

С. ЗАЙНОБИДДИНОВ, Х. АКРАМОВ

# ЯРИМУТКАЗГИЧЛАР ПАРАМЕТРЛАРИНИ АНИҚЛАШ УСУЛЛАРИ

*Ўзбекистон Республикаси Олий ва ўрта махсус таълим  
вазирлиги олий ўқув юртларининг яримўтказгичлар физикаси  
ва техникаси мутахассислиги бўйича таълим олувчи талабалар  
учун ўқув қўлланма сифатида тавсия этган.*

ТОШКЕНТ “ЎЗБЕКИСТОН” 2001

**Тақризчилар** — *проф. Р. А. Мўминов, ф.-м. ф.н. доцент*  
*О. С. Саидхонов*  
**Муҳаррир** — *Р. С. Тоирова*

**Зайнобиддинов С., Акрамов Х.**

**Яримўтказгичлар параметрларини аниқлаш усуллари:**  
**Олий ўқув юртларининг талабалари учун ўқув қўллан-**  
**ма.**— Т.: “Ўзбекистон”, 2001. — 320 б.

1. Муаллифдош.

Ўқув қўлланма яримўтказгичли моддаларнинг асосий параметрла-  
ри — электр, гальваномагнит, ҳар хил структурали намуналарнинг хусу-  
сиятларини аниқлашнинг замонавий усулларини ўрганишга бағишлан-  
ган бўлиб, унда 36 хил усулнинг таърифи ва моҳияти келтирилган.

Мазкур китоб Давлат таълим стандартининг бакалавр мутахассисли-  
ги Б—010404 “Физика” йўналишига мос келади. У магистратура мута-  
хассислиги М-010404 “Яримўтказгичлар ва диэлектриклар физикаси”  
йўналишида таълим олувчи талабаларга, шунингдек университетлар, пе-  
дагогика ва техника олий ўқув юртларининг яримўтказгичлар, микро-  
электроника, электрон асбоблар ва бошқа соҳалар бўйича ихтисослаша-  
ётган талабалар, аспирантлар, шунингдек, шу соҳа ўқитувчилари ва ил-  
мий ходимларга мўлжалланган.

**ББК 22.379я73**

ISBN 5-640-02839-5

А  $\frac{1604010000-67}{351(04)2000}$  2001

## КИРИШ

Илмий-техникавий ривожланишни яримўтказгичли электроникасиз, хусусан микроэлектроникасиз тасаввур қилиш қийиндир. Замонавий микроэлектроникада яримўтказгичли материаллар ва кўп қатламли структуралардан кенг кўламда фойдаланилади ва улар асосида турли хил яримўтказгичли асбоблар ва микросхемалар тайёрланади. Яримўтказгичли материалларни ишлаб чиқаришнинг ривожланиши уларнинг сифатини лаборатория ва саноат шароитида текширишнинг юқори даражага кўтарилиши билан боғлиқ. Бунда ишлаб чиқариш соҳалари технологик йўқотишлари ва уларнинг ишлаб чиқаришдаги сифатини назорат қилишга кетган моддий харажатларнинг ўлчамлари аниқланади. Шунинг учун саноат корхоналарини юқори аниқликдаги ва юқори ишлаб чиқариш унумига эга воситалар билан жиҳозланган, яримўтказгич материалларнинг сифатини текширувчи янги, илғор усулларни ишлаб чиқиш ва ўзлаштириш яримўтказгич материаллар ва структураларни ишлаб чиқариш иқтисодий самарадорлигининг ўсиши билан бевосита боғлиқдир.

Афсуски яримўтказгичларнинг ҳамма параметрларини ҳам оддий ва қулай бўлган усуллар билан ўлчаш мумкин эмас. Уларнинг кўпчилигини ўлчаш махсус физик услубиятни ва мураккаб аппаратураларнинг ишлатилишини талаб қилади. Шунинг учун яримўтказгичларнинг параметрларини ўлчаш усуллари сўнгги йилларда яримўтказгичлар физикаси ва техникаси бўлимлари билан бир қаторда ривожланиб мустақил йўналиш бўлиб қолмоқда. Яримўтказгичлар физикаси ва яримўтказгичли электроника масалалари ёритилган китобларнинг сони кам эмас,

лекин уларда яримўтказгичларнинг параметрларини ўлчаш ва яримўтказгичли материалларни текшириш усулларига кам эътибор берилган. Умид қиламизки, мазкур қўлланма маълум даражада ўқувчиларнинг яримўтказгичлар физикасининг бу бўлимига бўлган эҳтиёжини қондиради. Қўлланмада яримўтказгич материаллар параметрларини ўлчаш усулининг физик асослари кенг ёритилган. Ярмўтказгич параметрларини ўлчашнинг айрим муаммолари яримўтказгич материалларнинг хоссаларини ўрганувчи китобларда кенг ва тўла ёритилганлигини ҳисобга олган ҳолда ўлчаш усулларини ёритишнинг ҳожати бўлмади. Бу китоб ўзбек тилидаги дастлабки китоб бўлиб, у яримўтказгичлар физикаси ва техникаси масалалари билан бевосита шуғулланувчи талабаларга мўлжалланган.

Қўлланмада ҳар хил катта ҳажмдаги намуналар, пластинкалар, юпқа қатламлар, ҳар хил турдаги яримўтказгичли структуралар параметрларини ҳамда номувозанат ҳолатидаги заряд ташувчилар параметрларини, яъни заряд ташувчилар яшаш вақтини, диффузион узунликни диффузия коэффициентини, сирт рекомбинация тезлигини ва ниҳоят чуқур сатҳли марказлар параметрларини ўлчаш усуллари ёритилган.

## ЯРИМЎТКАЗГИЧЛАРДА СОЛИШТИРМА ҚАРШИЛИКНИ ЎЛЧАШ УСУЛЛАРИ

### 1.1-§. Яримўтказгичли намунанинг солиштира қаршилигини унинг тўла қаршилиги бўйича аниқлаш

Солиштира қаршилиқ  $\rho$  ни намунанинг тўла қаршилиги бўйича топишда таёқча (стержен) кўринишидаги намуна кўндаланг кесимларига металл контакт олинади. Металл яримўтказгич чегарасида заряд ташувчилар концентрацияси яримўтказгич ҳажмидагидан кичик бўлганда потенциал тўсиқ қатлами ҳосил бўлиши мумкин, шунинг учун бу қатлам намуна қаршилигини оширади. Намунада Ом контакти олинганда қаршилиги катта бўлган қатлам ҳосил бўлмайди. Ҳажм бўйича намунада металл чегарасигача заряд ташувчилар концентрацияси бир хил бўлади ёки заряд ташувчилар билан бойиган (антизапор) қатлам ҳосил бўлади.

Заряд ташувчилар билан бойиган қатламнинг қалинлиги намуна узунлигидан жуда кичик бўлгани учун унинг умумий қаршилиққа қўшган ҳиссасини ҳисобга олмаслик мумкин. Токнинг Ом контакти орқали оқиши намунада концентрациянинг ўзгаришига олиб келмайди, яъни *инжекция*, *экстракция*, *экслюзия* ва *аккумуляция* каби ҳодисалар бўлмайди. Кўрилатган ҳолатда **контактлардан** оқаётган ток ва намунага тушаётган кучланиш орқали тўла қаршилиқ топилади:

$$R = \frac{U}{I} = \rho \frac{l}{S} \quad (1.1)$$

Бундан

$$\rho = R \frac{S}{l} = \frac{U}{I} \frac{S}{l} \quad (1.2)$$

келиб чиқади. Бу ерда:  $R$  — гўла қаршилиқ,  $l$  — намуна-нинг узунлиги,  $S$  — кўндаланг кесими юзаси,  $U$  — икки контакт орасидаги кучланиш,  $I$  — намунадан ўтаётган ток. Солиштирма қаршилиқни намунанинг тўла қаршилиги билан аниқлаш кичик солиштирма қаршилиқка ( $\rho < 0,01 \text{ Ом} \cdot \text{см}$  ва ўртача солиштирма қаршилиқка ( $0,01 < \rho < 1\,000\,000 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ ) эга бўлган намуналарда ҳеч қандай қийинчилик туғдирмайди.

Юқори Ом ли намуналарда ( $\rho > 1\,000\,000 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ ) бу усул билан солиштирма қаршилиқни аниқлашда бир қанча ҳодисаларни, яъни сиғим токини, намуна кутбланишини, токнинг сирт ўтказувчанлиги бўйича сирқиб оқишини ҳисобга олиш керак. Булар ўлчовни бир мунча қийинлаштиради. Шунинг учун аввал уларнинг тажрибага кўрсатётган таъсири камайтирилиб, сўнгра ўлчанади (1.1-расм).

**а. Сиғим токи.** Намуна ички қаршилиги  $r_i$  бўлган ток манбаи ва қаршилиги  $R_A$  бўлган ток ўлчайдиган асбоб — амперметр ( $A$ ) кетма-кет уланган, намунадаги кучланишнинг тушувини ўлчаш учун эса вольтметр ( $V$ ) уланган.  $R_V \gg R_A + R$  да  $V$  дан оқаётган токни ҳисобга олмаймиз. Ток манбаини улаш пайтида намунадан оқаётган ток ўтказувчанлик ва силжиш тоқларининг йиғиндисидан иборат бўлади. Шунинг учун мос равишда ток зичлиги:

$$j = \frac{E}{\rho} + \epsilon \epsilon_0 \frac{dE}{dt}, \quad (1.3)$$

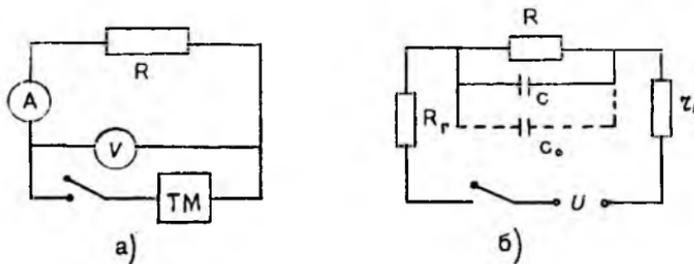
Бу ерда:  $E$  — намунадаги электр майдон кучланганлиги,  $\epsilon$  — намунанинг диэлектрик сингдирувчанлиги,  $t$  — вақт.

$E = \frac{U}{l}$  бўлишини ҳисобга олиб, (1.3) дан тўла ток ифодасини топамиз:

$$I = \frac{U}{R} + C \frac{dU}{dt}. \quad (1.4)$$

Бу ерда,  $C = \frac{\epsilon \epsilon_0 S}{l}$  — намуна сиғими (1.1-расм). Силжиш

токи намунани эквивалент схемада сиғим пайдо бўлишига олиб келади. Бунга параллел уланган монтажлар



1.1-расм. Намуна тўла қаршилигини ўлчаш схемаси (а) ва унинг эквивалент схемаси (б): А — амперметр, V — вольтметр, К — калит, R — намуна қаршилиги, ТМ — ток манбаи, R<sub>r</sub> — амперметр қаршилиги, r<sub>i</sub> — ток манбаининг ички қаршилиги.

сиғими (паразит)  $c_0$  намуна сиғимидан анча кўп бўлиши мумкин.  $c_0$  ва  $c$  зарядлангунча амперметрдан ўтказувчанлик токи билан бирга сиғимни зарядлаш токи оқади. Амперметрдан оқаётган токни вақтга боғлиқлиги қуйидаги формула билан аниқланади:

$$I(t) = \frac{U_0}{R_A + R + r_i} \left( 1 + \frac{R}{R_A + r_i} e^{-\frac{t}{R'(C+C_0)}} \right) \quad (1.5)$$

$$R' = \left( \frac{1}{R} + \frac{1}{R_A + r_i} \right)^{-1} \quad (1.6)$$

$t \gg R'(C + C_0)$  да (1.5) формула қуйидаги кўринишга келади

$$I = \frac{U_0}{R_A + R + r_i} = \frac{U}{R} \quad (1.7)$$

Сиғим токи солиштирма қаршиликни аниқлашда хатоликка олиб келиши мумкин. (1.5) ва (1.7) формуладан кўринадики, бу билан боғлиқ бўлган хатоликни йўқотиш учун токни  $t \gg R'(C_0 + C)$  тенгсизликни қаноатлантирувчи вақтда ўлчаш керак. Агар намунада қутбланиш ҳодисаси кузатилмаса, бу усул билан  $\rho$  ни ўлчаш ҳеч қандай қийинчилик туғдирмайди.

**б. Қутбланиш ҳодисалари.** Қутбланиш ҳодисалари контактлар орасидаги кучланишнинг тушуви ўзгармас бўлганда ўтказувчанлик токининг ўзгаришига олиб келади. Бу намунада ион дрейфи ҳажмий заряд соҳасида электрон ёки кавак инжекциясининг пайдо бўлиши билан боғлиқдир. Намуналарнинг турига қараб токнинг характерли релаксация вақти  $\tau_p$  секунднинг улушларидан тортиб, то соатлар, баъзан суткаларгача етиши мумкин. Қутбланишнинг аниқланаётган солиштирма қаршиликка таъсирини камайтириш учун ўлчовни (1.7) ва  $t \gg \tau_p$  (1.9) тенгсизликларни қаноатлантирадиган вақтда ўтказиш керак. Бу тенгсизликлар бажарилиши учун

$$R'(C + C_0) \ll \tau_p \quad (1.8)$$

бўлиши керак.

Қутбланиш ҳодисаси мавжуд бўлганда, солиштирма қаршиликни аниқлаш  $\nu \ll \frac{1}{\tau_p}$  частотада намунанинг адмитансини ( $z^{-1}$ ) ўлчаш масаласига келади:  $z^{-1}$  актив ва реактив қаршиликларнинг тескари қиймати йиғиндиси. Бу ҳолда қутбланиш ҳодисаларининг инерционлиги туфайли, намунадан ток оқишига таъсир кўрсатмайди ва адмитанс қуйидаги кўринишни олади:

$$z^{-1} = \frac{1}{R} + i\omega(C + C_0). \quad (1.9)$$

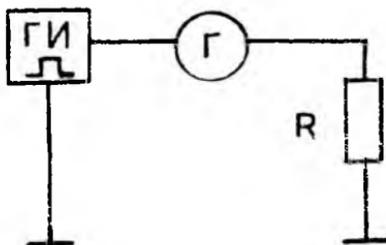
Бу формула  $R$  ва  $C + C_0$  ни алоҳида топишга имкон беради. Бу ерда:  $i = \sqrt{-1}$ .  $z^{-1}$  ни ўлчашда ўзгарувчан ток кўприклари ишлатилади.

Қутбланиш ҳодисалари мавжуд бўлганда солиштирма қаршиликни ўлчашда импульс ток манбаларидан фойдаланиш ҳам мумкин (1.2-расм). Қутбланиш эффектининг таъсирини йўқотиш учун тўғри бурчакли импульснинг давомийлиги, импульс такрорлангунча бўлган вақт ( $T$ )

$$\tau_u \ll \tau_p \ll T$$

тенгсизликни қаноатлантириши керак. 1.2-расмда кўрсатилган схемада гальванометр билан занжирдан оқётган

1.2-расм. Намуна қаршилиги-ни тўғри бурчакли импульс кучланиши усули билан ўлчаш схемаси. ГИ — импульсли кучланиш генератори, Г — гальванометр R — намуна қаршилиги.



ўртача ток ўлчанади. Импульс таъсир қилаётган вақтда намуна сигими ва унга параллел уланган ўтказгичлар монтажи сигими гальванометр орқали зарядланади, импульс тугаши билан улар ўлчанаётган ўртача токка ҳеч қандай ҳисса қўшмайди. Намунадан импульс кучланиши ўтаётганда токнинг ўртача қиймати

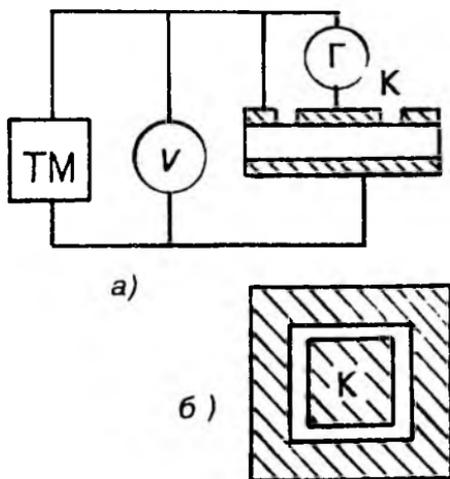
$$\bar{I} = I_u \frac{\tau_p}{T} \quad (1.10)$$

ифода билан топилади. Бу ерда:  $I_u$  — импульс кучланиши таъсир этаётган вақтдаги ўтказувчанлик токи. (1.10) формула орқали  $I_u$  ни топиб, импульс кучланиши  $U_u$  ни билган ҳолда тўла қаршилик  $R = U_u / I_u$  ҳисобланади ва (1.2) формула бўйича солиштирма қаршилик аниқланади.

Бу усул билан импульс кучланишининг амплитудаси  $U_u = (1 \div 2)$  кВ, импульснинг давомийлиги  $\tau_u \approx 10^{-6}$  с  $T / \tau_p = 10$  нисбатда бўлган импульс ток манбаидан фойдаланиб, солиштирма қаршиликни  $10^{+10}$  Ом · см гача ўлчаш мумкин. Саноатда ишлаб чиқарилган ўзгарувчан ток кўприклари билан солиштирма қаршиликни  $10^6 \div 10^7$  Ом · см гача ўлчаш мумкин.

**в. Сиртнинг сирқиш токи.** Одатда яримўтказгичли намуналарнинг сиртига яқин соҳасидаги солиштирма қаршилиги ҳажмидагидан фарқ қилади. Бу сирт соҳасида заряд ташувчиларнинг концентрацияси ҳажмидагидан катта ёки кичик бўлган ҳажмий заряд соҳасининг мавжудлиги билан боғлиқдир. Ҳажмий заряд соҳасида заряд ташувчиларнинг ҳаракатчанлиги кичик. Ҳажмий заряд соҳасининг қалинлиги намуна кўндаланг кесимининг чизиқли ўлчовларининг улушларини ташкил этиб, экранлаш узунлиги тартибида бўлади. Агар бу соҳада концент-

рация ҳажмдагидан катта фарқ қилмаса, сирт соҳасидаги қаршиликнинг ўзгаришини ҳисобга олмаслик мумкин. Агар заряд ташувчилар концентрацияси сирт соҳасида ҳажмдагидан кўп марта ортиқ (юқори Ом ли намуналарда пайдо бўлиш эҳтимоли катта) бўлса, яхши ўтказувчанликка эга бўлган сирт соҳасидан токнинг кўп оқишига, яъни токнинг сирт бўйлаб оқишига олиб келади. Сиртдан оқаётган ток намуна қаршилигини камайтиради ва солиштирма қаршиликнинг кичиклашишига олиб келади, шунинг учун ўлчов пайтида сирт бўйлаб оқаётган ток таъсирини йўқотиш керак. Модомики сиртдан ва ҳажмдан оқаётган тоқлар нисбати намунанинг шаклига, ўлчовига боғлиқ экан, унинг узунлигини камайтириб, кўндаланг кесимини орттириб, сирқиш тоқининг кичик бўлишига эришиш мумкин. Бундай йўл билан фақат катта намуналарда эришиш мумкин. Сирт сирқиш тоқининг солиштирма қаршиликка таъсирини камайтирувчи бошқа усули ҳам бор бўлиб, бунда намунада бир-биридан (изоляцияланган) ажралган икки контакт олинади, яъни кўндаланг кесимининг четига яқин ҳимоя ҳалқасидан иборат 0-контакт ва марказига туташ К контакт олинади (1.3-расм). Бу контактлар орасидаги масофа намуна



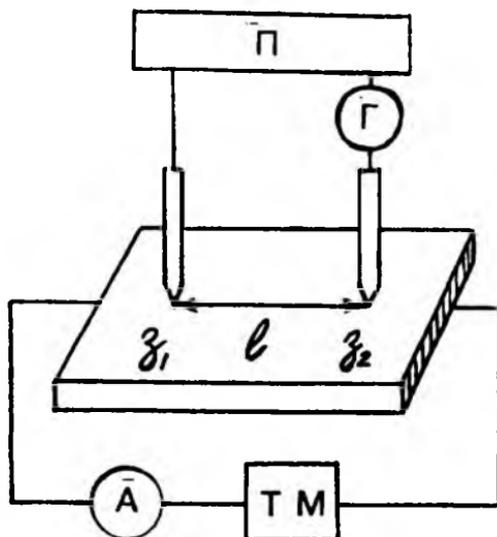
1.3-расм. Солиштирма қаршиликни ҳимоя ҳалқаси билан ўлчаш схемаси (а), намуна устки кўндаланг кесимининг кўриниши (б).

узунлигидан жуда кичик. Иккинчи кўндаланг кесим юзидан яхлит контакт олинади. Гок ўлчайдиган асбобнинг қаршилиги кичик бўлганда, унга тушаётган кучланиш намунага қўйилган кучланишдан жуда кичик бўлади. Шунинг учун К контактнинг ҳимоя ҳалқасини эквивалентиял контактлар деб ҳисоблаш мумкин. Кўрилатган ҳолда сирт токи фақат ҳимоя ҳалқаси орқали оқади. Марказий контактдан ўтаётган ток у намуна ҳажмидан ўтади ва у Г асбоб билан ўлчанади. Демак, солиштирма қаршилиқни ҳимоя ҳалқаси ёрдамида аниқлаш марказий туташ контакт юзаси  $S_k$  ни ва намуна узунлиги  $J$  ни билган ҳолда ток ва кучланишни ўлчаб, (1.2) формула орқали ҳисобланади.

