кейинги ўсиш босқичи учун (7.96) нинг ечими:

$$\Delta n_{ёр} = A\, th(A\gamma t + B) - C\,, \qquad (7.99)$$

бу ерда $A = [C^2 + n_{D_0} S_v I_{v_0} \beta]^{1/2}$; $B = \frac{1}{2} \ln\left(1 + \frac{2C}{\Delta n_{ст}}\right)$;

$C = \frac{1}{2}[N_D + n_0 + n_1 - n_{D0} + S_v I_v \beta/\gamma]$.

$t \to \infty$ бўлганда $\Delta n_{ёр}(t)$ стационар концентрация $\Delta n_{ст}$ га интилади:

$$\Delta n_{ст} = C\left[\sqrt{(1 + S_v I_{v_0} \beta n_D)/\gamma C^2} - 1\right] \qquad (7.100)$$

сўниш босқичида эса Δn қуйидагича ифодаланади:

$$\Delta n_{сўн}(t) = \Delta n_{ст} \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau_0}\right)[1 + \gamma \Delta n_{ст} -$$

$$-\tau_i (1 - e^{-\frac{1}{\tau_0}})]^{-1}\,, (7.101)$$

бунда $\tau_i = [\gamma(n_1 + N_D + n_0 - n_{D_0})]^{-1}$.

(7.99) ва (7.101) ифодалардан кўринишича, киришмавий фотоўтказувчанлик релаксацияси чизиқлари (графиклари) мураккаб шаклга эгадир, бу ҳол эса уларни бевосита талқин қилишни қийинлаштиради. Шунинг учун биз баъзи бир хусусий ҳолларни кўриб чиқамиз.

Агар $[N_D + n_0 + n_1 + \beta I_v S_v/\gamma] \gg \Delta n$ бўлса, (7.69) тенглама чизиғий тенглама бўлиб қолади, $\tau_{он.ф}$ эса ўзгармас бўлади. Бу тенгсизлик қуйидаги икки хусусий ҳолда бажарилади:

1. Ёруғлик интенсивлиги кичик, мос равишда Δn ҳам кичик бўлган ҳол;

2. Маҳаллий (локал) марказлар кам даражада тўлдирилган, яъни $N_D \gg n_{D0} \gg \Delta n$ бўлган ҳол.

Бу ҳолларда:

$$\Delta n_{ёр} = \Delta n_{ст}(1 - e^{-\frac{t}{\tau_c}})\,; \quad \Delta n_{сўн}(t) = \Delta n_{ст} e^{-\frac{t}{\tau_T}}\,. \qquad (7.102)$$

Бунда: $\tau_c = [\gamma(n_1 + N_D + n_0) + S_v I_v \beta]$— ўсиш учун, $\tau_T = [\gamma(n_1 + N_D + n_0)]^{-1}$— пасайиш учун доимий релаксация вақтлари. Стационар концентрация

$$\Delta n_{ст} = S_v I_{v_0} \beta \tau_C n_D (1 - R_v)\,.$$

Демак киришмавий фотоўтказувчанликнинг люкс-ампер характеристикаси кучсиз ёритилганлик шароитида чизиқли қонунга бўйсунади, кучли ёритилганлик шароитида эса тўйинишга эришади: $\Delta n_{ст} \simeq n_{D_0}$. Бундай тўйинишнинг сабаби киришмавий марказларнинг ионланиб бўлишидир.

Хусусий фотоўтказувчанлик ҳолида, рекомбинация чизиқли бўлганда, текис генерациялаш шароитида узлуксизлик тенгламаси (7.2) қуйидагича бўлади:

$$\frac{d\Delta n}{dt} = \alpha\beta I_v (1 - R_v) - \frac{\Delta n}{\tau_n}. \qquad (7.103)$$

Ёритилиш кучсиз, яъни $\Delta n \ll n_0 + p_0$ бўлганда яшаш вақти ёритиш интенсивлиги (Δn) га боғлиқ эмас, бинобарин, рекомбинация суръати $\left(r_H = \frac{\Delta n}{\tau_H}\right)$ чизиқли бўлади. Фотоўтказувчанлик ўсадиган ҳол учун (7.103) тенгламанинг ечими:

$$\Delta n(t)_{ёр} = \alpha\beta I_{v_0}(1 - R_v)\left(1 - e^{-\frac{t}{\tau_n}}\right) \cdot \tau_n ; \qquad (7.104)$$

фотоўтказувчанлик пасаядиган ҳол учун эса:

$$\Delta n_{сўн}(t) = \alpha\beta I_v (1 - R_v)\tau_n e^{-\frac{t}{\tau_n}} ; \qquad (7.105)$$

бу ҳолда $\Delta n_{ст} = \alpha\beta I_{v_0}(1 - R_v)\tau_n$.

Хулоса шуки, кучсиз ёритилганлик шароитида фотоўтказувчанликнинг релаксацияси τ_n вақт доимийси билан аниқланадиган экспоненциал қонунга бўйсунади, бу вақт эса номувозанат ҳолатдаги заряд ташувчиларнинг яшаш вақтидир. Кучли ёритилганлик шароити ($\Delta n \gg n_0$) да рекомбинация тезлиги ифодаси $r_n = \gamma \Delta n^2$ бўлади (бимолекуляр рекомбинация). (7.103) тенгламада рекомбинация тезлиги $\Delta n/\tau_n$ ни $\gamma \Delta n^2$ а алмаштирганда унинг ўсиш ва пасайиш ҳоллари учун ечимлари мос равишда қуйидагилардир:

$$\left.\begin{aligned} &\Delta n(t)_{ёр} = (\alpha I_{v_0} \cdot \beta(1 - R_v/\gamma)^{1/2} \operatorname{th}\left(\frac{\alpha\beta I_{v_0}}{\gamma} t\right); \\ &\Delta n(t)_{сўн} = (\alpha\beta I_{v0}(1 - R_v)/\gamma)^{1/2}[1 + (\alpha\beta I_v (1 - R_v)\gamma)^{1/2}]. \end{aligned}\right| \qquad (7.106)$$

Бу ҳолда $\Delta n_{ст} = (\alpha\beta(1 - R_v) I_{v_0}/\gamma)^{1/2}$.

Чизиқли рекомбинация шароитида стационар фотоўтказувчанлик:

$$\Delta\sigma_{ст} \simeq I_ф \sim \Delta n_{ст} \sim I_v .$$

Бимолекуляр (квадрат) рекомбинация ҳолида эса: $\Delta\sigma_{ст} \sim$ $\sim I_{v_0}^{1/2}$. Умумий ҳолда $\Delta\sigma_{ст} \sim I_{v_0}^{b}$. $b=1$ бўлганда фоторезистив ҳодиса чизиғий, $b<1$ бўлганда эса у субчизиғий бўлади. Демак, люкс-ампер характеристика икки қисмдан — чизиғий (кучсиз ёритилганлик) ва субчизиғий (кучли ёритилганлик) қисмлардан иборат.

Маълумки, ёпишиш марказлари мавжуд бўлганда улар эркин электронларни тутиб олиши мумкин ва бу билан фотоўтказувчанликнинг ўсиши секинлашади, ёритиш тўхтатилганда эса электронларнинг номувозанат ҳолатдаги концентрацияси пасайиши ҳам чўзилади (4.9-§ га қ.). Ёпишиш марказлари таъсирини бартараф қилиш учун намунага $\hbar\omega \geqslant E_g$ энергияли фотонлар оқимидан иборат, доимий интенсивликка эга бўлган қўшимча ёруғлик туширилади. Бунда ёпишиш марказлари тўлиб қолади ва намуна генерацияловчи ёруғликнинг модуляцияланган ташкил этувчисини «сезмайдиган» бўлиб қолади. Яна фотонлар энергияси $E_t < \hbar\omega < E_g$ ораликда бўлган қўшимча ёруғлик туширилади, бунда ёпишиш марказларидаги электронлар ёки коваклар фотонлар энергияси ҳисобига тегишли зонага ўтадилар.

Фотоўтказувчанликнинг сўнишини текшириш усулидан қуйма кристалл ва пластиналарда заряд ташувчиларнинг ҳажмий яшаш вақтини ($10 \div 10^{-3}$ мкс ораликда) ўлчашда фойдаланилади. Бунда йўл қўйиладиган хатолик 10 % чамаси бўлади.

Номувозанат ҳолатдаги заряд ташувчилар диффузияси, дрейфи ва сиртдаги рекомбинация мавжуд бўлганида фотоўтказувчанлик релаксацияси жараёнининг (бошланғич кичкина қисмидан ташқари) сўниши (пасайиши)

$$\Delta\sigma(t) = \Delta\sigma_0 e^{-t\left(\frac{1}{\tau}+\nu_{III}\right)} = \Delta\sigma_0 e^{-\frac{t}{\tau_{эф}}} \qquad (7.107)$$

боғланиш орқали ифодаланади, бундаги ν_{III} катталик намунанинг геометрик ўлчамига, сиртдаги рекомбинация тезлигига боғлиқ:

$$\frac{1}{\tau_{эф}} = \frac{1}{\tau} + \nu_{III} = \frac{1}{\tau} + \frac{1}{\tau_s}. \qquad (7.108)$$

Юпқа намуналар учун сиртдаги рекомбинация муҳим роль ўйнайди. Агар $s \ll \frac{2D}{d}$ бўлса (D — биқутбий диффузия коэффициенти, d — намуна қалинлиги),

$$\tau_s = \frac{1}{v_{III}} = \frac{d}{2s}. \qquad (7.109)$$

Агар $2s\tau \ll d$ бўлса, $\tau_{эф} \simeq \tau$ бўлади, яъни сиртдаги рекомбинация амалда муҳим бўлмайди. Аксинча, $2s\tau \gg d$ бўлганда

$$\frac{1}{\tau_{эф}} = \frac{2s}{d}; \quad \tau_{эф} = \tau_s = \frac{d}{2s}, \qquad (7.110)$$

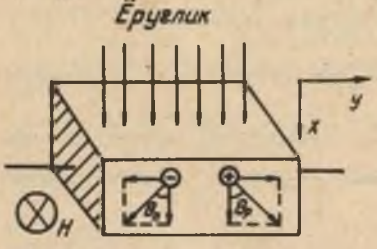
яъни фотоўтказувчанликни сиртдаги яшаш вақти τ_s аниқлайди, бу ҳолда фотоўтказувчанлик камайиб кетади.

7.7- §. Фотоэлектромагнитик ҳодиса (Кикоин-Носков эффекти)

Магнит майдонга жойлаштирилган яримўтказгич намунасини кучли даражада ютиладиган ёруғлик билан ёритилганда магнит майдон ва ёруғлик оқими йўналишларига тик йўналишда кўндаланг фото Э Ю К (кўндаланг потенциаллар (фарқи) айирмаси) вужудга келади. Бу ҳодисани *Кикоин-Носков эффекти* ёки *фотоэлектромагнитик ҳодиса* дейилади. Бу ҳодиса табиатини аниқлайлик.

Маълумки, яримўтказгич намунасини фотоннинг энергияси $\hbar\omega \geqslant E_g$ бўлган кучли даражада ютиладиган ёруғлик билан ёритганда унинг сиртга яқин қатламида ортиқча электронлар ва коваклар жуфтлари ҳосил бўлади ҳамда намуна ичкарисига электронлар ва коваклар диффузиялланади. Магнит майдон пайдо қилинганда диффузияланувчи электронлар ва ковакларга Лоренц кучи таъсир қила бошлайди:

$$\vec{F}_n = -e[\vec{v}\,\vec{B}];$$
$$\vec{F}_p = e[\vec{v}\,\vec{B}].$$



7.7- расм. Фотомагнит электр юритувчи куч (ЭЮК) нинг пайдо бўлишини тушунтиришга оид чизма (магнит майдон чизма текислигига тик йўналган).

Бу куч заряд ташувчиларни уларнинг диффузияланиш йўналиши ва магнит майдон йўналишига тик йўналишда оғдиради. Агар x ўқ йўналишида ёруғлик тушаётган, магнит майдон эса z ўқ йўналишида бўлса, у ҳолда электронлар ва коваклар y ўқ йўналишида қарама-қарши томонларга оғишади. Оқибатда намунанинг y ўққа тик жой-

лашган ёқларининг бирида мусбат заряд, иккинчисида манфий заряд тўпланади, $\vec{\mathscr{E}}_y$ электр майдон ва унга мос бўлган $V_{фм}$ кучланиш вужудга келади (7.7- расм). Кучланиш (ЭЮК) нинг ўсиши то магнитодиффузион оқимлар электр майдондаги дрейф оқимлари билан тенглашгунча давом этади.

Маълумки, сиртдан намунанинг ичкарисига диффузияланаётган электронлар ва коваклар дастлабки йўналишларидан θ бурчакка (Холл бурчагига) огадилар:

$$\operatorname{tg}\theta_n = -\mu^{\cdot}_{nH}\vec{B} = -r_H B\mu_H;\ \operatorname{tg}\theta_p = \mu^{\cdot}_{pH}B = r_H B\mu_p, \qquad (7.112)$$

бундаги $\mu^{\cdot}_{nH}$, $\mu^{\cdot}_{pH}$ — электронлар ва ковакларнинг Холл ҳаракатчанликлари, μ_n, μ_p — дрейф ҳаракатчанликлари, r_H — Холл фактори (унинг қиймати 1 га яқин ва сочилиш механизмига боғлиқ).

Электронлар ва коваклар токлари тўла зичлигининг y ўқига проекцияси қуйидагичадир:

$$j_{ny} = j_{nx}\operatorname{tg}\theta_n = -r_H\mu_n j_{nx};\ j_{py} = j_{py}\operatorname{tg}\theta_p = r_H\mu_p j_{px}. \qquad (7.113)$$

Тўла магнитодиффузион ток зичлиги:

$$\vec{j}_y = \vec{j}_{ny} + \vec{j}_{py} = r_H\vec{B}(\mu_p j_{px} - \mu_n j_{nx}), \qquad (7.114)$$

бу ерда j_{nx}, j_{px} — x ўқ йўналишидаги ток зичликлари. Яримўтказгичда ёпишиш марказлари бўлмаган ҳолда $\Delta n = \Delta p$ бўлади. Буни ҳисобга олсак,

$$j_{px} = -j_{nx} = -eD_{эф}\frac{\partial\Delta n}{\partial x} = eD_{эф}\frac{\partial\Delta p}{\partial x}, \qquad (7.115)$$

чунки $j_{nx} + j_{px} = 0$ деб ҳисобланади; $D_{эф}$ эса эффектив диффузия коэффициенти бўлиб, магнит майдон мавжуд бўлганида у

$$D_{эф} = (n_0 + p_0)\left[(1+\theta_n^2)\frac{n_0}{D_p} + (1+\theta_p^2)\frac{p^0}{D_n}\right]^{-1} \qquad (7.116)$$

кўринишда бўлади. Кучсиз магнит майдон бўлганда

$$\theta_n = r_n\mu_n B \ll 1;\quad \theta_p = r_H B\mu_p \ll 1.$$

Бинобарин, бу ҳолда $D_{эф}$ биқутбли диффузия коэффициентига тенг, яъни у магнит майдон йўқ бўлган қолдаги қийматини сақлайди. p- типли яримўтказгич учун $D_{эф} = D_n$, n- типли яримўтказгич учун эса $D_{эф} = D_p$. Буларни

(7.115) ва (7.114) га қўйсак, магнитодиффузион ток зичлиги

$$j_y = -r_H \cdot eBD_{эф}(\mu_n + \mu_p)\frac{\partial p}{\partial x}. \qquad (7.117)$$

Сиртдаги рекомбинация тезлиги кичик, бинобарин, ён сиртлардаги рекомбинацияни ҳисобга олмаслик мумкин, деб фараз қиламиз. Бу ҳолда ортиқча концентрация Δn фақат x нинг функцияси бўлади. Шунинг учун

$$j_y = -er_H BD_{эф}(\mu_H + \mu_p)\frac{d\Delta p}{dx}. \qquad (7.118)$$

Контактлар намунанинг ён сиртларига ўтказилган бўлиб, ҳар бирининг юзи $d \cdot W$ га тенг бўлсин. Қаралаётган ҳолда ёритилаётган сиртдан узоқлашилган сари концентрация градиенти ва j_x ток камая боради, бинобарин, j_y ток ҳам камая боради.

Занжир узуқ бўлган ҳолдаги тўла магнитодиффузион ток:

$$J_{к.т.} = \int_0^d j_y W dx = -Wr_n eBD(\mu_n + \mu_p)\int_0^d dp(x). \quad (7.119, а)$$

ёки

$$J_{к.т} = eW \cdot r_H BD(\mu_n + \mu_p)[p(0) - p(d)]. \qquad (7.119, б)$$

Мувозанат шароитда бу ток ташқи занжирда фотомагнит ЭЮК ҳосил қиладиган тўла ўтказувчанлик токига (қисқа уланиш токига) тенгдир. Агар фотомагнитик ЭЮКни $V_{фмэ}$, тўла ўтказувчанликни G орқали белгиласак, у ҳолда

$$J = V_{фмэ} \cdot G = -J_{к.т}. \qquad (7.120)$$

(7.119) ва (7.120) ифодаларни тенглаб,

$$V_{фмэ} = er_H BD \cdot W(\mu_n + \mu_p)(\Delta p(0) - \Delta p(d))/G \qquad (7.121)$$

формулани ҳосил қиламиз.

Заряд ташувчиларни нотекис генерациялаш ҳолида

$$G = G_0 + \Delta G = \frac{W \cdot d}{l}\sigma_0 + \frac{W}{l}\int_0^d \Delta\sigma(x)dx, \qquad (7.122)$$

бу ерда σ_0 — қоронғуликдаги ўтказувчанлик, $\Delta G = \frac{W}{e} \times$

$\times \int_0^d \Delta\sigma \cdot (x)dx$ — яримўтказгичнинг фотоўтказувчанлиги.

$\Delta n = \Delta p$ деб ҳисоблаб, (7.122) ифодани қуйидагича ифодалаймиз:

$$G = \frac{W \cdot d}{l} \sigma_0 + \frac{W \cdot e}{l} (\mu_n + \mu_p) \int_0^d \Delta p(x)\, dx. \qquad (7.123)$$

(7.123) ни (7.121) га қўйсак,

$$V_{фмэ} = \frac{r_H \overline{B} e l D (\mu_n + \mu_p) (\Delta p(0) - \Delta p(d))}{\sigma_0 d + e(\mu_n + \mu_p) \int_0^d \Delta p(x)\, dx}. \qquad (7.124)$$

Фотомагнитик ҳодиса (эффект) кучланиши $V_{фмэ}$ магнит майдон индукциясига, намунанинг ёритилаётган ва ёритилмаётган сиртларидаги заряд ташувчиларнинг ортиқча концентрациялари айирмасига пропорционалдир.

Кучсиз магнит майдонда ўзгаришлар бир йўналишда бўлаётган ҳолда n- типли яримўтказгичда асосий бўлмаган ташувчилар бўлмиш коваклар учун ёзилган стационар ҳолатнинг узлуксизлик тенгламаси (7.27) кўринишга келади. Намуна сиртлари учун ўринли бўлган (7.29) ва (7.31) ифодалардан келиб чиқадиган

$$D_p \frac{d\Delta p}{dx}\Big|_{x=0} = s\Delta p(x)\Big|_{x=0}\ ;\ \Delta p(x)\Big|_{x=d} = 0 \qquad (7.125)$$

чегаравий шартлардан фойдаланиб, юқоридаги тенглама ечимини топиш мумкин. Бу ечим фотоўтказувчанлик учун олдин топилган (7.33) ечимнинг айнан ўзи бўлади.

Худди шунингдек, намунанинг бирлик сиртига тўғри келадиган номувозанат ҳолатдаги коваклар нинг тўла сони

$$\Delta \mathcal{P} = \int_0^d \Delta p(x)\, dx$$

(7.34) ифода ёрдамида топилади. Қалин намуналар ($d \gg L_p$) учун ва ёруғликнинг кучли ютилиш соҳаси ($\alpha d \gg 1$) учун $\Delta p(0)$ ва $\Delta p(d)$ ларнинг қийматларини (7.33) дан топиб (7.119) га қўйсак, қисқа уланиш токи

$$I_{фмэ} = e(\mu_n + \mu_p) B \frac{g_0 \tau_p L_p}{(\alpha L_p + 1)(s\tau_p + L_p)} \qquad (7.126)$$

кўринишни олади. Ютилиш коэффициенти α оша бориб, $\alpha L_p \gg 1$ шартга эришилганда ток

$$I_{қ.т} = I_{фмэ} = e(\mu_n + \mu_p) B \frac{g_0 L_p}{\alpha (sL_p/D_p + 1)} \qquad (7.127)$$

14—

доимий қийматга интилади. У сиртдаги рекомбинация кичик $s \ll \frac{D_p}{L_p}$ бўлган намуна учун

$$I_{к.т} = I_{фмэ} = e(\mu_n + \mu_p)\frac{g_0 L_n}{\alpha} \qquad (7.128)$$

қийматга эга бўлади. Сиртдаги рекомбинация кучли $\left(s \gg \frac{D_p}{L_p}\right)$ бўлганда:

$$I_{к.т} = I_{фмэ} = e(\mu_n + \mu_p)\frac{g_0 D_p}{\alpha s} B . \qquad (7.129)$$

Энди $V_{фмэ}$ ни аниқлаймиз. Агар заряд ташувчилар генерацияси ёритилган сирт яқинида тор қатламда юз бераётган бўлса $\alpha L_p \gg 1$, $\alpha d \gg 1$, уларнинг концентрацияси, (7.33) га кўра,

$$\Delta p(x) = \Delta p(0) e^{-x/L_p} = \frac{g_0 L_p e^{-\frac{x}{L_p}}}{(\alpha L_p + 1)(s\tau_p + L_p)} \qquad (7.130)$$

қонун бўйича камая боради. $\Delta n = \Delta p$ бўлишини эътиборга олсак ва (7.130) ни (7.124) га қўйиб, интеграллаш бажарсак,

$$V_{фмэ} = \frac{r_H e B l D_p (\mu_H + \mu_p)\Delta P(0)}{\sigma_0 d + e(\mu_H + \mu_p) L_p \Delta p(0)} . \qquad (7.131)$$

Кучли ёритилганлик шароити $(\Delta n \gg n_0 + p_0)$ да (7.131) да $\sigma_0 d$ ни ташлаб юбориш мумкин, у ҳолда

$$V_{фмэ} = e r_H l B D_p / L_p ; \qquad (7.132)$$

кучсиз ёритилганлик шароити $(\Delta n \ll n_0 + p_0)$ да (7.131) ифода махражидаги иккинчи ҳадни ташлаб юбориш мумкин, бу ҳолда:

$$V_{фмэ} = e r_H l B D_p (\mu_{II} + \mu_p)\Delta p(0) / \sigma_0 d . \qquad (7.133)$$

Сиртдаги рекомбинация кичик $\left(s \ll \frac{D_p}{L_p}\right.$ ёки $\left. s\tau_p \ll L_p\right)$ ва намуна қалин $(d \gg L_p)$ бўлган ҳолда $x = 0$ да ифода

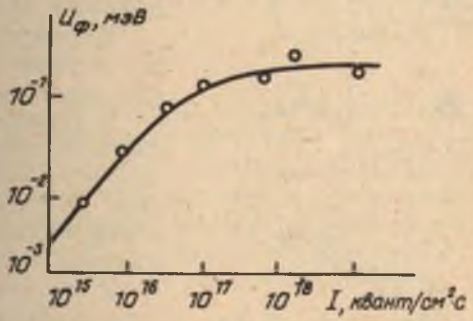
$$\Delta p(0) = \frac{\beta I_{v_0} \tau_p (1 - R_v)}{L_p} ; \qquad (7.134)$$

$$\Delta\mathcal{P} = \frac{\beta I_{\nu 0}\tau_p(1-R_\nu)}{L_p} = L_p\Delta p(0) \qquad (7.135)$$

кўринишни олади. (7.135) ни (7.124) ифодага қўйсак,

$$V = \frac{er_H lB(\mu_H+\mu_p)\beta I_\nu L_p(1-R_\nu)}{d\cdot\sigma_0}. \qquad (7.136)$$

Хулоса шуки, кучсиз ёритилганлик шароитида фотомагнитик ҳодиса кучланиши (ЭЮК) I_ν ёруғлик интенсивлигига пропорционал, аммо ёритилиш кучая борган сайин у тўйинишга (доимий қийматга) интилади (7.8- расм). Фотоэлектромагнитик ҳодисадан номувозанат ҳолатдаги заряд



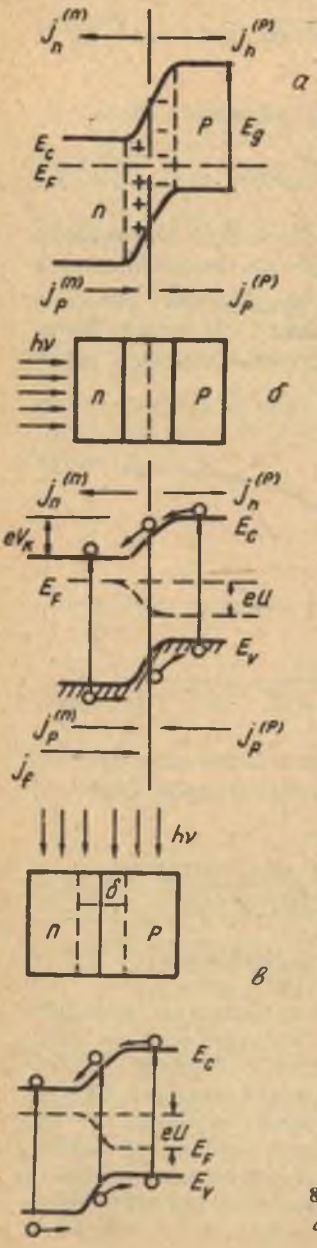
7.8- расм. Германийда фотомагнитик ЭЮКнинг ёруғлик интенсивлигига боғлиқлиги.