## 1.2-§. Солиштирма қаршилиқни ўлчашнинг бир ва икки зондли усуллари

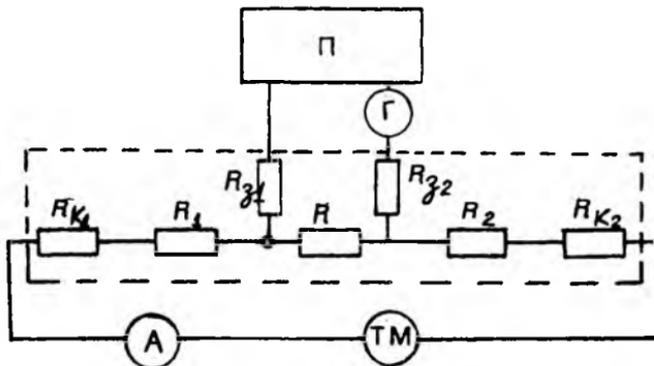
### а. Икки зондли усул билан $\rho$ ни аниқлаш.

Солиштирма қаршилиқни юқорида кўрилган тўла қаршилиқ бўйича аниқлаш усулида Ом контактнинг олинishi кераклигини кўрган эдик. Контакт қаршилиқлари катта бўлганда бу усул солиштирма қаршилиқни ҳақиқий қийматига нисбатан орттириб беради. Бу камчиликни зонд усуллари билан ўлчашда йўқотиш мумкин. Солиштирма қаршилиқни ўлчашнинг икки зондли усулининг чизмаси 1.4-расмда келтирилган. Унда намунанинг кўндаланг кесими юзасига  $K_1$  ва  $K_2$  Ом контактлари ўтказилган ва унинг сиртига бир-бирдан  $I$  масофада бўлган иккита  $Z_1$  ва  $Z_2$  нуқтавий зондлар ўрнатилган. Зондлар сифатида ўткир учли қаттиқ металл (вольфрам, осмий, молибден) симлар ёки қотишмалардан ясалган симлар, карбид, вольфрам ва ВК ишлатилади. Солиштирма қаршилиқнинг қиймати қуйидагича аниқланади. Намунадан ток манбаи (ТМ) орқали  $I$  ток ўтказилади ва у А — амперметр билан ўлчанади, зондлар орасидаги кучланиш потенциометрда компенсация усулида ўлчанади ва унда гальванометрдан оқаётган токнинг таъсирини йўқотишга эришилади. Бу ҳолатда потенциометрдаги кучланиш  $U_n$  икки зонд орасидаги намуна бўлагига тушган кучланиш  $U$  га тенг бўла-



1.4-расм. Солиштирма қаршиликни икки зондли усул билан ўлчаш схемаси. П — потенциометр, Г — гальванометр.

ди. Икки зондли усулда ҳам  $\rho$  (1.2) формуладан фойдаланиб аниқланади. Бу ифодага кирган катталиклар  $R$  — намунанинг икки зонд орасидаги қисмининг қаршилиги,  $S$  — намуна кўндаланг кесимининг юзаси,  $l$  — зондлар орасидаги масофа. Икки зондли усул билан  $U$  компенсация усулида ўлчанганда, контакт қаршилигининг ўлчови натижаларига таъсири тўла йўқотилади дейилган фикрни қандай ҳолатда ўринли бўлишини аниқлайлик. Икки зондли усул билан ўлчашда намунанинг эквивалент чизмасини кўрайлик (1.5-расм). Чизмада  $R_{x1}$ ,  $R_{x2}$ ,  $K_1$  ва  $K_2$  контактлар қаршилиги,  $R_{z1}$  ва  $R_{z2}$  — зондлар қаршилиги,  $R_1$  — зонд  $Z_1$  ва  $K_1$  контакт орасидаги намуна қисмининг қаршилиги,  $R_2$  зонд  $Z_2$  билан  $K_2$  контакт орасидаги намуна қисмининг қаршилиги.  $R_{x1}$ ,  $R_{x2}$ ,  $R_{z1}$  ва  $R_{z2}$  — қаршиликлар металл-яримўтказгич чегарасида оксид қатламини ва потенциал тўсиқ қатламини ҳосил бўлиши билан пайдо бўлиши мумкин. Кичик юзали металл зонд билан яримўтказгич контактлашганда, қаршилиги катта бўлмаган қатлам ҳосил бўлмаса ҳам контакт қаршилиги катта бўлади. Зонд-



1.5-расм. Икки зондли усул билан солиштирма қаршиликни ўлчашда намунанинг эквивалент схемаси.

лар занжирида Кирхгоф қондасига кўра қуйидаги ифодани ёзамиз:

$$IR = i_r(R_{31} + R_{32} + R + R_r) + U_{\Pi} \quad (1.11)$$

Бу ерда:  $R_r$  — гальванометрнинг ички қаршилиги,  $i_r$  — ундан оқётган ток. (1.11) формуладан кўринадики, потенциометрдаги кучланиш ва намунанинг зондлар қисмига тушаётган кучланиш ( $IR$ ) дан  $R_{31}$ ,  $R_{32}$ ,  $R$ ,  $R_r$  — қаршиликларда  $i_r$  — ток ҳосил қилган кучланиш йиғиндиси билан фарқланади.  $i_r = 0$  бўлганда улардаги кучланиш нолга тенг бўлиб, (1.10) формулада инobatта олинмайди. Шундай қилиб, зондлар қаршилигининг солиштирма қаршиликка таъсири кучланишни компенсация усули билан ўлчаганда йўқотилади, чунки ўлчов пайтида зондлардан оқётган ток нолга келтирилади: бу идеал ҳолатга тўғри келади. Ҳар қандай асбоб занжирда токнинг йўқлигини қандайдир хатолик билан кўрсатади. Қайд қилиниши мумкин бўлган кичик ток  $i_{r,\min}$  га тенг. Зондлар занжирдан оқётган ток  $i_r < i_{r,\min}$  бўлади, тасодифан  $i_r = 0$  бўлиши ҳам мумкин. (1.15) формула билан аниқланаётган солиштирма қаршиликнинг хатолиги:

$$\frac{\Delta\rho}{\rho} = \frac{i_{r,\min}(R_{31} + R_{32} + R + R_r)}{IR} \quad (1.12)$$

Зондлар қаршилиги солиштирма қаршилик натижаларига таъсир кўрсатмаслиги учун уларнинг қаршилиги йиғиндиси  $R_{31} + R_{32} \ll R + R_g$  бўлиши керак.  $R_{31} + R_{32} \ll R$  бўлганда нисбий хатолик минимум бўлади ва:

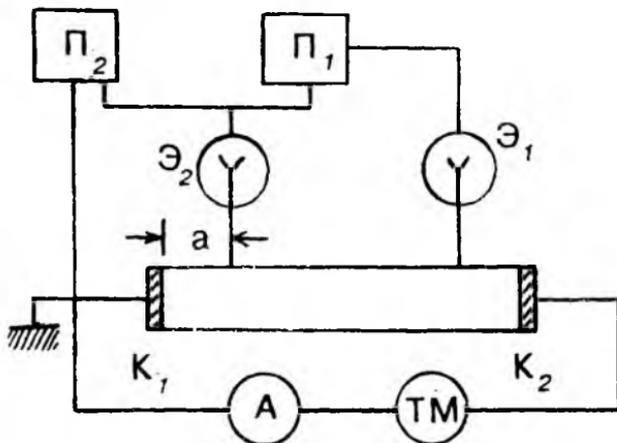
$$\frac{\Delta\rho}{\rho} = \frac{i_{1,\min}}{I}$$

Агар зондлар орасидаги кучланиш ички қаршилиги юқори Ом ли бўлган ( $R_v > 10_{\text{Ом}}^{10}$ ) вольтметр-электромтрлар билан ўлчанганда зондлардан оқаётган тоқларнинг кичик бўлиш шартини, яъни зондлар қаршилигига тушаётган кучланишни эътиборга олмаса бўладиган шароитни таъминлаш мумкин. Бу ҳолда вольтметр билан

$$U_v = \frac{IR}{1 + \frac{(R_{31} + R_{32} + R)}{R_1}} \quad (1.13)$$

кучланиш ўлчанади. Бу ерда:  $R_v$  — вольтметрнинг ички қаршилиги.  $R_{31} + R_{32} + R \ll R_v$  бўлганда  $U_v = IR$  бўлади. Бундан (1.2) формула орқали солиштирма қаршилик ҳисобланади. Агар кучланишни ўлчашда уни автоматик компенсацияланмаса, вольтметр билан кучланишни ўлчаш тез бўлади. Одатда юқори Ом ли намуналарда солиштирма қаршиликни ўлчашда электромтрлар ишлатилади. Потенциомтр ишлатилганда у ноль асбоби сифатида қўлланилади.  $K_1$  ва  $K_2$  контактларнинг  $\rho$  ни аниқлашга таъсири тўғрисида шуни айтиш мумкинки, агар бу контактлар қаршилиги нольга тенг бўлмаса, намунанинг умумий қаршилиги ошади ва натижада ток камаяди. Лекин ток амперметр билан ўлчангани учун у ҳеч қандай таъсир кўрсатмайди. Юқорида кўрсатилганидек, агар бу контактлардан ток ўтганда контакт соҳасида заряд ташувчилар концентрациясини инжекция, эксклюзия, экстракция, аккумуляция туфайли ўзгаришга олиб келса, солиштирма қаршилик ўзгариши мумкин. Концентрация ўзгарадиган соҳа кенглиги заряд ташувчиларнинг икки, уч диффузион узунлигига тенг бўлади, одатда  $\rho$  кичик электр майдон кучланганлигида ўлчанади.

Зондларни  $K_1$  ва  $K_2$  контактлардан ( $a_1 \geq 3L$ ) шу масофадан каттароқ бўлган масофада жойлаштириб, хатолик пайдо бўлишидан қутулиш мумкин. Бу ҳолда диффузион узунликни камайтириш мумкин. Концентрациянинг ўзгариш таъсирини сусайтириш учун намунада контакт соҳасининг сиртига йирик кукунсимон моддалар билан ишлов берилади, бу билан сирт рекомбинация тезлиги оширилади. Ўлчов асбоблари ва қурилмаларни электр билан таъминлаш тармоғидаги ва уни ўраб олган атроф фазодаги электромагнит майдонлар қурилмада ўзгарувчан қўшимча (кераксиз) — (паразит) сигналлар пайдо қилиши мумкин. Ўзгарувчан электромагнит майдонлар ўзгарувчан сигнал ҳосил қилади. Бундан ўзгарувчан сигналнинг ўзгариш даври ўлчов асбобларини қайд қилиш вақтидан жуда кичик бўлганда, катта частотали сигнални қайд қилмаслиги, ўлчов асбобларининг инерционлиги туйфайли эса юқори частотали сигналларни қайд қилмаслиги келиб чиқади. Лекин бу ундай эмас. Агар металл-яримўтказгич контакти чизиқли бўлмаган вольт ампер характеристикасига эга бўлса, ундан оқаётган ўзгарувчан токнинг доимий ташкил этувчиси вужудга келади. Уни ўлчов асбоблари қайд қилади ва ўлчашни қийинлаштиради. Ўлчанаётган фойдали сигнал кичик бўлгани сари, фойдасиз

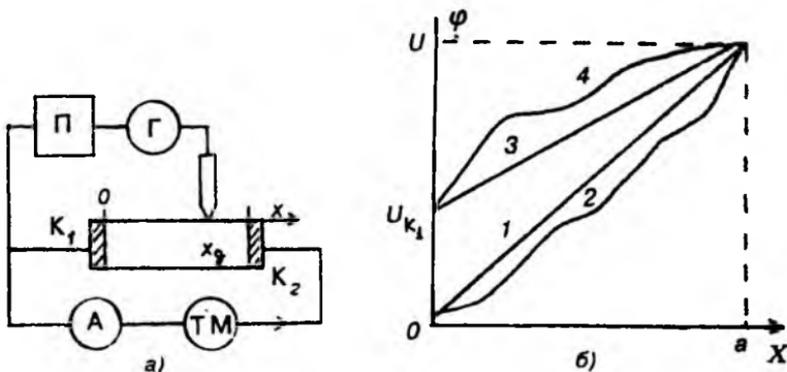


1.6-расм. Икки электромтр (потенциомтр) билан солиштирма қаршилиқни ўлчаш схемаси.

сигнални йўқотиш қийинлашади. Симларни экранлаштириш ва тажриба қурилмасини ерга улаш билан фойдасиз сигналларни камайтириш мумкин. Икки зондли усул билан  $\rho$  ни ўлчашда фойдасиз сигналларни камайтиришнинг самарали усулидан бири 1.6-расмда келтирилган. Бу схемани 1.4-расмда келтирилган схемадан фарқи шундаки, бунда иккита потенциометр ва иккита нуль индикатор бор. Нуль индикатор сифатида электрометр ишлатилади.  $\Pi_1$  ва  $\Pi_2$  потенциометрларда кучланишни ўзгартириб, икки электрометр  $\mathcal{E}_1$  ва  $\mathcal{E}_2$  да нульга эришилади. Бундай ҳолатда  $\Pi_1$  кучланиш зондлар орасидаги кучланишга тенг бўлади. Мана шуларни билган ҳолдагина  $\rho$  аниқланади. Потенциометр  $\Pi_2$  нинг вазифаси шундаки, жуда катта бўлмаган ички қаршилиги орқали зондлар орасидаги кучланишни ўлчайдиган занжирни ерга улайди. Унинг ёрдамида намуна ва монтаж симларини экрансиз ҳолатда солиштирма қаршиликни  $10^{12}$  Ом. см гача ўлчаш мумкин. У яримўтказгичли намуналарнинг хоссаларини текширишда кенг қўлланилади.

#### б. Бир зондли усул.

Бир зондли усул билан солиштирма қаршиликни ўлчаш усули икки зондли усулнинг бир кўринишидир (1.7а-расм). Бунда потенциометрнинг бир учи ток ўтказувчи контактлардан бири, масалан,  $K_1$  билан уланади, сиртдаги зонд кўзгалувчан бўлади. Бу билан зонддан  $K_1$  — контактгача



1.7-расм. Бир зондли усул билан солиштирма қаршиликни ўлчашнинг схемаси (а), намуна бўйлаб потенциалнинг тақсимланиш турлари (б).

бўлган масофани ўзгартириш мумкин бўлади. Масофанинг икки қийматида зонд билан  $K_1$  — контакт орасидаги кучланиш ўлчаниб, солиштирма қаршилик (1.2) га кўра қуйидаги формула билан аниқланади:

$$\rho = \frac{S}{l} \cdot \frac{U(X_{31}) - U(X_{32})}{X_{31} - X_{32}} \quad (1.14)$$

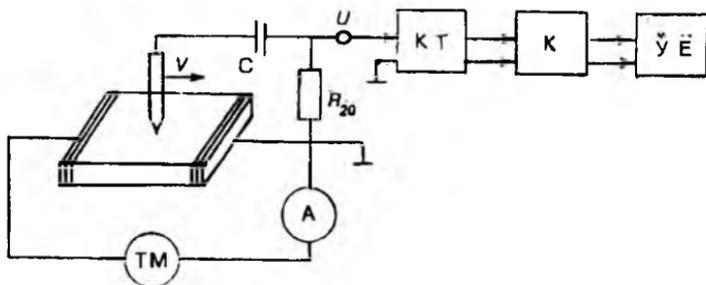
$U(x)$  — намунадан ўтаётган ток  $I$  нинг  $K_1$  контактдан зондгача бўлган қисмида ҳосил қилган кучланиши. Бунда контактнинг солиштирма қаршилик натижасига таъсири икки зондли усул каби бўлади. Бу усул намуналарни бир жинслиликка текширишда, бир жинсли бўлмаган намуналарда солиштирма қаршиликни намуна узунлиги  $x$  бўйича тақсимотини аниқлашда, контактларни Ом контактига текширишда, ток ўтувчи контактларнинг қаршилигини топишда қўлланиши мумкин.

$U(x)$  ни дифференциаллаб қуйидагини топамиз:

$$\rho(x) = \frac{S}{l} \frac{dU(x)}{dx} \quad (1.15)$$

Намунанинг берилган нуқтасидаги солиштирма қаршилик  $U(x)$  графикнинг  $x$  нуқтасига ўтказилган уринманинг тангенсига пропорционал.  $U(x)$  ни масофага боғлиқлиги 1.76-расмда келтирилган. Чизмадаги 1-боғланиш  $K_1$  контакт қаршилиги  $R_{K_1} = 0$  бўлган бир жинсли намунага; 2- $K_1$  контакт қаршилиги  $R_{K_2} = 0$  бир жинсли бўлмаган намунага; 3—4— $K_1$  контакт қаршилиги  $R_{K_1} \neq 0$  бўлган мос равишда бир жинсли ва бир жинсли бўлмаган намуналарга тегишлидир. 3 ва 4 графикларда  $x=0$  да кучланишнинг сакраши  $U_{K_1}$  — кучланишни контакт қаршилигига тушиши билан боғланган. Унинг катталиги  $R_{K_1} = U_{K_1}/I$  билан топилади. Контакт қаршилигини вужудга келтирувчи қатламнинг қалинлиги кичик ва зонд билан қаршиликни бу соҳадаги тақсимотини текшириб кўриш мумкин бўлмайди. Бу боғланишлар  $K_2$  контакт Ом контакти бўлганда ўринли бўлади. Агар бу контакт омик бўлмаса,  $x=a$  да кучланишнинг сакраши кузатилиши керак. Одатда контактларнинг хусусияти вольт-ампер характеристикасини ўрганиш орқали аниқланади.





1.8-расм. Бир зондли усул билан  $\rho(x)$  ни автоматик ўлчаш схемаси:  
 $V$  — зонд тезлиги, КТ — катод такрорлагич, К — кучайтиргич,  
 $\ddot{U} \ddot{E}$  — ўзи ёзгич.

Бир зондли усулни яримўтказгич монокристалларининг кичик соҳаларидаги нуқсонларини ўрганишга қўллашда зонд  $V$  — тезлик билан сирт бўйлаб ҳаракатланади. Зонд билан контактлардан бири орасида пайдо бўлган кучланишни дифференциалловчи  $RC$  занжирга берилади. Шу сабабли конденсатордан ўтаётган ток унга тушаётган кучланишнинг ҳосиласига пропорционал:

$$i_c = C \frac{dU_c}{dt} \quad (1.16)$$

Дифференциалловчи занжирнинг доимий вақти,  $\tau = RC$  етарли кичик бўлганда  $R$  — қаршиликка тушган кучланиш

$$U_R = i_c R = RC \frac{dU_c}{dt} = CR \frac{dU_c}{dx} = R \cdot c \cdot V \frac{dU_c}{dx} = R \cdot C \cdot V \frac{1}{S} \rho(x) \quad (1.17)$$

ифода билан аниқланади. Ўзиёзар асбоб билан қайд қилинган  $R$  қаршиликдаги кучланиш солиштирма қаршиликка пропорционал бўлиб,  $r$  нинг намуна бўйича тақсимотини кўрсатади. Усулнинг нобиржинсликни қайд қилиш қобилияти қўзғалувчи зонд диаметрига, уни қўзғалиш тезлигига,  $V$  га, асбобларнинг сезгирлигига ҳамда  $RC$  — занжир параметрига боғлиқ. Бир зондли усулда ўртача солиштирма қаршилик зонд билан намуна кон-

тактлашиш юзасига мос келади, бундан кўринадики, бир жинсли бўлмаганликнинг энг кичик кўлами зонднинг контактлашиш диаметри  $d$  дан ошмайди. Ўлчаш чизмасининг инерционлиги икки доимий вақтнинг энг каттаси билан аниқланади: занжирнинг доимий вақти  $RC=\tau$  ёки қайд қилувчи асбобларнинг доимий вақти  $\tau_a$  дир. Бу катталиклар зонднинг сўрилиш тезлигини чегаралайди. Ҳар бир доимий вақт  $RC=\tau$  ёки  $\tau_a d$  — масофанинг зонд ўтиш вақтидан кичик бўлиши керак:

$$\frac{d}{V} > RC \quad \text{ва} \quad \frac{d}{V} > \tau_a \quad (1.18)$$

Бундай ҳолда, яримўтказгичнинг контакт қаршилиги кичик ва зонд ҳаракатланганда ўзгармайди деб фараз қилинган. Ҳақиқатда, агар контакт қаршилиги фақат контактнинг тарқалган қаршилиги билан аниқланса (1.8-§ га қаранг), у ҳолда радиуси  $\sim 10$  мкм бўлган контакт учун солиштира қаршилиги 100 Ом. см бўлган намунада контакт қаршилиги 20 кОм га етади. Зонд намуна бўйлаб ҳаракатланганда кўчиш қаршилиги, зонд билан яримўтказгичнинг ҳар бир нуқтада контактлашиш юзасининг ўзгариши туфайли кучли ўзгариши мумкин. Бунда чизма бир вақтда солиштира қаршилиқнинг намуна бўйича тақсимланишини ва контакт қаршилигининг тебранишини қайд қилади, натижалар эса қайтарилмайди. Контакт қаршилигини тўғри ўлчашнинг зарурий шарти

$$R_{\text{кнр}} \gg R_k + \Delta R$$

бўлади.  $R_{\text{кнр}}$  — қайд қилувчи қурилманинг тўла кириш қаршилиги,  $\Delta R$  — контакт қаршилигининг ўзгариши. Шунини таъкидлаш керакки, бир зондли усул билан ўзгармас ва ўзгарувчан тоқларда солиштира қаршилиқни ўлчаш мумкин. Ўзгарувчан тоқ билан ўлчашда зонддан кучланишни олдин ажратувчи конденсатор орқали катодли такрорлаш қурилмасига берилади (бунда катта қаршилиқли кириш сигналинини кичик қаршилиқли чиқиш сигнаliga амплитудасини ўзгартирмай айлантириб беради), сўнг сигнал тўғриланади ва дифференциалловчи занжирга берилади. Бу усул билан намуналарда солиштира

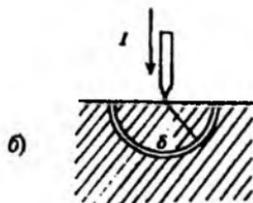
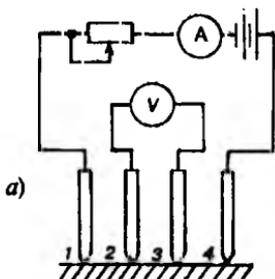
қаршилик 250 Ом. см гача бўлган ораликда ўлчанганда, хатолик 5% дан ошмайди. Солиштира қаршилиги катта бўлган намуналарни ўлчашда контакт қаршилиги ошиши билан боғлиқ хатолик пайдо бўлади.