ташувчилар параметрларини аниқлашда, шунингдек ёруғлик оқимларини ўлчайдиган асбоблар — датчикларда фойдаланиш мумкин.

VIII боб. ЯРИМЎТКАЗГИЧ АСБОБЛАРДА ФОТОЭЛЕКТРИК ҲОДИСАЛАР

8.1- §. $p-n$- ўтишларда фотоэффект

Маълумки, бир яримўтказгич намунасида электрон (n) ўтказувчанликли ва ковак (p) ўтказувчанликли икки соҳа ҳосил қилиш мумкин. Электронлар n- соҳадан p- соҳага диффузияланиб ўтиб, асосан унинг ҳажмида рекомбинацияланиб кетади, чегаранинг n- соҳа тарафидаги тор қатламда эса донор ионлардан иборат мусбат қўзғалмас ҳажмий заряд қолади. Коваклар эса p- соҳадан n- соҳага диффузияланиб ўтиб, асосан унинг ҳажмида рекомбинацияланиб кетади. Чегаранинг p- соҳа тарафидаги тор қатламда



эса акцептор ионлардан иборат манфий қўзғалмас ҳажмий заряд қолади. Ҳажмий зарядлар пайдо бўлиши билан бирга чегаравий қатламда n- соҳадан p- соҳага йўналган электр майдон ва унинг таъсирида электронлар ва ковакларнинг дрейф оқимлари вужудга келади. Ҳажмий зарядли чегаравий қатламнинг шаклланиши то дрейф оқимлари диффузион оқимларга тенглашгунча давом этади. p- ва n- соҳалар чегарасида вужудга келадиган қатламни $p-n$- *ўтиш* дейилади (8.1- расм).

Юқорида айтилганларга кўра, $p-n$- ўтиш соҳаси қуйидаги асосий хоссаларга эгадир:

1. Термодинамик мувозанат шароитида $p-n$- ўтиш соҳаси ҳажмий заряд мавжуд бўлган қатламдир. Бу ҳажмий зарядни асосан донор ва акцептор ионлар ташкил қилади.

2. $p-n$- ўтишнинг ҳажмий зарядига боғлиқ бўлган ва n- соҳадан p- соҳага томон йўналган электр майдон мавжуд, у эса бу соҳада потенциал ўзгаришини тақозо қилади, бинобарин, $p-n$- ўтишнинг чегаралари орасида потенциаллар айирмаси вужудга келади.

3. $p-n$- ўтишнинг электр майдони электронларнинг n- соҳадан p- соҳа томон ва ковакларнинг p- соҳадан n- соҳа томонга ўтишига тўсқинлик қилади. Шунинг учун

8.1- расм. $p-n$- ўтишнинг энергетик схемаси: *а* — ёритилмаган (мувозанатдаги) ҳол; *б, в* — ёритилган (номувозанат) ҳол.

ҳозир айтилган маънода $p-n$- ўтиш потенциал тўсиқ бўлиб, унинг баландлиги $p-n$- соҳадаги потенциаллар айирмасига тенг.

4. Юпқагина $p-n$- ўтиш қатламидаги ички электр майдон электр юритувчи куч ҳосил қилмайди.

5. $p-n$- соҳасида ҳаракатчан зарядлар — электронлар ва коваклар жуда кам миқдорда бўлади, бинобарин, бу соҳанинг солиштирма қаршилиги жуда ҳам катта (солиштирма ўтказувчанлиги жуда кичикдир).

$p-n$- ўтиш орқали n- соҳадан p- соҳага ўтувчи электронлар ва коваклар токлари зичлигини $j_n^{(n)}$ ва $j_p^{(n)}$ билан, p- соҳадан n- соҳага ўтаётган коваклар ва электронлар токлари зичлигини эса $j_p^{(p)}$ ва $j_n^{(p)}$ билан белгиласак, у ҳолда мувозанат шарти қуйидаги кўринишда бўлади:

$$-j_n^{(n)}+j_p^{(n)}-j_p^{(p)}+j_n^{(p)}=0\,, \qquad (8.1)$$

бундан:

$$-j_n^{(p)}+j_n^{(p)}=0\,; \qquad -j_p^{(p)}+j_p^{(n)}=0\,.$$

(8.1) дан кўринишича, электронлар токлари йиғиндиси ҳамда коваклар токлари йиғиндиси нолга тенг.

p- соҳадан (унда асосий бўлмаган ташувчилар бўлмиш) электронларнинг n- соҳага оқими зичлиги ва n- соҳадан (унда асосий бўлмаган ташувчилар бўлмиш) ковакларнинг p- соҳага оқими зичлиги тўйиниш токи зичлигининг ташкил этувчиларидир:

$$j_s=j_n^{(p)}+j_p^{(n)}=j_{ns}+j_{ps}=eD_n\frac{n_p}{l_n}+eD_p\frac{p_n}{l_p}\,. \qquad (8.2)$$

Агар $p-n$- ўтишли яримўтказгични фотоннинг энергияси $\hbar\omega\geqslant E_g$ бўлган кучсиз ёруғлик билан ёритилса, унда электрон-ковак жуфтлари вужудга келади. Биринчи тартибда асосий заряд ташувчилар концентрациясининг ўзгариши ҳисобга олинмаса ҳам, ёритишнинг таъсири асосий бўлмаган заряд ташувчиларнинг концентрациясини оширишдан иборат бўлади.

Агар $p-n$- ўтишни унинг чегараси бўйлаб ёритилса (8.1- расм), у ҳолда намунада номувозанат ҳолатдаги заряд ташувчилар вужудга келади. $p-n$- ўтиш соҳасидан диффузион узунлик чамасидаги масофада вужудга келган электрон-ковак жуфтлар $p-n$- ўтиш чегараси томонга диффузияланади, унинг майдони эса жуфтларни ажратади, яъни электронларни p- соҳадан n- соҳага ўтказади, ковакларни эса n- соҳадан p- соҳага ўтказади. $p-n$- ўтишдан диффузи-

он узунлик чамасидан нарирокда вужудга келган номувозанатий электронлар ва коваклар $p-n$- ўтишга етиб келолмай, рекомбинацияланиб кетадилар.

Ёруғлик $p-n$- ўтиш текислигига тик тушаётган ҳолда (8.1, б- расм) агар $p-n$- ўтиш ёритилаётган сиртдан унча ичкарида бўлмаса, унинг иккала тарафида ҳам электрон-ковак жуфтлар вужудга келади.

Агар $p-n$- ўтиш ёритилаётган сиртдан анча ичкарида бўлса, бу ҳолда номувозанат ҳолатдаги электрон-ковак жуфтлар фақат $p-n$- ўтишнинг ёритилаётган тарафида вужудга келади. Ўтишнинг электр майдони $p-n$- ўтиш яқинидаги асосий бўлмаган заряд ташувчиларни тезда бошқа соҳага — ўзлари асосий бўлган соҳага ўтказади.

Агар $p-n$- ўтиш занжири узуқ бўлса, бу ҳолда ёритиш n- соҳада электронларнинг (манфий зарядларнинг) ва p- соҳада ковакларнинг (мусбат зарядларнинг) тўпланишига сабаб бўлади, потенциал тўсиқ eV қадар пасаяди, $p-n$- ўтишнинг мувозанат ҳолати бузилади. Ёритиш оқибатида $p-n$- ўтишнинг икки тарафи орасида пайдо бўлган қўшимча V потенциаллар айирмаси *салт юриш ЭЮК*и дейилади.

$p-n$- ўтишни ёритгандан $j_ф$ фототок ҳосил бўлади, у номувозанат ҳолатдаги заряд ташувчилар токига мос келади. $p-n$- ўтишда ёритишда ҳосил бўладиган $V_ф$ фото ЭЮКни аниқлаш учун натижавий токни қуйидагича ёзиб оламиз:

$$j = j_ф - j^{(n)}_{n.ф} + j^{(p)}_{n.ф} - j^{(p)}_{p.ф} + j^{(n)}_{p.ф} \tag{8.3}$$

Мувозанат ҳолатдаги асосий бўлмаган заряд ташувчилар токлари ўзининг қийматини сақлаб қолади:

$$j^{(p)}_{n.ф} = j^{(n)}_{n} = j^{(p)}_{n} = j_{ns}; \quad j^{(n)}_{pф} = j^{(p)}_{p} = j^{(p)}_{n} = j_{ps}. \tag{8.4}$$

Бироқ, потенциал тўсиқ пасайиши туфайли $p-n$- ўтиш орқали оқадиган асосий заряд ташувчилар токлари ортади:

$$j^{(p)}_{n.ф} = j_{ns} \exp\left(\frac{eV}{k_0 T}\right); \quad j^{(p)}_{p.ф} = j_{ps} \exp\left(\frac{eV}{k_0 T}\right). \tag{8.5}$$

Тўйиниш тўла токи зичлиги $j_s = j_{ns} + j_{ps}$ бўлишини эътиборга олсак ва (8.5) ни (8.3) га қўйсак:

$$j = j_s\left(e^{\frac{eV}{k_0 T}} - 1\right) - j_ф. \tag{8.6}$$

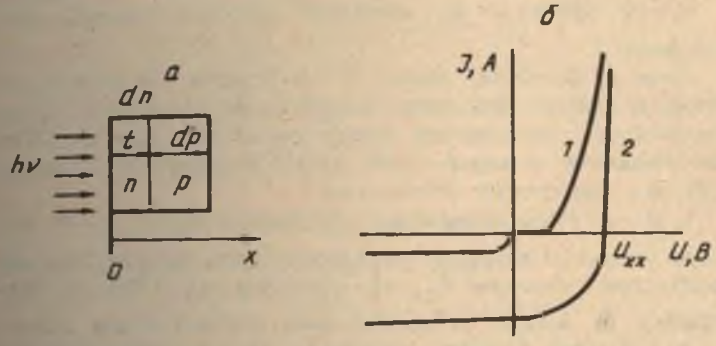
Тўла фототок

$$I = jS_{p-n} = I_s\left(e^{\frac{eV}{k_0T}} - 1\right) - I_\phi, \qquad (8.7)$$

бундан:

$$V = \frac{k_0T}{e}\ln\left(1 + \frac{I_\phi + I}{I_s}\right). \qquad (8.8)$$

(8.8) тенглама ҳар қандай режим учун фотодиод тенгламасидир (8.2, б- расм).



8.2- расм. Юпқа p — n- ўтишли фотоэлемент *(а)* ва фотодиоднинг вольт-ампер характеристикаси *(б)*.

Занжир узуқ бўлган ҳолда ($I = 0$, $R = \infty$) да $V = V_{\phi.эюк}$ бўлади:

$$V_{\phi.эюк} = \frac{k_0T}{e}\ln\left(1 + \frac{I_\phi}{I_s}\right). \qquad (8.9)$$

Қандайдир R қаршилик уланган ҳолда (8.8) ифода

$$V_R = \frac{k_0T}{e}\ln\left(1 + \frac{I_\phi - I_R}{I_S}\right)$$

кўринишни олади, бунда $I_R = \frac{V_R}{R}$.

Қисқа туташув ҳолида $R = 0$, $V = 0$, $I = I_{қ.т.} = I_\phi$. p — n-ўтишнинг бу иш режимини вентиль фотоэлемент режими дейилади.

Агар p — n- ўтишга ёпувчи йўналишда u кучланиш берилса, ёритиш шароитида у фотодиод режимида ишлайди.

Бундай ҳолда тескари ВАХ нинг тўйиниш қисми ишлаш қисми бўлади. Тескари кучланиш анча катта бўлган ҳолда $p-n$- ўтиш орқали оқаётган ток фототок ва тескари токдан иборат:

$$I = I_\Phi + I_S\,, \tag{8.11}$$

занжирдаги ток эса: $I = \frac{U-V}{R}$; фотодиод тенгламаси:

$$\frac{U-V}{R} = I_S\left(e^{-\frac{eV}{k_0T}} - 1\right) - I_\Phi. \tag{8.12}$$

$I_\Phi = 0$ бўлганда бу диоднинг маълум тенгламасига айланади.

Энди I_ν фотонлар оқими $p-n$- ўтишга тик тушаётган ҳолда n- ва p- соҳаларда номувозанат ҳолатдаги заряд ташувчилар хоссаларини қараб чиқайлик. Ёритилаётган фотодиоднинг назарий ВАХ ини текширишда Кумеров қуйидаги фаразларга асосланган:

1. $p-n$- ўтиш соҳасининг қалинлиги (d_{p-n}) $p-n$- соҳалар ўлчамига ҳамда бу соҳаларда заряд ташувчиларнинг диффузион узунлиги $L_{n,p}$ га нисбатан жуда кичик. Шу туфайли бу ҳолда ён сиртлардаги рекомбинация ҳамда $p-n$- соҳанинг ўзидаги генерация ва рекомбинация ҳисобга олинмайди (8.2, а- расм).

2. $p-n$- ўтиш соҳасидан ташқарида электр майдон йўқ, бинобарин, заряд ташувчилар фақат диффузион ҳаракат қиладилар.

3. Заряд ташувчилар концентрацияси етарлича кичик, шунинг учун ҳам Больцман статистикасидан фойдаланиш мумкин.

Бу фаразлар эътиборга олинса, n- соҳадаги коваклар учун узлуксизлик тенгламаси бизга маълум бўлган (7.27) кўринишни олади. (7.27) тенгламанинг маълум умумий ечими (7.28) ни ёзамиз:

$$\Delta p(x) = A\,\mathrm{sh}\left(\frac{x}{L_p}\right) + B\,\mathrm{ch}\left(\frac{x}{L_p}\right) - \frac{g_0 L_p^2 e^{-dx}}{D_p(\alpha^2 L_p^2 - 1)}.$$

Интеграллаш доимийлари A ва B ни аниқлаш учун чегаравий шартлар:

1) сиртда ($x=0$ бўлганда):

$$j_p^{(x)}\big|_{x=0} = -D_p e\frac{d\Delta p}{dx}\Big|_{x=0} = -se\Delta p(x)\big|_{x=0}\,; \tag{8.13}$$

2) $p-n$- ўтишда $(x=d_n)$:

$$p_{dn}=p_0 e^{-\frac{eV}{k_0T}}. \qquad (8.14)$$

(7.28) га топиладиган A ва B ларни қўямиз, сўнг унинг асосида $p-n$- ўтиш чегарасида коваклар токи зичлигини топамиз: $j_p=-eD_p\frac{d\Delta p}{dx}\Big|_{x=dn}$.

p- соҳадаги электронлар учун узлуксизлик тенгламаси кўриниш жиҳатидан (7.27) га ўхшаш:

$$D_n\frac{d^2\Delta n}{dx^2}-\frac{\Delta n}{\tau_n}+g_0e^{-\alpha x}=0.$$

$p-n$- ўтиш орқали ўтаётган электронлар токи зичлиги

$$j_n=eD_n\frac{d\Delta n}{dx}\Big|_{x=dn} \qquad (8.15)$$

дан (7.27) нинг умумий ечими топилади:

$$\Delta n=A_1\mathrm{sh}\left(\frac{x}{L_n}\right)+B_1\mathrm{ch}\left(\frac{x}{L_n}\right)-\frac{g_0L_n^2\cdot e^{-\alpha x}}{D_n(\alpha^2L^2-1)}. \qquad (8.15,\ а)$$

A_1 ва B_1 ларни топиш учун чегаравий шартлар:

1) $p-n$- ўтишда:

$$x=d_n;\quad \Delta n_{dn}=n_0(e^{eV/k_0T}-1); \qquad (8.16)$$

2) намунанинг ёритилмайдиган томонида

$$x=d_n+d_p;\quad \Delta n(x)_{x=d_n+d_p}=0. \qquad (8.17)$$

A_1 ва B_1 ларни топиб, (8.15, а) га қўйиб, (7.15) бўйича $p-n$- ўтиш орқали электронлар токи зичлигининг узилкесил ифодаси олинади. Тўла ток зичлиги

$$j=j_n(x=d_n)+j_p(x=d_n)=j_s(e^{\frac{eV}{k_0T}}-1)-j_\Phi. \qquad (8.18)$$

$V=0$ бўлганда қисқа туташув бўлади, яъни $j=-j_\Phi=-j_{q.t.}$ ток қисқа туташув токи бўлади. Ҳисоблашларнинг кўрсатишича, қисқа туташув режимида $p-n$- ўтиш орқали тўла ток ифодаси қуйидагичадир:

$$\frac{I_{к.т.}}{eg_0}=S_H\left[\frac{\alpha L_p-\eta-e^{-\alpha d_n}(\eta\mathrm{ch}(d_n/L_p)+sh(d_n/L_p)}{(\alpha L_p-\frac{1}{\alpha L_p})\left(\eta\mathrm{sh}\left(\frac{d_n}{L_p}\right)+\mathrm{ch}(d_n/L_p)\right)}+\right.$$

$$\left.+\frac{\alpha L_n e^{-\alpha d_n}-e^{-\alpha d_n}\mathrm{cth}(d_n/L_n)+e^{-\alpha(d_n+d_p)}\cos\mathrm{ech}\left(\frac{d_p}{L_n}\right)}{\left(\alpha L_n-\frac{1}{\alpha L_n}\right)}\right], \quad (8.19)$$

бу ерда S_H — намунанинг ёритилаётган юзаси; $\eta=\frac{\tau_p s}{L_p}$.

Тўла тескари ток (тўйиниш токи)

$$\left(\frac{I_s}{e}\right)=\frac{D_p P_0}{L_p}\left[\frac{\eta\mathrm{ch}\left(\frac{d_n}{L_p}\right)+\mathrm{sh}\left(\frac{d_n}{L_p}\right)}{\eta\mathrm{sh}\left(\frac{d_n}{L_n}\right)+\mathrm{ch}\left(\frac{d_n}{L_p}\right)}\right]+$$

$$+\frac{D_n n_0}{L_n}\mathrm{cth}\left(\frac{d_p}{L_n}\right). \quad (8.20)$$

n^+-p- структуралар ҳолида n^+- қатлам тарафидан ёруғлик туширилганда;

а) $\alpha d_n \ll 1$;

б) $d_n \ll L_p$;

в) сиртдаги рекомбинация йўқ, яъни $\frac{\partial \Delta n}{\partial x}|_{x=d_n+d_p}=0$

бўлади, деган фаразлар қилинса, қоронғуликдаги ток ва фототок таркибидаги коваклар токини ҳисобга олмаслик мумкин, бинобарин, $p-n$- ўтиш орқали тўла ток p- соҳада мавжуд бўлган электронлар токидан иборат бўлиб қолади. p- соҳанинг қалинлиги катта, яъни $d_p \gg L_n$ бўлганда қисқа туташув токи ифодаси соддалаштирилади. Бу ҳолда:

$$I_{к.т.}=e\beta I_{v0}(1-R_v)S_H/(1+\alpha L_n)\ ;\ I_s=\frac{D_n n_0}{L_n}\mathrm{th}\left(\frac{d_p}{L_n}\right). \quad (8.21)$$

Энди $\alpha L_n \gg 1$, яъни ёруғлик p- соҳада асосий бўлмаган ташувчилар диффузион узунлиги $|L_n|$ дан кичикроқ масофада тўла ютилади, деб фараз қилайлик. Бу ҳолда p- соҳада вужудга келган барча электрон-ковак жуфтлар ҳажмий

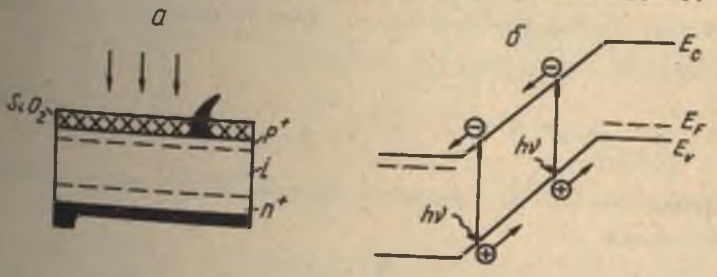
заряд соҳасига етиб келади ва бу ерда ажратилади. Қисқа туташув токи ифодасига қалинлик кирмаган, бунга биз қабул қилган $d_p \gg L_n$ шарт сабабдир. Бу шарт ҳақиқий фотодиодлар учун жуда муҳим. Дарвоқе, намунанинг кетмакет қаршилиги қалинлик ортиши билан ортади ва уни хоҳлаганча катта қилиб бўлмайди.

Вентиль режимидан ёруғлик энергиясини электр энергиясига айлантиришда ва кичик энергетикада фойдаланилади. Фотодиод режими эса ёруғлик сигналларини электр сигналларига айлантиришда қўлланилади ва оптоэлектроникада, ўлчашлар техникасида, автоматикада катта аҳамиятга эгадир.

8.2- §. $p — i — n$- структураларда фотоэффект

Кенг қўлланилаётган толали-оптик системаларда асосий элементлардан бири фотоқабулқилгичлардир. Фотоқабулқилгичларга қўйиладиган асосий талаблар тез ишлай олиш ва юқори фотосезгирликдир. Шу туфайли оптик алоқа йўлларида $p — i — n$- структурали фотодиодлар ва кўчкили фотодиодлар кенг қўлланила бошланди.

Кичик солиштирма қаршиликли p- ва n- типли соҳалар орасида қаршилиги хусусий солиштирма қаршиликка яқин бўлган i- типли қатлам ҳосил қилинса, у ҳолда $p — i — n$ диод ҳосил бўлади. 8.3, а- расмда $p — i — n$ фотодиод тузилиши тасвирланган. $p^+ — i — n$ структурали фотодиод n^+- таглик-дан (подложкадан), кучсиз легирланган i- қатламдан ва юпқа (қалинлиги 0,3 мкм гача) p^+- қатламдан иборат. Бу структурага тескари кучланиш берилганда бутун i- қатлам заряд ташувчилардан камбағаллашади. Бунда структура-



8.3- расм. Рўпарасидан ёритилган кремний $p — i — n$ фотодиод *(а)* ҳамда тескари кучланиш берилган $p — i — n$ диоднинг *(б)* энергетик зоналар диаграммаси.

нинг электр сиғими камаяди, ёруглик ютиладиган соҳа кенгаяди ва сезгирлик ортади. Тушаётган ёруғликда фотоннинг энергияси $\hbar\omega \geqslant E_g$ бўлганда ёруглик Бугер — Ламберт қонуни ($I_\nu = I_{\nu_0} e^{-\alpha x}$) бўйича ютила бориб, электрон ковак жуфтларни вужудга келтиради. Бу заряд ташувчилар камбағаллашган қатламнинг электр майдони ($\vec{\mathscr{E}} > 10^4$ В/см) да тезлантирилади ($v_d \sim v = 10^7$ см/с).

i- қатлам қалинлиги ёруғлик ютилиши чуқурлиги (яъни $l_\nu \sim \frac{1}{\alpha}$) дан каттароқ қилинади. Тўлқин узунлиги 0,8 мкм бўлган ёруғликнинг кремнийда ютилиш чуқурлиги $10 \div 20$ мкм, етарлича кенг камбағаллашган қатлам ҳосил қилиш учун эса $10 \div 20$ В чамасида ишчи кучланиш зарур.

Энди $p^+ - i - n^+$ диоддан ўтадиган фототокни ҳисоблайлик. Юқорида айтилганлар асосида p^+- қатламда пайдо қилинган номувозанат ҳолатдаги заряд ташувчиларнинг фототокка қўшадиган ҳиссасини эътиборга олмаймиз. Бунда ёруғлик (нурланиш) сиртдаги p^+-қатламда кучсизланмасдан ўтиб, ҳажмий зарядли i- соҳага тушади, i- соҳада вужудга келган электрон-ковак жуфтларни электр майдон тўла ажратиб юборади, оқибатда турли ишорали заряд ташувчилар бир-биридан мустақил равишда ҳаракат қиладилар (8.3, б- расм). Ҳажмий заряд соҳаси (i- соҳа) қалинлигини d_i билан белгилаймиз. У ҳолда ажратилган заряд ташувчиларнинг ток зичлигига қўшадиган ҳиссаси қуйидагича бўлади:

$$j_{\text{дрейф}} = -e \int_0^{d_i} g(x)\,dx = e\beta(1-R_\nu) I_{\nu 0} (1 - e^{-\alpha d_i}). \qquad (8.22)$$

n^+- соҳада вужудга келтирилган ташувчилар ҳам (диффузия туфайли) фототокка ҳисса қўшади, $d_{n^+} \gg L_n$ бўлганда диффузион ток ифодаси:

$$j_{\text{диф}} = e\beta I_{\nu_0} (1 - R_\nu) \frac{\alpha L_n}{1 + \alpha L_n} e^{-\alpha d_i}. \qquad (8.23)$$

Демак $p^+ - i - n^+$ диоднинг бирлик сиртга тўғри келган фототоки

$$j_\phi = j_{\text{диф}} + j_{\text{дрейф}}.$$

$p^+ - i - n^+$ нинг d_i қалинликдаги базаси орқали заряд ташувчининг учиб ўтиш вақти

$$t_{p-i-n} = \frac{d_i}{v_d(\mathscr{E})} = \frac{d_i^2}{\mu_H V} \qquad (8.24)$$

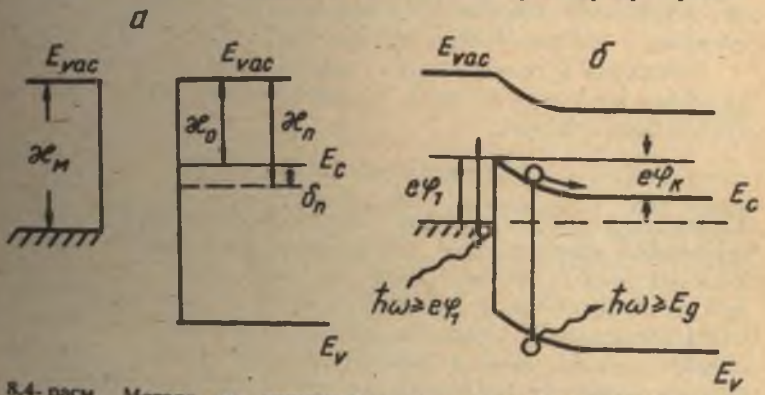
кўринишда ифодаланади.

$$\frac{t_{p-n}}{t_{p-i-n}} = (2k_0T/eV)^{-1} \qquad (8.25)$$

нисбат дрейф кўчиришнинг диффузион кўчиришга нисбатан эффективлигини (афзаллигини) ифодалайди. $d_i = 10 \div 20$ мкм, $V = 5 \div 10$ В бўлганда $p-i-n$ фотодиоднинг дрейф вақт доимийси $t_{p-i-n} \simeq 10^{-9} \div 10^{-10}$ с чамасида бўлади. Бу субнаносекунд диапазонида тез ишловчи кремний фотодиод яратиш имконияти борлигини кўрсатади.