Бу усул билан солиштира қаршиликни ўлчашнинг қуйи чегараси унинг қизиши билан чекланган ва 0,005 Ом. см тартибидадир. Кўзгалувчан зонд сифатида қаттиқ материаллар (масалан, карбид-кремний) симлари ҳамда диаметри 2 мм ли думалайдиган пўлат шардан ясалган зонд манипулятори ишлатилади.

### 1.3-§ Тўрт зондли усул

Яримўтказгичли намуналарнинг солиштира қаршиликларини ўлчаш усулларидан бир қанча афзалликларга эга бўлган 4-зондли усул кенг қўлланилади. Бунга ўлчаш (метеорологик) кўрсаткичининг юқорилигини, ўлчаш учун намуналарга Ом контактларини олиш талаб этилмаслигини, бир томони ясси текисликдан иборат шакли ва ўлчамлари ҳар хил бўлган ҳажмий яримўтказгич намуналарини ҳамда кўп қаватли структураларда эпитаксиал, диффузион қатлам солиштира қаршиликларини ўлчаш мумкинлигини кўрсатиш мумкин. Бу усул билан ҳажмий монокристалларда, пластинка (тахтасимон) намуналарида солиштира қаршиликни  $10^{-4} \div 10^3$  Ом · см ораликда, эпитаксиал, диффузион сирт қаршилигини  $1 \div 5 \cdot 10^5$  Ом ораликда ўлчаш мумкин.

Тўрт зондли усулнинг бир кўриниши 1.9-расмда кўрсатилган. Бир томони ясси текис сирт билан чегараланган ярим чексиз намунанинг сиртига бир чизикда жойлашган тўртта учи ингичкалаштирилган металл электродлар (зондлар) жойлаштирилган. Икки четки зонддан ток ўтказилади ва икки ўрта зондлардан кучланиш (зондлар орасидаги потенциаллар айирмаси) ўлчанади. Бу икки катталик — ток ва кучланиш орқали солиштира қаршилик аниқланади. Усул назарияси Вальдес томонидан 1954 йилда яратилган бўлиб, яримўтказгич ва зондни кичик юзаси билан контактлашган нуқтасидан токнинг яримўтказгичда тарқалишига асосланган.



1.9-расм. Яримчексиз намуналарда солиштирма қаршилиқни тўрт зондли усул билан ўлчаш схемаси (а), нуқтавий зонд модели (б).

Солиштирма қаршилиқ  $\rho$  ни ток (1) ва кучланиш ( $U$ ) билан боғланган ифодасини топиш учун ярим чексиз (ўлчамлари зондлар орасидаги масофа  $S$  дан жуда катта, ( $a, b, d \gg S$ ) намунанинг ясси сирти билан контактлашган алоҳида олинган нуқтавий зонд чегарасидан яримўтказгичга ток тарқалиш масаласини ечиш керак (1.9б-расм). Ярим чексиз намуналарда нуқтавий контактлашган зонд билан яримўтказгич чегарасидан тарқалаётган ток, потенциал тақсимооти сферик симметрияга эга бўлади. Бу ҳол учун Ом қонуни

$$j = \sigma E = -\frac{1}{\rho} \cdot \frac{d\varphi}{dr} \quad (1.19)$$

ва ток зичлигининг

$$j(r) = \frac{I}{2\pi r^2} \quad (1.20)$$

ифодаларидан фойдаланиб, намунада потенциал тақсимланишини топамиз:

$$\varphi(r) = \frac{I\rho}{2\pi r} + A \quad (1.21)$$

бу ерда,  $A$ -ўзгармас катталиқ.

Потенциал ишораси ток йўналиши билан аниқланади, исталган нуқтадаги потенциал ҳар бир ток зондларининг ҳосил қилган потенциалларининг йиғиндисидан иборат. Намунага кираётган токнинг ҳосил қилган потенциали мусбат, чиқаётган токнинг ҳосил қилган потенциали эса манфий бўлади. Демак, ўлчов зондларининг контактларидаги 2 ва 3 потенциаллари 1 ва 4 зондлар ҳосил қилган потенциаллар йиғиндисига тенг. Ток йўналишини, яъни 1 ва 4 ток манбалари ҳосил қилган потенциаллар ишораларини назарда тутганда 2 ва 3 нуқталардаги потенциаллар ифодаси (1.21) га кўра қуйидаги кўринишни олади:

$$\varphi_2 = \frac{I\rho}{2\pi} \left[ \frac{1}{S_1} - \frac{1}{S_2 + S_3} \right] + A \quad (1.22)$$

$$\varphi_3 = \frac{I\rho}{2\pi} \left[ \frac{1}{S_1 + S_2} - \frac{1}{S_3} \right] + A$$

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

$$U_{23} = \varphi_2 - \varphi_3 = \frac{I\rho}{2\pi} \left[ \frac{1}{S_1} - \frac{1}{S_2 + S_3} + \frac{1}{S_3} - \frac{1}{S_1 + S_2} \right] \quad (1.23)$$

Зондлар орасидаги масофалар бир-бирига тенг ( $S_1 = S_2 = S_3 = S$ ) бўлганда (1.23) дан солиштирма қаршилиқ ифодаси қуйидаги кўринишни олади:

$$\rho = \frac{U_{23}}{I_{14}} \cdot 2\pi S \quad (1.24)$$

Тўрт зондли усул билан солиштирма қаршилиқни аниқлашда зондларнинг исталган иккитасидан ток ўтказиб, қолган иккитасидан кучланишни ўлчаш мумкин. Бу ҳолда (1.24) ни

$$\rho = \frac{U_{23}}{I_{14}} \cdot SF_1^* \quad (1.25)$$

кўринишда ифодалаймиз. Бунда  $F^*$  зондларнинг чизмага уланишига қараб, ҳар хил қийматларни қабул қилади (1.1- жадвалга қаранг)

### 1.1. жадвал

Зондларнинг чизмага уланиши	Ток ўтадиган зондлар	Кучланиш ўлчанадиган зондлар	$F_1^*$ $a, b, d \gg S$	$F_2^*$ $a, b \gg S,$ $d \ll S$
1	1—4	2—3	$2\pi$	4,532
2	2—3	1—4	$2\pi$	4,532
3	1—3	2—4	$3\pi$	15,5
4	2—4	1—3	$3\pi$	15,5
5	1—2	3—4	$6\pi$	21,84
6	3—4	1—2	$6\pi$	21,84

$F_1^*$  — ярим чексиз қалин намуналар учун,  
 $F_2^*$  — ярим чексиз юпқа намуналар учун тузатиш коэффициентлари. Жадвал таҳлилидан зондларни чизмага уланишида 1- ва 2-усулларнинг афзаллигини кўрамиз, чунки бундай ҳолларда ўлчанаётган кучланиш энг катта қийматга эришади. Умумий тарзда ярим чексиз намуналарда потенциалнинг тақсимоти, яъни потенциалнинг ( $r$ ) масофага боғлиқлиги сферик координата системасида ифодаланган Лаплас тенгламаси ечимидан топилади. Биз кўраётган масалада потенциал сферик симметрия бўйича тарқалганлигини ҳисобга олиб, Лаплас тенгламасининг фақат ( $r$ ) га боғлиқ ҳади кўрилади:

$$\Delta\varphi = \frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left( r^2 \frac{d\varphi}{dr} \right) = 0 \quad (1.26)$$

Лаплас тенгламаси (1.26) ни  $r = 0$  нуқтада мусбат, масофанинг жуда катта қийматида нольга интилувчи, яъни  $r = 0$  да  $\varphi(r) > 0$  ва  $r \rightarrow \infty$  да  $\varphi(r) \rightarrow 0$  чегаравий шартни қаноатлантирувчи ечими

$$\varphi(r) = -\frac{C_1}{r} + A \quad (1.27)$$

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

$$E(r_0) = j\rho = \frac{I\rho}{2\pi r_0^2} \quad (1.28)$$

Юқорида айтилганидек,  $j = \frac{I}{2\pi r_0^2}$ , радиуси  $r_0$  га тенг бўлган яримшар сиртидан оқаётган ток зичлигидир. Иккинчи томондан,  $\vec{E}(r_0)$  ни (1.27) дан фойдаланган ҳолда қуйидагича ёзиш мумкин:

$$E(r_0) = -\left. \frac{d\varphi}{dr} \right|_{r=r_0} = \frac{C_1}{r_0^2} \quad (1.29)$$

Бу икки (1.28) ва (1.29) ифодалардан интеграллаш доимийси ( $C_1$ )

$$C_1 = \frac{I\rho}{2\pi} \quad (1.30)$$

бўлади. Интеграллаш доимийси ( $C_1$ ) ни (1.27) га қўйсақ, худди (1.28) га ўхшаш ифодани оламиз.

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

1. Ўлчов бир жинсли намунанинг ясси текис сиртида бажарилиши керак.

2. Контакт орқали асосий бўлмаган заряд ташувчиларнинг инжекцияси бўлмаслиги керак. Бу сирт рекомбинация тезлиги катта бўлган намуналарда кузатилади, бу сиртга маълум ишлов бериш билан эришилади.

3. Токнинг сирт бўйича сирқиши (оқиши) бўлмаслиги керак.

4. Зондлар намуна сирти билан нуқтада контактлашган бўлиши ва бир чизиқда ётиши керак.

5. Ток ўтказувчи зондлар билан яримўтказгич намуна сирти чегарасида зондлар кичик радиусли яримшар кўри-нишида бўлиши керак.

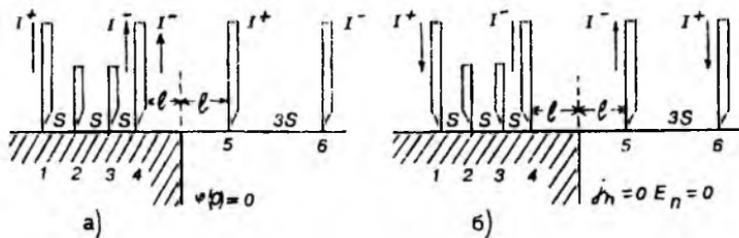
6. Зондларни намуна сирти билан контактлашган юза-сининг диаметри зондлар орасидаги масофадан жуда ки-чик бўлиши керак ( $D_k \ll S$ ).

Шуни эслатиб ўтиш керакки, кўп ҳолларда яримўт-казгич намуналари аниқ геометрик ўлчамларга эга бўла-ди ва зондлар билан намуна қирраси орасидаги масофа  $l$  зондлар орасидаги масофа тартиби билан бир қаторда бўлади, бу ток зичлигининг потенциал тақсимотида сфе-рик симметрия қонунининг бузилишига олиб келади. Натижада (1.24) формула билан аниқланган солиштира қаршилиқнинг қиймати ҳақиқий қийматдан фарқли бўла-ди, яъни хатоликка олиб келади. Шунинг учун умумий ҳолда  $\rho$  нинг ҳақиқий қийматини топиш учун яримчек-сиз намуналар учун ўринли бўлган (1.28) формулага на-муна ўлчовларига ва зондларнинг намуна сиртида жой-ланишига боғлиқ бўлган тузатиш функцияси ( $F$ ) кирити-лади ва (1.24) қуйидагича ифодаланади.

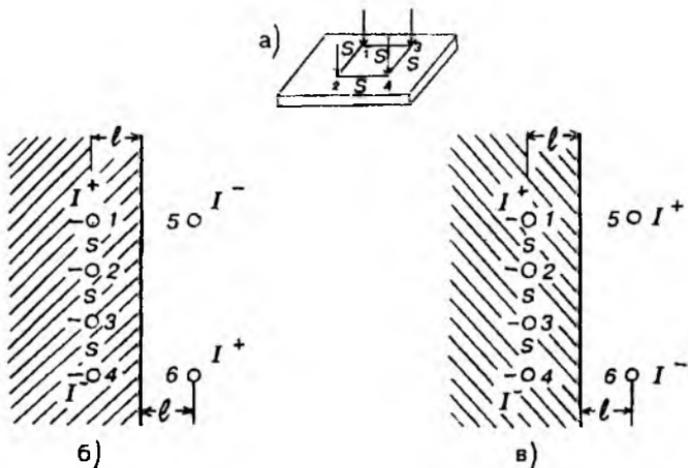
$$\rho = \frac{U}{I} 2\pi SF(l/S) \quad (1.31)$$

Баъзи бир ҳоллар учун тузатиш функциясини кўриб чиқайлик.

1. Ярмчексиз, яъни геометрик ўлчамлари бир чизиқ-да жойлашган зондлар орасидаги масофадан жуда катта



1.10-расм. Ярмчексиз намунанинг электр ўтказувчан (а), изолятор (б) муҳит билан чегараланган томонига зондлар чизиғи тик бўлганда тузатиш функциясини ҳисоблаш модели чизмаси.



1.11-расм. Зондлар чизиғи яримчексиз намунанинг ўтказувчан (б) изолятор (в) муҳит билан чегараланган томонига параллель бўлганда тузатиш функциясини ҳисоблаш модели чизмаси. Солиштирма қаршиликни тўрт зондли (квадрат) усул билан ҳисоблаш (а).

бўлган намунада ( $a, b, d \gg S$ ) зондлар ётган текислик намунанинг ўтказувчан (металл қатлам — Ом контакти) ёки ток ўтказмайдиган муҳит (масалан, ҳаво) изолятор билан контактлашган чегарасига тик ва параллел бўлсин. Биринчи ҳолда зондларнинг четки зонди, иккинчи ҳолда зондлар текислиғи намуна чегарасидан  $l$  масофада жойлашган (1.10 ва 1.11-расм).

Тузатиш функцияларини электростатикада кенг қўлланиладиган кўзгуда тасвир усули (метод зеркального изображения) орқали ҳисобланади.

Маълумки, намунанинг бирон сирти ток ўтказмайдиган муҳит (ҳаво, изолятор) билан чегараланган (контактлашган) бўлса (1.10б-расм), шу сиртда ток зичлигининг, электр майдон кучланганлигининг тик (нормал) ташкил этувчиси nolга тенг бўлади.

$$\varphi_n = 0; E_n = 0 \quad (1.31a)$$

Агар намуна сирти ўтказувчан муҳит (Ом контакти) билан чегараланган бўлса, шу сиртда унинг потенциали nolга тенг бўлади (1.11а-расм):

$$\varphi(0)=0 \quad (1.316)$$

Кўзгуда тасвир усули билан тузатиш функцияларининг аналитик ифодасини аниқлаш учун намуна сирти қандай муҳит билан контактлашганлигига қараб (1.31a) ёки (1.316) шартларни бажарилишини таъминловчи симметрик жойлаштирилган мавҳум нуқтавий ток манбалари жойлаштирилади ва потенциал зондлар контактлашган нуқталаридаги натижавий потенциалларини ҳамда икки зонд орасидаги потенциаллар айирмаси (потенциал тушуви)ни топиш керак бўлади. Мисол учун энг содда ҳолни кўрайлик. Зондлар бир чизиқда жойлашган бўлиб, улар орасидаги масофалар тенг бўлсин ( $S_1=S_2=S_3=S$ ). Зондлар (ётган текислик) чизиғи ток ўтказмайдиган муҳит билан чегараланган қиррасига тик бўлиб, четки зонди чегарадан  $l$  масофада жойлашсин. Намунанинг қолган томонлари  $S$  дан жуда катта масофада бўлиб, потенциал тақсимогига таъсир кўрсатмайди (1.10-расм). Бу ҳолда қаралаётган ён сиртидан  $l$  — масофага симметрик жойлаштирилган бир хил ишорали мавҳум нуқтавий (5 ва 6) ток манбалари (1.31a) шартни бажарилишини таъминлайди. Потенциал 2 ва 3 зондларда тўртта (1, 4, 5, 6) нуқтавий ток манбалари ҳосил қилган натижавий потенциаллари

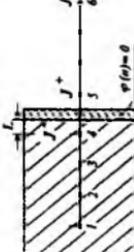
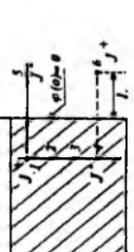
$$\varphi_2 = \frac{I\rho}{2\pi} \left( \frac{1}{S} - \frac{1}{2S} - \frac{1}{2S+2l} + \frac{1}{5S+2l} \right) + A \quad (1.32)$$

$$\varphi_3 = \frac{I\rho}{2\pi} \left( \frac{1}{2S} - \frac{1}{S} - \frac{1}{S+2l} + \frac{1}{4S+2l} \right) + A \quad (1.33)$$

бўлади. Икки ички (2 ва 3) зондлардаги потенциаллар айирмаси — кучланиш тушуви

$$U_{23} = U_2 - U_3 = \frac{I\rho}{2\pi S} \left( 1 + \frac{1}{1+2l/S} - \frac{1}{2+2l/S} + \frac{1}{5+2l/S} \right) \quad (1.34)$$

кўринишни олади. (1.34) дан солиштирма қаршиликни (1.30) кўринишда ифодаласак, тузатиш функцияси

№	Зондларнинг жойланиши	Бир чизикда жойлаштирилган 4 зондли усулнинг тузатиш функциялари
1		$F_1 = \left( 1 + \frac{1}{1 + 2l/S} - \frac{1}{2 + 2l/S} - \frac{1}{4 + 2l/S} + \frac{1}{5 + 2l/S} \right)^{-1} \quad (1.35)$
2		$F_2(l/S) = \left( 1 + \frac{1}{2 + 2l/S} - \frac{1}{4 + 2l/S} - \frac{1}{1 + 2l/S} - \frac{1}{5 + 2l/S} \right)^{-1} \quad (1.36)$
3		$F_3(l/S) = \left[ 1 + \frac{2}{\sqrt{1 + (2l/S)^2}} + (1 + (l/S)^2)^{-\frac{1}{2}} \right]^{-1} \quad (1.37)$
4		$F_4(l/S) = \left[ 1 - 2 \cdot (1 + (2l/S)^2)^{-\frac{1}{2}} + (1 + (l/S)^2)^{-\frac{1}{2}} \right]^{-1} \quad (1.38)$

$$F_1(l/S) = \left( 1 + \frac{1}{1+2l/S} - \frac{1}{2+2l/S} + \frac{1}{4+2l/S} + \frac{1}{5+2l/S} \right)^{-1} \quad (1.35)$$

бўлишлигини кўраимиз. Юқорида қайд этилган бошқа ҳолатлар учун тузатиш функциялари, мавҳум нуқтавий ток манбаларининг жойланиши 1.2а-жадвалда, уларнинг ҳар хил  $l/S$  учун қийматлари 1.2-жадвалда келтирилган.

1.2б-жадвал

$l/S$	$F_1(l/S)$	$F_2(l/S)$	$F_3(l/S)$	$F_4(l/S)$
0	1,82	0,62	0,5	$\infty$
0,2	1,365	0,79	0,533	8,07
0,5	1,182	0,882	0,658	2,08
1	1,06	0,947	0,842	1,232
2,0	1,01	0,992	0,965	1,038
5,0	1,004	0,996	0,997	1,003
10,0	1,005	0,9995	0,9996	1,004

Жадвал таҳлилидан кўринадики,  $l \geq 3S$  бўлганда ҳамма кўрилган ҳолатлар учун тузатиш функциялари бирга яқин. Шунинг учун уни инobatга олиш шарт бўлмайди. Намуналарда солиштира қаршилиқни аниқлашда зондларнинг томони  $S$  бўлган квадрат учига жойлаштирилган усул билан ҳам аниқлаш мумкин (1.11а-расм). Бу усул билан солиштира қаршилиқни аниқлашда 1 ва 2 зондлардан 1 ток ўтказилиб, 3 ва 4 зондлар орқали потенциаллар айирмаси аниқланади. Яримчексиз намуналар учун ( $a, b, d \gg S$ ), яъни, намуна ўлчамлари зондлар орасидаги масофадан жуда катта бўлганда солиштира қаршилиқ

$$\rho = \frac{U_{34}}{I_{12}} \cdot \frac{2\pi S}{2 - \sqrt{2}} \quad (1.39)$$

формула билан ҳисобланади.