8.3- §. Шоттки диодларида фотоэффект

Вакуумда яримўтказгич устига металлни чанглатиб ўтқизилганда (улар орасида оксид қатлами йўқ бўлганда) яримўтказгич ва металл оралиғи 10^{-7} см чамасида бўлади. Агар n- типли яримўтказгичда электроннинг чиқиш иши $\varkappa_n$ унинг металлдан чиқиш иши $\varkappa_M$ дан кичик бўлса (8.4, а- расм), бу ҳолда контакт орқали электронлар яримўтказ-



8.4- расм. Металл ва яримўтказгичнинг контактлашишдан олдинги энергетик зоналар диаграммалари *(а)*, металл ва яримўтказгич контактлашганда ҳамда кучланиш бўлмаганда Шоттки потенциал тўсиғининг пайдо бўлиши *(б)*.

гичдан металлга ўтади ва унинг сиртини манфий зарядлайди. Яримўтказгичнинг контакт яқинидаги қатламдан электронлар кетиб қолиши оқибатида бу қатламда донор

ионларидан иборат мусбат ҳажмий заряд пайдо бўлади, яримўтказгичнинг контактлашган сирти мусбат зарядланиб қолади. Яримўтказгичдаги ҳажмий заряд қатлами анча катта бўлиши мумкин. Контакт қатламида электр майдон вужудга келади ва электронларни жойидан кетказади. Оқибатда яримўтказгич контактлашган сиртдан ҳажмий томонга энергия сатҳлари пасаяди (8.4, б- расм). Бу жараён то металл — яримўтказгич системасида умумий Ферми сатҳи ўрнашиб олгунча давом этади. Бу ҳолда контакт орқали ток нолга тенг бўлади, яъни динамик мувозанат ўрнашади — электронларнинг металлдан яримўтказгичга ва яримўтказгичдан металлга йўналган токлари ўзаро тенглашади. Контакт қатламидаги ҳажмий заряднинг электр майдони яримўтказгичдан металл томонга ҳаракатланаётган электронлар учун потенциал тўсиқ ҳосил қилади, унинг баландлиги

$$e\varphi_k = \varkappa_M - \varkappa_n . \tag{8.26}$$

Электронларнинг металлдан яримўтказгич томонга йўналган оқими учун потенциал тўсиқ баландлиги

$$e\varphi_1 = \varkappa_M - \varkappa_{n0} \tag{8.27}$$

бўлади, бу ерда $\varkappa_{n0}$ — яримўтказгичнинг электрон яқинлик (сродство) энергияси (электронни E_c сатҳдан вакуумга чиқариш учун лозим бўлган энергия),

Контактга V ташқи тўғри кучланиш берилганда потенциал тўсиқ пасаяди, аксинча, тескари кучланиш берилганда кўтарилади; умуман:

$$e\varphi(V) = e(\varphi_k \pm V). \tag{8.28}$$

Тўғри ва тескари кучланиш берилган ҳолларда, тақрибан, металлдан яримўтказгич томонга ҳаракатланаётган электронлар учун потенциал тўсиқ баландлиги $e\varphi_1$ ўзгармайди деб ҳисобласа бўлади. Бинобарин, бу металлдан яримўтказгичга электронлар оқими илгаригидай (мувозанат ҳолатдагидай) қолади. Аммо, яримўтказгичда металл томонга йўналган электронлар оқими эса потенциал тўсиқ баландлиги $e\varphi(V)$ га муҳим даражада боғлиқ. Тўғри кучланиш берилганда (манбанинг мусбат қутби металлга, манфий қутби яримўтказгичга уланганда) ташқи манба ҳосил қилган майдон контактнинг ички контакт майдонига қарши йўналган бўлади ва натижавий майдон кичраяди, бинобарин потенциал тўсиқ пасаяди, контакт яқинида электронлар

концентрацияси ошади, электроннинг металл томонга оқими ортади, бу эса, металлдан яримўтказгич томонга тўғри ток ўтади, демакдир. Контактнинг диод ВАХ и

$$j_{тўғ} = j_s\left(e^{\frac{eV}{k_0T}} - 1\right).$$

Контактга тескари (ёпувчи йўналишда) кучланиш берилганда (металлга манфий, яримўтказгичга мусбат қутб уланганда) ташқи майдон контакт майдони билан бирдай йўналган бўлади ва натижавий майдон катталашади, потенциал тўсиқ кўтарилади, металлдан яримўтказгич томонга электронлар оқими ўзгармас қолгани ҳолда қарши оқим камаяди.

Тескари ток (ВАХ) ифодаси юқоридаги ифодада V ни $-V$ га алмаштириш билан ҳосил қилинади:

$$j_{тес} = j_s\left(e^{-\frac{eV}{k_0T}} - 1\right).$$

Металл-яримўтказгич контактининг тўғрилаш Давидов-Шокли диффузион назариясида асосий заряд ташувчилар камайиб кетган ёпувчи қатлам орқали уларнинг диффузион ҳаракати ҳисобга олинади, чунки ёпувчи қатлам қалинлиги катта, яъни $d \gg e\varphi_k\lambda / K_0T$ бўлганда (λ — эркин югуриш йўли) электронлар бу қатламдан ўтгунча кўп марта тўқнашишга дуч келади.

Бу назариядан қуйидаги ВАХ келиб чиқади:

$$j = \sigma_0\left[\frac{2en_0d\cdot(\varphi_k \pm V)}{\varepsilon\varepsilon_0}\right]^{1/2} e^{-\frac{e\varphi_k}{k_0T}}\left(e^{\pm\frac{eV}{k_0T}} - 1\right), \qquad (8.29)$$

бу ерда σ_0 — яримўтказгич қажмидаги солиштирма ўтказувчанлик, n_0 — электронларнинг номувозанат ҳолатдаги концентрацияси. (8.29) дан кўринишича, ёпувчи йўналишдаги кучланиш ортиши билан ток тез камайиб, ўзининг чегаравий j_s қийматига интилади:

$$j_s = \sigma_0\left[\frac{2n_0ed(\varphi_k \pm V)}{\varepsilon\varepsilon_0}\right]^{1/2} \cdot e^{-\frac{e\varphi_k}{k_0T}}. \qquad (8.30)$$

j_s нинг таркибига V киргани учун j_s тўйинмайди, балки $\sqrt{V}$ қонун бўйича ўсиб боради.

Металл-яримўтказгич контактлашувининг Бете диод назариясида ёпувчи қатлам юпқа, яъни $2e\varphi_k\lambda / k_0T \gg d$.

Шунинг учун ҳам бу қатламдан ўтаётган электрон деярли ҳеч тўқнашмасдан учиб ўтади, деб ҳисобланади. Бу назария қуйидаги металл-яримўтказгич контакти ВАХ ини беради:

$$j=\frac{e}{4}n(0)\langle v\rangle\left(e^{\pm\frac{eV}{k_0T}}-1\right); \qquad (8.31)$$

бу ерда $\langle v\rangle=(8k_0T/\pi m^*)^{1/2}$ — электронлар иссиқлик ҳаракатининг ўртача тезлиги, $n(0)=N_c\exp\left(-\frac{e\varphi_1}{k_0T}\right)$ — яримўтказгич билан металл чегарасидаги электронларнинг мувозанат ҳолатдаги концентрацияси. Ёпувчи йўналишда контактга ташқи кучланиш берилганда электронлар оқими тезда ўзининг доимий қийматига эришади:

$$j_s=\frac{e}{4}\cdot n(0)\langle v\rangle. \qquad (8.32)$$

Энди металл-яримўтказгич контактлашувида вужудга келадиган фотоэффект ҳодисасини кўриб чиқайлик. Тўсиқ баландлиги қуёш элементларида салт юриш кучланиши қийматини аниқлайди. Агар ажралиш сиртининг хоссалари φ_1 га таъсир қилмаса, унинг қиймати бевосита (8.27) муносабат ёрдамида топилади. Бироқ, тўсиқ баландлигининг тажрибадан аниқланган қийматлари (8.27) муносабатдан олинганидан кичик. Амалда $e\varphi_1$ нинг қиймати ковале́нт боғланишли яримўтказгичлар (Ge, Si) ва Менделеев даврий системасининг кўпчилик III — V группа бирикмалари (A_3B_5) билан биргаликда контакт ҳосил қилган металл турига деярли боғлиқ эмас. Бу хусусият яримўтказгичга металл қатламлар ўтказилганда Ферми сатҳининг ўзгармаслигини акс эттиради. Ферми сатҳи вазиятининг ўзгармаслиги яримўтказгич сиртида сирт ҳолатлари борлиги сабабидандир ҳамда унинг металл билан контактлашиши фақат иккинчи тартибдаги ҳодисаларни юзага келтиради, деган фикр мавжуд. Тўсиқнинг баландлиги $e\varphi_1$ ни ажралиш чегарасидаги жами заряд, диполлар ҳамда металл ва яримўтказгичнинг чиқиш иши белгилайди.

Баландлиги $e\varphi_1$ бўлган тўсиқ учун ажралиш чегарасидаги (электронлар учун) ҳолатлар яримўтказгич сирти бўйлаб текис тақсимланган ва металл билан яримўтказгич бир-биридан жуда юпқа диэлектрик қатлам билан ажратилган, деб ҳисобланадиган содда модель ёрдамида қуйидаги ифода олинган:

$$e\varphi_1=C_2(\varkappa_M-\varkappa_n)-(1-C_2)(E_g-e\Phi_0^*)+C_0\,, \qquad (8.33)$$

бу ерда $C_2=\varepsilon(\varepsilon+e^2\delta N_{ss})$; ε, δ — оралиқ диэлектрик қатламнинг диэлектрик сингдирувчанлиги ва қалинлиги, Φ_0^* металл билан контакт йўқ бўлган ҳол учун Ферми сатҳининг валент зона четига нисбатан вазияти, N_{ss} — ажралиш чегарасидаги ҳолатлар зичлиги [$см^{-2}эВ^{-1}$]. C_0 ни одатда эътиборга олмаслик мумкин. Агар металл — n-типли яримўтказгич структурасида $N_{ss}\to\infty$ бўлса, $C_2=0$ бўлади. У ҳолда,

$$e\varphi_1=E_g-e\Phi_0^*. \qquad (8.34)$$

Мазкур ҳолда Ферми сатҳини сирт ҳолатлари аниқлайди ва тўсиқ баландлиги металлнинг турига боғлиқ эмас, балки ажралиш чегараси хоссаларига тамомила боғлиқ. Бу ҳолни Бардин чегараси дейилади. Агар $N_{ss}\to 0$ бўлса, у ҳолда $C_2\to 1$ ва (8.33) ифода (8.27) ифодага айланади. Бу ҳолни Шокли чегараси дейилади.

Тажрибаларнинг кўрсатишича, ковалент яримўтказгичлар учун Ферми сатҳининг ўзгармас вазияти $e\Phi_0^*=2E_g/3$ энергияга мос келади. Шоттки тўсиқли диодларда (камбағаллашган металл-яримўтказгич контактларда) энг камида қандайдир оксиднинг бир неча атомлар қатлами (1÷3 нм) мавжуд бўлади. Бу оксид қатлам асбоб тайёрлангунча ёки уни тайёрлаш жараёнида юзага келган бўлади ва фото ЭЮКни анча ошириши мумкин.

Диэлектрик (оксид) қатлам қуйидаги ҳодисалар сабабчиси бўлади:

1. Металл ва яримўтказгич орасида пассив диэлектрик тирқиш ҳосил бўлади.

2. Заряд ташувчиларнинг диэлектрик қатлам орқали туннелланиши жараёни уларнинг кўчишини чеклайди, оқибатда кучланишнинг муайян қийматига кичикроқ ток мос келади.

3. Кучланишнинг бир қисми диэлектрик қатламга тушгани сабабли потенциал баландлиги ўзгаради, бу эса диод коэффициенти A нинг қийматлари бирдан катта бўлишига олиб келади.

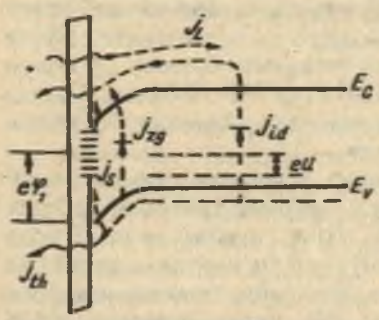
4. Потенциал тўсиқнинг эффектив баландлиги $e\varphi_1$ диэлектрик қатлам ичидаги ёки диэлектрик — яримўтказгич чегарасидаги зарядлар таъсирида, шу зарядннг ишорасига боғлиқ равишда ортади ёки камаяди.

Диэлектрик қатлами бўлмаган Шоттки тўсиқли структураларда қоронғуликдаги диод токини аниқловчи, тўсиқ устидан ўтаётган асосий заряд ташувчиларнинг термо-

эмиссияси мавжуд бўлади. Бундан ташқари асосий заряд ташувчиларнинг тўсиқнинг юқориги қисми орқали туннелланиши билан боғлиқ бўлган кучсиз эффектлар (ҳодисалар), шунингдек, камбағаллашган қатламда эса рекомбинация ҳам кузатилади (бу рекомбинацияни кўпгина қуёш элементларида эътиборга олмаслик мумкин). Бундан ташқари, инжекцияланаётган асосий бўлмаган заряд ташувчилар оқими ҳам мавжуд бўлади.

Металл — диэлектрик — яримўтказгич (МДЯ) структураларда қоронғуликдаги ток зичлиги тўртта ташкил этувчидан иборат:

$$j = j_{th} + j_{rd} + j_{id} + j_{sr}. \qquad (8.35)$$



8.5- расм. n-тип кремний асосидаги МДЯ структурасида токнинг ҳар хил ташкил этувчиларининг йўналиши схемаси.

Улар термоэлектрон эмиссия (j_{th}), камбағаллашган қатламаги рекомбинацион-генерацион жараёнлар (j_{rd}), квазинейтрал соҳадаги заряд ташувчилар инжекцияси ва диффузияси (j_{id}), уларнинг диэлектрик-яримўтказгич чегарасидаги рекомбинация (j_{sr}) билан боғлиқдир (8.5- расм).

Ёруғлик туширилганда ҳажмий заряд соҳасида ва унга ёндашган квазинейтрал соҳада вужудга келадиган заряд ташувчилар диэлектрик қатлам орқали туннелланиши керак, қатламнинг қалинлиги 2÷3 нм дан ортиқ бўлмаганда йиғиш коэффициентининг катта бўлишига эришиш мумкин.

Структура ёритилганда V кучланиш вужудга келади, унинг V_d қисми диэлектрик қатламга мос келади. Бу ҳолда ёритилаётган асбоб орқали тўла ток зичлиги қуйидаги ифодага эгадир:

$$J = \mathcal{F}_n A^* T^2 e^{-\frac{eV_n}{k_0 T}} \left[\exp\left(\frac{eV_n}{k_0 T}\right) - \exp\left(\frac{eV_d}{k_0 T}\right)\right] +$$
$$+ \mathcal{F}_p P_{n_0} D_n \left(\exp\left(\frac{eV}{k_0 T}\right) - 1\right) \frac{1}{L_n} - \mathcal{F}_p J_\Phi. \qquad (8.36)$$

Бу ифодадаги биринчи ташкил этувчи асосий заряд ташувчилар кўчишининг термоэмиссион механизми билан

боғлиқ бўлиб, унда диэлектрик қатлам орқали тунелланиш эҳтимоллиги $\mathcal{F}_n$ ҳисобга олинган; иккинчи ташкил этувчи эса асосий бўлмаган заряд ташувчилар токидан иборат бўлиб, бунда диэлектрик қатлам орқали тунелланиш $\mathcal{F}_p$ ҳисобга олинган; учинчиси — фототок зичлигидан иборат. $V_d = V - V_g$ кучланиш диэлектрик қатлам хоссаларига, шу қатламдаги Q_{ss} зарядга, сирт зарядига, диполлар характеристикасига, шунингдек яримўтказгичнинг хоссаларига боғлиқ бўлади (8.5- расм).

Агар яримўтказгичдаги кучланишни $V_n = V - V_d = \frac{V}{A}$;

$A = \left(1 - \frac{V_d(V)}{V}\right)$ кўринишда ифодаласак,

$$I = I_{ns}\left[\exp\left(\frac{eV}{Ak_0T}\right) - 1\right] + I_{ps}\left[\exp\left(\frac{eV}{k_0T} - 1\right)\right] - F_pI_\phi; \quad (8.37)$$

бу ерда A — диод коэффициенти.

Майдон тақсимланиши ҳодисаси I_{ns}, I_{ps} тўйиниш токларига кучсиз таъсир қилади, аммо у A коэффициентнинг кучланишга боғланишига ва унинг қиймати 1 дан катта бўлишига олиб келади. I_ϕ фототок ифодаси n—p- ўтишли структуралардагидек аниқланади.

Стационар ҳолатда бир ўлчовли узлуксизлик тенгламаси ҳамда Пуассон тенгламаси системаси

$$\begin{cases} \frac{1}{e}\frac{d}{dx}\left(eD_n\frac{dn}{dx} + en\mu_n\mathcal{E}\right) - \frac{\Delta n}{\tau_n} + g_0e^{-\alpha x} = 0; \\ -\frac{1}{e}\frac{d}{dx}\left(-eD_p\frac{dp}{dx} + ep\mu_p\mathcal{E}\right) - \frac{\Delta}{\tau_p} + g_0e^{-\alpha x} = 0; \\ \frac{dt}{dx} = \frac{4\pi}{\varepsilon}(\Delta n - \Delta p) \end{cases} \quad (8.38)$$

ни

$$n(x)\,|_{x=0} = N_D\exp\left(-\frac{e\varphi_k}{k_0T}\right),\ n(x)\,|_{x=d} = N_D; \quad (8.39)$$

$$p(x)\,|_{x=0} = \frac{n_i^2}{N_D}\exp\left(\frac{e\varphi_k}{k_0T}\right),\ p(x)\,|_{x=d} = p_n \quad (8.40)$$

чегаравий шартлардан фойдаланган ҳолда ечиб, камбағаллашган соҳадаги номувозанат ҳолатдаги электронлар ва коваклар концентрациясини аниқлаймиз: соддалик учун $r_n = r_p = \frac{\Delta n}{\tau_n} = \frac{\Delta p}{\tau_p} = 0$, деб оламиз. Ҳажмий заряд ташқари-

сида — база соҳасида ($\vec{\mathscr{E}}=0$) узлуксизлик тенгламаси (7.27) кўринишни олади. Базанинг қалинлиги етарлича Катта ($d \gg L_p$) бўлганда $p_{x\to\infty}=p_{n0}$ бўлади. Юқоридаги тенгламаларни тегишли чегаравий шартлар ёрдамида ечиш натижалари ВАХ нинг ёруғликдаги ифодасини ва j_ϕ фототок зичлигини ҳисоблаб топиш имконини беради:

$$j_\phi = e\int_0^d g(x)\,dx + \int_0^\infty g(\xi)\,e^{-\frac{\xi-d}{L_p}}\,d\xi - g(0)\frac{\delta_D^2}{d}, \qquad (8.41)$$

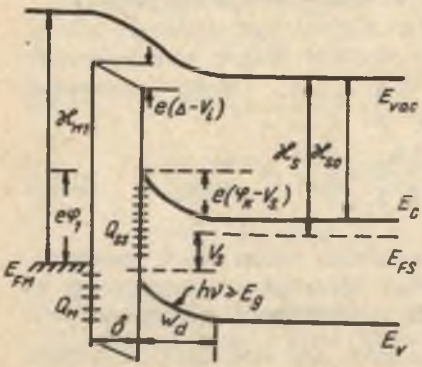
бу ерда $g(x)=\alpha\beta I_{v_0}(1-R_v)e^{-\alpha x}$ — хусусий ютилиш соҳасидаги генерация тезлиги. (8.41) даги биринчи ҳад камбағаллашган соҳада зарядларнинг тўла йиғилишига мос келади. Иккинчиси базадан қисман йиғилишни ифода қилади ва у экспоненциал қонун бўйича камаяди. Учинчи ҳад (манфий ишора билан) камбағаллашган соҳадан тўла бўлмаган йиғилишни ифодалайди; у контакт яқинида ёруғлик вужудга келтирган электронларнинг металл ичига кетиб қолиши билан боғлиқдир.

Оксид қатлам бўлмаган ҳолда тўйиниш токи зичлиги:

$$j_s = e\left[\frac{D_p}{L_p}p_{n0} + N_D\exp\left(-\frac{e\varphi_k}{k_0T}\right)\frac{D_n d}{\delta_D^2}\right]; \qquad (8.42)$$

бунда $\delta_D=(\varepsilon k_0T/4\pi e^2N_D)^{1/2}$ — Дебай экранлаш узунлиги; $d=\sqrt{(\varphi_k-V)\varepsilon/2\pi eN_D}$ — ҳажмий заряд соҳаси қалинлиги; V — ёритилган фотоэлемент чиқишидаги кучланиш.

Шоттки тўсиқли структураларда фототок икки ҳодиса (эффект)га боғлиқ; булар — яримўтказгичда хусусий ютилиш ва металлдан яримўтказгич томонга фотоэмиссиядир.



8.6-расм. МДЯ структурали қуёш элементининг энергетик зоналар диаграммаси:

Q_m — металл сиртидаги тўла заряд зичлиги; Q_d — диэлектрик қатламдаги ҳажмий заряд зичлиги; Q_{ss} — сиртий ҳолатлардаги заряд зичлиги; Δ — силжиш (кучланиш) бўлмагандаги диэлектрикда потенциал тушиши; V_i — диэлектрик қатламга тушган кучланиш; V_s — яримўтказгичга тушган кучланиш.

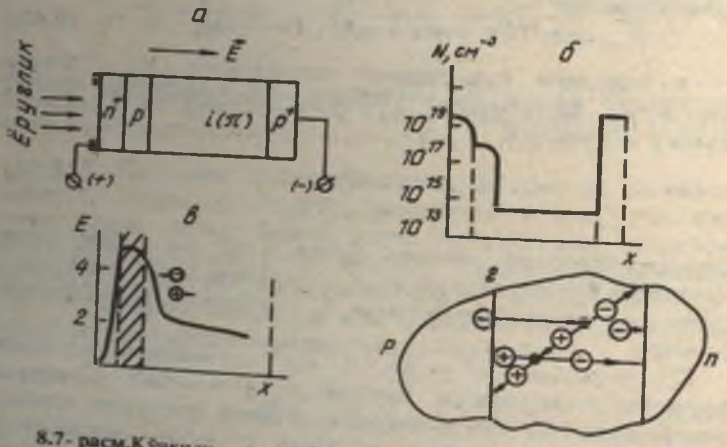
Хусусий фотоэффектнинг узун тўлқинли чегарасини яримўтказгичнинг тақиқланган зонаси кенглиги E_g белгилайди, металлдан фотоэмиссия учун узун тўлқинли чегарани эса E_g дан кичик бўлган, металл томондаги яримўтказгич чегарасининг потенциал тўсиғи баландлиги аниқлайди (8.6- расм).

Шоттки тўсиқли структуралар Қуёш энергиясини электр энергиясига айлантиришда ва ёруғлик оқими датчиклари сифатида ишлатилиши мумкин. Бу структуралар асосидаги фотоқабулқилгичлар кичик тикланиш вақтига эгадир ва тез навбатлашувчи ёруғлик импульсларини қайд қилиш учун қўлланиши мумкин.

8.4- §. Кўчкили-учма диодларда фотоэффект

Биз қараб чиққан оддий $p-n$-ўтиш ва $p-i-n$-структуралардаги фотоэффектда $\hbar\omega \geqslant E_g$ энергияли фотонларнинг ютилиши электрон-ковак жуфтларини вужудга келтиради, бунда бир ютилган фотон бир электрон-ковак жуфтини ҳосил қилади. Пайдо бўлган номувозанат ҳолатдаги заряд ташувчилар ё рекомбинацияланади, ёки $p-n$- ўтишдан ўтиб фототок хосил қилади.

Етарлича қалин $p-n$- ўтишли диодларга катта тескари кучланиш берилганда ёруғлик ҳосил қилган заряд ташувчилар $p-n$- ўтиш соҳасига ўтиб, унинг кучли электр майдонида тезлантирилади. Агар улар етарли энергия



8.7- расм. Кўчкили — учма фотодиод тузилиши *(а)*, киришмалар концентрациясининг x га боғланиши *(б)*, электр майдон тақсимоти *(в)*, $p-n$- ўтиш соҳасида зарбдан ионланиш жараёнининг ривожланиши *(г)*.

олгунча тезлантирилса, валент зонадаги электронларни зарб билан ўтказувчанлик зонасига ўтказадилар, бинобарин, ўз йўлларида иккиламчи жуфтларни ҳосил қиладилар. Ҳосил бўлган электронлар ва коваклар яна янги жуфтларни пайдо қилишлари мумкин ва ҳ. к. Бу жараён заряд ташувчиларнинг кўчкисимон кўпайиб боришига олиб келиши мумкин (8.7- расм), бу эса ташқи занжирда токнинг кескин ортиб кетишига сабаб бўлади. Бундай режимда ишлайдиган диодни *кўчкили-учма фотодиод* дейилади. Кўчкисимон кўпайиш туфайли кўчкили-учма фотодиод оддий диодларга нисбатан катта сезгирликка эгадир.

Кўчкисимон жараённинг ривожланиши учун қуйидаги икки шарт бажарилиши зарур:

1. p — n- ўтиш соҳасининг қалинлиги асосий бўлмаган заряд ташувчиларнинг эркин югуриш йўлидан анча катта бўлиши керак.

2. Асосий бўлмаган заряд ташувчи p — n- ўтиш майдонида тезланиб жамғарган энергияси валент зонадаги электронни ўтказувчанлик зонасига ўтказишга етарли бўлиши, яъни зарбдан ионланиш бўсағаси энергияси $eU_{\text{—}} = (2 \div 3) E_g$ дан катта бўлиши керак.

Зарбдан ионланиш ҳодисаси III бобда батафсил қараб чиқилган эди. Бу ерда шуни таъкидлаймизки, p — n- ўтиш қалинлиги яримўтказгичнинг солиштирма қаршилигига боғлиқ, кўчкисимон тешилиш (лавинный пробой) кучланиши билан унинг орасидаги тажрибада аниқланган боғланиш қуйидагичадир:

$$V_{\text{теш}} = bp^t \text{ (Ge учун } b = 85;\ t = 0{,}65). \qquad (8.43)$$

p — n- ўтишдаги кучланишни одатдагидек V_{p-n} билан белгиласак, фототокнинг кўпайиш коэффициенти M ни Миллер формуласи

$$M = \frac{I_\Phi}{I_{\Phi 0}} = \frac{1}{1 - (V_{p-n}/V_{\text{теш}})^\eta} \qquad (8.44)$$

тарзида ифодалаш мумкин, бунда $\eta = 2 \div 6$ — бир қатор омилларга боғлиқ кўрсаткич, $I_{\Phi 0}$ — кўчки пайдо қилишдан пастроқ кучланишдаги фототок, I_Φ — кўпайиш шароитидаги фототок.

8.7, б- расмда $n^+ — p — n — p^+$ тузилишли кўчкили фотодиод тасвирланган. Ёруғлик n^+ — контакт тарафдан туширилади. 300 мкм диаметрли кўчкили фотодиод планар технология бўйича $p^+ — p$ (ёки $p^+ — n$) эпитаксиал структура асосида тайёрланган. n- соҳанинг қалинлиги

20 мкм, солиштирма қаршилиги $\rho = 300$ Ом·см, p- соҳани ҳосил қилишда бор ионларини киритиш ёки эпитаксиал ўстириш усули қўлланилган. Юпқа $n^+ - p$- ўтишни фосфорни диффузиялаб киритиш усули билан ҳосил қилинган.

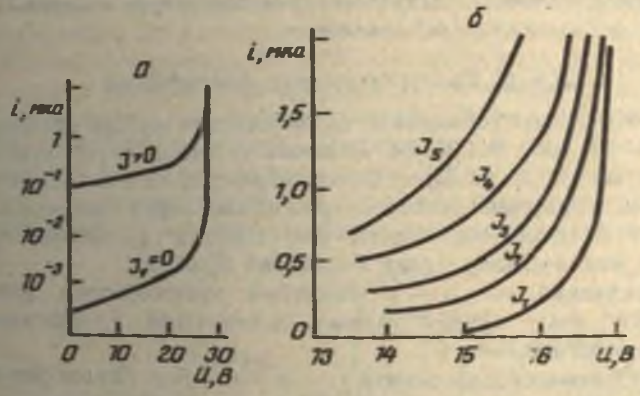
Фотодиодга берилган V кучланиш $p - n$- ўтишга ва кетма-кет уланган R қаршиликка тушади:

$$V = V_{p-n} + I_ф R. \tag{8.45}$$

(8.44) ва (8.45) ифодалардан фойдаланиб, фотодиод ВАХ ини

$$\frac{I_ф}{I_{ф0}} = \frac{1}{1 - [(V - I_ф R)/V_{тешк}]^n} \tag{8.46}$$

кўринишда ифодалаймиз.



8.8- расм. Кремнийдан *(а)*, германийдан *(б)* ясалган кўчкили-учма фотодиодларнинг ёруғликнинг ҳар хил интенсивлигида олинган вольт-ампер характеристикалари ($I_5 > I_4 > I_3 > I_2 > I_1$; $I_5/I_2 = 10^2$).

Бу ВАХларнинг типик кўриниши 8.8- расмда намойиш қилинган. Ундан кўринишича, диоднинг тўла токи кучланиш ортган сари ортиб бориб, катта кучланишлар соҳасида кўпайган қоронғуликдаги токнинг қийматига интилади. Қоронғуликдаги ток қанча кичик бўлса кўпайиш коэффициенти, бинобарин, сезгирлик ҳам шунча катта бўлади, бунда кўпайиш коэффициентининг максимал қиймати

$$M_{max} = \frac{V_{тешк}}{\eta R I_p}, \tag{8.47}$$

бундаги I_p — токнинг $K_{ab} < 1$ шароитдаги ковак ташкил этувчиси. Маълумки, кремний диодларида 300 К температу-

рада қоронғуликдаги ток германийникидан анча кичик, чунки $E_g(\mathrm{Si}) > E_g(\mathrm{Ge})$. Шунинг учун германий диодларига нисбатан кремний диодларида кучайтириш коэффициенти анча каттадир. Масалан, кремний кўчкили фотодиодларида $M = 10^4 \div 10^6$ бўлган шароитда германий фотодиодларида у 200—250 дан ошмайди. Шуни таъкидлаймизки, кўчкили фотодиодларнинг тезкорлиги улар киритилган схема релаксацияси ва кўчкининг шаклланиш вақти билан чегараланган. Кремний кўчкили фотодиод учун $C = 10^{-12}$ Ф, $R \simeq$ $\simeq 10 - 10^2$ Ом. Бундан: $RC \simeq 10^{-11}$ с ва диоднинг асллиги 10^{13}—10^{12} Гц, унинг спектрал диапазони $0{,}31 \div 1{,}13$ мкм. Кичик инерцияли ($\tau \simeq 0{,}5$ нс), юқори даражада сезгир (100 А/Вт), ички кўпайтириши 10^3, ёруғликни сезувчанлик бўсағаси паст (10^{-15} Вт·Гц$^{-1/2}$) бўлган кўчкили фотодиодлар толали-оптик алоқа йўлларида, кучсиз нурланишларни ошкор қилишда, юлдузлар ориентациясида, навигацияда ва бошқа соҳаларда қўлланилади.

8.5- §. Транзисторларда фотоэффект

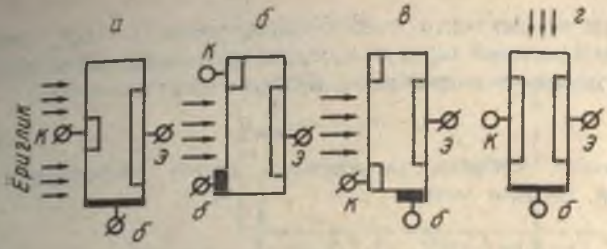
Фототранзисторларнинг турли хиллари ишлаб чиқилган: p — n- ўтишли биқутбий, Шоттки тўсиқли, гетероўтишли фототранзистор, МДЯли фототранзистор ва бошқалар. Бу транзисторларнинг ишлаши турли ҳодисаларга (эффектларга) асосланган, бинобарин, фототокнинг кучайиши ҳам турли механизмлар билан боғланган бўлади.

Даставвал p — n — p биқутбий транзисторда фототокнинг ички кучайтирилиши ҳодисасини батафсилроқ қараб чиқамиз.

Бу транзисторда иккита p — n ўтиш бор. Фототранзисторни фотодиод ва транзистордан ташкил топган деб тасаввур қилиш мумкин. База — коллектор ўтишининг ёритилган қисми фотодиод бўлади, структуранинг эмиттер остида жойлашган қисми эса транзистор бўлади.

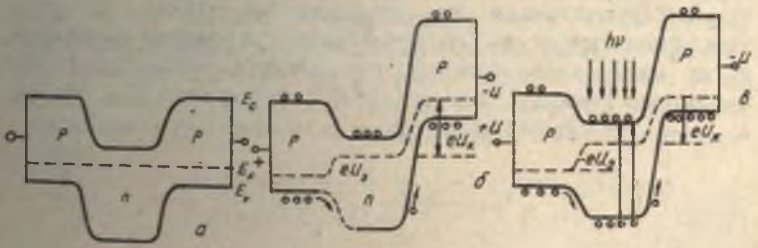
Бир электродни (чиқишни) эркин қолдириб, уларни улашнинг учта: эркин коллекторли, эркин эмиттерли ва эркин базали улаш усуллари бор. Булардан иккитаси p — n- ўтишнинг диод режимида уланиш схемасидан фарқ қилмайди. Фототокнинг ёки фотосезгирликнинг қийматлари схеманинг уланиш усулига, токни узатиш коэффициентига ва фототранзисторнинг қайси қисми ёритилишига боғлиқ бўлади (8.9- расм).

Назарий таҳлилнинг кўрсатишича, умумий эмиттерли ва узуқ (эркин) базали схемада база соҳасини ёритганда фототранзистор катта сезгирликка эга бўлади. Шунинг учун



8.9- расм. Фототранзисторларнинг тузилиш схемаси.

8.9, г- расмда тасвирланган p — n — p- структурадаги фотоэффектни кўриб чиқайлик. 8.10- расмда p — n — p- тузилишли фототранзисторнинг қоронғуликда *(б)*, ёритилишда *(в)* ташқи кучланиш бор бўлгандаги зонавий модели тасвирланган. Бу уланиш схемасида чапдаги эмиттер ўтиш ўтказувчи йўналишида, ўнгдаги коллектор ўтиш эса ёпувчи йўналишда уланган. Демак, берилган кучланишнинг деярли ҳаммаси коллектор ўтишга тушади. Занжир улангандан кейинги дастлабки боскичда занжирдаги ток айрим олинган коллектор ўтишнинг тескари токи $I_{КБО}$ га тенгдир, у эса базадан коллекторга ўтаётган коваклар ҳамда коллектордан базага ўтаётган электронлар токларидан ташкил топган. Бу



8.10- расм. Ташқи кучланиш бўлмаган *(а)* ва бўлган *(б, в)* ҳоллар учун фототранзисторнинг зонавий модели:
б — қоронғуликда; *в* — ёритилганда.

токлар базада манфий заряд пайдо қилади. Шу туфайли эмиттер ўтишининг потенциал тўсиғи пасаяди ва эмиттердан базага коваклар киради. Бу ковакларнинг бир қисми база орқали ҳаракатланиб коллекторга киради, қолган қисми базадаги манфий зарядни компенсациялашда қатнашади.

Агар $h_{21Б}$ орқали эмиттер токини узатиш коэффициентини белгиласак, эмиттердаги коваклар токининг $h_{21Б} = I_к/I_э$

ҳиссаси коллекторга етиб боради, унинг $1-h_{21Б}$ ҳиссаси базадаги манфий зарядни компенсациялашда қатнашади.

Базанинг электрнейтрал бўлиши шартига кўра,

$$I_э(1-h_{21Б})=I_{КБО}. \qquad (8.48)$$

Кетма-кет уланган занжирнинг барча қисмларида ток бирдай, шунинг учун

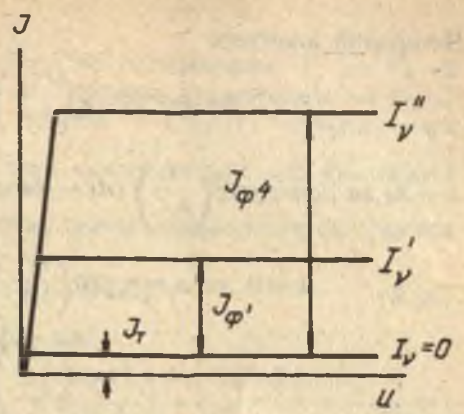
$$I=I_к=I_э=I_{КБО}+I_эh_{21Б}=I_{КБО}\frac{1}{1-h_{21Б}}. \qquad (8.49)$$

Бу ифодадан шундай хулоса чиқади: $h_{21Б}\approx 1$ чамасида бўлгани учун эмиттер ўтиш қоронғуликда фототранзистор токини (фотодиоднинг тўйиниш тескари токига нисбатан) орттиради. Занжирдаги токни n- соҳадаги асосий бўлмаган заряд ташувчилар ва эмиттер ўтказган, кейин база орқали коллекторга етиб келган асосий бўлмаган заряд ташувчилар белгилайди. Демак, тўғри йўналишда уланган эмиттер ўтишда потенциаллар айирмасининг озгина ўзгариши ҳам базага киритиладиган коваклар сонини оширади ва бинобарин, коллектор токини ҳамда ташқи занжирдаги токни анча орттиради. Базани $\hbar\omega \geqslant E_g$ энергияли фотон билан ёритганда ёруглик ютилиб, электрон-ковак жуфтлари вужудга келади. Улар коллектор ҳамда эмиттер ўтишлар томонларига диффузияланади ва ўтишларнинг электр майдони таъсирида ажралади. Тескари йўналишда уланган коллектор ўтиш занжирида тескари ток ортади, чунки фототок коллектор токига қўшилади. (8.49) формулада $I_{КБО}$ ўрнига $I_{КБО}+I_ф$ ни қўямиз, у ҳолда

$$I_к=(I_{КБО}+I_ф)\frac{1}{1-h_{21Б}}\simeq\frac{I_ф}{1-h_{21Б}}=K\cdot I_ф, \qquad (8.50)$$

бу ерда $I_{КБО}\ll I_ф$; $K=\dfrac{I_к}{I_ф}$ — биқутбий транзисторнинг фототокни кучайтириш коэффициенти. Одатда $h_{21Б}$ нинг қиймати 1 га яқин, бинобарин, транзисторнинг фототоки фотодиод токига нисбатан $(1\div 3)\cdot 10^2$ марта кучайган бўлади ва жами сезгирлик ҳам шунча марта ортади. Энди фототранзистор ВАХининг муҳокамасига ўтамиз (8.11- расм). Бу ҳолда ҳам аввал концентрациялар тақсимоти, сўнг токларнинг ифодалари топилади ва таҳлил қилинади.

Маълумки, 8.10- расмда тасвирланган $p-n-p$ тран-



8.11- расм. Фототранзистор вольт-ампер характеристикалари оиласи.

зисторнинг база соҳасида, ёритиш шароитида, номувозанат ҳолатдаги эркин коваклар концентрацияси

$$\Delta p = \Delta p_к + \Delta p_ф \qquad (8.51)$$

кўринишда ифодаланади, бунда $\Delta p_к$ — база ёритилмаётганда унга эмиттер орқали киритилган номувозанат ҳолатдаги коваклар концентрацияси, $\Delta p_ф$ — база ёритилган ҳолдаги коваклар концентрацияси.

Етарлича кичик токлар соҳасида $p-n$- ўтишдан ташқарида электр майдон кучланганлиги нолга яқин бўлади, бинобарин, токнинг дрейф ташкил этувчиси жуда кичик. Яна тўғкич марказлар йўқ ёки уларнинг концентрацияси жуда кичик, яъни $\Delta n = \Delta p$, деб фараз қиламиз. Бу шароитда стационар узлуксизлик тенгламалари (7.27) кўринишни олади:

$$D_p \frac{d^2\Delta p}{dx^2} - \frac{\Delta p}{\tau_p} + g(x) = 0, \quad D_n \frac{d^2\Delta n}{dx^2} - \frac{\Delta n}{\tau_n} + g(x) = 0. \qquad (8.52)$$

Генерация бир текис, унинг тезлиги

$$g(x) = g_0 = \alpha\beta I_{v0}(1 - R_v).$$

Бу тенгламаларнинг умумий ечимлари (7.28) га ўхшаш

$$\Delta p = A \exp\left(\frac{x}{L_p}\right) + B \exp\left(-\frac{x}{L_p}\right) + g_0\tau_p, \qquad (8.52, а)$$

$$\Delta n = A_1 \exp\left(\frac{x}{L_n}\right) + B_1 \exp\left(-\frac{x}{L_n}\right) + g_0\tau_n. \qquad (8.52, б)$$

Чегаравий шартлар:

$$x=0 \text{ да } p_1=p_n\exp\left(\frac{eV_э}{k_0T}\right); \qquad (8.53, \text{ а})$$

$$x=d_б \text{ да } p_2=p_n\exp\left(\frac{eV_k}{k_0T}\right) \ (d_б \text{ — база қалинлиги}) \qquad (8.53, \text{ б})$$

$$x=0 \text{ да } n_1=n_p\exp\left(\frac{eV_э}{k_0T}\right); \qquad (8.54, \text{ а})$$

$$x=d_б \text{ да } n_2=n_p\left(\exp\left(\frac{eV_k}{k_0T}\right)\right). \qquad (8.54, \text{ б})$$

(8.53 а, б) ни қаноатлантирувчи (8.52, а) нинг узил-кесил кўриниши:

$$\Delta p(x)=\left[(p_1-p_n)\operatorname{sh}\left(\frac{d_б-x}{L_p}\right)+(p_2-p_n)\operatorname{sh}\frac{x}{L_p}+\right.$$

$$\left.+g_0\tau\operatorname{sh}\left(\frac{d_б}{L_p}\right)-\operatorname{sh}\left(\frac{d_б-x}{L_p}\right)\operatorname{sh}\left(\frac{d_б}{L_p}\right)\right]\Big/\operatorname{sh}(d_б/L_p)$$

Бундан фойдаланиб, эмиттер ва коллектор ўтишлардаги коваклар токи аниқланади:

$$I_{pэ}=-eD_p\frac{d\Delta n}{dx}|_{x=0}; \quad I_{px}=-eD_p\frac{d\Delta p}{dx}|_{x=d_б}. \qquad (8.55)$$

Худди шу йўл билан электронлар токлари ҳам топилади:

$$I_{nэ}=eD_n\frac{d\Delta n}{dx}|_{x=0}; \quad I_{nк}=eD_n\frac{d\Delta n}{dx}|_{x=d_б}. \qquad (8.56)$$

Эмиттер ва коллекторнинг тўла токлари қуйидагича бўлади:

$$I_э=I_{pэ}+I_{nэ}; \ I_k=I_{pk}+I_{nk}. \qquad (8.57)$$

Қаралаётган ҳолда фототранзистор умумий эмиттерли ва узуқ базали схемада ишлайди, шунинг учун

$$I_э+I_k=0. \qquad (8.58)$$

Ташқи кучланиш V коллектор ва эмиттер ўтишлар орасида тақсимланади:

$$V=V_э+V_к. \qquad (8.59)$$

(8.58) ва (8.59) тенгламалар системасидан $V_э$ ва V_k ни топамиз. Соддалик учун берилган кучланишни $eV \gg k_0T$ деб қабул қиламиз. Амалда $eV_k \gg k_0T$, шунинг учун $\exp\left(-\frac{eV_k}{k_0T}\right)$ ни эътиборга олмаслик (нол деб ҳисоблаш) мумкин. Энди ёритилаётган транзистордан ўтаётган тўла ток тенгламасини оламиз:

$$I = I_F + I_К = I_э = I_k. \tag{8.60}$$

Қоронғуликдаги ток нфодаси:

$$I_К = (G_1 + G_3)\frac{G_1 + G_4 - G_2}{G_1 + G_3 - G_2} + G_2. \tag{8.61}$$

Натижавий фототок ифодаси:

$$I_F = \frac{G_1 + G_2}{G_1 + G_3 - G_2} I_Ф - I_2 - I_3 = I_1 - I_2 - I_3, \tag{8.62}$$

бунда $I_Ф = 2I_2 + I_3 + I_4$ — бирламчи фототокдир, унн иккала p — n- ўтишдан диффузион узунлик қадар масофадаги ташқи соҳаларда ва ички соҳаларда ёруғлик вужудга келтирган электронлар ва коваклар ҳаракати пайдо қилади:

$$\begin{cases} G_1 = ep_n\frac{D_p}{L_p}\operatorname{cth}\left(\frac{d_б}{L_p}\right); \quad G_2 = ep_n\frac{D_p}{L_p}\operatorname{cosech}\left(\frac{d_б}{L_p}\right); \\ G_3 = en_p\frac{D_n}{L_{n,э}}\operatorname{cth}\left(\frac{d_э}{L_{n,э}}\right); \quad G_4 = en_p\frac{D_n}{L_{n,К}}\operatorname{cth}\left(\frac{d_К}{L_{n,К}}\right); \\ I_1 = \frac{G_1 + G_2}{G_1 + G_3 - G_2} \cdot I_ф; \\ I_2 = eg_0L_p\left(\operatorname{cth}\left(\frac{D_б}{L_p}\right) - \operatorname{cosech}\left(\frac{D_б}{L_p}\right)\right); \\ I_3 = eg_0L_{n,э}\left(\operatorname{cth}\left(\frac{D_э}{L_{n,э}}\right) - \operatorname{cosech}\left(\frac{d_э}{L_{кр,э}}\right)\right); \\ I_4 = eg_0L_{nК}\left(\operatorname{cth}\left(\frac{d_К}{L_{nК}}\right) - \operatorname{cosech}\left(\frac{d_К}{L_{nК}}\right)\right). \end{cases} \tag{8.63}$$

(8.62) ифодада натижавий фототок $eV \gg k_0T$ шарт бажарилган ҳолда ташқи ток манбаининг кучланишига боғлиқ бўлмайди. Келтирилган ифодаларда n_p — электронларнинг

p- соҳадаги, p_n — ковакларнинг n-соҳадаги концентрацияси, L_p — ковакларнинг n-соҳадаги, $L_{n\text{э}}$ — электронларнинг эмиттер соҳасидаги, $L_{p\text{к}}$ — ковакларнинг коллектор соҳасидаги диффузион узунликлари.

Қисқа туташув режимида транзисторнинг ток узатиш коэффициенти

$$h_{21\text{б}} = \frac{G_2}{G_1 + G_3} \tag{8.64}$$

ни киритамиз ва (8.62) ифодани

$$I_F = \frac{1}{1 - h_{21\text{б}}} I_\phi - I_2 - I_3 \simeq \frac{1}{1 - h_{21\text{б}}} I_\phi = K I_\phi \tag{8.65}$$

кўринишда ёзиб оламиз.

Демак, аниқ ҳисоблаш йўли билан бу натижага келдик. У умумий мулоҳазалар асосида топилган (8.50) ифоданинг айнан ўзидир. $d_\text{б} \ll L_p$. $d = d_\text{э} = d_\text{к} \ll L_n$ бўлган ҳолда

$$K = \frac{1}{1 - h_{21\text{б}}} = \frac{L_\text{э}}{d_\text{б}} \cdot \frac{\xi}{1 + \xi \frac{d_\text{б}}{2L_\text{б}}}, \tag{8.66}$$

бундаги

$$\xi = \sigma_\text{э} L_\text{б} / \sigma_\text{б} d_\text{б}; \tag{8.67}$$

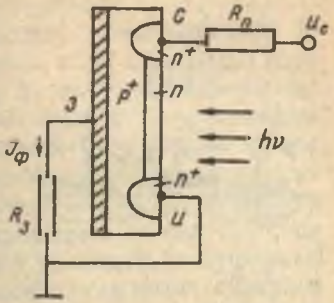
бу ерда $\sigma_\text{э}$, $\sigma_\text{б}$, $L_\text{э}$, $L_\text{б}$ — эмиттер ва базанинг ўтказувчанликлари ва диффузион узунликлари. Агар $\xi d_\text{б} \gg 2L_\text{б}$ бўлса, у ҳолда кучайтириш коэффициенти

$$K = \frac{\tau}{t_{yu}} \sim 10^2. \tag{8.68}$$

Бу формула фоторезистор кучайтириш коэффициенти таърифига ўхшашдир. Демак, фототранзисторларда ҳам фоторезисторлардагидек асллик катталигига ва ўтказиш соҳасига нисбатан чеклашлар вужудга келади. Фототранзисторнинг кучайтириш коэффициенти $K = 100$ бўлганда, частоталарни ўтказиш соҳаси $\Delta f = \frac{1}{2\pi\tau} \leqslant 10^5 \div 10^4$ Гц бўлади, бинобарин, фототранзисторнинг асллиги фоторезистор асллиги тартибида бўлади.