Зондлар яримчексиз намунанинг бирор томонига зондлар орасидаги масофа тартибида жойлашган бўлса,  $\rho$  нинг тузатиш функцияси ҳисобга олинган

$$\rho = \frac{U_{23}}{I_{14}} \cdot \frac{2\pi S}{2 - \sqrt{2}} F_s(l/S) \quad (1.40)$$

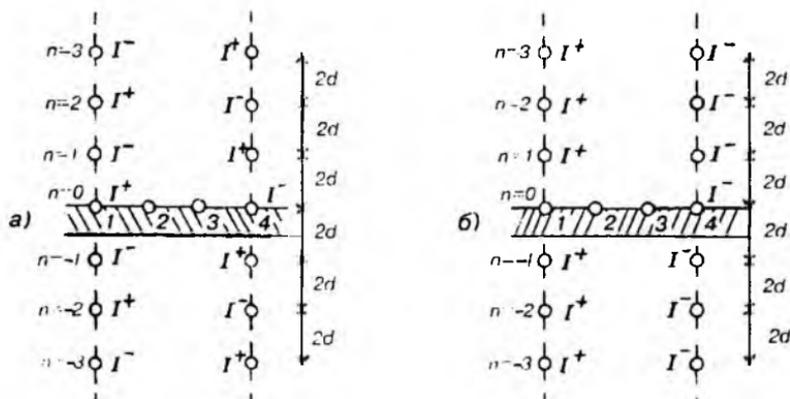
ифода билан аниқланади.

Тузатиш функцияси  $F_s(l/S)$  нинг ҳар хил ҳолатлар учун аналитик ифодаси 1.3а-жадвалда келтирилган. Бу функцияларни ҳисоблашлардан кўринадики, бирорта изоляцияланган ёки ўтказувчан қиррадан  $l$  — масофада ток зондлари перпендикуляр ёки параллел жойлашганда қирранинг таъсирини ҳисобга оладиган тузатиш функциялари  $l/S \geq 3$  да бирга яқин.

Намуна ўлчамлари (эни, бўйи, диаметри) чексиз катта ( $a, b \gg S$ ), лекин қалинлиги зондлар орасидаги масофа тартибидаги пластина кўринишида бўлсин.

Бу намуналарда солиштирма қаршиликни аниқлаш яримчексиз намуналар каби тузатиш функциясини топишга келтирилади. Аммо бу ҳолда ҳам остки, ҳам устки сиртларидаги шартлар бир вақтда бажарилиши керак.

Агар намуна остки сатҳи ток ўтказувчан муҳит (Ом контакти) билан чегараланган бўлса, (1.12а-расм) юқори



1.12-расм. Остки сирти ўтказувчан (а), диэлектрик (б) муҳит билан чегараланган пластинкаларда мавжум ток манбаларининг жойланиш тартиби.

№	Зондларнинг жойланиши	Квадрат учларига жойлаштирилган 4-зондли усулнинг тузатиш функциялари
1		$F_{S1}(l/S) = (2 - \sqrt{2}) \left( 2 - \sqrt{2} + \frac{2}{(1 + 2l/S)} - \sqrt{\frac{2}{1 + (1 + 2l/S)^2}} \right)^{-1} \quad (1.41)$
2		$F_{S2}(l/S) = (2 - \sqrt{2}) \left( 2 - \sqrt{2} - \frac{2}{(1 + 2l/S)} + \sqrt{\frac{2}{1 + (1 + 2l/S)^2}} \right)^{-1} \quad (1.42)$
3		$F_{S3}(l/S) = (2 - \sqrt{2}) \left( 2 - \sqrt{2} + \frac{1}{(1 + 2l/S)^2} - \sqrt{\frac{2}{1 + (1 + 2l/S)^2}} + \sqrt{\frac{1}{1 + (2 + 2l/S)^2}} \right)^{-1} \quad (1.43)$
4		$F_{S4}(l/S) = (2 - \sqrt{2}) \left( 2 - \sqrt{2} - \frac{1}{(1 + 2l/S)^2} + \sqrt{\frac{2}{1 + (2 + 2l/S)^2}} - \sqrt{\frac{1}{1 + (2 + 2l/S)^2}} \right)^{-1} \quad (1.44)$

сиртида  $j_n=0$ ,  $E_n=0$ , остки сиртида  $\varphi=0$  шартлари, агар остки сатҳи ток ўтказмайдиган изолятор муҳит (масалан, ҳаво) билан чегараланган бўлса. 1.12б-расм икки сиртида  $j_n=0$ ,  $E_n=0$  шартлари бажарилиши керак.

Намунанинг остки сирти ўтказувчан муҳит билан чегараланган ҳолни кўрайлик (1.12а-расм). Бу ҳолда остки сиртида  $\varphi=0$  шарт бажарилиши учун ( $n=-1$ ) да намунадан пастда  $d$  масофада ( $I^-$ ) ва ( $I^+$ ) мавҳум ток манбаларини жойлаштирамиз, лекин устки сиртида  $j_n=0$ ,  $E_n=0$  ток зичлигининг нормал ташкил этувчисининг нолга тенглик шarti бузилади, унинг бажарилиши учун (пластина) намуна устки сиртидан ( $n=+1$ ) да  $2d$  масофага ( $+I$ ) ва ( $-I$ ) ток манбалари жойлаштирилади, бу билан остки сиртида  $\varphi=0$  шarti бузилади, буни қаноатлантириши учун яна  $n=2$  да  $2d$  масофада ток манбалари киритамиз, бу ток манбаларини жойлаштириш чексиз кўп марта такрорланганда (1.12-расм) намунанинг остки ва устки сиртларида (1.31а, б) шартлар бажарилади. Агар намуна остки сирти изоляцияланган муҳит билан чегараланган бўлса, икки сиртида (1.31а) шарт бажарилиши худди юқоридагига ўхшаш кетма-кетликда мусбат ( $+I$ ) ток манбаи томонида мусбат мавҳум ток манбаларини, манфий ( $-I$ ) ток манбаи томонида манфий мавҳум ток манбаларини чексиз кўп марта такрорлаб жойлаштириш керак (1.12б-расм). Аввалдан айтилганидек, 2 ва 3 нуқталардаги потенциаллар чексиз кўп ток манбалари ҳосил қилган потенциаллар йиғиндисига тенг. Ток манбаларининг ишорасини ҳисобга олган ҳолда  $U_2$  ва  $U_3$  лар остки сирти ўтказувчан муҳит билан чегараланган намуна учун (1.2) га кўра

$$U_2 = \frac{I\rho}{2\pi} \sum_{n=-\infty}^{n=\infty} (-1)^n \left\{ [S^2 + (2dn)^2]^{-\frac{1}{2}} - [(2S)^2 + (2dn)^2]^{-\frac{1}{2}} \right\} + A \quad (1.45)$$

$$U_3 = \frac{I\rho}{2\pi} \sum_{n=-\infty}^{n=\infty} (-1)^n \left\{ [(2S)^2 + (2dn)^2]^{-\frac{1}{2}} - [S^2 + (2dn)^2]^{-\frac{1}{2}} \right\} + A \quad (1.46)$$

ифодалар билан аниқланади.

Бу икки тенгламадан  $U_{23} = U_2 - U_3$  ни топиб солишгирма қаршилиқни

$$\rho = \frac{U_{23}}{I} 2\pi S g_1\left(\frac{d}{S}\right) \quad (1.47)$$

кўринишда ифодалаймиз. Тузатиш функцияси куйидаги кўринишга эга бўлади:

$$g_1\left(\frac{d}{S}\right) = \left\{ 1 + 4 \sum_{n=1}^{n=\infty} (-1)^n \left[ \left( 1 + 4n^2 \frac{d^2}{S^2} \right)^{-\frac{1}{2}} - \left( 4 + 4n^2 \frac{d^2}{S^2} \right)^{-\frac{1}{2}} \right] \right\}^{-1} \quad (1.48)$$

Юқоридаги усул билан ҳисоблаш икки томонидан ток ўтказмайдиган муҳит (изолятор) билан чегараланган қалинлиги  $d$  — бўлган намуна учун тузатиш функцияси

$$g_2\left(\frac{d}{S}\right) = \left\{ 1 + 4 \sum_{n=1}^{\infty} \left[ \left( 1 + 4n^2 \frac{d^2}{S^2} \right)^{-\frac{1}{2}} - \left( 4 + 4n^2 \frac{d^2}{S^2} \right)^{-\frac{1}{2}} \right] \right\}^{-1} \quad (1.49)$$

бўлишини кўрсатади.  $g_1(d/S)$  ва  $g_2(d/S)$  функцияларни  $(d/S)$  нинг ҳар хил қийматларидаги натижалари 1.36-жадвалда келтирилган.

1.36-жадвал

$d/S$	0,1	0,2	0,5	1	2	3,333	5	10
$g_1(d/S)$	$1,9 \cdot 10^{-6}$	$3,42 \cdot 10^{-3}$	0,228	0,683	0,983	0,988	0,9948	0,9993
$g_2(d/S)$	13,86	6,139	2,78	1,504	1,094	1,0228	1,007	1,00045

Жадвал натижалари таҳлилидан кўринадики,  $g_1(d/S)$  ва  $g_2(d/S)$  ларнинг қийматлари  $d/S \geq 4$  бўлганда бирга инти-

лади. Лекин  $g_2(d/S)$  функция  $(d/S)$ нинг 0 дан 0,4 гача бўлган оралиғида  $(d/S)$  билан тўғри чизиқли боғланган бўлиб,  $(2\ln 2)^{-1} d/S$  га пропорционал бўлади:

$$g_2(d/S) = (2\ln 2)^{-1} d/S \quad (1.50)$$

Шунинг учун  $0 \leq d/S \leq 0,4$  оралиғида икки томони ток ўтказмайдиган муҳит билан чегараланганда намунанинг солиштирма қаршилиги зондлар орасидаги масофага боғлиқ бўлмайди ва (1.47) га кўра

$$\rho = \frac{\pi d}{\ln 2} \cdot \frac{U}{I} = 4,53d \frac{U}{I} \quad (1.51)$$

формула билан аниқланади.

#### 1.4-§. Юпқа қатламларда солиштирма қаршилиқни тўрт зондли усул билан аниқлаш

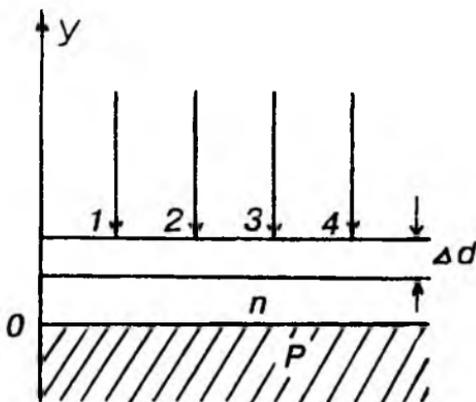
Агар намунанинг қалинлиги  $d$  зондлар орасидаги масофадан жуда кичик ( $d \ll S$ ) ва унинг чегаралари чексизликка узоқлаштирилган ( $a, b \gg S$ ) бўлса, 1 ва 4 зондлар соҳасида қалинлик бўйича кучланиш тушувини ҳисобга олмаслик мумкин. Бундай ҳолда токнинг ва потенциалнинг тақсимотини икки ўлчамли деб қараш мумкин. Потенциалнинг цилиндрик симметрия бўйича тақсимланишини ҳисобга олсак, икки ўлчамли Лаплас тенгламасининг (азимут бурчаги  $\theta$  ни ҳисобга олмаймиз).

$$\Delta \varphi = \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left( r \frac{d\varphi}{dr} \right) = 0 \quad (1.52)$$

ечимидан потенциал ифодаси

$$\varphi(r) = C_1 \ln r + A \quad (1.53)$$

кўринишни олади  $C_1$  — интеграллаш доимийси, у электр майдон кучланганлигининг  $r=r_0$  да  $E(r_0)$  га тенг бўлишидан аниқланади. Агар заряд ташувчиларнинг концентра-



1.13-расм. Бир жинсли бўлмаган юпқа намуналарда солиштирма қаршиликни қалинлик бўйича тақсимотини ўлчаш.

цияси ва ҳаракатчанлиги қатлам қалинлиги бўйича  $y$  координатасига боғлиқ бўлса (1.13-расм) радиуси  $r$ , баландлиги  $d$  бўлган цилиндр сиртидан оқаётган тўла ток ифодаси

$$I = \int_0^d 2\pi r \cdot \bar{E} en(y) \mu(y) dy = 2\pi r \bar{E} \sigma_n = 2\pi r \frac{\bar{E}}{\rho_n} \quad (1.54)$$

бўлади. Бу ерда:

$$\sigma_n = \frac{1}{\rho_n} = \int_0^d en(y) \cdot \mu(y) dy \quad (1.55)$$

сирт солиштирма ўтказувчанлиги,  $\rho_n = \sigma_n^{-1}$  эса сирт солиштирма қаршилиги деб юритилади.

Бир жинсли намуналарнинг ҳажмий солиштирма қаршилиги, солиштирма ўтказувчанлиги

$$\rho = \rho_n d; \quad \sigma = \sigma_n / d \quad (1.56)$$

билан аниқланади. Бу формула билан аниқланган катталик солиштирма ўтказувчанликнинг қалинлик бўйича ўрталашган қийматини беради. (1.53) ифодадаги  $C_1$  интеграллаш доимийси (1.54) дан  $r=r_0$  да аниқланган

$$E(r_0) = \frac{I \rho_n}{2\pi r_0} \quad (1.58)$$

ва

$$E(r_0) = \left. \frac{d\varphi}{dr} \right|_{r=r_0} = -\frac{C_1}{r_0} \quad (1.59)$$

ифодаларнинг тенглигидан

$$C_1 = -\frac{I\rho_n}{2\pi} \quad (1.60)$$

билан аниқланишини кўрамиз

Шундай қилиб, (1.60) ни (1.53) га қўйсақ, потенциал ифодаси

$$\varphi(r) = -\frac{I\rho_n}{2\pi} \ln r + A \quad (1.61)$$

бўлади. Бу ерда  $r$  ток зондлари, 1 ва 4 дан  $r_1$  ва  $r_4$  масофада жойлашган нуқта координаталари 1 ва 4 зондлардан ўтаётган мусбат ва манфий тоқлар ҳосил қилган 2 ва 3 зондлардаги потенциалларни (1.61) билан ҳисоблаб,  $U_{23} = U_2 - U_3$  дан сирт солиштирма қаршилиги ифодаси

$$\rho_n = \frac{\pi}{\ln 2} \cdot \frac{U_{23}}{I_{14}} \approx 4,532 \frac{U_{23}}{I_{14}} \quad (1.62)$$

кўринишда бўлишлигини топамиз. Бир жинсли юпқа қатламларнинг солиштирма қаршилигини умумий ҳолда

$$\rho = \rho_n d = \frac{\pi d}{\ln 2} \cdot \frac{U_{23}}{I_{14}} = \frac{U}{I} \cdot d \cdot F_2^* \quad (1.63)$$

кўринишда ифодалаш мумкин. Агар намунадан ҳар хил комбинацияда уланган зондлар орқали ток ўтказилса, (1.63) формуладаги  $F_2^*$  коэффицент ҳар хил қийматлар қабул қилиши мумкин (1.1-жадвал). Масалан, 1 ва 2 ёки 3 ва 4 зондлардан ток ўтказиб, 3 ва 4 ёки 1 ва 2 зондлардан потенциаллар айирмаси ўлчанса,  $F_2^* = 21,84$  бўлиши аниқланган.

Бир жинсли бўлмаган намуналарда сирт  $\rho_n(V)$  ва ҳажм бўйича солиштирма қаршилиқлар  $\rho(y)$  ни юпқа қатламларда қалинлик бўйича тақсимотини топиш учун қатлам қалинлиги ҳар бир ўлчовдан сўнг  $\Delta d$  га камайтириб борилади. Бир-биридан  $\Delta d$  га камайтириб ўлчанган сирт солиштирма қаршилиқлари  $\rho_{n1}$ ,  $\rho_{n2}$  орқали  $\Delta d$  га камайтирилган қатламнинг сирт солиштирма қаршилигини ва у орқали  $\rho$

$$\rho_n = \rho_{n1} \rho_{n2} / (\rho_{n2} - \rho_{n1}); \quad \rho = \rho_n \Delta d \quad (1.64)$$

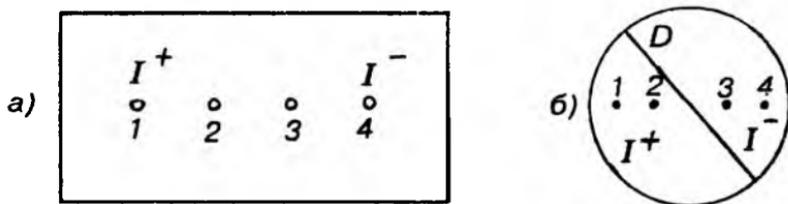
ифодалар билан ҳисобланади.

Юқорида қўрилган ҳолатда юпқа қатламнинг икки сирти изоляцияланган, яъни ток ўтказмайдиган тагликдаги юпқа қатлам деб фараз қилинган. Қалинлиги зондлар орасидаги масофалар тартибида, лекин зондлар жойлашган сирт ўлчамлар чексиз катта ( $a, b \gg S$  ёки  $D \gg S$ ) қатламларнинг, яъни пластинка (диск) шаклидаги намуналарнинг солиштирма қаршилигини аниқлашда (1.62) формулага қалинликнинг таъсирини ҳисобга оладиган тузатиш функцияси киритилади ва у

$$\rho = \frac{\pi d}{\ln 2} \cdot \frac{U_{23}}{I_{14}} f(d/S) \quad (1.65)$$

формула орқали ҳисобланади.

Тузатиш функцияси  $f(d/S)$ нинг қиймати жуда юпқа қатламларда, яъни  $d/S \leq 0,4$  да бирга яқин (унинг  $d/S \geq 0,4$  даги қийматлари 1.4-жадвалда келтирилган). Амалиётда кўп ҳолларда геометрик ўлчамлари чекланган юпқа қатламларда (доира ва пластина кўринишидаги намуналар) солиштирма қаршилиқни аниқлашга тўғри келади. Бу ҳолда кўзгуда тасвир усулини қўллаб, тузатиш функцияларининг ифодаси топилади. Тузатиш функцияси энг содда ҳоллар — тўғри тўртбурчак шаклидаги пластина, диск кўринишидаги шакллар учун ҳисобланган (1.14-расм). Томонлари  $a$  ва  $b$  бўлган тўғри тўртбурчакли юпқа ( $d \ll S$ ) намунада зондлар катта томони ( $a$ )га параллел чизиқда жойлашган бўлса, солиштирма сирт қаршилиги



1.14-расм. Геометрик ўлчамлари чекланган юпқа ( $d \ll S$ ) тўғри тўртбурчак (а), доира — диск (б) шаклидаги намуналарда зондларнинг жойланиши.

$$\rho_n = \frac{U_{23}}{I} \cdot f\left(\frac{a}{b} \cdot \frac{b}{S}\right) \quad (1.66)$$

диаметри  $D$  бўлган диск шаклидаги юпқа намунада эса (1.146-расм)

$$\rho_n = \frac{U_{23}}{I} \cdot f\left(\frac{D}{S}\right) \quad (1.67)$$

формулалар билан ҳисобланади.

Тузатиш функцияси  $f(D/S)$  зондлар диск марказидан ўтган чизиқда ётса, қуйидаги кўринишга эга бўлади

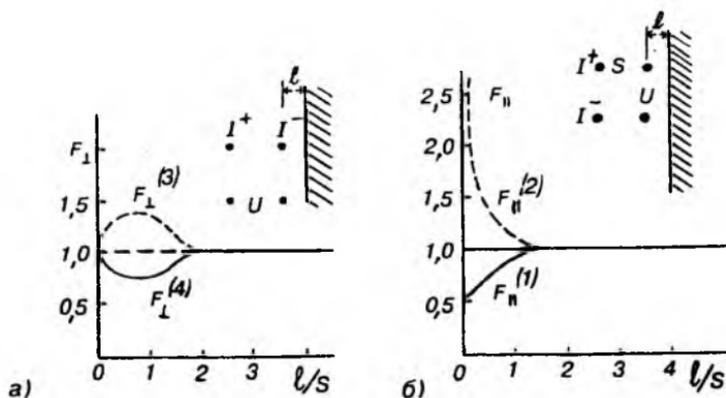
$$f(D/S) = \frac{\pi}{\ln 2 + \ln[(1 + 3(S/D)^2)/(1 - 3S^2/D^2)]} \quad (1.68)$$

Тузатиш функцияси  $f(a/b, b/S)$  ( $b/S$ ) нинг кичик қийматларида

$$f(a/b; b/S) \cdot \frac{S}{b} \approx f(a/b) \approx 1 \quad (1.69)$$

Шунинг учун (1.66) ни қуйидагича ифодалаймиз:

$$\rho_n = \frac{U_{23}}{I_{14}} \cdot \frac{b}{S} \cdot f(a/b) \approx \frac{U_{23}}{I_{14}} \cdot \frac{b}{S} \quad (1.70)$$



1.15-расм. Квадрат учларига жойлаштирилган тўрт зондли усули билан  $\rho$ -ни аниқлашни ток ўтказмайдиган муҳит билан чегараланган намуналарда ток зондларини туташтирувчи чизик параллель (б) ва перпендикуляр (а) бўлган ҳол учун тузатиш функциялари чизмаси.