Энди p — n- ўтишли майдоний транзисторда фотоэффект ҳодисасининг кечишини қисқача қараб чиқамиз. Майдоний транзисторнинг тузилиши 8.12- расмда тасвирланган. У параллелепипед шаклидаги яримўтказгич бўлиб, унинг ён

ёғида $p-n$- ўтиш, қарши ёқнинг учларида омик контактлар олинган, $p-n$- ўтиш занжирда затворга тескари йўналишда уланган. Контактларнинг бирини манба (исток), иккинчисини эса пайнов (сток) дейилади, улар орасида $p-n$- ўтиш ҳажмий заряд соҳаси билан қарши ёқ орасидаги канал бўйлаб ток ўтиб туради. Затвордаги кучланиш $V_з$ ўзгариши туфайли ҳажмий заряд соҳаси кенглиги ҳам ўзгаради, бинобарин, ток каналининг кенглиги ҳамда токнинг катталиги ўзгаради. Фотон энергияси $\hbar\omega \geqslant E_g$ бўлган ёруғлик билан ёритилганда транзисторнинг n- каналида ҳамда затворга ёндошган соҳасида электронлар ва коваклар вужудга келади. $p-n$- ўтиш бу номувозанат ҳолатдаги заряд ташувчиларни ажратади: коваклар p- соҳага, электронлар n- соҳага ўтказилади, затвор занжирида $I_ф$ фототок ва унга мос кучланиш пайдо бўлади:



8.12- расм. Майдоний фототранзисторнинг тузилиши.

$$\Delta V_з = I_ф \cdot R_з. \tag{8.69}$$

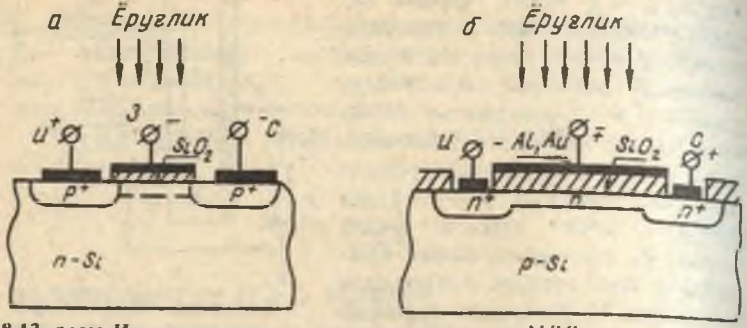
Затворда кучланишнинг ўзгариши канал бўйлаб ўтаётган токни ўзгартиради:

$$\Delta I_{си} = -S_к \cdot \Delta V_з = -S_к \cdot R_з I_ф, \tag{8.70}$$

бу ерда $S_к$ — характеристика тиклиги. Демак, каналдаги (манба ва пайнов орасидаги) ток $S_к R_з$ марта кучаяди, майдоний фототранзисторнинг сезгирлиги ҳам шунча марта ошади. $R_з$ нинг ортиши фототранзистор сезгирлигини орттиради, аммо шу билан бир вақтда вақт доимийси $\tau = R_з \cdot C_{з-и}$ ҳам ортиб боради, яъни асбобнинг тезкорлиги камаяди. Затвор сифатида $p-n$- ўтиш ўрнига Шоттки тўсиғи (металл-яримўтказгич) контакти ишлатилиши ҳам мумкин, у фототранзистор тезкорлигини оширади.

8.6- §. МДЯ- транзисторларда фотоэлектрик ҳодисалар

Металл-диэлектрик-яримўтказгичли (МДЯ) структура изоляцияланган бошқарувчи электродли (затворли) майдоний транзисторларнинг асоси бўлади. Ҳозир МДЯ- транзисторларнинг икки тури мавжуд, уларнинг бирида ток ўтказувчи канал олдиндан пайдо қилинган, иккинчисида эса

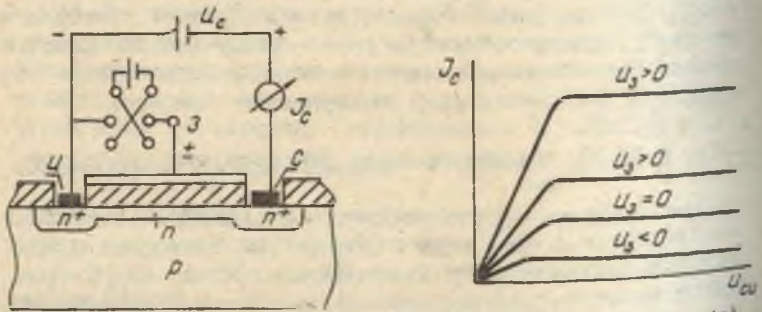


8.13- расм. Индукцияланган *p*-каналли ва *n*-каналли МДЯ- транзисторнинг тузилиши.

мазкур канал майдон таъсирида ҳосил қилинади. МДЯ-транзисторлар (8.13- расм) иккита $n^+ - p$- ёки $p^+ - n$-ўтишлардан иборат.

МДЯ- структуранинг яримўтказгич соҳасини қаршилиги унинг геометрик ўлчамлари ва электрофизик хоссалари билан аниқланадиган ўзига хос резистор деб қараш мумкин. МДЯ структураларда бошқарувчи электроднинг мавжуд бўлиши диэлектрикка ёндошган яримўтказгич қатламининг қаршилигини ўзгартириш (модуляциялаш) имконини беради. Энди МДЯ- транзисторлар ишлаши механизмини қараб чиқамиз.

Олдиндан пайдо қилинган каналли МДЯ- транзистор затворига мусбат кучланиш берилганда диэлектрик билан яримўтказгич чегарасида электронлар кўпаяди, қаршилиги камаяди, манба — пайнов занжирида ток ортади, манфий кучланиш берилганда — канал соҳасида электронлар камаяди, унинг қаршилиги ортади, пайнов — манба занжирида ток камаяди (8.14- расм).



8.14- расм. Ташқи кучланиш қўйилган *n*- каналли МДЯ- транзистор *(а)*, унинг вольт-ампер характеристикаси *(б)* ($I_c \sim U_c$ соҳа триод режими, $I_c = \text{const}$ соҳа тўйиниш режими деб аталади).

Таъсир орқали ҳосил қилинадиган каналли МДЯ — транзисторларда n- типли диффузион соҳа бўлмайди. Затворда кучланиш бўлмаганда ($V_з=0$), манба-пайнов электр занжири бир-бирига қарши уланган икки $n^+ - p$ ўтишдан иборат бўлади. Манба-пайнов кучланиши ҳар қандай кутбли бўлганда ҳам ўтишлардан бири тескари йўналишда уланган ва ундан кичик ток ўтади. Затворга мусбат кучланиш берилганда яримўтказгичнинг диэлектрик билан чегараси соҳасида коваклар концентрацияси камаяди ва кучланиш маълум қийматга эришганда электронларнинг сиртдаги (чегарадаги) концентрацияси ковакларникидан ортиб кетади, яъни ўтказувчанлик типи ўзгаради. Бунда пайнов ва манбанинг n^+ соҳасини туташтирганда сиртда n- типли инверсион канал ҳосил бўлади, манба-пайнов занжиридан ток ўтади. Шунинг учун, таъсир остида пайдо қилинадиган (индукцияланган) каналли МДЯ- транзисторлар, олдиндан пайдо қилинган каналли МДЯ- транзисторлардан фарқли равишда, затвордаги кучланишнинг фақат бир (мусбат) ишорасида ишлай оладилар.

Демак, МДЯ- транзисторларнинг ишлаш принципи олдиндан ҳосил қилинган канал қаршилигининг затвордаги кучланиш қутби ва катталиги ўзгарганда ўзгаришига (модуляцияланишига) асосланган.

Индукцияланган n-каналли (n-типли таглик) МДЯ-транзисторнинг характеристикасига ёритишнинг таъсирини қараб чиқайлик. Затворга яримўтказгичнинг сирт қатламини (ўтказувчанлик бўйича) кучли инверсия соҳасига силжитадиган кучланиш берилган бўлсин.

Агар МДЯ- транзисторни электрон-ковак жуфтлари ҳосил қиладиган ёруғлик ($\hbar\omega \geqslant E_g$) билан ёритилса, бу ҳолда ҳажмий заряд соҳаси (ҲЗС) да ҳамда квазинейтрал ҳажмда номувозанат ҳолатдаги жуфтлар вужудга келади. Ҳажмий заряд соҳаси яқинидаги қатламда ва ҲЗС нинг ўзида пайдо бўлган заряд ташувчиларни ҲЗС нинг майдони ажратиб юборади. Асосий бўлмаган заряд ташувчилар сиртга тортилади ва ўтказувчанлик каналини ташкил қилишда қатнашади. Бунда ташқи манба ҳосил қилган майдон экранланади, асосий заряд ташувчиларни майдон квазинейтрал ҳажмга чиқаради, зарядларнинг қайта тақсимланиш жараёни генерацион-рекомбинацион оқим барқарорлашгунча давом этади. Сиртий ҲЗС чукурлиги d_z гача камаяди, бу эса канал қаршилигининг камайиши билан биргаликда содир бўлади ва пайнов-манба токи ўсади.

16-

Триод режимида ($I_{c=u} \sim U_{м-и}$) фототок $I_ф$ ва фотосезгирлик коэффициенти $K_ф$ манба ва пайнов орасидаги кучланишга пропорционалдир:

$$I_ф = Ql\frac{U_{м-и}}{l}(\mu_ф p_ф - \mu p); \tag{8.71}$$

$$K_ф = \frac{I_ф}{I_к} = \frac{\mu_ф p_ф - \mu \cdot p}{\mu p}, \tag{8.72}$$

бу ерда μ — каналдаги заряд ташувчилар ҳаракатчанлиги, Q, l — каналнинг кенглиги ва узунлиги, $p_ф$, p — инверсион p- каналдаги заряд ташувчиларнинг тўла ва мувозанатли концентрациялари.

МДЯ- транзистор умумий манба ва узуқ таглик схемасига уланган ҳолда у дастлабки $V_з = 0$ ҳолатда умумий эмиттерли ва узуқ базали биқутбий транзистор сифатида қаралиши мумкин. Тажрибалар натижаларига кўра затворнинг кучланиши ортиб борганда қоронғуликдаги ток ортиб бориб, сўнг тўйинади. Фототокнинг затвор кучланишига боғланиши максимумли чизиқ кўринишида бўлади. $V_з$ ўсганда фототокнинг ортишига сабаб — канал очила борган сари фототокташувчилар концентрациясининг ортишидир. Фототокнинг камайиши, чамаси, диэлектрик — яримўтказгич чегарасида заряд ташувчилар сочилиши туфайли сиртдаги ҳаракатчанликнинг камайиши оқибатидир. $I_ф$ нинг $V_з^{-\frac{1}{3}}$ га боғланиши чизиқлидир, бу ҳол эса фононларда сочилиш учун характерлидир. Кремний МДЯ- фототранзисторлар спектрининг 0,22—2,5 мкм соҳасида фотосезгирдир. Инфрақизил соҳадаги фотосезгирликнинг сабаби шундаки, сирт соҳасининг камбағаллашиши (инверсия) шароитида валент зонадан бўш сирт қолатларига электронларнинг ўтиши оқибатида пайдо бўлган ковакларни яримўтказгич — диэлектрик чегарасида туткичлар ушлаб ололмайди. ИҚ соҳада (хусусий ютилиш чегарасидан ташқарида) фототокнинг спектрал боғланиши яримўтказгичнинг тақиқланган зонаси бўйича сирт электрон ҳолатларининг тақсимланиши билан аниқланади. 1,1—1,6 мкм соҳадаги фотосезгирлик соҳалари радиацион нуқсонларга боғлиқдир. Кўринадиган ва ультрабинафша соҳада фотосезгирликни асосий бўлмаган заряд ташувчилар белгилайди:

$$I_ф \sim e\mu_p I_{т0} \cdot \tau_p. \tag{8.73}$$

Тўлқин узунлигининг 0,2—0,4 мкм соҳасида фотосезгирликнинг кескин ўсиши заряд ташувчилар яшаш вақтининг

ортиши билан боғлиқ бўлиб, яшаш вақтининг ортишига эса Si ва SiO_2 орасида электронлар алмашиниши, Бриллюэн зонаси критик нуқталари атрофида зоналараро ўтишлар юз бериши сабабчидир.

МДЯ- транзисторларнинг афзалликлари: уларнинг тезкорлиги ($\nu \approx 10^9$ Гц), камшовқинлиги, катта кириш қаршилиги ($10^{13} - 10^{15}$ Ом·см^2), атмосферада барқарор ишлаш хусусияти, ностационар камбағалланиш режимида фотосезгирлик бўсағасининг пастлиги ($P = 10^{-11}$ Вт·см$^{-2}$), юқори радиацион чидамлилик, ташқи электр майдон билан фотосезгирликни бошқариш имкониятининг мавжудлиги.

8.7- §. Гетероўтишларда фотоэффект

8.7.1. Гетероўтишларда потенциал тўсиқнинг юзага келиши.

Тақиқланган зоналари кенглиги ҳар хил бўлган, зоналар тузилиши, заряд ташувчиларнинг эффектив массалари, ҳаракатчанлиги билан фарқланган икки яримўтказгичнинг соҳалар чегарасида ҳосил бўлган қатламни *гетероўтиш* (ҳар хил, турли жинсли ўтиш) дейилади. Металл ва яримўтказгич контактини хусусий ҳолда гетероўтиш деб қараш мумкин.

Гетероўтишли яримўтказгич асбоблар ишлаб чиқаришда қўлланиладиган материалларнинг физик ва химик жиҳатдан мутаносиблик (мослик) томонига аҳамият берилади, яъни кристалл панжаралар доимийларининг, иссиқликдан кенгайиш коэффициентларининг мос келмаслиги оқибатида номутаносиблик дислокациялари пайдо бўлиши мумкин. Бу ҳол соҳалар чегарасида катта зичликка эга бўлган электрон ҳолатларининг, тақиқланган зонада эса энергетик сатҳларнинг вужудга келишига сабабчи бўлади.

Тебранма (силжиган) боғланишли дислокация натижасида ҳосил бўлган сиртий ҳолатлар туткич (тузоқ) рекомбинация марказлари вазифасини бажариб, гетероўтишнинг электрик ва фотоэлектрик хоссаларига катта таъсир кўрсатиши мумкин. Икки яримўтказгич соҳалар чегарасида оралиқ қаттиқ жисмлар эритмаси (қоришмаси) қатламининг пайдо бўлиши кристалл панжара доимийларининг, иссиқликдан кенгайиш коэффициентларининг миқдоран яқинлашишига олиб келади, натижада чегара соҳасида кучланиш камаяди, пластик деформация йўқолади, электр хоссалар яхшиланади.

Чегара соҳасида бир материалдан иккинчисига ўтиш қанча масофада бўлишига қараб гетероўтишлар *кескин* ва *оҳиста гетероўтишларга* бўлинади. Агар бундай

ўтишлар бир неча атомлараро масофада бўлса, *кескин гетероўтиш* бўлади. Кўпинча гетероўтишлар юқори температурада олинади, натижада яримўтказгичларнинг элементлари ўзаро диффузияланиши ва чегара соҳасида қаттиқ жисм эритмасини ҳосил қилиши мумкин. Бу ҳодисалар оҳиста гетероўтишга олиб келади. Оҳиста ўтиш кенглиги заряд ташувчиларнинг бир неча диффузион узунлигига тенг бўлади.

Бир хил типдаги электр ўтказувчанликка эга бўлган, турли жинсли материаллардан ясалган n — n, p — p ўтишлар *изотип гетероўтишлар* деб аталади, ҳар хил типдаги ўтказувчанликка эга бўлган ҳар хил яримўтказгичлардан олинган p — n ўтиш *анизотип гетероўтиш* деб аталади.

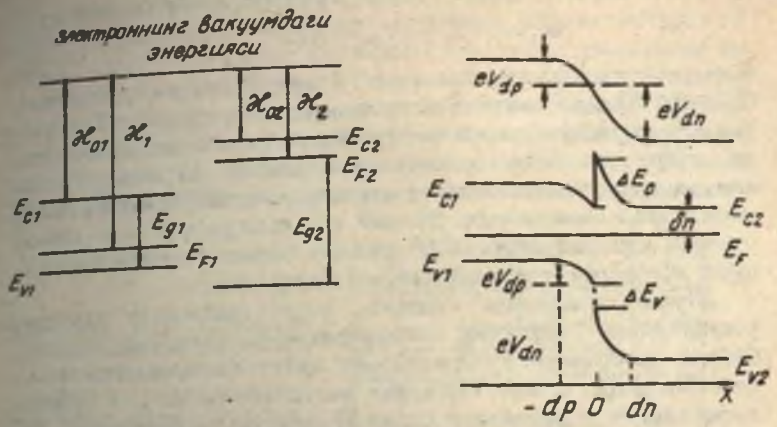
Олдин чегаравий ҳолатларни ҳисобга олмаган кескин гетероўтишнинг энергетик диаграммасини қуришни кўриб чиқайлик. Гетероўтишнинг Андерсон моделига Шоклининг диод назарияси асос қилиб олинган бўлиб, бунда яримўтказгичларнинг тақиқланган зоналар кенглиги, электроннинг ташқи чиқиш ишлари, яъни электрон яқинлик энергиялари (χ_{01} ва χ_{02}), электроннинг термодинамик ишлари (χ_1 ва χ_2), нисбий диэлектрик сингдирувчанлик (ε_1 ва ε_2) ҳар хил деб қаралади. Нисбий диэлектрик сингдирувчанликнинг чегара соҳасида узилишини электр майдон индукциясининг узлуксизлиги орқали ҳисобга олинади:

$$\varepsilon_1 \vec{\mathscr{E}}_1 = \varepsilon_2 \vec{\mathscr{E}}_2.$$

Яримўтказгичларда тақиқланган зоналар кенглиги ҳамда электрон яқинлик энергияларининг ҳар хил бўлиши ўтказувчанлик зоналари тубининг ва валент зоналар шипининг чегара соҳасида узилишга олиб келади. Узилиш кескин поғона шаклида бўлиб, уларнинг катталиги қуйидагича аниқланади:

$$\Delta E_c = \chi_{01} - \chi_{02}; \quad \Delta E_V = \chi_{02} - \chi_{01} + E_{g2} - E_{g1}. \qquad (8.74)$$

Соҳалар чегарасида зоналарнинг узилиш катталиги айрим ҳолда кўрилган яримўтказгичларда қандай бўлса, гетероўтишларда ҳам шундай сақланади. 8.15- расмда алоҳида-алоҳида икки яримўтказгичнинг ҳамда идеал p — n- гетероўтишнинг энергетик диаграммалари келтирилган. Бу яримўтказгичлар контактлаштирилгандан сўнг электронлар алмашинуви натижасида мувозанат ўрнатилади ва ўтиш чегарасида соҳаларнинг икки томонида Ферми сатҳлари тенглашади. Электронлар учун ҳосил бўлган потенциал тўсиқ баландлиги, яъни чегара соҳасида электрон энергия-



8.15-расм. Алоҳида-алоҳида олинган икки яримўтказгичнинг *(а)* ва бенуқсон анизотип $p-n$ гетероўтишнинг *(б)* Андерсон зоналар диаграммаси модели.

ларининг вакуум сатҳида узилиши электроннинг контактдаги потенциал энергияларн айирмасини белгилайди ҳамда қуйидагича ифодаланади:

$$\Phi = eV_d = \chi_1 - \chi_2. \tag{8.75}$$

Электр майдон кучланганлиги $\mathscr{E}$ бўлган соҳани ҳосил қилган ҳажмий заряд ҳажмий диполь кўринишида мавжуд бўлади. Диполнинг манфий ташкил этувчиси p-соҳанинг, мусбат ташкил этувчиси n-соҳанинг камбағаллашган қатламида ҳосил бўлади.

Контактдаги потенциаллар айирмаси яримўтказгичлар орасида бўлгани учун қуйидаги тенглик ўринлидир:

$$V_d = V_{dn} + V_{dp}, \tag{8.76}$$

бу ерда V_{dn}, V_{dp} — мос равишда n- ва p-соҳалардаги контакт потенциаллар айирмаси — диффузион потенциаллардир. Агар ҳажмий заряд соҳаларида эркин заряд ташувчилар бўлмаса, Андерсон моделига мувофиқ

$$\mathscr{E}_1 \cdot N_{A1} \cdot V_{dp} = \mathscr{E}_2 N_{D2} \cdot V_{dn} \tag{8.77}$$

тенглик ўринли бўлади, бу ерда N_{D2} N_{A1} — n- ва p-тип яримўтказгичдаги донорлар ва акцепторлар концентрациялари. (8.75), (8.76) ва (8.77) ифодалардан V_{dn}, V_{dp}, V_d ташкил этувчиларни топиш мумкин (8.15-расм). Электрон n-типли яримўтказгичдан p-типли материалга ўтиш соҳасида баландлиги

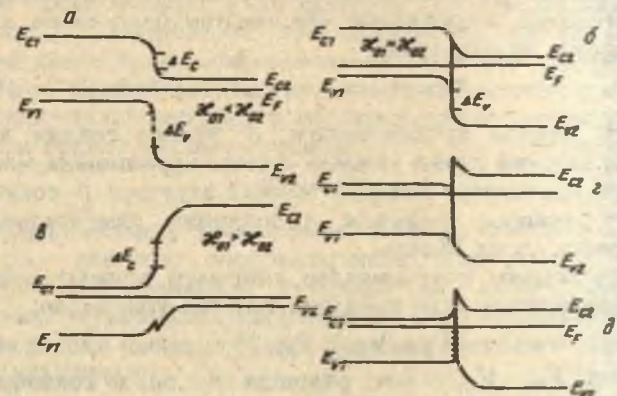
$$\Phi_n = eV_{dn} \tag{8.78}$$

бўлган, ковак p- соҳадан n- соҳага ўтишда эса баландлиги

$$\Phi_p = eV_{dp} + eV_{dn} + \Delta E_v \qquad (8.79)$$

бўлган потенциал тўсиқни енгиб ўтади. Бундан кўринадики, $\Phi_p \gg \Phi_n$ бўлган ҳолат амалга оширилиши мумкин. Гетероўтишга тўғри йўналишга мос тушадиган кучланиш қўйилганда тўғри токнинг инжекцион ташкил этувчиси кенг зонали яримўтказгичнинг номувозанат ҳолатдаги электронлари билан аниқланади. Бундай ҳол одатдаги p — n- гомоўтишда кузатилмайди. 8.16- расмда турли гетероўтишларнинг энергетик диаграммалари келтирилган.

Шуни таъкидлаш керакки, реал (ҳақиқий) гетероўтишларнинг энергетик диаграммалари Андерсон модели бўйича олинган диаграммалардан катта фарқланиши мумкин. Бу фарқ чегара соҳасида катта зичликка эга бўлган ҳолатлар, сирт диполлари ҳосил бўлиши билан боғланган. Бу ўзгаришларни ва заряд ташувчиларнинг йўналишларини ҳисобга олиш ВАХни назарий ҳамда амалий текшириш натижаларининг ўзаро мос келишига олиб келади.

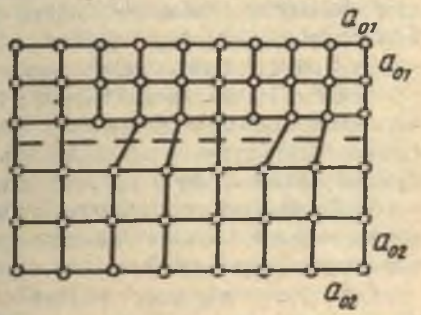


8.16- расм. $\chi_{01} < \chi_{02}$ *(а)*, $\chi_{01} = \chi_{02}$ *(б)*, $\chi_{01} > \chi_{02}$ *(в)* бўлган ҳоллардаги p — n- гетероўтишнинг, бенуксон *(г)* ва акцептор чегаравий ҳолатлар *(д)* бўлгандаги n — n- гетероўтишнинг энергетик зоналар диаграммалари.

Чегара соҳасида сирт ҳолатларининг ва диполларнинг пайдо бўлиш табиатини (сабабларини) ва уларнинг реал гетероўтишлар энергетик диаграммалари таъсирини қисқача кўриб чиқайлик.

Гетероўтишнинг чегара соҳасида сирт ҳолати энергетик сатҳлари пайдо бўлишининг асосий сабабларидан бири — яримўтказгич материаллари кристалл панжаралари доимийларининг бир-бирига яқин бўлмаслиги (номувофиқлиги)

дир. Гетероўтишни тайёрлаш жараёнида кирган нейтрал ва электр жиҳатдан актив ҳолатдаги ҳар хил киришмалар ва нуқсонлар структуралари такомилига етмаган материалларнинг вужудга келишига сабабчи бўлади. Бунинг оқибатида даврий жойлашган тўйинмаган боғланиш кўринишидаги катта миқдордаги нуқсонлар пайдо бўлади (8.17- расм). Юза бирлигига тўғри келган тўйинмаган



8.17- расм. [100] текисликда кристалл панжара доимийлари a_{01} ва a_{02} бўлган кубик структурали монокристалларнинг чегарасида тўйинмаган боғланишни ифодаловчи кристалл панжара номувофиқлик дислокациясининг пайдо бўлиши.

боғланганлик зичлиги қуйидагича топилади:

$$N_m = C_1\left(\frac{1}{a_1^2} - \frac{1}{a_2^2}\right). \qquad (8.80)$$

бу ерда a_1 ва a_2 — кристалл панжаралар доимийлари, C_1 — доимий, унинг аниқ қиймати материаллар структураси, кристалл панжаралари ва уларнинг ўзаро йўналиши (ориентацияси) орқали аниқланади. Шундай тўйинмаган боғланишлар электр жиҳатдан актив нуқсонлар бўлиб, улар киришмаларнинг кўчиш (сегрегация) маркази вазифасини бажариши мумкин.

Одатда, тўйинмаган боғланишларнинг асосий қисми компенсацияланган (бирмунча тикланган), катта бўлмаган қисми эса актив боғланишлар бўлиб, материалларнинг хоссаларига таъсир кўрсатади. Кристалл панжаралар доимийлари мос келмаслиги билан боғлиқ бўлган механик кучланиш (кучлар) таъсирида яримўтказгичлар тақиқланган зоналари маҳаллий ўзгариш (вариация)ларга учраши ва натижада хоссалари анчагина ўзгариши (ўтказувчанлик дислокация ядроси бўйича ошиши) мумкин.

Кристалл панжаралар доимийларининг фарқи критик қийматидан катта (тахминан 1 %) бўлганда чегара қатламидан бошлаб ўсиш томонга йўналган қуюқ дислокация тўри ҳосил бўлади. Натижада қалин қатламларда вужудга келган кучланишлар (асосан чўзилиш) ёриқ (дарз) пайдо қилиши мумкин. Бундай турдаги дислокациялар гетеро-

ўтишни ташкил этган намуналарни чегара соҳасида кесиш, сиртга механик ишлов беришда шикастланиш туфайли пайдо бўлиши мумкин. Шундай қилиб, ҳақиқий гетероўтиш чегара соҳасида кристалл панжаралар доимийларининг мос келмаслиги тақиқланган зонада маҳаллий сирт ҳолатларининг сатҳини, элементларнинг диффузияси эса чегара соҳасидаги бирикмаларда химиявий таркибларнинг стехиометрик жиҳатдан фарқланишини келтириб чиқаради. Бундай ҳолатлар ўзларида заряд тўплаш қобилиятига эга бўлиб, чегарада бир қутбли зарядланган қатлам ҳосил қилади ва қуйидаги ҳодисаларни келтириб чиқаради:

1. Сирт ҳолатларидаги заряд таъсирида ўтказувчан зона чегара соҳасидаги мувозанат ҳолатга мос келган Ферми сатҳига нисбатан кўтарилиши ёки пастга тушиши мумкин, бунинг натижасида энергетик диаграмма ўзгаради.

2. Энергетик ҳолатлар кўп миқдордаги рекомбинация марказларини ҳосил қиладилар; бу тескари йўналиш токининг катталиги билан тушунтирилади.

Сирт ҳолатларининг рекомбинацион характеристикалари (хусусиятлари) чегарада заряд ташувчиларнинг эффектив рекомбинацияси тезлиги $R_{эф}$ орқали аниқланади. Энг содда ҳолларда рекомбинация тезлиги Шокли-Рид формуласи орқали ифодаланади.

Ҳақиқий ва идеал гетероўтиш хоссаларининг ҳамда энергетик диаграммаларининг фарқларини тушунтирадиган бир неча омилларни кўрсатиш мумкин. Масалан, чегара қатлами соҳасида атом масштаби билан ўлчанадиган диполнинг ҳосил бўлиши. Бундай диполлар химиявий реакциялар ва элементларнинг ўзаро диффузияси туфайли пайдо бўлиши мумкин. Шунга ўхшаш диполлар яна чегара соҳасида жойлашган диэлектрик қатламнинг қарама-қарши томонларида зарядларнинг мавжуд бўлиши туфайли ва чегара соҳасининг икки томонида ҳажмдаги қарама-қарши ишорали зарядланган нуқсонларнинг фазодаги тақсимоти ҳисобига ҳам пайдо бўлиши мумкин. Охирги ҳолатда зарядлар қатлами қалинлиги бир неча ўн нанометр бўлиши мумкин.

Сирт зарядлари қатламининг жуда катта зичликка эга бўлиши натижасида чегара соҳасида яримўтказгичларининг сиртларида Ферми сатҳлари муайян (белгиланган) қийматга эга бўлади ва оқибатда сирт диполлари пайдо бўлади. Икки яримўтказгичнинг чегара соҳасида атом ўлчовлари тартибидаги шундай қатламнинг пайдо бўлиши чиқиш ишлари ҳар хил бўлган икки металл намунанинг контактлашишига ўхшашдир. Шундай қилиб, сирт диполлари ҳамда

зичлиги Q_{ss} бўлган сирт зарядлари таъсирида диффузион потенциал ўзгаради. Буларни ҳисобга олган ҳолда, p — n гетероўтиш учун диффузион потенциал қуйидагича аниқланади:

$$V_{di} = V_d - \frac{Q_{ss}^2}{2\varepsilon\varepsilon(N_A + N_D)} - \varphi_d, \qquad (8.81)$$

бу ерда φ_d — ўтишда дипол ҳосил қилган кучланиш. Шуни эслатиб ўтамизки, бу ҳолда ҳам $V_d = (\varkappa_{01} - \varkappa_{02})/e$ ўринли бўлади, лекин потенциалнинг тақсимоти Андерсон моделиникидан фарқли бўлади. Контакт потенциаллар айирмасининг қийматлари V_{dn} ва V_{dp} Андерсон модели билан ҳисобланган қийматига тенг бўлмайди. ΔE_c ва ΔE_v ларнинг қийматлари ўзгармайди ва моделдаги каби хоссаларга эга.

Маълумки, гетероўтишларни ҳосил қилишда атайлаб ёки тасодифан чегара соҳасида оралиқ қатлам пайдо бўлиши мумкин. Бу оралиқ қатламда I яримўтказгичдан II яримўтказгичга ўтиш материаллар хоссаларининг оҳиста ўзгариши билан бўлади. Сирт диполи электр майдон кучланганлиги билан боғлиқ бўлган зоналар тўла эгрилиги, юқоридагига ўхшаш, қуйидагича аниқланади:

$$V_{di} = \frac{1}{e}(\varkappa_{01} - \varkappa_{02}) - \frac{\Delta}{e} = V_{dn} + V_{dp} - \frac{\Delta}{e}; \qquad (8.82)$$

бу ерда $\frac{\Delta}{e}$ — потенциалнинг сирт диполи таъсирида электростатик ўзгариши.

8.7.2. Гетероўтишларнинг вольт-ампер характеристикаси.

а) анизотип гетероўтишлар. Заряд ташувчиларнинг чегарадан ўтиш механизмларига қараб вольт-ампер характеристикалар ҳар хил кўринишга эга бўлиши мумкин. Қуйида p — n гетероўтишда ток оқиб ўтишининг механизмларини кўриб чиқамиз.

1. Инжекция токи. 8.15, б- ва 8.16, в- расмларда идеал p — n гетероўтишларнинг энергетик диаграммалари келтирилган. Буларга тўғри йўналиш бўйича кучланиш қўйилганда, токни кенг зонали ўтказгичдан тор зонали яримўтказгичга асосий заряд ташувчиларининг инжекцияси орқали ўтиши аниқлайди, чунки ковакнинг n- соҳага енгиб ўтадиган потенциал тўсиқ баландлиги электроннинг p-соҳага енгиб ўтиш потенциал тўсиқ баландлигидан катта ($\Phi_p \gg \Phi_n$). Бу икки типдаги гетероўтишлар учун ВАХ қуйидаги кўринишга эга бўлади:

$$I = I_0 \exp\left(-\frac{eV_{dn}}{k_0 T}\right)\left[\exp\left(\frac{eV_2}{k_0 T}\right) - \exp\left(-\frac{eV_1}{k_0 T}\right)\right]. \qquad (8.83)$$

Биринчи типдаги гетероўтиш учун (8.15, б- расм):

$$V_2=\frac{V}{\eta_r};\quad V_1=\left(1-\frac{1}{\eta_r}\right)V;\quad \eta_r=1+\frac{\mathscr{D}_n n_n}{\mathscr{D}_p p_p}.$$

Агар гетероўтишдаги ток ҳажмий заряд соҳасидаги рекомбинация билан чекланмасдан, балки ток зонали яримўтказгичдаги заряд ташувчиларнинг диффузион тезлиги билан чекланса, у ҳолда I_0 қуйидагича ифодаланади:

$$I_0=K_n\cdot en_nD_n/L_n, \qquad (8.84)$$

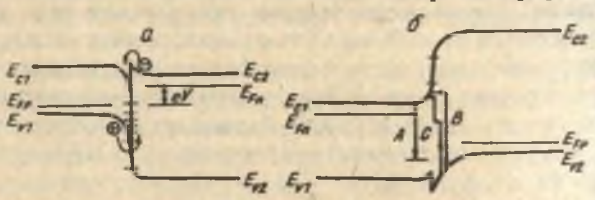
бу ерда K_n — электронларнинг чегара соҳасидан ўтиш коэффициенти (яъни энергияси потенциал тўсиқни енгиб ўтишга етарли бўлган электронларнинг қанча қисми тор зонали яримўтказгичга ўтишини кўрсатувчи коэффициенти).

Агар ток потенциал тўсиқдан ўтаётган электронлар эмиссияси тезлиги билан чекланган бўлса, I_0 нинг қиймати бошқача бўлади. Катта тўғри кучланишлар соҳасида токни $\exp(eV_2/k_0T)$ ҳад аниқлайди. $\mathscr{D}_p p_p \gg \mathscr{D}_n n_n$ ва $\eta_r=1$, $V_1=0$ бўлган ҳолда ток билан кучланиш орасидаги боғланиш экспонента қонунига бўйсуниб, (8.83) формула қуйидагича ёзилади:

$$I=I_0\exp\left(-\frac{eV_{dn}}{k_0T}\right)\cdot\exp\left(\frac{eV_2}{k_0T}\right). \qquad (8.85)$$

Айрим гетероўтишларнинг вольт-ампер характеристикаларини текшириш шуни кўрсатадики, мазкур ВАХ ларнинг температурага боғлиқлиги (8.85) формула билан ифодаланади. Бунинг сабабини гетероўтишларда ток ташувчиларнинг рекомбинацияси ва туннел ўтишлари мавжудлиги билан тушунтирадилар ҳамда уни ҳисобга олиш кераклигини таъкидлайдилар.

2. Рекомбинация токи. Агар гетероўтишнинг



8.18- расм. Тўғри кучланиш қўйилган $p-n$ гетероўтишнинг энергетик зоналар диаграммаси *(а)* ва $p-n$ ўтишда зарядларнинг туннел рекомбинация жараёнлари орқали кўчишларининг турли йўллари *(б)*.

чегара соҳасида рекомбинация марказларининг сатҳлари мавжуд бўлса (8.18, а- расм), рекомбинация токи тўғри токнинг асосий қисмини ташкил қилиши мумкин. Биз юқорида кўрган эдикки, гетероўтишларда, одатда, сирт ҳолатлари сатҳлари энергия бўйича узлуксиз тақсимланган бўлиб, улар чегара соҳаси яқинида тўпланган. Бу икки ҳолни ҳисобга олган ҳолда, Долега кўрсатишича, рекомбинация токи

$$I_{рек} \sim \exp\left(\frac{eV}{\eta_p k_0 T}\right). \qquad (8.86)$$

бўлади. Бунда η_p коэффициент контактлаштирилган яримўтказгич материаллар киришмаларининг концентрациялари нисбатига қараб 1 дан 2 гача ўзгаради.

3. Туннел — рекомбинация токи. Бир қанча типдаги p — n- гетероўтишларда ВАХни тажрибавий текшириш натижалари шуни кўрсатадики, тўғри кучланиш тармоғида $\ln I = f(V)$ боғланишни ифодаловчи чизиқнинг оғиш бурчаги температурага деярли боғлиқ эмас. Бошқа томондан I токнинг температурага боғлиқлиги одатда яримўтказгичли асбобларникига қараганда жуда кучсиз бўлиб, металл — оксид — яримўтказгич ва туннел диодларникига яқиндир. Ваҳоланки, металл — оксид — яримўтказгич структураларининг хоссалари асосан туннел эффекти билан аниқланади. Шунга асосланиб бу гетероўтишларда ток оқиш механизмларининг асосийси туннел механизм деб фараз қилинган. Бир неча муаллифлар томонидан ВАХ нинг тўғри тармоғидаги кучланишнинг катта ва кичик бўлган соҳаларини тушунтиришда заряд ташувчиларнинг бир неча туннел ўтишлар моделлари ва бошқа механизмлар таклиф қилинган. Шундай моделлардан баъзи бирларини кўриб чиқамиз:

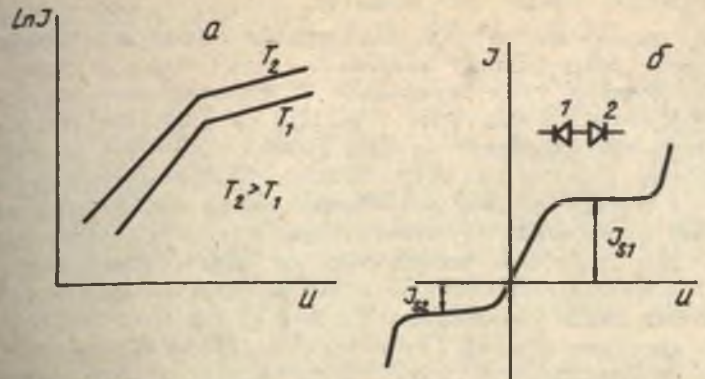
Зоналар ичида (ўтказувчан ва валент зоналар ичида) туннел ўтиш модели. Бу модел чегара соҳасида ўтказувчан зонада пайдо бўлган нисбатан баланд, тор «чўққи» кўринишидаги тўсиқдан электроннинг ўтишига (8.16, д- расм) ёки ковакнинг валент зонада пайдо бўлган шундай тўсиқдан ўтишига асосланган дир. Биринчи ҳолда электрон бир материалнинг ўтказувчан зонасидан иккинчисиникига, иккинчи ҳолда ковак бир материалнинг валент зонасидан иккинчисиникига ўтади ва мос равишда электрон-ковак туннел токлари пайдо бўлади. Туннел ўтишининг иккинчи модели биринчи моделнинг бир кўриниши бўлиб, қалинлиги доимий бўлган тўсиқдан туннел ўтишга асосланган (металл — оксид — металл) моделига ўхшашдир.

Гетероўтишларда сиғим ва ВАХ ни текшириш натижалари бундай моделнинг бўлмаслигини кўрсатади. Туннел

ўтишининг учинчи модели (Райбен модели) заряд ташувчиларнинг юпқа тўсиқ орқали зоналараро ўтишига асосланади. Зоналараро туннел ўтишининг умумлаштирилган Райбен-Фойхт моделида чегара соҳасида туннел ўтиш жараёнидан сўнг камбагаллашган соҳада ҳолатлар орқали рекомбинация содир бўлади, деган фараз ётади. Бу моделлар асосида заряд ташувчилар ўтиш механизмларини туннел диодларидаги ортиқча ток оқиш механизмларига ўхшаш деб олиш ётади. Райбен ва Фойхт зарядлар кўчиш тезлигини чегараловчи жараённи туннел ўтиш деб фараз қилиб, электроннинг ўтишига мос келган тўғри токнинг ифодасини қуйидаги кўринишда оладилар:

$$I = BN_t \cdot \exp\left[-\frac{4(2em_n^*)^{1/2}(V_d - V/\eta_r)}{3\hbar(2ep_p/\mathscr{E}_p)^{1/2}}\right]. \qquad (8.87)$$

бу ерда $\eta_r = 1 + \mathscr{E}_n n_n / \mathscr{E}_p p_p$; N_t — тақиқланган зонадаги туткичлар концентрацияси, m_n^* — электроннинг эффектив массаси, B — доимий миқдор (константа). (8.87) ифоданинг таҳлилидан кўринадики, ВАХнинг тўғри тармоғида $\ln I$ билан кучланиш V орасидаги боғланиш тўғри чизиқли бўлиб, оғиш бурчаги температурага боғлиқ эмас. Туннел токининг температурага боғлиқ равишда ўзгариши асосан диффузион потенциал (V_d) нинг температурага боғлиқлиги оқибатида бўлади. Кўп анизотип (pGe-nGaAs, nGe-pGaAs, nGe-pSi) гетероўтишларнинг ВАХлари тўғри тармоғини тажрибавий текшириш натижалари $\ln I = f(v)$ боғланишда қиялик бурчаги ҳар хил бўлган икки ёки учдан ортиқ тўғри чизиқли соҳалар борлигини кўрсатади. Кичик кучланишлар соҳасида (8.19- расм) ВАХда $\ln I = f(v)$ нинг қиялигининг температурага боғлиқ равишда ўзгаришини, яъни оғиш бурчаги тангенсининг температурага тескари пропорционал равишда камайишини токнинг рекомбинацион ташкил этувчисининг устунлиги билан тушунтириш мумкин. Катта кучланишлар соҳасида ҳар хил температуралар учун олинган ВАХнинг тўғри чизиғий соҳасида қиялик температурага боғлиқ эмас. ВАХ ($\ln I = f(v)$) да кузатилган икки ёки ундан ортиқ тўғри чизиқли қисмлар ток оқишининг бир механизмидан иккинчисига ўтиши туфайли пайдо бўлади. Бу тажриба натижаларини, тақиқланган зонаси кенг бўлган яримўтказгичдан (GaAs, Si) заряд ташувчилар камбағаллашган ҳажмий заряд соҳасига инжекция билан ўтади ва улар тор зонали яримўтказгичдан туннел орқали ўтган заряд ташувчилар билан рекомбинациялашади, деган фараз билан тушунтириш мумкин.



8.19- расм. Кескин анизотипли гетероўтишнинг *(а)* ва изотипли n — n гетероўтишнинг *(б)* вольт-ампер характеристикалари.

Бу моделда рекомбинация ва туннел токлари ўтишнинг чегара қисмидан кетма-кет оқади, рекомбинация токи кучланиш кўпайиши билан туннел токига қараганда тезроқ ортади, юқори кучланишларда тўла ток туннел жараёнлари билан чекланади (чегараланади). Гетероўтишларда ВАХнинг тескари тармоғида кучланиш токининг кескин ошиши кўчкили тешилиш жараёнларининг авж олиши билан тушунтирилади.

б) Изотип гетероўтишлар. Кескин n — n гетероўтишларда сирт ҳолатлари зичлиги кичик бўлганда, ток зичлиги металл — яримўтказгич контактлашувининг диод назариясига ўхшаш, чегара соҳасидан ўтган термоэлектрон оқимлар айирмасини электрон зарядига кўпайтмасидан топилади. Р. Л. Андерсон энергетик диаграммаси 8.16, г- расмда келтирилган идеал кескин n — n гетероўтишлар учун ВАХ нинг қуйидаги ифодасини олган:

$$I = eK_n N_{D2} \cdot \left(\frac{k_0 T}{2\pi m_n^*}\right)^{1/2} \times$$

$$\times \left[\exp\left(\frac{eV_2}{k_0 T}\right) - \exp\left(-\frac{eV_1}{k_0 T}\right)\right] \cdot \exp\left(-\frac{eV_k}{k_0 T}\right). \qquad (8.88)$$

бу ерда K_n — электроннинг чегара соҳадан ўтиш коэффициенти. Муҳокама қилинаётган гетероўтишда тор зонали яримўтказгичнинг чегара соҳасида асосий заряд ташувчилар билан бойиган, кенг зонали яримўтказгичда камбағаллашган қатлам жойлашган. Бу ҳолда одатда $V_2 \simeq V$; $V_{K2} = V_K$ бўлади, (8.88) эса қуйидаги кўринишни олади:

$$I = eK_n N_{D2} \left(\frac{k_0 T}{2\pi m_n^*}\right)^{1/2} \cdot \exp\left(-\frac{eV_k}{k_0 T}\right)\left[\exp\left(\frac{eV}{k_0 T}\right) - 1\right]. \quad (8.89)$$

Агар ташқи уланган кучланиш изотипли гетероўтишлардаги контакт потенциаллар айирмасини камайтирса изотипли гетероўтишни тўғри кучланиш йўналишида уланган деб ҳисобланади. Бунга 8.16, г- расмда келтирилган гетероўтишда ток мабаининг манфий қутби кенг зонали яримўтказгичга уланган ҳол тўғри келади. (8.89) ифода изотип n — n гетероўтишнинг тажрибада олинган ВАХ қиёфасини яхлит тасвирлайди (тушунтиради).

Сирт ҳолатлари чегара соҳасида катта бўлган ҳолда, n — n изотип гетероўтишни қарама-қарши уланган иккита Шоттки диоди кўринишида тасаввур қилиб, уларнинг ВАХ ини ҳисоблаш мумкин. Гетероўтишни олишда қўлланиладиган материалларнинг заряд ташувчилари концентрацияси $n_{1,2} \simeq 10^{16} \div 10^{17}$ $см^{-3}$ бўлганда ВАХ қуйидаги кўринишни олади:

$$I = \frac{2I_{s1} \cdot I_{s2} \cdot \mathrm{sh}(eV/k_0T)}{I_{s2}\exp(eV/2k_0T) + I_{s1}\exp(-eN/k_0T)}. \qquad (8.90)$$

(8.90) ифодадан кўринадики, ВАХнинг тўғри тармоғида $\frac{V}{2} \geqslant 2{,}3\frac{k_0T}{e}$ бўлганда $I = I_{s1}$; тескари тармоғида эса $I = -I_{s2}$ бўлади (8.19- расм). (8.90) формула nGe — nSi гетероўтишнинг тажрибада олинган ВАХ ининг кўринишини яхши тушунтиради. Кучланишнинг маълум бир қийматларидан бошлаб ВАХ да ток кучининг кескин ошиши гетероўтишнинг тешилиши (пробой) оқибатида содир бўлади. Гетероўтишнинг соҳаларидан бири кучли легирланган ($N_D \geqslant \geqslant 10^{18}$ $см^{-3}$) ҳолда кучланишнинг мусбат қутби шу соҳага уланганда nGe — nSi гетероўтишда ВАХнинг тўғри тармоғида токнинг тўйиниш соҳаси (қисми) бўлмайди. Буни гетероўтишнинг тузилишини металл-яримўтказгич контактига ўхшашлиги билан тушунтирилади.

Бундай характеристикалар pGe — pSi гетероўтишларда ҳам кузатилади. Ўтказилган тадқиқотларнинг кўрсатишича, зарядларнинг чегара соҳасидан ўтишининг мавжуд барча моделлари билан ҳамма вақт ҳам гетероўтишлар ВАХини тушунтириш мумкин эмас. Демак, келажакда гетероўтишлар назариясини янада ривожлантириш керак.

8.8- §. Анизотип гетероўтишларда фотоэффект. Гетероўтишли қуёш элементлари

Гетероўтишни кенг зонали яримўтказгич томонидан ёруғлик билан ёритилганда энергияси E_{g1} дан E_{g2} гача бўлган фотонлар кенг зонали яримўтказгичда ютилмай, тор

зонали яримўтказгичда ютилади. Бу ҳодиса «туйнук (дарча) эффекти» номи билан маълум. Туйнук эффектига асосланган гетероўтишларнинг афзаллигига мисол тариқасида номувозанат ҳолатдаги заряд ташувчиларни йиғишга таъсир қилувчи, чиқиш қувватини камайтирувчи сирт қатламининг ёйилган қаршилиги билан боғлиқ ҳар хил исрофларни камайтиришни кўрсатиш мумкин. Туйнук эффекти гетероўтиш чегарасини гомоўтишга нисбатан пастрокда жойлаштириш ва бу билан сирт рекомбинациясини камайтириш имконини беради. Бу ерда эришиладиган ютуқ қурилманинг аниқ геометрик шаклига ва бошқа бир қанча технология жараёнлари билан боғланган амалий муаммоларнинг ҳал қилинишига боғлиқдир.

Маълумки чегара соҳасидаги рекомбинация яримўтказгич асбоблар характеристикаларини ёмонлаштиради. Масалан, диодларда тескари тўйинган токни кўпайтиради, бу билан фотоэлементларнинг электр юритувчи кучини камайтиради. Юқорида муҳокама қилинганларга асосланиб, *p-n* гетероўтишли яримўтказгич асбобларнинг гомоўтишли асбобларга нисбатан бир қанча афзалликларини кўрсатиш мумкин ва ёритилган пайтдаги ВАХларни ҳисоблаш мумкин.

Бу афзалликлар қуйидагилардир:

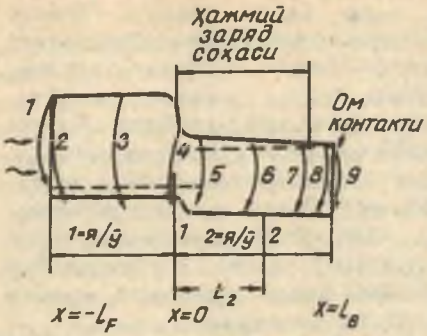
1. Легирлаш усули билан электр ўтказувчанликнинг икки типини олиш мумкин бўлмаган яримўтказгич материали (масалан CdS) дан гетероўтиш ясаш.

2. Гетероўтишли структураларда (қурилмаларда) кенг зонали юпқа оралиқ қатламларни киритиш мумкин, бу қатлам потенциал тўсиқни шакллантириш вазифасини бажаришдан ташқари, сиртдаги, чегара соҳасидаги, омик контактлардаги заряд ташувчиларнинг рекомбинацияси билан боғлиқ исрофни камайтиради.

3. Гетероўтишли структураларда заряд ташувчиларга ҳажмий заряд соҳасидаги электростатик майдон таъсиридан ташқари бошқа эффектив (фойдали) кучлар таъсир қилади, бу кучлар фотогенерацияда пайдо бўлган заряд ташувчиларни йиғишга ёрдам бериши (имкон туғдириши) мумкин.