Бундан солиштирма сирт қаршилигининг тақрибий қийматини аниқлаш мумкин. Тузатиш функцияларининг  $f(a/b, b/S)$ ,  $f(D/S)$ ,  $f(a/b)$  сон қийматлари 1.5-жадвалда келтирилган. Агар намунанинг ўлчамлари (эни, бўйи, қалинлиги тўғри тўртбурчак шаклидаги ва қалинлиги  $d$ , диаметри  $D$  диск шаклидаги намуналарда) зондлар орасидаги масофа тартибида бўлса, унда икки тузатиш функцияларини  $f(d/S)$  ва  $f(a/b, b/S)$  ёки  $f(D/S)$  ҳисобга олган ҳолда  $\rho$  аниқланади. Намуна тўртбурчак шаклида бўлганда эса

$$\rho = \frac{U_{23}}{I_{14}} \cdot \frac{\pi d}{\ln 2} \cdot f\left(\frac{d}{S}\right) \cdot f\left(\frac{a}{b}, b/S\right) \quad (1.71)$$

кўринишни олади.

1.4-жадвал

$d/S$	0,4	0,5	0,714	1	1,25	1,4286	1,666	2
$f(d/S)$	0,9995	0,9974	0,9798	0,9214	0,849	0,7538	0,7225	0,6636

$\frac{b/S}{D/S}$	$f(D/S)$	$f(a/b, b/S)$			
		$a/b=1$	$a/b=2$	$a/b=3$	$a/b \geq 4$
1,00				0,9988	0,9994
1,25				1,2467	1,2248
1,50			1,4788	1,4893	1,4893
1,75			1,7196	1,7238	1,7238
2,00			1,9454	1,9475	1,9475
2,50			2,3532	2,3541	2,3541
3,00	2,265	2,457	2,7000	2,7005	2,7005
4,00	2,929	3,114	3,2246	3,2248	3,2248
5,00	3,362	3,510	3,5750	3,5750	3,5750
2,50	3,927	4,0095	4,0361	4,0362	4,0362
10,00	4,172	4,2209	4,2357	4,2357	4,2357
15,00	4,365	4,3882	4,2947	4,3947	4,3947
20,00	4,436	4,516	4,4553	4,4553	4,4553
40,00	4,508	4,5120	4,5129	4,5129	4,5129
	4,532	4,5324	4,5324	4,5325	4,5325

Намуна диск кўринишида бўлганда

$$\rho = \frac{U_{23}}{I_{14}} \cdot \frac{\pi d}{\ln 2} f\left(\frac{d}{S}\right) \cdot f\left(\frac{D}{S}\right) \quad (1.72)$$

бўлади. Квадрат учларига жойлаштирилган тўрт зондли усул билан ўлчанган юпқа қатламларнинг солиштирма қаршилиги

$$\rho = \frac{U}{I} \cdot \frac{2\pi}{\ln 2} d = R_s d = G_s^* \frac{U}{I} d \quad (1.73)$$

формула билан аниқланади. Бу ердаги  $R_s = \rho/d$  қатламнинг сирт қаршилиги деб номланади. Диаметри  $D$  бўлган доиравий намунада  $\rho$  ни ўлчашда зондлар доира марказида жойлашган бўлса, тузатиш функцияси:

$$G_s^* = 2\pi \left[ \ln 2 + \ln \left( \frac{1 + 2S^2/D^2}{1 + 4S^2/D^2} \right) \right]^{-1} \quad (1.74)$$

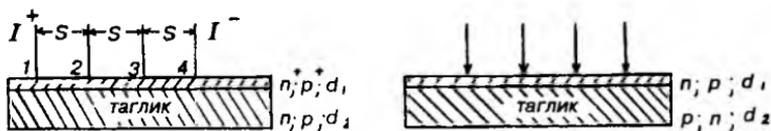
### 1.5-§. Эпитаксиал, диффузион қатламларнинг солиштирма қаршилигини тўрт зондли усул билан аниқлаш

Икки қатламли структураларда, масалан, таглик сиртида диффузия йўли билан олинган қатламни ёки тагликдан ўтказувчанлигининг катталиги ва тури билан фарқланган эпитаксиал қатламларнинг солиштирма қаршиликларини, уларнинг қалинлик бўйича тақсимотини аниқлашда тўрт зондли усул қўлланилиши мумкин (1.16-расм).

Чегаралари чексизликка сиғижган юпқа икки қатламли структура ( $S > d_1, d_2$ ) ток зондларига нисбатан параллел уланган занжир ҳосил қилади. Демак, 1 ва 4 зондлардан ўтаётган токнинг бир қисми  $I_1$  биринчи қатламдан,  $I_2$  қисми иккинчи қатламдан ўтади, яъни

$$I = I_1 + I_2 \quad (1.75)$$

$$U = I_1 \rho n_1 \frac{\ln 2}{\pi} = I_2 \rho n_2 \frac{\ln 2}{\pi} \quad (1.76)$$



1.16-расм. Солиштирма қаршилиқни тўрт зондли усул билан ўлчаш мумкин бўлган эпитаксиал структура турлари.

Бу ерда:  $\rho_{n1}, \rho_{n2}$  — солиштирма сирт қаршилиги. Иккинчи ифода параллел уланган занжирдаги кучланишни, 2 ва 3 зондлардаги потенциаллар айирмасини беради. Бу икки формуладан  $\rho_1 = \rho_{n2} d_1, \rho_2 = \rho_{n2} d_2$  эканлиги ҳисобга олинганда

$$(\sigma_1 d_1 + \sigma_2 d_2)^{-1} = (d_1/\rho_1 + d_2/\rho_2)^{-1} = \frac{\pi}{\ln 2} \cdot \frac{U}{I} \quad (1.77)$$

тенгликни топамиз. Агар қатламлардан бирини ўтказувчанлиги жуда катта, масалан, биринчи юпқа қатламники  $d_1 \sigma_1 \gg d_2 \sigma_2$  бўлса, иккинчи қатлам структурада токнинг ўтишига таъсир этмайди. Бундай ҳолда ўлчанган солиштирма қаршилиқ биринчи қатламга тегишли бўлиб, (1.51) орқали аниқланади:

$$\rho_1 = \frac{U}{I} \cdot \frac{\pi d_1}{\ln 2} \quad (1.78)$$

Юпқа эпитаксиал қатлам ва таглик икки хил тур ўтказувчанликка эга бўлса, чегарада ҳосил бўлган  $p$ - $n$  ўтиш токнинг остки қатлам орқали ўтишига тўсқинлик қилади. Демак, тўрт зондли усул  $p+p, n+n$  структураларда, яъни тагликнинг солиштирма қаршилиги эпитаксиал қатламниқидан камида юз марта катта бўлган ҳолларда  $p$ - $n, n$ - $p$  туридаги структураларда солиштирма қаршилиқни аниқлашда қўлланилиши мумкин ва юқорида кўрилган икки қатламли структураларда диффузион, эпитаксиал қатламнинг солиштирма қаршилиқлари юпқа намуналар учун ўринли бўлган формула билан ҳисобланади.

### 1.6-§. Солиштирма қаршилиқни тўрт зондли усул билан ўлчашдаги хатоликлар

Тўрт зондли усул билан ўлчашдаги хатоликлар солиштирма қаршилиқни ўлчашнинг физик моделининг назарияда қабул қилинган моделидан фарқли бўлиши формулага кирган катталиқларни ўлчаш, ўлчаш шарти ва тартибига боғлиқ бўлган тасодифий, мунтазам хатоликлар орқали аниқланади. Бу хатоликлар манбаини гўриб чиқайлик.

## 1. Зонд контакти юзасининг киритган хатолиги

Маълумки, солиштирма қаршиликни тўрт зондли усул билан ўлчашнинг физик асоси-назарияси кўрилган вақтда яримўтказгич билан зонд нуқтавий контакт ҳосил қилади, деб қабул қилинган эди. Амалиётда бу шарт ҳеч вақт бажарилмайди, чунки контактнинг маълум юзачага эга бўлиши ўлчов натижасига мунтазам хатолик киритади. Ток ёки потенциал зондлари яримўтказгич билан контактлашганда радиуси  $r$  бўлган доирача ҳосил қилса, унинг киритган хатолиги  $(r/S)^2$  билан аниқланади. Хатоликнинг ишораси ва катталиги зондлардан қайси бирида контактнинг нуқтавий бўлиш шarti бажарилмаслиги билан аниқланади. Зондлар бир чизиқда ётган ҳолда зонд контакт юзачаси потенциал зондлардан бирида пайдо бўлса, нисбий хатолик

$$\delta = \frac{\Delta\rho}{\rho} = \left(-\frac{1}{2} \ln 2\right) \ln \left[ \left(2 + \frac{r^2}{S^2}\right) / \left(2 - \frac{r^2}{S^2}\right) \right] \quad (1.79)$$

формула билан аниқланади. Агар ток зондларидан бирида контактни нуқтавий бўлиш шarti бажарилмаса, нисбий хатолик

$$\delta = \left(\frac{1}{2} \ln 2\right) \cdot \ln \left[ \left(6 - \frac{r^2}{S^2}\right) / \left(6 - \frac{2r^2}{S^2}\right) \right] \quad (1.80)$$

ифода билан аниқланади. Зондлар томони  $S$  бўлган квадрат учларига жойлашган ҳолда потенциал ёки ток зондларидан бирида контакт юзачага эга бўлса, мунтазам хатолик қуйидагича аниқланади:

$$\delta = \left(-\frac{1}{2} \ln 2\right) \cdot \ln \left[ 2 \left(1 + \frac{r^4}{S^4}\right) / \left(1 + \left(1 - \frac{r^2}{S^2}\right)^2\right) \right] \quad (1.81)$$

Тўртта зонднинг ҳаммасида контакт нуқтавий бўлмаса, умумий хатолик юқоридаги формулалар орқали аниқланган хатоликлар йиғиндиси билан ифодаланади.

## **2. Зондлар орасидаги масофанинг такрорланмаслиги билан боғлиқ хатолик**

Зондлар орасидаги масофанинг такрорланмаслиги солиштирма қаршилиқни аниқлашда мунтазам хатоликлар киритади. Ҳар бир зондлар ҳолати яримўтказгичда бири-бирига боғланмаган ҳолда ўртача квадратик хатолик билан  $\Delta S$  га силжиса, қаршилиқни ўлчашдаги тасодифий хатолик зондлар орасидаги масофалар тенг ва ишончлик эҳтимоли 0,95 бўлган ҳолда ҳажмий намуналар учун

$$\delta \approx \frac{\Delta \rho}{\rho} = 2,06 \left( 2 \frac{\Delta S}{S} \right) \quad (1.82)$$

бўлади. Солиштирма қаршилиқ юпқа қатламларда ўлчанганда зондлар орасидаги масофанинг ўзгариши билан боғлиқ тасодифий хатолик

$$\delta \approx \frac{\Delta \rho}{\rho} = \frac{\sqrt{5}}{2 \ln 2} \left( 2 \frac{\Delta S}{S} \right) \quad (1.83)$$

формула орқали аниқланади.

## **3. Кучланишни ўлчашдаги хатолик**

Тўрт зондли усул билан солиштирма қаршилиқни аниқлашда кучланишни ўлчашдаги асосий хатолик потенциал зондларининг контакт қаршилиғи билан боғлиқдир. Контакт қаршилиғи германий ва кремнийларда потенциал зондлар орасидаги намуна қаршилиғидан  $10^3 \div 10^4$  марта катта бўлиши мумкин. Потенциал зондларнинг контакт қаршилиғига тушадиган кучланишни йўқотиш учун 2 ва 3 потенциал зондлар орқали ўтадиган токни йўқотиш керак. Бунинг учун кириш (ички) қаршилиғи катта бўлган вольтметрлар (электромтрлар) қўлланилади ёки компенсация усули билан кучланиш ўлчанади.

## **4. Токнинг киритган хатолиғи**

Намунадан ток ўтганда у қизийди. Бу эса солиштирма қаршилиқнинг ўзгаришига олиб келади. Қаршилиқнинг температура коэффиценти кремнийда 0,009 К гача ети-

ши мумкин. Ток зондларининг контакт қаршиликлари натижасида намунада зондлар чизиги бўйича температура градиенти ва потенциал зондларда қўшимча потенциаллар айирмаси (термик электр юритувчи куч) пайдо бўлиши мумкин. Бу хатолик манбаини йўқотиш учун солиштирма қаршилиқни аниқлашда токнинг кичик қийматларида ва токнинг икки йўналишида ўлчаш ўтказилади. Бу икки ўлчов натижаларининг ўртачаси олинади. Яримўтказгич намуналарида солиштирма қаршилиқ аниқланаётганда, унинг қизимаслиги учун солиштирма қаршилиқнинг катталигига қараб токнинг маълум бир қийматида (оптимал ток қийматларида) ўлчаш тавсия қилинади. 1.6-жадвалда кремний намуналарининг солиштирма қаршилиқларини ўлчашда қўлланилаётган ток қийматлари келтирилган. Шунини айтиб ўтиш керакки, баъзан юқори Ом ли кремний намуналарида ( $1000 \div 10000$  Ом. см) токнинг кичик соҳасида ( $I > 0,3$  mA) солиштирма қаршилиқнинг токка боғлиқлиги кузатилган. Буни кичик ток соҳасида намунада киришмалар текис тарқалмаганлиги — флукуацияси натижасида пайдо бўлган ички майдоннинг ташқи майдондан катталиги билан тушунтирилади. Шунинг учун юқори Ом ли намуналарда ток  $1 \text{ mA} > 1 > 0,3 \text{ mA}$  оралиғида ўлчанади, бу билан намунанинг қизиши камайтирилади.

1.6-жадвал

$\rho$ , Ом·см	0,012	0,008 ÷ 0,6	0,4 ÷ 60	40 ÷ 1260	800
$I$ , mA	100	10	1	0,1	0,01

### 5. Контакт қаршилиги билан боғлиқ хатолик

Зонд билан яримўтказгич орасидаги контакт қаршилиги тўрт зондли усулнинг қўлланилишини чегараловчи энг асосий омиллардан биридир. Тақиқланган зона кенлиги катта бўлган  $A_2B_6$  ва  $A_3B_5$  турдаги яримўтказгичларда сиқиб қўйиладиган зондлар ҳосил қилган контакт қаршилиги шундай катта бўлиши мумкинки, бунда тўрт зондли усул ишламайди.

Баъзи бир ҳолларда бу қийинчиликни енгишда зарядланган сифимни зонд-яримўтказгич орқали зарядсизлаш қўлланилади, бу билан контактга ишлов берилади. Натижада контакт қаршилиги камайтирилади, металл- яримўтказгич орасидаги потенциал тўсиқ йўқотилади. Контакт қаршилиги билан металл-яримўтказгич орасидаги потенциал тўсиқ билан боғлиқ бўлган хатоликни камайтириш учун металл зондга ишлатиладиган материалнинг қаттиқлиги яримўтказгичникидан катта бўлиши керак.

Зонд материаллари сифатида диаметри  $D=0,05\pm 0,5$  мм бўлган вольфрам, карбид вольфрам симлари ишлатилади. Зондларнинг учлари одатда  $45^\circ$  дан  $150^\circ$  гача бурчак билан чархланади. С2080 маркали зондлар қурилмасида ҳар бир зондга қўйилган куч  $1,75\pm 0,25$  Н га тўғри келади, зондлар орасидаги масофа  $1,3\pm 0,01$  мм. С2171, зондлар қурилмасида зондлар орасидаги масофа  $0,75\pm 0,008$  мм, ҳар бир зондга қўйилган ўртача сиқиш кучи  $0,7\pm 0,07$  Н. Бу қурилмалар билан сирт қаршилигини  $0,1$  дан  $10^5$  Ом оралиқда  $\pm 4,5\%$  хатолик билан ўлчаш мумкин.

### **6. Солиштира қаршиликнинг температурага боғлиқлиги**

Солиштира қаршиликнинг температурага боғлиқлиги билан боғланган мунтазам хатоликларни йўқотиш учун ўлчов вақтида температура назорат қилиб борилади.  $T$  — температурада солиштира қаршилик  $\rho(T)$  ни билган ҳолда шартли белгиланган  $T_0$  — температурага мос келадиган қийматга

$$\rho(T_0) = \rho(T) [1 - C_T(T - T_0)] \quad (1.84)$$

формула орқали келтирилади. Бу ерда:  $C_T$  — солиштира қаршиликнинг температура (термик) коэффиценти бўлиб, у яримўтказгичларнинг турига, киришмаларнинг табиатига ва концентрацияларига боғлиқ.  $n-p$  — тур кремнийнинг термик коэффицентининг солиштира қаршиликка боғлиқлиги ( $291-288$  К температура оралиғида) 1.7-жадвалда келтирилган.

$\rho$ , Ом·см	0,006	0,01	0,1	1	10	100	1000
$C_r$ ( $n$ -тип)	0,002	-0,00022	0,0486	0,00736	0,00813	0,0083	0,0083
$C_r$ ( $p$ -тип)	0,0016	0,0031	0,0372	0,00707	0,00825	0,00862	0,009

### **7. Икки қатламли структураларда $\rho$ ни ўлчашда учрайдиган хатоликлар**

Эпитаксиал қатламларнинг солиштирма қаршилигини аниқлашда уларнинг хусусияти билан боғлиқ бир қанча хатоликлар пайдо бўлиши мумкин. Эпитаксиал қатламда солиштирма қаршилик ўлчанаётганда  $p$ - $n$  ва  $n$ - $p$  структураларда  $p$ - $n$  ўтишнинг ҳажмий заряд соҳаси кенгайди. Эпитаксиал қатламнинг солиштирма қаршилиги тагликниқидан катта бўлганда ҳажмий заряд соҳасининг кенгайиши эпитаксиал қатлам томонга бўлади. Бу ҳодисани ҳисобга олмай (1.62) ва (1.63) формулалар билан солиштирма қаршилик ҳисобланганда, унинг қиймати орттириб ўлчанган бўлади. Юқори Ом ли, юпқа эпитаксиал қатламларни ўлчашда бу хатолик 10÷20% га етиши мумкин.

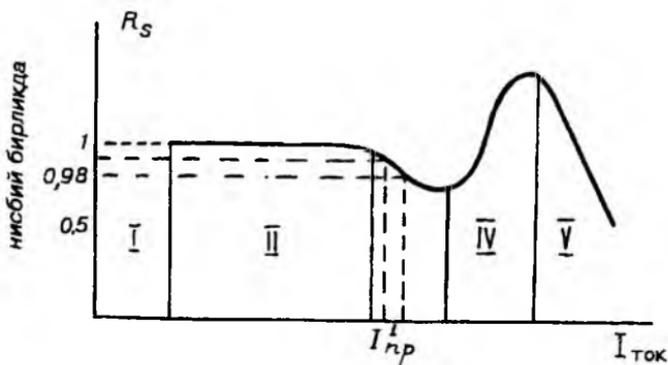
### **8. Изоляцияловчи $p$ - $n$ ўтиш орқали ток ўтишдаги хатолик**

Зондлардан ўтаётган токнинг кўпайиши  $p$ - $n$  ўтишга қўйилган тесқари кучланишни орттиради, натижада ҳажмий заряд соҳасидаги электр майдон кучланганлиги ўсади. Бу шароитда  $p$ - $n$  ўтишини изоляция қилиш хоссаси токнинг маълум қийматигача сақланади. Токнинг катта қийматларида ҳажмий заряд соҳаси орқали тагликдан ток ўта бошлайди. Аниқланишича, солиштирма қаршилиги 0,1÷2 Ом·см, қалинлиги 0,9÷4 мкм  $n$ -тип эпитаксиал

қатлам, солиштирма қаршилиги  $\rho = 10 \text{ Ом} \cdot \text{см}$   $p$  — типли тагликка ўтказилган бўлса, унда эпитаксиал қатламнинг қаршилиги ўлчанаётганда  $p$ - $n$  ўтиш орқали шунтланмаслиги учун сирт қаршилигининг 5% ўзгариш соҳасида потенциал зондлардаги кучланиш 100 мВ, сирт қаршилигининг 2% ўзгариш соҳасида 50 мВ бўлиши керак.