4. Бу эффектив кучлар таъсири баъзи бир ҳолларда фото электр юритувчи кучнинг қўшимча ўсишига (кўпайишига) олиб келади.

Гетероўтиш ёритилганда номувозанат ҳолатдаги заряд ташувчилар яримўтказгич ҳажмининг ҳамма қисмида пайдо бўлиши мумкин (8.20- расм). Гетероўтишда *p*-типли материалнинг камбағаллашган ва унга ёндашган квазинейтрал соҳасидаги электронлар электр майдон таъсирида *n*- соҳага ўтади. Худди шунга ўхшаш *n*- типли материалдаги коваклар



8.20- расм. Ёритилган гетероўтишда заряд ташувчиларнинг рекомбинация механизмлари.

p- соҳага ўтади. Бунинг натижасида мос равишда умумий ток зичлигининг электрон $I_n(l_B)$ ва ковак $I_p(l_B)$ ташкил этувчилари пайдо бўлади. Гетероўтишнинг $x = l_B$ текислигидан оқаётган тўла ток зичлиги қуйидагича ёзилади:

$$I = I_n(l_B) + I_p(l_B). \quad (8.91).$$

$p-n$ гетероўтишларда $p-n$ гомоўтишлар каби номувозанат ҳолатдаги электронлар ва коваклар рекомбинацияси оқибатида заряд ташувчиларнинг бир қисмигина тўпланади ва чегара соҳасида ажралади. Яримўтказгичда фотогенерация туфайли ҳосил бўлган электронларнинг бир қисми потенциал тўсиқ ва ом контактли сирт томонга силжийди. Бу электронларнинг бир қисми бир энергетик ҳолатдан иккинчисига ўтиб сиртда (*1* ўтиш), омик контакт билан яримўтказгич чегарасида (*2* ўтиш), квазинейтрал соҳада (ҳажмда, *3* ўтиш) ва чегара соҳасида зоналараро ҳамда маҳаллий ҳолатлар орқали (*4—5* ўтиш) рекомбинация туфайли йўқолади.

Кенг зонали яримўтказгич катта концентрацияли киришмалар билан легирланганда потенциал тўсиқ асосан иккинчи яримўтказгичда бўлади. Бундан ташқари, заряд ташувчилар иккинчи яримўтказгичнинг ҳажмида (*6—7* ўтиш) орқа омик контактларда рекомбинацияланади (*8—9* ўтишлар).

Гетероўтишларда кучли ютилиш қобилиятига эга бўлган тор зонали ва кенг зонали яримўтказгичларни қўллаш билан *1—4* ўтишлар механизмлари билан боғлиқ бўлган йўқотишлар сезиларли даражада камайтирилади; бошқа томондан, ижобий (фойдали) таъсир кўрсатадиган $x=0$ даги ўтказувчан зонанинг ва валент зонанинг узилиши фойдали (эффектив) кучларнинг пайдо бўлишига олиб келади ҳамда бу кучлар таъсирида гетероўтишнинг характеристикаси янада яхшиланади.

Яримўтказгичнинг электрон яқинлик (сродство) энергияси градиенти ва заряд ташувчиларнинг концентрацияси градиенти натижасида пайдо бўлган 2 материалнинг ўтказувчан зонасидаги электронга таъсир қилувчи фойдали кучни қуйидагича ёзиш мумкин:

$$F_n = e\left[\frac{d\chi_0}{dx} + k_0 T \frac{d\ln N_c}{dx}\right], \qquad (8.92, \text{а})$$

бу ерда χ_0 — материалнинг электрон яқинлик энергияси; N_c — ўтказувчан зонадаги ҳолатлар зичлигининг эффектив қиймати.

8.20- расмда келтирилган структурада бу эффектив кучнинг йўналиши шундайки, у электростатик майдон билан биргаликда 1—5 механизм билан боғлиқ бўлган фотоэлектронларнинг силжишига тўсқинлик қилади. Материал хоссаларида кескин ёки силлиқ ўзгариш мавжуд бўлганда валент зонадаги ковакка таъсир қилувчи эффектив куч қуйидагича аниқланади:

$$F_p = -e\left[\frac{d}{dx}(\chi_0 + E_g) - k_0 T \frac{d\ln N_V}{dx}\right], \qquad (8.92, \text{б})$$

бу ерда $(\chi_0 + E_g)$ — ковакнинг яқинлик энергияси, N_V — валент зонадаги ҳолатнинг эффектив зичлиги. Юқорида муҳокама қилинганларга кўра p — n гетероўтишнинг тўла ток зичлигини қуйидагича ёзиш мумкин:

$$I = I_1 + I_2 + e\int_{-l_p}^{0} R_3 dx + I_4 + I_5 + e\int_{0}^{l_2} R_6 dx +$$

$$+ e\int_{0}^{l_3} R_7 dx + I_8 + I_9 - e\int_{-l_p}^{0} G_1 dx - e\int_{0}^{l_2} G_2 dx. \qquad (8.93)$$

(8.93) ифодадаги 1 дан 9 гача бўлган ҳадлар заряд ташувчилар рекомбинацияси билан боғлиқ 1—9 ўтишлар ҳосил қилган исроф токларини характерлайди. Ифоданинг охирги икки ҳади 1 ва 2 яримўтказгичларда фотогенерация туфайли қўшимча заряд ташувчиларнинг пайдо бўлишини, яъни оптик қўзғотишни ифодалайди. (8.93) формула қуёш элементлари характеристикасини баҳолашда қўлланилиши мумкин. Модомики, V кучланишнинг ҳосил қилган умумий ток зичлиги I бир-бири билан рақобатлашувчи икки жараённинг содир бўлиши билан, яъни заряд ташувчилар фотогенерацияси ва рекомбинацияси билан аниқланар экан, (8.93) ифодани қуйидагича ёзиш мумкин:

$$I = I_{bk}(I_{0v}, V) - I_{ph}(I_{0v}, V); \qquad (8.94)$$

бу ерда I_{0v} — намунага тушаётган фотонлар оқими. (8.94) дан кўринадики, V кучланишга мос келган умумий ток зичлиги I ни фототок I_{ph} билан шу ток йўналишидаги

тескари ток I_{bk} айирмаси орқали топиш мумкин. Қисқа туташув ток зичлиги

$$I_{q.t} = I_{sc} = I_{ph}(I_{v0}, 0). \tag{8.95}$$

Занжир узуқ бўлганда $I = 0$ бўлади, гетероўтишдаги кучланиш, яъни фотоэлектр юритувчи куч қуйидаги шартни қаноатлантиради:

$$I_{ph}(I_{0v},\ V_{xx}) = I_{bk}(I_{0v},\ V_{xx}). \tag{8.96}$$

Агар суперпозиция принципи ўринли бўлса, (8.94) тенгламани қуйидагича ёзамиз:

$$I = I_{bk}(V) - I_{sc}. \tag{8.97}$$

Ёритилганлик катталигига боғлиқ бўлмаган тескари ток I_{bk} қиймати қоронғуликдаги диод токи I_{OT} га тенг бўлади. (8.93) ифодадан қуйидагини оламиз:

$$I_{ph}(I_{0v}, V) = e\int\limits_{-l_F}^{0} G_1 dx + e\int\limits_{0}^{l_2} G_2 dx. \tag{8.98}$$

(8.98) ифода ёруғлик таъсирида ҳосил бўлган ҳамма электронлар салт юриш режимида ва кучланиш қўйилган режимда гетероўтишда ажралади ёки кучланишга боғлиқ бўлмаган заряд ташувчиларнинг йигиш коэффициенти ўтишларда бирга тенг бўлади, деган ҳол учун ўринлидир. (8.98) тенгламанинг ўнг томони олдинги бобларда мукаммал кўринишда келтириб чиқарилган.

$p - n$ гетероўтишли қуёш элементларида ток зичлигининг ифодасини кўриб чиқишдан олдин қуёш элементлари учун ишлатиладиган материалларни танлаш мезонини кўриб чиқамиз. Гетероўтишли қуёш элементларини ишлаб чиқаришга бағишланган амалий ва назарий текширишлар уларга ишлатиладиган материаллар жуфтларини танлаш мезонларини қуйидагича белгилашга имкон беради:

1. Ўтказувчан зона (ёки валент зона) чегара соҳасида номувозанат ҳолатдаги заряд ташувчиларнинг, яъни фотогенерацияда ҳосил бўлган заряд ташувчиларнинг ўтишига тўсқинлик қиладиган тор тўсиқ «чўққи» бўлмаслиги керак. Бу шарт $\Delta E_c = \chi_1 - \chi_2 < 0$ ва $\Delta E_v = \chi_2 - \chi_1 + E_{g2} - E_{g1} > 0$ бўлганда бажарилади.

2. Диффузион потенциалнинг ва фото ЭЮК (V_{xx}) нинг катта қийматига эришиш учун ўтказувчан зона узилиши (ΔE_c) ёки валент зона узилиши (ΔE_v) ёруғлик n-типли материал қатламида ютиладиган ҳолда имконияти борича нолга яқин бўлиши керак.

3. Қуёш элементларида қуёш энергиясини электр энергияга айлантириш самарадорлиги (фойдали иш коэффициенти) ни ошириш учун ёруғлик ютиладиган қатламда тақиқланган зона кенглиги 1,4 ÷ 1,6 эВ ораликда бўлиши керак.

4. Қуёш нурланиши ўтиш коэффициентининг спектрал оралиғини кенгайтириш учун юқори қатлам материалининг тақиқланган зонаси кенглиги E_{g2} имкон қадар катта ва қаршилиги имкон қадар кичик бўлиши керак.

5. Танланган жуфт материалларнинг кристалл панжаралари доимийлари бир-биридан катта фарқланмаслиги керак.

6. Кўп ҳолларда гетероўтишлар юқори температураларда олиниши муносабати билан уларнинг иссиқликдан кенгайиш коэффициентлари бир-бирига яқин бўлиши керак.

Юқорида айтилганлардан келиб чиқадики, панжара доимийлари яқин бўлган материалларнинг афзалликлари, баъзан номувофиқликда қуёш элементларида юқори фойдали иш коэффициентларига эришилган бўлса ҳам кўринади. Панжара параметрлари номувофиқлигининг катта бўлиши фото ЭЮК ва юкланиш токи характеристикасининг тўлдириш коэффициентини камайтирувчи сирқиш токини катталаштиради.

Уч элементли бирикмалар $Al_xGa_{1-x}As$ ва GaAs идеал гетероўтишни ясаш талабларига жавоб беради. Бу бирикмалар асосида олинадиган гетероўтишларда тақиқланган зоналар кенглиги кенг ораликда ўзгартирилиши мумкин, бундан ташқари уларнинг кристалл панжара параметрлари жуда яқин. AlAs ва GaAs материалларининг кристалл панжара доимийлари номувофиқлиги 0,16% ни ташкил этади.

Кристалл панжара доимийларининг бир-бирига жуда яқинлиги, фазалар чегарасида рекомбинация марказларининг деярли йўқ даражада эканлиги туфайли AlGaAs — GaAs изотип ўтишлар ҳар хил фазадан иборат қуёш элементларида сирт рекомбинацияларини камайтириш учун қўлланилган. Маълум бўлган қуёш элементларининг ичида AlGaAs — GaAs типидаги қуёш элементида энг юқори фойдали иш коэффициенти (22 %) га эришилган. Самарадорлиги катта бўлган қуёш элементларини олиш учун n- «туйнук» — p- база типидаги гетероўтишни ишлатиш мақсадга мувофиқдир. Бу ΔE_v нинг одатда ΔE_c дан сезиларли даражада кичик бўлиши билан тушунтирилади. Бунда p-база соҳасидан n-соҳага ўтаётган фотоэлектронларга «чўққи» (ΔE_c) тўсқинлик қилмайди. Бошқа турдаги гетероўтишда p- кенг зонали, n- тор зонали ҳолда «чўққи» ΔE_v катта. Одатда бундай ҳолда рекомбинация ортиб кетади.

Қуёш элементларида n (туйнук) — p (база) гетероўтишни танлашнинг иккинчи сабаби шу билан боғланганки, бунда токнинг асосий қисмини p-типли тор зонали материалда асосий бўлмаган электронлар ҳосил қилади. Электроннинг диффузион узунлиги бизни қизиқтирадиган яримўтказгичда ковакникидан одатда сезиларли катта бўлади. Анизотип гетероўтиш структураларида намунани ёритганда йиғилган токнинг тўла зичлиги ҳисобланиши гомоўтишлардаги каби бажарилади. Бир хил энергияли фотонлар билан ёритилиб турган пайт учун квазинейтрал n-соҳадаги ковакнинг стационар ҳолатдаги узлуксизлик тенгламаси:

$$D_p\frac{d^2p}{dx^2}-\frac{\Delta p}{\tau_p}+\alpha_1 I_{v0}(1-R_v)\exp(-\alpha_1 x)=0. \qquad (8.99)$$

(8.99) нинг

$$D_p\frac{d\Delta p}{dx}\Big|_{x=0}=s\Delta p\Big|_{x=0};\quad P_{x=t-c_1=t'}=p_0\exp(eV/k_0T) \qquad (8.100)$$

чегаравий шарт (8.21-расм) ни қаноатлантирувчи ечими қуйидагичадир:

$$I_s^p=\frac{e(1-R_v)I_{v0}}{\alpha_1^2L_p^2-1}\left(\frac{D_p+s/\alpha_1}{D_p+sL_p}\exp\left(-\frac{t'}{L_p}\right)-\exp(-\alpha_1 t')\right)+$$

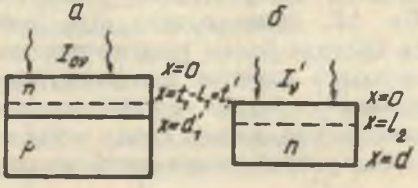
$$+\frac{I_1I_{0v}(1-R_v)\cdot L_p\cdot\mathrm{th}\left(\frac{t_1}{L_p}+1\right)e}{\alpha_p^2L_p^2-1}\left(\frac{\alpha_1Z_p(Dp+s/\alpha_1)}{D_p+sL_p}\times\right.$$

$$\left.\times\exp(-t'/L_p)-\exp(-\alpha t')\right). \qquad (8.101)$$

Камбағаллашган қатламда ютилган ҳар бир фотондан ҳосил бўлган электрон токка ўз ҳиссасини қўшади, деб фараз қилинса, камбағаллашган қатламда юзага келган фототок зичлиги қуйидагича бўлади:

$$I_{sc}^p=eI_{0v}(1-R_v)(\exp(-\alpha_1 t')-\exp(-\alpha_1 t)). \qquad (8.102)$$

Электрон учун p-соҳада 8.2-расмда келтирилган коорди-



8.21-расм. Сирт қатламидаги *(а)* ва асос соҳасидаги *(б)* фототокни ҳисоблаш учун (гетероўтиш соҳасидаги) координаталар системаси ($x=t'$ ва $x=l_2$ чизиқлар оралиғи билан гетероўтишнинг камбағаллашган соҳаси белгиланган).

наталар системасида узлуксизлик тенгламаси қуйидаги кўринишни олади:

$$D_n\frac{d^2n}{dx^2}-\frac{\Delta n}{\tau_n}+\alpha_1 I_v'\cdot\exp(-\alpha_2 x)=0; \qquad (8.103)$$

бунда α_2 — p- соҳали базада ёруғликнинг ютилиш кэффициенти, I_v' база (асос)га етиб келган фотон зичлиги ($I_v'=I_{0v}\cdot T_{..}$) $T_{..}$ — n- қатламнинг ёруғликни ўтказиш коэффициенти. Чегаравий шартни қуйидагича ёзамиз:

$$\begin{cases} x=l_2 & \text{да} \quad n=n_0\exp(eV/k_0T); \\ x=d & \text{да} \quad n=n_0. \end{cases} \qquad (8.104)$$

У ҳолда квазинейтрал p- соҳада фотон ютилишидан пайдо бўлган электронлар диффузияси натижасида ҳосил бўлган фототок зичлиги қуйидагича аниқланади:

$$I_B'=e\left[\frac{\alpha_2 I_v'\exp(\alpha_2 l_2)}{\alpha_2+1/L_n}-\frac{2\alpha_2 I_v'\exp(\alpha_2 l_2)\left[e^{-\frac{d}{L_n}}-e^{-\alpha_2 d}\right]}{L_n\left(\alpha_2^2-\frac{1}{L_n^2}\right)\left[e^{d/L_n}-e^{-d/L_n}\right]}\right]. \qquad (8.105)$$

Базанинг камбағаллашган қатламида ёруғликнинг ютилиши туфайли пайдо бўлган фототок зичлиги

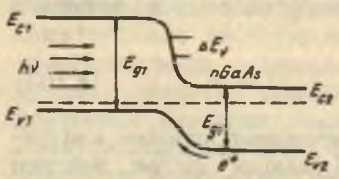
$$I_{sc}''=eI_v'[1-\exp(-\alpha_2 l_2)]. \qquad (8.106)$$

Булар ёрдамида қуёш элементларидаги тўла фототок зичлигининг ифодаси (8.89) қуйидагича ёзилиши мумкин:

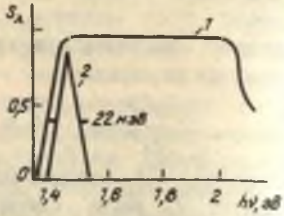
$$I=I_x+I_{sc}+I_B'+I_{sc}'. \qquad (8.107)$$

$p\mathrm{Al}_x\mathrm{Ga}_{1-x}\mathrm{As}-n\mathrm{GaAs}$ типдаги гетероўтишларда спектрал характеристика одатда кенг бўлиб, ясси тоғ кўринишида бўлади (8.22- расм). Узун тўлқинли ёруғликнинг ютилиши контактлашган материалларнинг хусусий ютилиш чегарасида содир бўлгани учун ёруғликни сезиш кескин камайиб кетади (8.23- расм, *1*- чизиқ). Бу бирикманинг таркибини ўзгартириш орқали халқ хўжалигида катта аҳамиятга эга бўлган тор спектрал ораликда ишлайдиган «селектив» ёруғлик қайд қилгич (лазер нурларини қайд қилувчи) асбоблар ясаш имконияти туғилди (8.23- расм, *2*- чизиқ).

Изотип гетероўтишли қуёш элементларининг самарадорлиги анизотип гетероўтишларникига нисбатан кам. Баъзи бир самарадорлиги етарлича катта деб ҳисобланиб келинган изотип гетероўтишли фотоэлементларнинг хоссаларини батафсил текшириш шуни кўрсатадики, уларни



8.22- расм. $p\mathrm{Al}_x\mathrm{Ge}_{1-x}\mathrm{As}-n\mathrm{GaAs}$ гетероўтишнинг энергетик зоналар диаграммаси.



8.23- расм. $p\mathrm{Al}_x\mathrm{Ge}_{1-x}\mathrm{As}-n\mathrm{GaAs}$ гетероўтишнинг *(1)* ёруғликни танловчан қабул қилгичнинг *(2)* спектрал тақсимоти.

юқори температурада олиш жараёнида элементлар диффузияси оқибатида яширин $p-n$ гетероўтиш пайдо бўлар экан (масалан, nITO($\mathrm{In}_x\mathrm{Sn}_{1-x}\mathrm{O}$) — pCdTe; nCdS — nGaAs: nZnO — nGaP, nZnSe — nGaAs ва шу кабиларда).

Ёруғликка сезгир изотип гетероўтишларда (масалан CdS — CdSe) фототок релаксациялари жуда тез содир бўлиши туфайли уларни тез ўзгарадиган ёруғликларни қайд қиладиган датчиклар сифатида ишлатиш мақсадга мувофиқдир. Гетероўтишларнинг олиниши, хоссалари, қўлланилиши тўғрисидаги маълумотлар билан [21—30] адабиётда танишиш мумкин.

8.9- §. Поликристалл яримўтказгичларда фотоэлектрик ҳодисалар

Ёруғлик нурланиши датчикларини (фотоўтказгичларни) ва бошқа асбобларни тайёрлашда парда, таблетка, қатламлар кўринишидаги поликристалл яримўтказгичлар кенг қўлланилади. Поликристалл моддалар тузилиши ва хусусиятлари монокристалларникидан фарқ қилади ҳамда улар ўзига хос ток ўтиш ва фотосезгирлик механизмларига эга бўладилар. Поликристалл моддаларда сирт ҳодисалари жуда катта аҳамиятга эгадир (айниқса пардаларда, чунки уларда сирт юзининг ҳажмга нисбати катта бўлади).

Даставвал поликристаллни ташкил этган монокристалл доналар (крис ллчалар) чегараларининг электрофизик хоссалари ва ларда ток ўтиш механизмларини қараб чиқамиз. Полик исталл парда таркибидаги кристалл доналарни бир-биридан ажратиб турадиган чегаралар парда ўсишининг каолесцент босқичида қўшни кристаллчалар ориентациясининг бузилиши оқибатида вужудга келади. Улар поликристаллни ўстириш жараёнида доналардан ажралиб чиққан киришмалар ва нуқсонлар юқори зичликка

эга бўлган соҳалардан иборатдир. Одатда кристалл доналар орасидаги чегаралар уч турга бўлинади:

1. Когерент ўхшаш кристаллчалар орасидаги чегаралар. Улар электр жиҳатдан кичик активликка эгадир.

2. Доналар (кристаллчалар) орасидаги кичик бурчакли чегаралар. Улар кристалл панжара деформацияси билан боғлиқ бўлган чегаравий дислокациялар ва кучланишлар майдонига эгадир. Бундай чегаралар ўртача электр активликка эга бўладилар.

3. Доналар орасидаги катта бурчакли чегаралар ва нокогерент ўхшаш доналар орасидаги чегаралар. Уларда дислокация концентрацияси юқори, кристалл панжара деформацияси ва киришмалар сегрегацияси катта бўлади. Бундай чегаравий қатламлар электр жиҳатдан жуда актив бўлади. Уларда энергиянинг янги сатҳлари ҳосил бўлади. Бундай сатҳлар вужудга келиши сабаблари: панжара атомий текисликлар оралигининг ўзгариши, деформация майдонлари пайдо бўлиши, узилган боғланишларнинг ҳосил бўлишидир. Нуқсонларнинг ёки киришмаларнинг энергетик сатҳларидаги электр заряди билан боғлиқ доначалар чегарасида қуйидаги ҳодисалар юз бериши мумкин:

а) баъзи бир моддаларда ажралиш чегараси бўйлаб деярли «металл» ўтказувчанлик пайдо бўлади;

б) чегаралардаги ҳолатлар заряд билан тўлдирилади ва бунинг оқибатида потенциал тўсиқлар ҳосил бўлиб, парда бўйлаб ток ўтказувчанлиги характерига таъсир қилади;

в) чегаралар сиртида асосий бўлмаган заряд ташувчилар учун рекомбинация марказлари ролини ўтайдиган энергетик сатҳлар шаклланади.

Агар n-типли донанинг чегара сиртида акцептор ҳолатлар (масалан CdS доналари чегарасида сўрилган кислород) бўлса, ҳажмий заряд соҳаси қўшни доналар ҳажмига ҳам киради ва Φ_{s_b} потенциал тўсиқ ҳосил бўлади (8.24- расм). Аслида, сирт ҳолатлари табиатига ва сирт сатҳларининг энергиялар бўйича $\frac{dN^*_{ss}}{dE}$ тақсимотига боғ-

8.24- расм. Кристаллчалар чегарасидаги уч хил потенциал тўсиқ.

лиқ равишда яримўтказгичнинг дона чегараси яқинидаги соҳасида камбағаллашган, бойинган ёки инверсион қатламлар ҳосил бўлиши мумкин. Одатда камбағаллашган қатлам хусусий ўтказувчанликли (легирланмаган) зарралар чегарасида шаклланади. Хусусий бўлмаган ўтказувчанликли (легирланган) доналар чегарасида эса, одатда, бойиган қатлам ҳосил бўлади. Доналар чегарасида потенциал тўсиқлар мавжуд бўлиши тажрибада исботланган.

Контакт потенциаллар айирмаси $V_к$ нинг доналар чегарасидаги N^*_{ss} заряди зарра ҳажмидаги асосий заряд ташувчилар концентрацияси билан боғланишини зарядиинг сақланиш қонунини ифодаловчи

$$N^*_{ss} = 2d_{кк} N_D \qquad (8.108)$$

шарт асосида топиш мумкин, бундаги N^*_{ss} — бирлик юзадаги зарядланган сирт ҳолатлари сони, N_D — дона ҳажмидаги донорлар эффектив концентрацияси, $d_{кк}$ — дона чегарасининг ҳар бир томонидаги камбағаллашган соҳа кенглиги.

Пуассон тенгламасини ечиб, $V_д$ нинг ифодасини аниқлаймиз:

$$V_д = eN_D d^2_{кк}/2\varepsilon = eN^*_{ss}/8N_D\varepsilon = \Phi_{gb} - \delta_n/e, \qquad (8.109)$$

бу ерда $\delta_n = E_c - E_f$ (8.25- расмга қ.). Агар донанинг ички соҳасида бутунлай эркин заряд ташувчилар бўлмаса, бу ҳолда $d_{кк}$ ўрнига донанинг ярим ўлчами $(l/2)$ қўйилиши керак, у ҳолда

$$V_д = el^2 N_D/8\varepsilon. \qquad (8.110)$$

N^*_{ss} нинг қиймати дона чегарасидаги сирт ҳолатларининг энергия бўйича тақсимоти $\frac{dN^*_{ss}}{dE}$ га ва потенциал тўсиқ баландлиги Φ_{gb} га боғлиқ бўлади. $\frac{dN_{ss}}{dE}$ нинг бир неча апроксимацияси: чизиқли апроксимация, экспонента бўйича ошувчи ва камаювчи, дискрет (дельта) функция тақсимоти моделлари кўрилган. Тажрибалар натижаларига кўра, dN^*_{ss}/dE тақсимотнинг дискрет функция модели маъқул кўринади; бу тақсимот δ-функция шаклида бўлиб, унда тутқичларнинг максимал концентрацияси $(4 \cdot 10^{12}$ см$^{-2})$ тақиқланган зонанинг ўртасига тўғри келади.