### 9. Зондларга қўйилган босим кучининг киритган хатолиги

Юпқа эпитаксиал қатламларнинг солиштирма қаршилигини ўлчашда металл зонд билан эпитаксиал қатламнинг тешилиши ва тагликда шунтланиш кучайиши мумкин. Бу ҳодиса содир бўлмаслиги учун зондга қўйилган кучни кичик қилиб танлаш керак. Зондга қўйилган ўртача кучланиш  $0,3 \div 0,03 \text{ Н}$  бўлиши тавсия этилади. Зондга қўйилган кучни бундан кам бўлиши зонд контакт қаршилигини оширади, бу эса ўлчов асбобларининг кириш қаршилигини оширишни талаб қилади. Эпитаксиал қатламларда юқорида кўрилган омиллар унинг сирт қаршилигини токка боғлиқ бўлишига олиб келади (1.17-расм). Бу боғланиш графигини бешта соҳага ажратиш мумкин. I-соҳада ток ортиши билан сирт қаршилигининг камайиши, зонд яримўтказгич орасидаги потенциал тўсиқнинг камайиши ва потенциал контаклари қаршилигининг

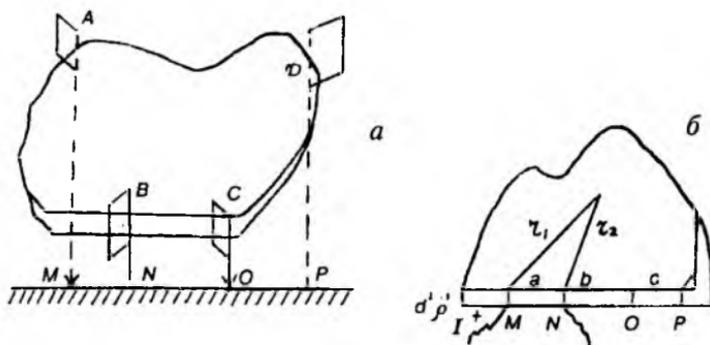


1.17-расм. Эпитаксиал қатламларда сирт қаршилигини зондлардан оқаетган токка боғлиқлиги.

ошиши билан тушунтирилади. Агар  $R_{\text{кпр}} \gg R_{\text{к1}} + R_{\text{к2}}$  тенгсизлик бажарилмаса  $R_{\text{к1}}$  ва  $R_{\text{к2}}$  ларнинг токка боғлиқлиги 1-соҳани пайдо қилади. Агар зондлардаги босим орттирилса, 1-соҳа йўқолиши мумкин. 2-соҳада  $R_s$  — сирт қаршилиги токка боғлиқ эмас. Бу соҳада  $R_{\text{кпр}} \gg R_{\text{к1}} + R_{\text{к2}}$  бўлганда энг катта аниқлик билан солиштирма қаршилик ўлчанади. Бу тенгсизлик бажарилмаса, 2-соҳада мунтазам равишда хатолик пайдо бўлиб, у  $R_{\text{к1}} + R_{\text{к2}}/R_{\text{кпр}}$  катталик билан аниқланади. 3-соҳанинг пайдо бўлиши изоляцияловчи  $p$ - $n$  ўтиш орқали ток сирқиши билан боғлиқ. Сирт қаршилигининг ошиши 4-соҳада  $p$ - $n$  ўтишнинг ҳажмий заряд соҳаси кенгайиши билан боғлиқ. 5-соҳада  $R_s$  нинг тез камайиши ток (бир қисми)нинг таглик орқали ўтиши шунтланиши билан боғлиқдир.

### 1.7-§. Ван-дер-Пау усули билан солиштирма қаршиликни ўлчаш

Исталган геометрик шаклга эга бўлган пластина кўринишидаги яримўтказгичли намуналарнинг солиштирма қаршилигини тўрт зондли усулнинг бир кўриниши бўлган Ван-дер-Пау усули билан ўлчаш мумкин (1.18-расм). Бу усулнинг қулайлиги шундан иборатки, ясси намуна ён



1.18-расм. Ван-дер-Пау усули билан солиштирма қаршиликни ўлчашда чизиқли А, В, С, Д контактларни (оригиналда) асл нусхада (а), ясси яримчексиз пластинада (аксида) М, N, О, Р контактларнинг жойланиши (б).

сиртига тўртта  $A, B, C, D$  нуқтавий (ёки чизиқли) контакт олиниб,  $A$  ва  $B$  контактлардан ток ўтказилади,  $C$  ва  $D$  контактлар орасидаги потенциаллар айирмаси ўлчанади. Сўнг эса  $A$  ва  $D$  контактлардан ток ўтказилади.  $B$  ва  $C$  контактлар орасидаги кучланиш ўлчаниб

$$R_1 = \frac{U_{CD}}{I_{AB}} = R_{ABCD} \text{ ва } R_2 = \frac{U_{BC}}{I_{AD}} = R_{ADBC}$$

қаршиликлар ҳисобланади.  $R_1$  ва  $R_2$  қаршиликларни билган ҳолда солиштирма қаршилик

$$\rho = \frac{\pi d}{\ln 2} \frac{R_1 + R_2}{2} \cdot f(R_1/R_2) \quad (1.85)$$

формула билан аниқланади. Бу ерда:  $f(R_1/R_2)$  — қаршиликлар нисбатига боғлиқ бўлган тузатиш функцияси,  $d$  — намунанинг қалинлиги. Тузатиш функцияси

$$ch \left[ \frac{R_1/R_2}{R/R_2 + 1} \cdot \frac{\ln 2}{f(R_1/R_2)} \right] = \frac{1}{2} \exp \left( \frac{\ln 2}{f(R_1/R_2)} \right) \quad (1.86)$$

тенгламани қаноатлантиради,  $(R_1/R_2)$  — нинг ҳар хил қийматларидаги  $f(R_1/R_2)$  — нинг натижалари 1.9-жадвалда келтирилган. Жадвал таҳлилидан кўринадики,  $R_1/R_2$  нисбатнинг  $0,7 \leq R_1/R_2 \leq 1,5$  оралиғида  $f(R_1/R_2) \approx 1$ . Тўғри геометрик шаклдаги, масалан, квадрат, доира кўринишидаги намуналарда контактлар симметрик жойлаштирилган ҳолда  $R_1 = R_2$  ва  $f(R_1/R_2) = 1$  бўлиб, солиштирма қаршиликни 2% дан кам хатолик билан ўлчаш мумкин. Қаршиликлар нисбати  $R_1/R_2 \approx 1$  бўлганда тузатиш функциясини

$$f(R_1/R_2) = 1 + \left( \frac{R_1 - R_2}{R_1 + R_2} \right)^2 \frac{\ln 2}{2} - \left( \frac{R_1 - R_2}{R_1 + R_2} \right)^4 \left[ \left( \frac{\ln 2}{2} - \frac{\ln 2}{12} \right)^3 \right] \quad (1.87)$$

билан ҳисоблаш мумкин. Ван-дер-Пау усулининг назарияси конформ акслантириш назариясига асосланган.

Конформ акслантириш назариясига кўра, исталган шаклдаги бир аргумент билан боғланган (односвязанную) ёпиқ  $D$ -соҳани яримчексиз ясси текислик  $D'$  — соҳага алмаштириш мумкин. Бунда асл намунанинг (оригиналнинг)  $A, B, C, D$  контактларига уларнинг акси бўлган  $M, N, O, P$  контактлар мос келади (1.18-расм). Бундай алмаштиришда асл нусхадаги ва намуна акси бўлган яримчексиз ясси пластина контактлари орасидаги кучланиш бир хил бўлади, яъни

$$U = (E \cdot r) = \frac{\rho I r}{d \pi r} = \frac{\rho' I' r}{\pi d' r} \quad (1.88)$$

Бу ерда:  $E$  электр майдон кучланганлиги

$$E = j\rho = \frac{I}{\pi r d} = \frac{I'}{\pi r d'} = -\frac{d\varphi}{dr} \quad (1.88a)$$

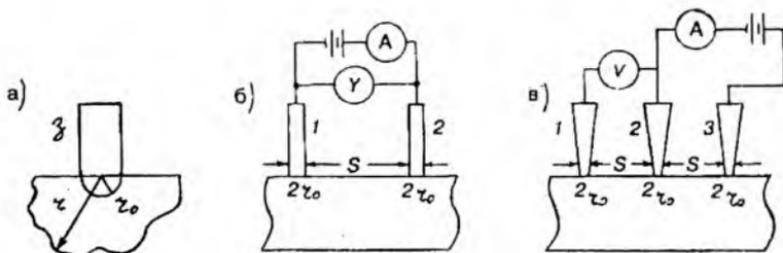
Бу ифода (1.88) дан

$$R_{ABCD} \cdot \frac{d}{\rho} = R_{MNOP} \frac{d'}{\rho'}; \quad R_{ADBC} \cdot \frac{d}{\rho} = R_{NOMP} \frac{d'}{\rho'} \quad (1.89)$$

тенгликларни олиш мумкин.  $\rho, d$  — ўлчанаётган намунанинг солиштирма қаршилиги ва қалинлиги.  $\rho', d'$  — тасвирнинг солиштирма қаршилиги ва қалинлиги. (1.89) даги тенгликлар конформ алмаштиришга нисбатан инвариантлик хосасини ифодалайди.

Тасвирни яримчексиз ясси текислик (пластина) кўринишида бўлиши, чизиқли ток манбаларининг ҳосил қилган потенциаллари ва токи цилиндрик симметрия қонуни билан тақсимланишига олиб келади. Шунинг учун чизиқли ток манбаларининг  $r$  масофадаги потенциали майдон кучланганлигининг (1.88a) ифодасини интеграллашдан тасвирда жойлашган  $r$  масофадаги нуқтанинг потенциали топилади

$$\varphi'(r) = -\frac{I\rho'}{\pi d'} \ln r + A \quad (1.90)$$



1.19-расм. Радиуси  $r_0$  бўлган яримсферик зонд орқали намунадан ток ўтганда потенциал тақсимотни ҳисоблашга чизма (а), намунада тарқалган қаршиликни ўлчашнинг икки (а) ва уч (б) зондли усуллари схемалари.

Биринчи  $I^+$  ток манбаидан  $r_1$ , иккинчи  $I^-$  ток манбаидан  $r_2$  масофада бўлган нуқтанинг потенциали (1.18-расм) ток манбаларининг ишораларини ҳисобга олганда (1.90)

$$\begin{aligned} \varphi'(r) = \varphi(r_1) + \varphi(r_2) &= -\frac{I\rho'}{\pi d'} \ln r_1 + \frac{I\rho'}{\pi d'} \ln r_2 + A = \\ &= \frac{I\rho'}{\pi d'} \ln \left( \frac{r_2}{r_1} \right) + A \end{aligned} \quad (1.91)$$

бўлишлигини кўрамиз. Демак, яримчексиз текисликда исталган нуқтадаги потенциални топиш икки ток манбаидан иборат бўлган тизимда потенциални аниқлаш масаласига боғлиқ экан. (1.91) формуладан фойдаланиб,  $M$  ва  $N$  контактларидан ток ўтганда  $O$  ва  $P$  контактларда ҳосил қилинган  $\varphi_p$ ,  $\varphi_o$  потенциалларни ва улар асосида  $O$  ва  $P$  контактлар орасидаги потенциаллар айирмасининг

$$U_{op} = \varphi_p - \varphi_o = -\frac{I'_{MN}\rho'_n}{\pi d'} \ln \left( \frac{(b+c+a)d}{(a+b)(b+c)} \right) \quad (1.92)$$

ва ундан  $R_{MNOP}$  қаршиликнинг

$$R_{MNOP} = \frac{U_{OP}}{I'_{MN}} = -\frac{\rho'}{\pi d'} \ln \left( \frac{b(a+b+c)}{(a+b)(b+c)} \right) \quad (1.93)$$

ифодасини топамиз.  $A$  ва  $D$  контактлар акси (тасвири) бўлган  $M$  ва  $P$  контактлардан ток ўтказиб,  $N$  ва  $O$  контактлардаги потенциаллар ( $\varphi_N, \varphi_O$ ) ни, улар орқали эса  $O$  ва  $N$  контактлар орасидаги потенциаллар айирмасини

$$U_{ON} = \varphi_O - \varphi_N = -\frac{I'_{MP}\rho'}{\pi d'} \ln\left(\frac{ac}{(a+b)(b+c)}\right) \quad (1.94)$$

ва ундан  $R_{MPN}$  қаршиликни аниқлаймиз

$$R_{MPNO} = \frac{U_{ON}}{I'_{MP}} = -\frac{\rho'}{\pi d'} \ln\left(\frac{ac}{(a+b)(b+c)}\right) \quad (1.95)$$

(1.93) ва (1.95) формулалардаги логарифм остидаги ҳадлар йиғиндиси бирга тенг бўлишлигини, яъни

$$l^{-\frac{\pi d'}{\rho} R_{MNO}} + l^{-\frac{\pi d'}{\rho} R_{MPNO}} = 1 \quad (1.96)$$

ифода билан аниқланишини кўрамиз. Инвариантлик хос-саси (1.89) га кўра тасвирдан оригиналга ўтсак, (1.96) қуйидагича бўлади:

$$l^{-\frac{\pi d}{\rho} R_1} + l^{-\frac{\pi d}{\rho} R_2} = 1 \quad (1.97)$$

(1.97) да  $R_1$  ва  $R_2$  ларнинг ўрнига

$$R_1 = \frac{1}{2}[(R_1 + R_2) + (R_1 - R_2)] \quad (1.98)$$

$$R_2 = \frac{1}{2}[(R_1 + R_2) - (R_1 - R_2)]$$

қўйилса,

$$ch\left[\frac{\pi d}{\rho} \cdot \frac{R_1 - R_2}{2}\right] = \frac{1}{2} \exp\left(\frac{\pi d}{\rho} \cdot \frac{R_1 + R_2}{2}\right) \quad (1.99)$$

кўринишга келади. Бунда

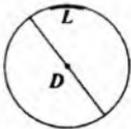
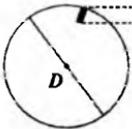
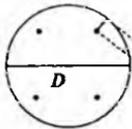
$$\frac{\pi d}{\rho} \cdot \frac{R_1 + R_2}{2} = \frac{\ln 2}{f(R_1/R_2)} \quad (1.100)$$

белгилаш билан (1.99) формулани (1.86) кўринишда бўлган тузатиш функцияси  $f$  нинг тенгламасини оламиз. Бу ерда,  $f(R_1/R_2)$  қаршиликлар нисбати  $R_1/R_2$  га боғлиқ бўлган (юқорида келтирилган) тузатиш функцияси. (1.100) ифодадан юқорида келтирилган солиштирма қаршиликни Ван-дер-Пау усули билан ҳисоблаш формуласи келиб чиқади. Бу усул билан солиштирма қаршиликни ўлчашда одатда намунанинг ён сиртида Ом контактлари манипуляторга ўрнатилган тўртта йўналтирувчи учлариغا ўрнатилган қирраси чарчланган тантал, карбид вольфрамнинг пластинкалари контактлаштириб олинади. Ҳар бир зонд намунанинг ён қиррасига пружина билан сиқилади, шу билан бирга, сиқиш кучини бошқариш мумкин. Солиштирма қаршиликни Ван-дер-Пау усули билан ўлчашдаги хатолик контакт юзасини катталашини билан ортиб боради. Диск шаклидаги пластинкаларда контактнинг жойланишига ва ўлчовига боғлиқ хатолик назарий ҳисобланган. Баъзи бир ҳоллар учун хатолик 1.8-жадвалда келтирилган.

Шуни таъкидлаш керакки, бу усулни автоматлаштириш қулайдир. Бу усулга асосланган доира, квадрат, тўғри тўртбурчак шаклидаги қалинлиги  $d=80 \div 1000$  мкм, солиштирма қаршилиги  $\rho=10^{-2} \div 100$  Ом · см ораликда бўлган пластинкаларнинг солиштирма қаршилигини ўлчайдиган автоматик қурилма ясалган, намуналарни  $\rho$  бўйича 4% хатолик билан 10 та гуруҳга ажратади, солиштирма қаршилиги эталондан  $\pm 20\%$  га фарқ қилганларини яроқсиз намунага чиқаради.

Энди  $\rho$ -ни ўлчашнинг икки комбинацияли тўрт зондли усулини кўрайлик. Кўп ҳолларда яримўтказгич намуналарнинг физик хоссаларини аниқ ўлчаш зарурияти туғилади. Бунга бир жинсли яримўтказгич қатламларда сирт қаршилигини юза бўйича тақсимотини тадқиқот қилишни кўрсатиш мумкин. Баъзан ўлчашнинг тасодифий хатолиги сирт қаршилигининг ўзгаришига тенг бўлиб қолиши мумкин ва текширилаётган намунанинг бир жинслилиги тўғрисида мавжуд бўлган маълумотларни олиш мумкин бўлмай қолади.

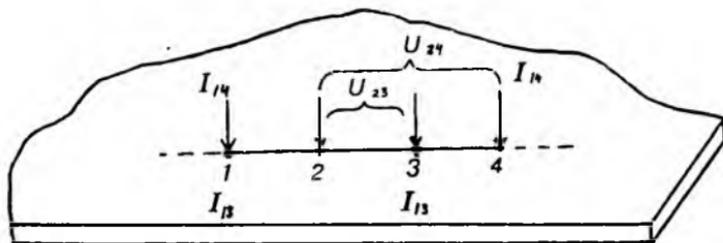
1.8-жадвал

Контакт шакли			
Нисбий хатолик	$0,77(l/D)^2$	$3,09(l/D)^2$	$8,14(l/D)^2$

1.9-жадвал

$R_1/R_2$	$f(R_1/R_2)$	$R_1/R_2$	$f(R_1/R_2)$	$R_1/R_2$	$f(R_1/R_2)$
1	1	4	0,882	12	0,7
1,2	0,995	4,5	0,865	14	0,675
1,4	0,990	5,0	0,847	16	0,650
1,6	0,985	5,5	0,830	18	0,625
1,8	0,975	6,0	0,815	20	0,610
2,0	0,970	7,0	0,800	25	0,57
2,2	0,963	8,0	0,790	30	
2,4	0,955	8,5	0,765	35	
2,6	0,945	9,0	0,757		
2,8	0,935	9,5	0,747		
3,0	0,925	10	0,730		

Тўрт зондли усулларда зондлар орасидаги масофанинг такрорланмаслигини йўқотиш қийин бўлган тасодифий хатолик манбаларидан бири бу намуна ўлчовларини зондлар жойланишининг таъсирини ҳисобга олган тузатиш функциясининг сон қийматларини аниқлаш билан боғлиқ бўлган хатоликдир.  $\rho$ -ни ўлчашда икки комбинацияли тўрт зондли усул кўрсатилган хатоликларни чеклайди.



1.20-расм. Бир чизикда жойлашган ўзаро масофалари тенг бўлган тўртта  $a$  зонд билан  $\rho$  ни ўлчаш.

Бу усулнинг моҳияти шундан иборатки, бир чизикда жойлашган, зондлар орасидаги масофалари тенг бўлган тўртта зонд билан икки марта ўлчов ўтказилади.