Умумий ҳолда, потенциал тўсиқнинг $V_д$ баландлиги $\frac{dN^*_{ss}}{dE}$ га, температурага, зарра ҳажмидаги донорлар ёки акцепторлар концентрациясига ва ёруғлик интенсивлигига боғлиқ бўлади. Шу туфайли $V_д$ ни аниқлашда рекомбинация

жараёнини ҳисобга олиш лозим. Мазкур моделга мувофиқ, ёруғлик тушаётганда заряд ташувчиларнинг туткичларда ушланиши доналар орасидаги чегарада сиртдаги рекомбинацияни катталаштиради, бу эса одатда тўсиқ баландлигини анча пасайтиради. Масалан, n- типли яримўтказгичда доналар чегарасидаги туткичлар электронлар билан тўлдирилганда манфий заряд пайдо бўлади. Ёруглик туширилганда асосий бўлмаган заряд ташувчилар (коваклар) камбағаллашган соҳадаги электр майдон чегарасига тортилади, туткичларни нейтраллайди ва шу билан потенциал тўсиқни анча пасайтиради. Бунда эркин заряд ташувчиларнинг концентрацияси қўшимча равишда кўпаяди. $N_{ss}^{*}=10^{13}$ см$^{-2}$, $N_D=10^{16}$ см$^{-3}$ бўлганда потенциал тўсиқнинг қоронғуликда 0,5 эВ бўлган баландлиги қуёш нурланишига эквивалент ёруғлик интенсивлигида 0,07 эВ гача пасаяди.

Юқорида айтилганлардан қуйидаги хулосалар келиб чиқади: поликристалл қатламларда доналар (кристаллитлар) орасидаги тўсиқлар заряд ташувчиларнинг ўтишига тўсқинлик қилади. Доналар ўлчамларига тенг қалинликли пардаларда доналар орасидаги потенциал тўсиқлар дона текислигига кўндаланг эмас, балки унга параллел текисликда ўтказувчанликка муҳим таъсир қилади. Доналар чегарасида потенциал тўсиқ бўлмаганда, агар заряд ташувчиларнинг доналар чегаралари билан тўқнашишлари орасидаги эркин югуриш йўли узунлиги $\lambda=l$ бўлса, эркин югуриш вақти $\tau=\lambda/\bar{v}$ бўлади ($\bar{v}=(2k_0T/m^{*})^{1/2}$); бу ҳолда ҳаракатчанликнинг $\mu=e\tau/m^{*}$ ифодаси

$$\mu=el\cdot(2k_0T/m^{*})^{-1/2} \qquad (8.111)$$

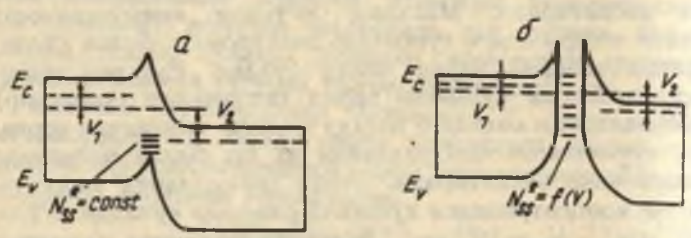
кўринишни олади. Ҳаракатчанлик $\mu\sim T^{-1/2}$ кўринишда температурага боғлиқ. $l=0{,}1$ мкм, $m^{*}=0{,}1m_0$, $T=300$K да $\mu=5800$ см^2/В·с. бўлади.

Бундан кўриниб турибдики, доналар ўлчами ўртача бўлганда уларнинг потенциал тўсиқсиз чегараси амалда ўтказувчанликка таъсир кўрсатмайди. Бироқ, кўпчилик поликристалл моддаларда доналар чегарасидаги потенциал тўсиқлар етарлича баланд бўлиб, заряд ташувчилар ўтишига муҳим таъсир кўрсатади. Пардалар учун заряд ташувчилар ҳаракатчанлигининг ифодаси қуйидагича бўлади:

$$\mu_{\Phi}^{-1}=\left\{en\Delta V/Il+\frac{1}{\mu_x}\left[1-2d_{ск}/l\right]\right\} \qquad (8.112)$$

бундаги μ_x — заряд ташувчиларнинг дона ичидаги ҳаракатчанлиги, ΔV — доналар орасидаги чегарада кучланиш

тушиши, l — дона ўлчами, $d_{ҳк}$ — ҳажмий заряд соҳаси кенглиги. Зарядлар билан тўлдирилган сирт ҳолатларининг зичлиги берилган кучланишга боғлиқ бўлмаган ҳолда (8.25-расм) заряд сақланиши шартига мувофиқ ΔV



8.25-расм. Алоҳида олинган кристаллчалар чегарасига кучланиш қўйилган ҳолдаги потенциал тўсиқ:

а — чегара сиртий ҳолатининг зичлиги N_{ss}^{*} доимий ва кристаллчалар чегарасида сочилиш бўлмаган ҳол; *б* — чегара сиртий ҳолатлари зичлиги кучланишга боғлиқ бўлган ($N_{ss}^{*} = N_{ss}^{*}(V)$) ва зарядларнинг кристалл чегарасидаги ҳолатларга туннел ўтиш бўлган ҳол.

кучланиш тушиши доналар орасидаги потенциал тўсиқнинг икки тарафидаги V_1 ва V_2 кучланиш тушишлари йиғиндисидан иборатдир; бунда

$$V_2 = 4V_d\{1 - [V_1/V_d]^{1/2}\} - V_1, \qquad (8.113)$$

$V_1 \gg 4V_d$ бўлганда тўсиқ йўқолади. Бу ҳолда $\mu_{эф}$ дона ичидаги заряд ташувчилар ҳаракатчанлигига тенг бўлади. $V_1 = V_d$ текис зона шарти. Тўсиқ орқали заряд ташувчиларнинг термоэмиссион тарзда ўтиши содир бўлади, деб олинганда ташқи кучланишнинг $V_1/V_d \leqslant 0{,}4$; $V_1 = V_2 = \frac{V}{2}$ соҳасида вольт-ампер характеристика (ВАХ) қуйидаги кўринишда бўлади:

$$I = A^{*}T^{2}\exp(-e\Phi_{gb}/k_0T)[2\mathrm{sh}(eV/2k_0T)], \qquad (8.114)$$

бу ерда $A^{*}T^{2} = 4\pi em^{*}K_0^2T^2/\hbar^3 = eN_c(k_0T/2\pi m^{*})^{1/2}$; $\Phi_{gb} = V_d + \delta_n/e$. Бу ифодани ҳосил қилишда, заряд ташувчилар сочилмасдан ўтади ва хусусан, доналар чегарадаги сиртий ҳолатлар билан мувозанат ҳолатдаги заряд ташувчилар ўзаро таъсирлашмайди, деб фараз қилинган. Кўп сонли доналараро чегараларга эга бўлган поликристалл моддада бир чегарада кучланиш тушиши кичик бўлади, яъни $e\Delta V/k_0T \ll 1$; $\mathrm{sh}hx \approx x(\Delta V = \frac{V}{m})$ (m — доначалар (кристаллчалар) сони) ва бинобарин,

$$I = A^{*}T^{2}\exp(-e\Phi_{gb}/K_0T)[e\Delta V/k_0T]. \qquad (8.115)$$

Қисман камбағаллашган (заряд ташувчилари кам бўлган)

донали поликристалл қатламларда кучсиз электр майдонларда ва $d_{хэс} < l$ бўлганда эффектив ҳаракатчанлик:

$$\mu_{эф} = \left\{\frac{1}{\mu_g} + \left(\frac{nk_0}{lA^*T}\right) \cdot \exp\left(-\frac{e\Phi_{gb}}{k_0T}\right)\right\}^{-1}. \qquad (8.116)$$

Агар доналар чегарасидаги тўсиқлар ҳаракатчанликка асосланиб аниқланса, у ҳолда

$$\mu_{эф} = \left\{\left(\frac{nk_0}{lA^*T}\right) \cdot \exp\left(-\frac{e\Phi_{gb}}{k_0T}\right)\right\}^{-1}; \qquad (8.117)$$

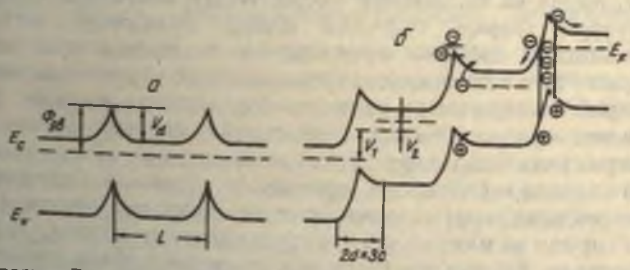
ниҳоят, агар A^* нинг қийматини (8.117) га қўйилса ҳамда $n = N_c e^{-\frac{\delta_n e}{k_0 T}}$; $\Phi_{gb} = V_d + \frac{\delta_n}{l}$ эканлиги эътиборга олинса,

$$\mu_{эф} = \left(\frac{el}{k_0T}\right)\left(\frac{k_0T}{2\pi m^*}\right)^{1/2} \exp\left(-\frac{eV_d}{k_0T}\right) =$$

$$= \mu_0 \exp\left(-\frac{eV_d}{k_0T}\right). \qquad (8.118)$$

Заряд ташувчилар концентрацияси катта бўлган ҳолда тўсиқлар баландлиги ва кенглиги камаяди, айниқса паст температурада туннел эффектини ҳисобга олиш зарур бўлади.

Ташқи кучланиш ортиши билан сирт ҳолатлари зичлиги ҳам ортиб борадиган, лекин потенциал тўсиқ баландлигининг кичик кучланишли қийматида ўзгармас қоладиган ҳолда доналар орасидаги чегарада кучланиш тушиши тақсимотини текширамиз (8.26- расм). Бу моделга мувофиқ, заряд ташувчилар тўсиқнинг биринчи қисмидан ўтади,



8.26- расм. Доналари орасида потенциал тўсиқ бўлган поликристалл материалларнинг бир ўлчовли зоналар модели:
а — ташқи кучланиш бўлмаганда. *б* — $\Delta V = V_1 + V_2$ кучланиш қўйилганда ($\Delta V' = \Delta V + l \cdot \rho_g (l - 2d_{хэс})$) ҳар бир донага тушган кучланиш (бу ерда $\rho_g = 1/e\mu_g n$ — заррачанинг ҳажмий солиштирма қаршилиги, $2d_{хэс}$ — ҳажмий заряд соҳасининг кенглиги).

чегарадаги сирт ҳолатларида ушланади, сўнгра термоэмиссион механизм бўйича тўсиқнинг (тескари уланган Шоттки тўсиғининг) иккинчи қисмидан ўтади. Бунда тўсиқ баландлигини аниқловчи N_{ss} нинг қиймати кучланиш ортиши билан ортади ва кучланишнинг катта улуши потенциал тўсиғи катта бўлган қисмга тушади.

Бир-бирига нисбатан қарама-қарши уланган Шоттки диодларидан бир хил ток ўтиб турган ҳол учун нисбий кучланиш тушишларини ҳисобга олиб кучланишнинг ўртача қийматларида $V_1 \leqslant (k_0T/e)\ln 2$ ва $V_2 \simeq V$ бўлишини исботлаш осондир.

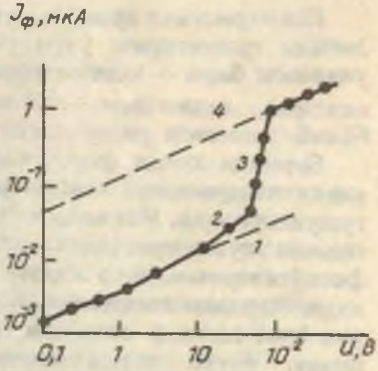
V_1 га боғлиқ бўлган сирт ҳолатларининг заряд билан тўлдирилишини ҳисобга олиб Пуассон тенгламасини ечилса, V_1, V_2 ва V орасидаги аниқ муносабатни ҳосил қилиш мумкин.

Ўртача кучланишлар $\Delta V < k_0T/e$ да токнинг ифодаси (8.115) бўлади. Бу ҳолда тўсиқнинг баландлигини N_{ss} нинг ўсиб борувчи қиймати белгилайди ва ток тескари йўналишда уланган диоднинг тўйиниш токига тенг бўлади ёки кучланишга субчизиқли боғлиқ бўлади. Етарлича катта кучланишларда потенциал тўсиқ йўқолади ва токнинг кучланишга экспоненциал боғланиши кузатилади. Поликристалл намуналарда бажарилган $\mu_{эф}$ ни ўлчаш натижалари экспоненциал боғланишга (8.117) ёки (8.118) мос келишини кўрсатди. Аммо, одатда A^* нинг қиймати монокристалл яримўтказгич — металл контакти ҳолидагига нисбатан $10^2 - 10^3$ марта кичикдир. Юпқа поликристалл парда (қатлам) ларда доналараро тўсиқларнинг ҳаракатчанликка таъсири туфайли бошқа муҳим ҳодисалар ҳам юз бериши мумкин. Улар қаторига деформация ва зарядланган нуқсонларда сочилиш (масалан, дислокацияларда сочилиш), парда ва тагликнинг иссиқликдан кенгайиш коэффициентлари фарқи туфайли пайдо бўладиган механик кучланишлар сабабли сочилиш ва тахланиш нуқсонлари (уларни ҳам потенциал тўсиқлар деб қараш мумкин) келтириб чиқарадиган сочилиш ҳодисалари киради. Баён қилинган мулоҳазалардан кўринадики, ёритиш бўлмаганда поликристалл пардалар ўтказувчанлигини кўп ҳолларда кристаллчалар (доналар) орасидаги тўсиқлар белгилайди. Поликристалл намуналарни ёритиш чегаравий потенциални пасайтиради ва намуналар ўтказувчанлигини муҳим даражада оширади, баъзан эса тўсиқлар таъсирини йўққа чиқаради. Бунда рекомбинация механизми муҳим ўрин тутади.

Поликристалл қуёш элементларида кристаллчалар орасидаги чегаралар таъсири туфайли содир бўладиган исрофни пасайтиришнинг учта асосий усули мавжуд:

1. Доналараро чегарадаги ҳолатлар электр активлигини нейтраллаш учун муайян турдаги киришмалар киритилади (Майда донали кремний пардасига мис (Cu) киритиб, n-типли галлий арсениди (nGaAs) пардасига Ru ўтқизиб сирт рекомбинациясини анча сусайтириш мумкин).

2. Доналараро чегараларни ва p — n-ўтишни диэлектрик билан ўраб олиш (электр изоляциялаш).



8.27-расм. Полистерен биндерига қўшилган CdS : Cu : Cl кукунида фототокнинг кучланишга боғлиқлиги.

3. Вертикал кўп ўтишли қуёш элементларида p — n-ўтишнинг таркибий қисми сифатида устунсимон кристаллчалар чегарасидан фойдаланиш.

Энди фотосезгирлик муҳокамасига ўтамиз. Юқорида поликристалл моддаларда доналар (кристаллчалар) орасидаги чегарада потенциал тўсиқ пайдо бўлиши ва электр майдон қўйилганда, ёруғлик туширилганда унинг ўзгаришини кўриб чиқдик. Бу хусусиятлар монокристалл моддаларда кузатилмайдиган қуйидаги фотосезгирлик ҳодисаларини вужудга келтиради:

1. Микрокристалл кукунсимон CdS : Cu : Cl фотоўтказгичларнинг фотосезгирлиги қўйилган кучланиш ортиши билан бирга ортиб боради (8.27-расм). Фототокнинг кучланишга боғланиши графигида 4 та соҳа аниқланган бўлиб, улар: омик боғланиш соҳаси (1), кўрсаткичи 2 га яқин даражали боғланиш соҳаси (2), кўрсаткичи 3—5 бўлган даражали боғланиш соҳаси (3), яна омик боғланиш соҳаси (4) дир. Монокристаллардагидек фотосезгирлик ҳосил қилиш учун жипсланган кукунларда $\mathscr{E} = 10^4$ В/см тартибидаги майдонлар ҳосил қилмоқ лозим бўлади.

2. Биринчи омик боғланиш соҳасидан юқоридаги соҳаларда кучланиш ўзгарганда фотоўтказувчанлик кечикиш билан ўзгаради. Фототокнинг кучланиш ўзгарганда кечикиши унинг ёруғлик интенсивлиги ўзгарганидаги кечикишидан кучлироқ. Кучланиш ишораси (қутблари) ўзгарганида ҳам кечикиш юз бериши мумкин.

3. Фотоўтказгичлар ВАХида гистерезис (жамғариш) ҳодисаси намоён бўлади.

Поликристалл яримўтказгич қатламлар фотоўтказувчанлигини тушунтириш учун учта назария ишлаб чиқилган; уларнинг бири — концентрация ўзгаришига (модуляцияланишига), иккинчиси — тўсиқлар ўзгаришига асосланган бўлиб, учинчиси умумлашган назариядир.

Биринчи ҳолда фотоўтказувчанлик ёруғлик ютилганда заряд ташувчилар концентрациясининг ортиши асосида тушунтирилади. Иккинчи ҳолда ёруғлик ютилганда пардани ташкил этувчи кристаллчалар орасидаги тўсиқлар пасайиши фотоўтказувчанликка асосий ҳисса қўшади, деб тушунтирилади. Пардани ҳосил қилган ҳар бир n- типли кристаллчада уни ўраб олган p- соҳа ёки Шоттки тўсиғи мавжуд бўлади, демак, бутун парда катта сонли кетма-кет уланган p — n- ўтишлар ёки Шоттки диодларидан иборатдир. Бу ўтишлар асосида фототок билан кучланиш орасидаги боғланишнинг (8.26- расм) ҳар бир соҳасини (қисмини) тушунтириш мумкин.

Паст кучланишли омик қисми (1) тўсиқ соҳасида (туннелланишсиз) ёруғлик таъсирида жуфтлар генерацияланиши ёки тўсиқ баландлигининг камайиши асосида тушунтирилади.

Тешилиш қисми (2)ни (яъни $I \sim V^2$ бўлган қисмини) заряд ташувчиларнинг майдон таъсирида тўсиқ ичидан туннелланиши оқибати сифатида тушунтирилади.

ВАХнинг ток тез ўсадиган (3) қисми (яъни $I \sim V^{3\div5}$ бўлган қисм) туннелланаётган электронларнинг зарбдан ионланиш сабаблари билан изоҳланади. Юқори кучланишли омик қисм (4) эса барча тўсиқларнинг эффектив тешилиши (йўқ бўлиши) оқибатидир.

Поликристалл яримўтказгич қатламлари фотоўтказувчанлигининг умумлашган назарияси кўп кристаллчалар хоссаларини ўртачалашга асосланган. Масалан парданинг 1 см^2 юзига 10^4 гача микрокристаллар тўғри келиши мумкин. Шунинг учун парданинг қаршилиги тўсиқлар ва кристаллчалар қаршиликлари йиғиндисидан иборат деб қаралади. Бу назарияда ёритишда ўтказувчанлик ўзгаришини эркин заряд ташувчилар концентрациясининг ўзгариши орқали ва эффектив ҳаракатчанликнинг тўсиқ баландлиги ўзгариши туфайли ўзгариши орқали тушунтирилади.

В. И. Стафеев ва унинг шогирдлари поликристалл қатламлар назариясини ривожлантирдилар. Бу назарияда инжекцион ҳодисалар, яъни микрокристаллчалардан фототокнинг транзисторсимон кучайиши имконияти ҳисобга олинган [21].

АДАБИЁТ

1. *Тешабоев А.* Яримўтказгичлар физикасига кириш (Кристаллар. Электрон ҳолатлари спектри. Заряд ташувчилар статистикаси). Т., 1985. ТошДУ нашриёти.
2. *Тешабоев А.* Яримўтказгичлар физикасига кириш (Яримўтказгичларда кинетик ҳодисалар). Тошкент, 1986.
3. *Бонч-Бруевич В. Л., Калашников С. Г.* Физика полупроводников. «Наука», М., 1977.
4. *Горбачев В. В., Спицына Л. Г.* Физика полупроводников и диэлектриков. «Металлургия», М., 1982 г.
5. *Уханов Ю. И.* Оптические свойства полупроводников, «Наука». М., 1977.
6. *Грибковский В. П.* Теория поглощения и испускания света в полупроводниках. «Наука и техника», Минск, 1975.
7. *Воронцов В. Ф., Хевеши И., Нанаи Л.* Оптические свойства полупроводников. Уч. пособие. Одесса, Издательство ОГУ, 1980.
8. *Панков Ж.* Оптические процессы в полупроводниках. «Мир», М., 1973.
9. *Рывкин С. М.* Фотоэлектрические явления в полупроводниках. Физматгиз, М., 1963.
10. *Вавилов В. С.* Действие излучений на полупроводники. М., Физматгиз, 1963.
11. *Роуз А.* Основы теории фотопроводимости. «Мир», 1966.
12. *Бьюб Р.* Фотопроводимость твердых тел, 1962.
13. Фотопроводимость. Сб. статей под ред. Когана Ш. М. «Наука», М., 1967 г.
14. *Аут И., Генцов Д. Г., Герман К.* Фотоэлектрические явления. Пер. с англ. под ред. Бонч-Бруевича В. Л. «Мир», М., 1980.
15. *Роках А. Г.* Фотоэлектрические явления в полупроводниках и диэлектриках. Уч. пособие. Из-во Сарат. гос. университета, 1984.
16. *Сердюк В. В. Чемерсюк Г. Г., Терек М.* Фотоэлектрические процессы в полупроводниках. Уч. пособие для ВУЗов. Киев — Одесса, «Виша школа». Головное из-во, 1982.
17. *Гусева М. Б., Дубинина Е. М.* Физические основы твердотельной электроники. Из-во МГУ, 1986.
18. *Мосс Т., Баррел Г., Эллис Б.* Полупроводниковая оптоэлектроника. «Мир», М., 1976.
19. *Шалимова К. В.* Физика полупроводников. М., Энергоиздат, 1985.
20. *Гаман В. И.* Физика полупроводниковых приборов. Томск, 1989.
21. *Анисимова И. Д., Викулин И. М., Заитова Ф. А., Курмашев Ш. Д.* Полупроводниковые фотоприемники. Ультрафиолетовый, видимый и ближний инфракрасный диапазон спектра. Под ред. В. И. Стафеева. М., «Радио и связь», 1984.

22. Техника оптической связи. Фотоприемники. Пер. с англ. под редакцией Тришенкова М. А. «Мир», 1988.

23. *Васильев А. М., Ландсман А. П.* Полупроводниковые фотопреобразователи. М., «Сов. радио», 1971 г.

24. Солнечные элементы. Теория и эксперимент. Пер с англ. под ред. Колтуна М. М., Энергоиздат, 1987.

25. Современные проблемы полупроводниковой фотоэнергетики. Пер. с англ. под ред. Колтуна М. М., «Мир», М., 1988.

26. Солнечные преобразователи на основе гетеропереходов $p\mathrm{Al}_x\mathrm{Ga}_{1-x}\mathrm{As}-n\mathrm{GaAs}$ Алферов Ж. И., Андреев В. М., Каган Б. М., ФТП, 1970, Т. 4.

27. *Милнс, Фойхт Т. Д.* Гетеропереходы и переходы металл-полупроводник. «Мир», М., 1975.

28. *Амброзяк А.* Конструкция и технология полупроводниковых фотоэлектрических приборов. «Сов. радио», М., 1970.

29. *Джафаров Т. Д.* Фотостимулированные атомные процессы в полупроводниках. М., Энергоиздат, 1984.

30. *Берг Д., Дин П.* Светодиоды. «Мир», 1979.

31. *М. Азизов.* Яримўтказгичлар физикаси. Тошкент, «Ўқитувчи», 1974 й.

Учебное пособие

Ҳидоят Акромов, Сирожиддин Зайнобиддинов, Алишер Тешабоев

ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

На узбекском языке

Издательство «Ўзбекистон» — 1993
700129, Ташкент, Навои, 30

Кичик муҳаррир Ш. Сойбназарова
Расмлар муҳаррири И. Кученкова
Техник муҳаррир А. Горшкова
Мусаҳҳиҳлар М. Раҳимбекова, Ў. Абдуқодирова

Теришга 29. 03. 93 да берилди. Босишга 10. 10. 93 да рухсат этилди. Формати 84×108 1/32. № 2 босма қоғозига «Таймс» гарнитурада офсет босма усулида босилди. Шартли бос. т. 14,28. Нашр т. 15,36. 5000 нусхада чоп этилди. Буюртма № 450/329 Баҳоси шартнома асосида.

«Ўзбекистон» нашриёти, 700129, Тошкент, Навоий кўчаси, 30.
Нашр № 134 — 92

Ўзбекистон Республикаси Давлат матбуот қўмитаси Тошкент рангли босма фабрикасида босилди. 700128, Тошкент, У. Юсупов кўчаси, 86.