1 ва 4 зондлардан ток ўтказиб, 2 ва 3 зондларда кучланиш ўлчанади. Иккинчи галда 1 ва 3 зондлардан ток ўтказиб, 2 ва 4 зондларда кучланиш ўлчанади (1.20-расм) ва уларга мос келган қаршилик ҳисобланади:

$$R_1 = \frac{U_{23}}{I_{14}}; \quad R_2 = \frac{U_{24}}{I_{13}}$$

Юқорида аниқланганидек, пластина кўринишидаги юпқа намуналарнинг сирт солиштирма қаршилиги (1.62) формула каби

$$\rho_n = \frac{\pi}{\ln 2} \cdot \frac{U_{23}}{I_{14}} = \frac{\pi}{\ln 2} \cdot R_1 \quad (1.101)$$

орқали аниқланади. Агар намуна ўлчамлари чекли ва намуна тўғри геометрик шаклда бўлса, (1.101) га тузатиш функцияси киритилиши лозим бўлади, яъни

$$\rho_n = \frac{\pi}{\ln 2} R_1 G^* \quad (1.102)$$

$G^*$  — тузатиш функцияси.  $G^*$  — намунанинг геометрик ўлчамларига, зондлар чизигининг намуна симметрия

ўқларига нисбатан қандай жойланишига, ток ва потенциал зондларининг қандай уланишига боғлиқ бўлган тузатиш функцияси. Пластина шаклидаги намуналарни бир чизиқда жойлашган тўртта зонд икки қисмга бўлади. Бу намуналарнинг ҳар бирини Ван-дер-Пау усули билан  $\rho$  ни ўлчашда намунани (оригинални) конформ акслантирилгани деб қараш мумкин (1.18-расм). Шунинг учун бу ерда ҳам (1.100) ифода ўринли бўлади. Тўртта зонд бир чизиқда жойлашган доира кўринишидаги пластинкаларда (1.97) га ўхшаш

$$\exp\left(-\frac{2\pi d}{\rho} R_1\right) + \exp\left(-\frac{2\pi d}{\rho} R_2\right) = 1 \quad (1.103)$$

ифодани оламиз.  $R_1$  ва  $R_2$  ларни

$$R_1 = \frac{R_1}{2} \left[ \frac{R_1/R_2 + 1}{R_1/R_2} + \frac{R_1/R_2 - 1}{R_1/R_2} \right] \quad (1.104)$$

$$R_2 = \frac{R_2}{2} \left[ \frac{R_1/R_2 + 1}{R_1/R_2} - \frac{R_1/R_2 - 1}{R_1/R_2} \right]$$

кўринишда ифодалаб (1.103) га қўйсак,

$$\exp\left[-\frac{\pi d}{\rho} R_1 \left(\frac{R_1/R_2 + 1}{R_1/R_2}\right)\right] \operatorname{ch}\left[\frac{\pi d}{\rho} R_1 \left(\frac{R_1/R_2 - 1}{R_1/R_2}\right)\right] = \frac{1}{2} \quad (1.105)$$

формулани оламиз. Агар (1.105) формулага қуйидаги белгилашни киритсак,

$$\frac{\pi d}{\rho} \cdot \frac{R_1/R_2 + 1}{R_1/R_2} \cdot R_1 = \frac{1}{2} \cdot \frac{\ln 2}{f(R_1/R_2)} \quad (1.106)$$

(1.105) ифода қуйидаги кўринишга келади:

$$\frac{1}{2} \exp\left[\frac{\ln 2}{f(R_1/R_2)}\right] = \operatorname{ch}\left[\frac{\ln 2}{f(R_1/R_2)} \cdot \frac{R_1/R_2 - 1}{R_1/R_2}\right] \quad (1.107)$$

(1.106) ифодадан солиштирма сирт қаршилигини топамиз,

$$\rho_n = R_1 \cdot \frac{\pi}{\ln 2} \left( 1 + \frac{1}{R_1/R_2} \right) \cdot f \left( \frac{R_1}{R_2} \right) \quad (1.108)$$

Шундай қилиб, (1.102) даги

$$G' = f(R_1/R_2) \left( 1 + \frac{1}{R_1/R_2} \right) \quad (1.109)$$

кўринишдаги кўпайтма намунанинг геометрик шаклига боғлиқ бўлган тузатиш функциясидир. Тузатиш функциясини шундай кўринишда олишнинг ютуғи шундаки, тузатиш функцияси зондлар орасидаги масофага боғлиқ бўлмайди, бу билан зондлар орасидаги масофанинг такрорланмаслиги билан боғлиқ бўлган тузатиш функциясини ҳисоблашдаги хатоликлар йўқотилади. Тузатиш функцияси  $f(R_1/R_2)$  ни 0,05% дан катта бўлмаган хатолик билан  $1,2 < R_1/R_2 > 1,32$  оралиқда иккинчи даражали полином кўринишида ифодалаш мумкин:

$$f \left( \frac{R_1}{R_2} \right) \left[ 1 + \left( \frac{R_1}{R_2} \right)^{-1} \right] = 14,696 + 25,173 \left( \frac{R_1}{R_2} \right) - 7,872 \left( \frac{R_1}{R_2} \right)^2 \quad (1.110)$$

$R_1/R_2$  ни ўзгариш соҳаси тўрт зондли усул билан аниқланадиган

$$R_1/R_2 = \ln 4 / \ln 3 = 1,262$$

қийматга яқин соҳада олинган. Шунини таъкидлаш керакки, агар зондлар чизиғи ёки четки зонд пластина четидан қандайдир масофада жойлашган бўлса, (1.110) ифода зонд чизиқларининг исталган йўналишида қўлланилиши мумкин. Пластина четидан ( $5S$ ) масофада зондлар жойлашган бўлса, сирт қаршилигини ҳисоблаганда хатолик 0,1% дан ошмайди. Шу усул асосида автоматлашган, сирт бўйича қадамлаб силжийдиган зондлар қурилмаси ясалган.

## 1.8-§. Солиштирма қаршиликни нуқтавий контактнинг тарқалган (ёйилган) қаршилик усули билан аниқлаш

### 1. Усул назарияси.

Бу усул яримўтказгич ва унинг (ясси) текис сиртига тик жойлашган зонддан иборат бўлган структура қаршиликни ўлчашга асосланган. Агар металл зонд яримўтказгичнинг ясси сирти билан кичик юзачали Ом контакти ҳосил қилса, шу контактдан ток ўтказиб ўлчанган қаршилик тарқалган (ёйилган) қаршилик деб аталади. Яримўтказгичда контакт қаршилиги кичик бўлган катта юзали  $S_0 \gg \pi r_0^2$  иккинчи контакт ҳам бор ва у металл зонддан узоқда  $l \gg r_0$  катта масофада жойлашган деб фараз қилинади. Бу усул кенг тарқалган бўлиб, бир жинсли яримўтказгичларда, эпитаксиал структураларнинг ҳамма турида, диффузион қатламларда солиштирма қаршиликни  $10^{-3} \div 10^2$  Ом · см ораликда ва қаршиликни қалинлик бўйича тақсимотини аниқлашда қўлланилади, унинг афзалликларига яна намунанинг муайян нуқтасидаги кичик ҳажмда қаршиликни ўлчашни кўрсатиш мумкин. Тарқалган қаршилик усулининг назарияси яримчексиз яримўтказгич намуналаридан нуқтавий зонд контакти орқали ток ўтганда ҳосил қилган потенциалнинг тақсимланишига асосланган (1.13а-расм). Маълумки, бундай ҳол учун потенциал тақсимоти (1.21) формула билан аниқланади. Равшанки, зонднинг яримўтказгич билан ҳосил қилган контактининг диаметри  $2r_0$  яримшар кўринишида бўлган ҳолида ҳам потенциал тақсимоти (1.21) га ўхшаш бўлади. Контакт радиуси  $r_0$  бўлганда намунадаги икки зонд орасидаги кучланиш тушуви зонднинг электр потенциалига тенг бўлади.

$$U = \varphi(r_0) - \varphi(l) = \left( \frac{I\rho}{2\pi r} \right)_{r=r_0} - \left( \frac{I\rho}{2\pi r} \right)_{r \gg r_0} \approx \frac{I\rho}{2\pi r_0} \approx \varphi(r_0) \quad (1.111)$$

Агар  $r = 10r_0$  бўлса, контакт соҳасида қалинлиги  $r - r_0$  бўлган қатламнинг кучланиши

$$U = \varphi(r_0) - \varphi(10r_0) = \frac{I\rho}{2\pi} \left( \frac{1}{r_0} - \frac{1}{10r_0} \right) = 0,9 \frac{I\rho}{2\pi r_0} \quad (1.112)$$

бўлади. У намунага тушган тўла кучланишдан 10% кам. Бундан кўринадики, зонддан оқаётган токнинг қиймати-ни асосан контакт соҳасининг қаршилиги аниқлар экан, унинг кўлами контакт радиуси қанча кичик бўлса, у ҳам шунча кичик бўлади. Яримчексиз намуналарда электр потенциалининг тарқалиши қонунидан, тарқалган қаршилиқни (1.111) га кўра

$$R_p = \frac{U}{I} = \frac{\rho}{2\pi r_0} \quad (1.113)$$

билан аниқлаш келиб чиқади. Яримўтказгич сиртидаги оксид қатлами ва сирт ўтказувчанлигининг структура қаршилигига таъсири кичик бўлса, уни тарқалган қаршилиқ қиймати сифатида олиш мумкин. Маълумки, зонд ва яримўтказгичларнинг деформацияланишлари туфайли, зонд билан яримўтказгич орасидаги контактнинг ҳақиқий шакли ва ўлчамини аниқлаш жуда қийин. Шу билан бирга, у зонд контакти радиусига материалларнинг механик хоссаларига, зондга қўйилган кучга боғлиқ.

Кўрилатган усулнинг тўрт зондли усулдан фарқи шундаки, бунда контакт шакли қандайдир  $r_0$  — радиусга эга бўлган ясси айланадан иборат. Икки материалнинг Юнг модуллари ва зондга қўйилган кучни билган ҳолда контактнинг радиусини ҳисоблаш мумкин. Радиуси  $r_0$  бўлган ясси контактнинг яримчексиз намуналарда электр потенциалининг тақсимланиши Лаплас тенгламаси орқали аниқланади. Бундай структура (тузилма)нинг тарқалган қаршилиги

$$R_p = \frac{\rho}{4r_0} \quad (1.114)$$

формула билан топилади.

Тажрибада тарқалган қаршилиқ одатда икки, уч зондли чизмалар билан ўлчанади (1.206,в-расм). Агар намунада потенциалнинг тарқсимланиши маълум бўлса, у ҳолда

$$R_p = \frac{U(r_0)}{I_{12}} = \frac{U_{12}}{2I_{12}} - \frac{U(S)}{I_{12}}$$

бўлади. Бу ерда:  $S$  — зондлар орасидаги масофа,  $U(r_0)$  — зонддаги потенциаллар.  $S \gg r_0$  бўлганда  $U(S) \rightarrow 0$ ,  $R_p = U_{12}/2I_{12}$  ўлчанган структура қаршилиги

$$R_{\text{уш}} = \frac{U_{12}}{I_{12}} = 2R_p = \frac{\rho}{2r_0} \quad (1.115)$$

бўлади. Бу ерда,  $U(S)/I_{12}$  — барьер қаршилиги.

Уч зондли усул билан ўлчанганда 2 ва 3 зондлардан ток ўтказиб, 1 ва 2 зондлардан кириш қаршилиги катта бўлган вольтметрда кучланиш ўлчанади. Бу билан 3 зонд контактига тушган кучланиш йўқотилади ва ўртадаги 2 контактнинг тарқалган қаршилиги ўлчанади:

$$R_p = \frac{U_{21}}{I_{23}} + \frac{U(S)}{I_{23}} + \frac{U(2S)}{I_{23}} \quad (1.116)$$

Уч зондли чизма билан ўлчанганда зондларнинг бир хил бўлиши талаб этилмайди, лекин бир қанча сабаблар борки, металл-яримўтказгич структураларидаги қаршиликни идеал структуралардаги тарқалган қаршиликдан фарқли бўлишига олиб келади.

Металл-яримўтказгич орасида потенциал тўсиқ пайдо бўлса, яъни уларнинг чиқиш ишлари ҳар хил бўлган  $A_x/A_m$  ҳолда заряд ташувчилар билан бойиган ёки камбағаллашган қатлам ҳосил қилади. Омик бўлмаган контактдан ток ўтганда, кучланишнинг тескари йўналишида потенциал тўсиқ соҳаси қатламининг қаршилиги ортади, кучланишнинг тўғри йўналишида инжекция туфайли контакт қаршилиги камаяди. Булар билан бир қаторда контактдан ток ўтганда контакт соҳасининг қизиши, термо Э Ю К ҳосил бўлиши қаршиликнинг ўзгаришига олиб келади. Қаршиликнинг ўзгаришига олиб келадиган сабаблардан яна бирини кўрсатиш мумкин. Контактнинг кичик юзага эга бўлиши ва контакт соҳасида электр майдони кучланганлигини катта бўлишлиги ҳаракатчанликнинг камайишига, яъни қаршиликнинг ўзгаришига олиб келиши мумкин. Бу кўрилган ҳодисалар тарқалган қаршиликни ҳисоблашда қабул қилинган яримўтказгичнинг бир жинсли ва Ом контактли бўлсин деб қабул қилинган фаразлар-

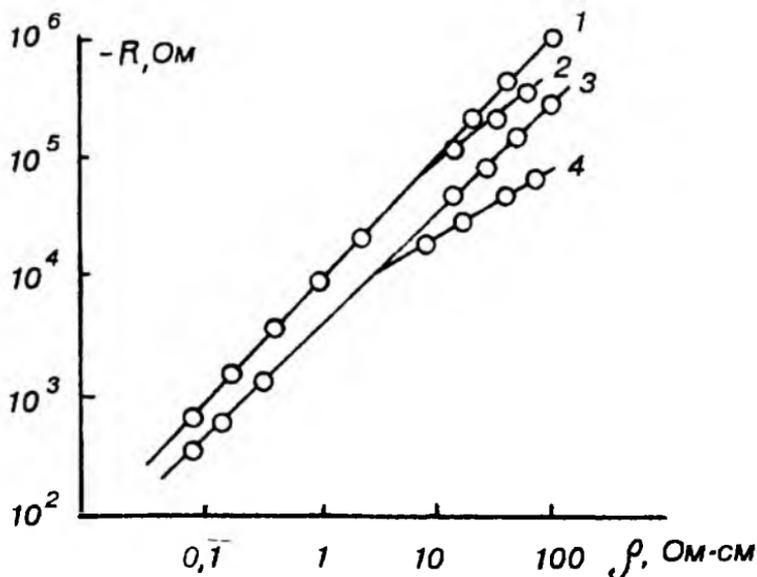
нинг бузилишига олиб келади. Шунинг учун структура-нинг тарқалган қаршилиги ҳақиқий қиймати (1.115) га мос тушади деб кутиш қийин.

Тарқалган қаршилиқни кичик тоқларда ( $10^{-7} \div 10^{-2} A$ ), кичик кучланишларда ( $U = kT/e$ ) ўлчаш билан юқорида қайд этилган баъзи бир ҳодисаларнинг таъсирини камайтириш-минимумга келтириш мумкин. Ҳисоблашларнинг кўрсатишича, кремний намуналарида зонд контакти радиуси 4 мкм, кучланиш  $U \leq 15$  мВ бўлганда контакт соҳаси температурасининг ўзгариши  $0,1^\circ C$  дан ортмайди, электр майдон кучланганлиги заряд ташувчилар ҳаракатчанлигининг майдонга боғлиқлик соҳасидан кичик ( $E < 10^3 \div 10^4$  В/см) бўлади. Юпқа, қаршилиги катта намуналарда сирт ҳолатлари ҳосил қилган сирт ўтказувчанликнинг тарқалган қаршилиқка таъсири қўйилган кучланишни камайтиргани билан йўқолмайди, шунинг учун ўлчанган структура қаршилиги (1.115) дан фарқ қилади. У ҳолда эмперик коэффицент  $K(\rho)$  орқали ўлчанган структура қаршилиги қуйидагича ифодаланеди:

$$R_{\text{улч}} = \kappa(\rho) \frac{\rho}{4r_0} \quad (1.116,6)$$

Бу ҳодисалар контакт радиусининг ҳақиқий қийматини тўғридан-тўғри аниқлаш мумкин эмаслиги, тарқалган қаршилиқни солиштирма қаршилиги аниқ бўлган (эталон) намуналардан фойдаланиб даражалаш заруриятини туғдиради, яъни,  $R_{\text{улч}} = f(\rho)$  боғланишни топиш керак бўлади. Ўлчов натижалари аниқ ва такрорланувчан бўлиши учун солиштирма қаршилиги ўлчанаётган ва эталон намуналарнинг сирти бир хил ишловдан ўтиши ва унинг сифати сирт ишловининг маълум стандарт талабига жавоб бериши керак. Зонд манипулятори тузилиши ва зонд ўлчами контакт юзасининг хар доим бирдай бўлишини таъминлаши керак. Кўп ҳолларда зондлар сифатида учига осмийдан яримшар кўринишида қопланган қаттиқ материаллар, рутений қотишмаларининг симлари ишлатилади. Зондлар учигаги яримшар кўринишидаги осмийдан иборат пойнак (учлик)нинг радиуси 25 мкм чамасида бўлганда, контакт радиуси тахминан 4 мкм ни ташкил этади. Пойнакка юқори аниқликда ишлов берилади. Кон-

такт хоссаларининг такрорланиши учун зондларга қўйилган кучланиш, яъни юза бирлигига қўйилган куч  $10^2 \div 10^4$  Н/см<sup>2</sup> оралиқда ўзгаради. Бунда зондга қўйилган юк бир хил сақланиши ва зондларни оҳиста тик кўтарилишига эришиш керак. Юқорида келтирилган босим зондлар намуна сиртидаги оксид қатламни тешишга етарли бўлган қониқарли Ом контакти ҳосил қилади. Бу усул билан ажратилган муайян жойдаги, асосан қалинлиги бир неча контакт радиуси ( $r_0$ ) га тенг бўлган қатламнинг тарқалган қаршилигини, яъни солиштирма қаршилиқни ўлчаш мумкин. Фазовий ажратиш қобилияти тахминан контакт диаметри (10 мкм)га тенг. Солиштирма қаршилиқ ўлчанаётган соҳанинг ҳажми  $10^{-10} \div 10^{-11}$  см<sup>-3</sup> тартибда бўлсин. Бу ҳолат кремнийда ва бошқа яримўтказгич намуналарида солиштирма қаршилиқнинг сирт ва қалинлик бўйича флукутациясини ўрганишга имкон беради. Солиштирма қаршилиқни ўлчашдаги хатоликлар яримўтказгич билан зонд орасидаги масофани контакт ўлчамини ҳар хил бўлишидан, оксидланган қатламнинг (парданинг) қатнашишидан, контакт соҳасининг қизишидан, ҳаракатчанликнинг кучли электр майдонида камайиши билан содир бўлиши мумкин. Солиштирма қаршилиги катта намуналарда сирт соҳасида бўладиган ҳажмий заряд соҳасининг ва вақт бўйича сирт потенциалининг ўзгариши кучли таъсир кўрсатиши мумкин. Ҳар хил яримўтказгичлар учун уларнинг сиртига ишлов бериш, намунани даражалашга тайёрлаш ва ўлчашдаги шарт-шароитларнинг тақлифлари ишлаб чиқилган. Кремний намуналарини ўлчашга ва (коллировка) даражалашга тайёрлаш учун қуйидаги ишлов ўтказилиши тавсия этилади. Кремний намуналарини кесгандан сўнг калий ишқорида (КОН) 100°С да 10 минут қайнатиб, икки томонидан тахминан 15 мкм қатлам едириб юборилади, сўнг унга механик кимёвий сайқал бериб 25—35 мкм чамасида қатлам олиб ташланади, сўнг пероксид-аммиак эритмасида ювилиб, ҳавода 150°С да 15 минут ушланади. Шу усул билан ишловдан ўтган намуналарда ишонч эҳтимоллиги 0,95 бўлгани ҳолда қаршилиқни ўлчашдаги хатолик 3,5% дан ошмайди. Бундан ташқари, кремний намуналарида яхши натижаларга эришиш учун кетма-кет икки технологик босқични ўз ичига олган ишлов қўлланилади: олмос пастаси АП—2 билан силлиқ-

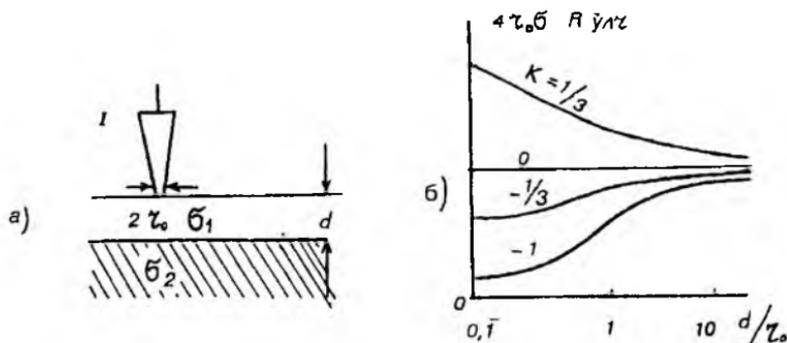


1.21-расм. Сирти ҳар хил ишланган намуналарда тарқалган қаршиликни солиштирма қаршиликка боғланиши: 1,2 — механик сайқалланган; 3,4 —  $HCl$  буғида едириш; 2,4 —  $HF$  кислотатада ишловдан кейинги намуналар учун.

лаш, сўнг ишқорли эритмага  $SiO_2$  кукуни солинган суспензияда ялтиратилади, яъни сайқал берилади ёки водород хлорид ( $HCl$ ) кислотаси буғидан сиртни едириш учун фойдаланилади. Бу усул билан ишланган намуналарда (1.21-расм) солиштирма қаршилик  $0,001 \div 10$  Ом · см ораликда ўлчанганда ва ишонч эҳтимоли 0,95 бўлганда хатолик 5% дан ошмайди. Арсенид галлий ( $GaAs$ ) намуналарида сирт ишловига қўйилган талаб оксид қатламини олиб ташлаш ва ўлчаш вақтида унинг йўқлигини текшириш ҳисобланади, чунки оксидланган парда бўлганда контакт қаршилиги жуда ортиб кетади. Охириги ишлов босқичида заррачасининг катталиги 0,3 мкм бўлган кукунсимон  $Al_2O_3$  билан сайқал бериш ва  $HCl : H_2O = 1 : 1$  нисбатда бўлган эритмада ёки 40%  $HF$  да кимёвий ишлов бериш ва тоза дистилланган сувда ювиш, ишловдан сўнг тез ўлчов ўтказиш тавсия этилади.

## 2. Солиштирма қаршиликнинг қалинлик бўйича тақсимотини ўлчаш.

Нуқтавий контактнинг тарқалган қаршилик усули бир жинсли бўлмаган намуналарда, диффузион, эпитаксиал қатламларда солиштирма қаршиликни қалинлик бўйича аниқлашда ҳам қўлланилиши мумкин. Бунинг учун ўлчов намуна сиртини кимёвий ёки кукунсимон моддалар пас-тасида кетма-кет едириш, яъни, қалинликни камайтириш усули билан ёки бир томонга нишаб ясси сирт ҳосил қилиш усули орқали ўтказилади. Иккинчи усул билан ўлчашда горизонтал  $x$  — ўқи бўйича силжитиб ўлчанган қаршиликни  $(R(x))$  чуқурлик бўйича бўлган қаршилик  $R(y)$  га келтирилади. Қатлам қалинлиги  $y$  горизонтал  $x$  кордината орқали  $y = x \operatorname{tg} \alpha$  ифода билан топилади. Бу ерда,  $\alpha$  — намунанинг горизонтал сирти билан бир томонга нишаб сирти орасидаги бурчак. Чуқур диффузион қатламларнинг солиштирма қаршилигини ўлчашда томонларининг нисбати 1 : 100, саёз диффузион қатламларнинг солиштирма қаршилигини ўлчашда томонларининг нисбати 1 : 1000 бўлган қия сирт тайёрланади ( $d = y : x = 1 : 1000$ ). Эпитаксиал структураларда нуқтавий контактнинг тарқалган қаршилигига тагликнинг таъсири тузатиш функцияси



1.22-расм. Бир жинсли бўлмаган намунанинг бир қатламли модели

(а), параметр  $K = \frac{\sigma_1 - \sigma_2}{\sigma_1 + \sigma_2}$  нинг ҳар хил қийматидаги тузатиш функцияси  $f\left(K, \frac{d}{r_0}\right) = 4r_0 \sigma_1 R_{y_{\text{нч}}}$  нинг  $\left(\frac{d}{r_0}\right)$  га боғлиқлик графиги.

орқали ҳисобга олинади. Бир жинсли бўлмаган намуналарнинг бир қатламли моделини кўрамиз. Энг содда кўринишдаги қатламда қалинлик бўйича солиштирма қаршилик ҳар хил бўлса, берилган қалинликда у бир жинсли қатлам, структура эса икки қатламли структура деб қаралади. Қалинлиги  $d$ , солиштирма ўтказувчанлиги  $\sigma_1$  қатламда радиуси  $r_0$  бўлган Ом контакти жойлашган (1.22-расм). Иккинчи қатлам тагликнинг юқори қатлами билан бир хил типдаги ўтказувчанликка эга бўлсин. Унинг ўтказувчанлиги  $\sigma_2$  қалинлиги етарлича катта бўлсин, у ҳолда тагликни ярим чексиз намуна деб ҳисоблаш мумкин бўлади. Юқори қатламдаги электр потенциали  $\varphi_1$  тагликдаги  $\varphi_2$  Лаплас тенгламасини қаноатлантиради. Бунда чегаравий шартни қуйидагича таърифлаш мумкин.

Металл-яримўтказгич контактида потенциал ўзгармас, қатламнинг юқори сиртида токнинг нормал ташкил этувчиси нолга тенг, қатлам билан таглик чегарасида ток ва потенциал узлуксиз бўлади. Бу шартлар қатлам ва таглик бир жинсли ва чегарада ҳажмий заряд йўқ деган фаразга тўғри келади. Бир жинсли бўлмаган намунанинг бир қатламли модели бўйича Лаплас тенгламасини ечиш билан қатламдаги ҳамда тагликдаги электр потенциаллар ( $\varphi_1, \varphi_2$ ) тақсимотини топиш ва улар асосида контактнинг тарқалган қаршилигини тузатиш функцияси орқали ҳисоблаш мумкин. 1.22б-расмда тузатиш функциясининг

$$f(Kd/r_0 = Ur_0\sigma_1 R_{y,лч})$$

$K = \sigma_1 - \sigma_2 / \sigma_1 + \sigma_2$  параметрнинг ҳар хил қийматларида  $d/r_0$  нисбатга боғланиши келтирилган. Бу ерда:  $\sigma_1$  — ўлчаниши керак бўлган қатламнинг солиштирма ўтказувчанлиги,  $\sigma_2$  — қиймати аниқ бўлган тагликнинг солиштирма ўтказувчанлиги.  $\sigma_1 = \sigma_2$  бўлганда  $K = 0$ , намуна эса бир жинсли ярим чексиз ҳажмга эга бўлади. Шунинг учун

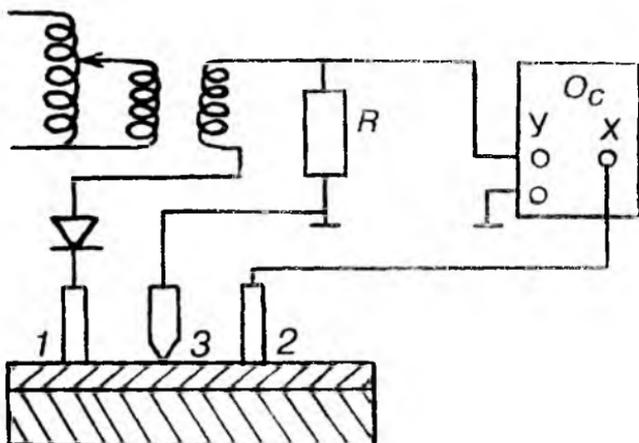
$$f(0, d/r_0) = 1$$

бўлади. Агар  $r_0 > d$  бўлса, қатламнинг ва тагликнинг солиштирма ўтказувчанликлари бир-биридан катта фарқланса, тузатиш функциялари бирдан жуда кўп фарқ қилади. Агар контакт радиуси қалинликдан кичик бўлса ( $r_0 < d$ ),

тузатиш функцияси ўтказувчанликларнинг исталган қий-  
матларида бирга яқин бўлади. Солиштирма қаршилиқни  
тарқалган қаршилиқ усули билан ўлчашда бир жинсли  
бўлмаган намуналар учун тузатиш функциясини кири-  
тиш ва электрон ҳисоблаш машиналарида ҳисоблаш би-  
лан боғлиқ бўлган қийинчиликларга қарамасдан, бу усул  
қалинлик бўйича солиштирма қаршилиқни аниқлашда  
қулайдир. Шунингдек, бу усулда қатлам қалинлиги ва  
унинг солиштирма қаршилигига оид муҳим чеклашлар  
мавжуд эмас. Юқорида келтирилган солиштирма қарши-  
ликни ўлчашдаги мулоҳазалардан кўринадик, уларни  
ўлчашдаги хатоликларнинг энг катта ташкил этувчилари  
контакт юзасини ҳар бир ўлчашда тақдорланмаслиги, кон-  
тактларни Ом контакти бўлмаслиги, сирт ишловига боғ-  
лиқлиги, ҳажмий заряднинг таъсири билан боғлангандир.

### **1.9-§. Солиштирма қаршилиқни металл-яримўтказгич нуқтавий контактининг тешилиш кучланиши бўйича ўлчаш усули**

Солиштирма қаршилиги  $\rho$  тагликниқидан катта бўлган  
эпитаксиал қатламларда ( $pn^+$ ,  $pp^+$  — структураларда) со-  
лиштирма қаршилиқ металл-яримўтказгич нуқтавий кон-  
тактининг (диоднинг) тешилиш кучланиши орқали аниқ-  
ланиши мумкин. Усулни бир жинсли намуналарга,  $pn^+$ ,  
 $pp^+$ ,  $p-p$  эпитаксиал структураларга ҳам қўллаш мумкин.  
Лекин уни метрологик кўрсаткичлари бошқа усулларга  
нисбатан пастроқ бўлгани учун сўнги туркум намуналар-  
да  $\rho$  — ни ўлчашга кенг қўлланилмади. Кўрилаётган усул  
билан  $\rho$  — ни аниқлашда намуна сиртига учта зонд жой-  
лаштирилади (1.23-расм). Зонд материалининг шакли шун-  
дай танланиши керакки, бунда 1 ва 2-зондлар контактла-  
ри Ом контактига яқин бўлиб, контакт қаршилиги кичик  
бўлсин, 3-зонд эса контакти яримўтказгич билан нуқта-  
вий диод ҳосил қилсин. 1 ва 3-зондларга қўбланиши ди-  
однинг тескари йўналишига мос келадиган пульсацияла-  
нувчан кучланиш берилади, 2 ва 3-зондлардан кучланиш,  
 $R$  — қаршилиқ ёрдамида диоддан ўтаётган ток ўлчанади.  
Диоднинг вольт-ампер характеристика (тавсифи)си кириш  
қаршилиги катта бўлган осциллографда кўрилади ва те-



1.23-расм. Металл-яримўтказгичли структураларда нуқтавий контактнинг тешилиш кучланиши бўйича солиштирма қаршиликни ўлчаш схемаси (а), ВАХни тескари кучланиш соҳаси (б).

шилиш кучланиши соҳасидаги бурилиш нуқтаси қайд қилинади ( $U_{\text{теш}}$ ). 3-зондни қўллаш билан 1 зонд контакт қаршилигининг таъсири йўқотилади.

Амалий тадқиқотлар нуқтавий диоднинг тешилиш кучланиши кўп омилларга, масалан, тешилиш кучланишининг ўтказувчанлик типига, зондга қўйилган кучланишга (босим кучига), контакт юзасига, сирт ишловига боғлиқлигини кўрсатади. Бу боғланишларни мукамал ёритган нуқтавий диод назарияси ва тешилиш кучланишини солиштирма қаршилик билан боғлаган аналитик ифодаси йўқ. Демак, кўрилатган усул билан  $\rho$  ни тўғридан-тўғри ўлчов ўтказиш орқали аниқлаб бўлмайди. Шу сабабли  $\rho$  ни аниқлашда солиштирма қаршиликлари маълум бўлган (эталон) намуналар ёрдамида  $U_{\text{теш}} = f(r)$  боғланишни даражалаш графиги олиниб, ундан фойдаланиш тақозо этилади. Яримўтказгичлар солиштирма қаршилиги 0,1 дан 10 Ом. см гача бўлган ораликда нуқтавий диодларда тешилиш кучланишининг  $\rho$  га боғлиқлик (даражалаш) графиги

$$U_{\text{теш}} = A\rho^b \quad (1.117)$$

кўринишида ифодаланлади. Бу ерда:  $A, b$  — яримўтказгич, зонд материалларига ва бир қанча юқорида келтирилган омилларга боғлиқ коэффицентлар Солиштирма қаршилиги  $0,08 \leq \rho \leq 4$  Ом. см бўлган  $n$ -тип кремний намуналар билан вольфрам зонди ҳосил қилган нуқтавий диодда тешилиш кучланиши қуйидаги кўринишда ҳисобланади:

$$U_{\text{теш}} = 92\rho^{0.57} \quad (1.118)$$

Бу боғланиш 1 ва 2 зондларга диаметри 250 мкм, 3 зондга эса диаметри 60 мкм бўлган вольфрам қўллаш билан олинган. Усулни кремний эпитаксиал структураларига қўллаш бўйича ўтказилган текширишларга кўра эпитаксиал қатламларда ишончли натижалар олиш учун қатламнинг солиштирма қаршилиги  $0,1 \leq \rho \leq 1$  Ом. см ораликда бўлишлиги, қалинлиги 5 мкм дан кам бўлмаслиги мақсадга мувофидир.  $\rho$  нинг қуйи чегараси ВАХни тешилиш соҳасидаги кўринишининг ёмонлашиши, яъни тешилиш соҳасида бурилишнинг аниқ намоён бўлмаслиги билан, юқори чегараси катта тескари кучланишда тагликка томон силжиб, қатлам орқали тешилиши билан тушунтирилади.  $n$ - $n'$  эпитаксиал структураларда  $n$ -қатламнинг солиштирма қаршилигини аниқлашда даражалаш графиги

$$U_{\text{теш}} = 68,39 + \rho^{0.536} + 21,23\rho^{0.877} \quad (1.119)$$

кўринишда ифодаланган муносабатдан фойдаланиш тавсия этилади. Зонд материалларининг  $U_{\text{теш}} = f(\rho)$  га таъсирини ўрганишда пўлат, вольфрам, осмий қўлланилган.  $n$ -тип кремнийда зонд материалларининг таъсири катта эмаслиги аниқланган. Зонддаги босим кучининг тешилиш кучланишининг қийматига таъсири кучлироқдир. Босим кучини 10 г дан 100 г гача ўзгариш эталон монокристалл намуналарда 10%, эпитаксиал қатламларда 20% камайишга олиб келган. Кремний намуналаридаги қониқарли натижалар зондга 50 г куч қўйилганда учининг диаметри 250 мкм бўлган осмий зонд қўллаш билан олинган. Эпитаксиал қатламларда оғиш бурчаги  $1^\circ$  бўлган қия текислик ҳосил қилиб, солиштирма қаршиликнинг қалинлик бўйича тақсимотини ўрганиш мумкин. Икки ҳафта-

гача сақланган намуналарда ўзгармас ток билан ВАХ ни ўлчаш қўлланилганда натижаларнинг такрорланиши 5%, қисқа муддатда сақланган намуналарда 1% га етади.  $nn^+$ ,  $pp^+$  — эпитаксиал қатлам солиштирма қаршилигини аниқлашда нуқтавий диод ҳосил қилувчи зондга вольфрам, Ом контактлари ҳосил қилувчи зондларга пўлат лезвия қўлланилган. Зондга босим кучи 1 г дан 10 г гача ўзгарганда даражалаш графиги

$$U_{\text{теш}} = rE_{\text{max}} + \frac{r}{2\epsilon\epsilon_0\mu\rho_0} \left[ 2 - \sqrt{r(3\epsilon\epsilon_0\mu\rho E_{\text{max}} + r)^2} \right] \quad (1.120)$$

назарий муносабат билан аниқланиши кузатишган. Бу ерда:  $E_{\text{max}} = 210$  кВ/см;  $\epsilon = 16$ ;  $r = 13$  мкм;  $\mu$  — ҳаракатчанлик. Сирти охириг босқичда 5г  $\text{HF} + 8\text{г HNO}_3 + 15\text{г CH}_3\text{COOH}$  — кислоталар аралашмасида кимёвий сайқаланган, солиштирма қаршилиги тўрт зондли усул билан ўлчанган германий намуналари ёрдамида даражалаш графиги олинган.  $\rho$  15% гача хатолик билан ўлчанган бу усулнинг хатолиги, даражалаш графигини олишдаги хатоликлардан иборатдир. Арсенид галийли  $nn^+$ ,  $pp^+$  эпитаксиал структураларда қатламнинг солиштирма қаршилигини, монокристалл намуналар солиштирма қаршилигини ўлчаш учун диаметри 3 мм бўлган карбид вольфрам таёқчадан учи  $30^\circ$  бурчак остида, диаметри 225 мкм гача чархланган зонд ишлатилиб, унга қўйилган босим кучи 200 дина бўлган ҳолда олинган даражалаш графиги намунада заряд ташувчиларнинг концентрацияси  $10^{15} \leq n \leq 10^{19}$  см $^{-3}$  гача бўлган оралиқда ўзгарганда

$$n - \text{тип GaAs учун } U_{\text{теш}} = 100(n/10^{15})^{-0,372}$$

$$p - \text{тип GaAs учун } U_{\text{теш}} = 75(p/10^{15})^{-0,338}$$

билан аниқланиши кўрсатилган. Даражалаш графиги 6 тадан Холл контакти олинган ва улар орқали  $n$ ,  $p$  — аниқланган намуналар ёрдамида аниқланган.

Усулнинг хатоликлари тўғрисида қисқача тўхталамиз. Усулнинг асосий хатоликлари икки омил билан тешилиш кучланишини ўлчашдаги ва эталон ҳамда текшириладиган намуналар сиртининг ишлови бир хил бўлмаслигидан ҳосил бўлган хатоликлар билан аниқланади.  $U_{\text{теш}}$  ни аниқ ўлчаш учун ВАХ нинг тешилиш соҳасидаги бу-

рилиши кескин бўлиши керак. Бунга зонд, яримўтказгич материалларини, зондлар шаклини, унга қўйилган босим кучини танлаш билан эришилади. Потенциал тўсиқ ҳосил қилган контактнинг қаршилиги катта бўлиши керак. Зондлар учи диаметри  $25+100$  мкм оралиқда бўлади. Зондга қўйилган босим ошиши билан  $\rho$  камаяди. Босим кучи ортганда, зонд учларининг эластик ва пластик деформацияланиши туфайли, уларнинг контакт юзаси катталашади ва натижада тешилиш кучланишининг камайишига олиб келади. Зонд контакт юзаларининг такрорланмаслиги билан боғлиқ тасодифий хатоликларни камайтириш учун потенциал тўсиқ ҳосил қиладиган зонд-қаттиқ металл ёки қаттиқ қотишмалар, масалан, вольфрам, карбид-вольфрам, пўлат, осмий, родийлар ишлатилади.

Ўлчаш ва даражалаш пайтида зондларга қўйилган босим кучлари бир хил қилиб олинади: оқибатда, ўлчов натижаларининг бир-бирига яхши яқинлашиши таъминланади. Ўлчов зондига (нуқтавий диодга) қўйилган *оптимал* кучланиш  $0,2 \div 0,4$  Н оралиғида ётади, ёрдамчи контакт қаршилигининг  $U_{\text{теш}}$  га таъсирини камайтириш учун уларга қўйилган босим кучи  $0,5$  дан  $1$  Н гача орттирилади, ўлчаш пайтида потенциал тўсиқ соҳасида  $1$  Вт гача қувват ажралиши мумкин ва у контакт соҳасининг кучли қизишига олиб келиши мумкин. Шунинг учун тешилиш кучланишининг қиймати ўлчаш усулига боғлиқ. Контактда ажраладиган қувватни камайтириш учун ўлчовни импульс режимда ўтказиш тавсия этилади. Импульс давомийлигининг камайиши билан  $U_T$  ортади. Тасодифий ва мунтазам хатоликлар эталон намуналар билан текшириладиган намуналар сиртининг ишловига боғлиқ. Одатда даражалаш графиги пластина шаклидаги монокристалл намуналарда ўтказилади, шунинг учун уларнинг сирти механик ёки кимёвий усул билан сайқалланади, эпитаксиал қатламда эса сирт ҳеч қандай ишловдан ўтмайди. Эталон намуна сиртини эпитаксиал қатлам сиртига яқинлаштириш учун *HCl* буғида едириш тавсия этилади, бу билан эталондаги сирт ишлов технология жараёни эпитаксиал қатлам ўстириш жараёнига яқинлаштирилади.

Тажрибада кузатилган даражалаш графигини ифодаловчи (1.117) формулада коэффициент ( $b$ ) нинг  $0,51$  дан  $0,66$

гача ўзгариши ўлчаш натижаларига таъсир қилувчи кўп омиллар билан тушунтирилади, шунинг учун усулнинг хатолиги тўғридан-тўғри  $\rho$  ни ўлчаш усулларига нисбатан катта. Кўпгина муаллифларнинг кўрсатишларича, у 10% дан 70% гача етади. Статистик текширишлардан маълум бўлишича, усулнинг тасодифий хатолиги ишонч эҳтимоллиги 0,95% бўлганда солиштирма қаршилиги  $\rho=0,1$  Ом · см намуналарда 54%,  $\rho=1,0$  Ом · см учун 40%,  $\rho=5$  Ом · см учун эса 70% га тенг.

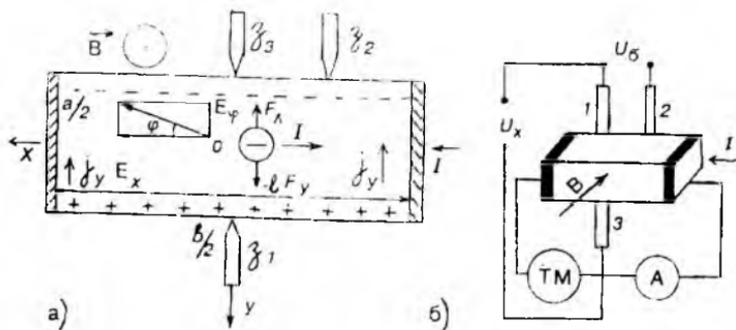
## ЗАРЯД ТАШУВЧИЛАР КОНЦЕНТРАЦИЯСИ ВА ҲАРАКАТЧАНЛИГИНИ ЎЛЧАШ УСУЛЛАРИ

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

### 2.1-§. Холл эффекти ёрдамида заряд ташувчиларнинг концентрацияси ва ҳаракатчанлигини ўлчаш усуллари

#### *а) Холл электр юритувчи кучи*

Холл эффекти яримўтказгич намуналарда уларга электр ва магнит майдонларининг бир вақтдаги таъсиридан вужудга келади.  $x$  ўқи йўналишида (намуна бўйи бўйлаб)



2.1-расм. Холл электр юритувчи кучининг пайдо бўлишини тушинтиришга чизма (а) ва Холл эффектини ўлчаш схемаси (б)

оқаётган параллелепипед шаклидаги намунани унга тик  $z$  ўқи бўйича йўналган магнит майдонига киритганда, намунада магнит ҳамда ток  $I$  йўналишига тик бўлган  $y$  ўқи йўналишида кўндаланг электр юритувчи куч (ЭЮ К) ҳосил бўлишига Холл эффекти деб аталади (2.1-расм). Бу эффектнинг моҳиятини қисқача кўриб чиқайлик. Узунлиги  $a$ , эни  $b$ , қалинлиги  $d$  бўлган намуна берилган бўлсин.  $x$  ўқи бўйича  $I_x$  ток ўтаётган намунани  $z$  ўқи бўйича йўналган магнит майдонга тик қилиб ўрнатганда  $x - y$  ўқи бўйича  $V_x = -\mu_n E$  ўртача дрейф тезлик билан ҳаракатланаётган электрон Лоренц кучи

$$F = -e[V_x \vec{B}] \quad (2.1)$$

таъсирида  $x$  ва  $z$  ўқларига тик бўлган  $y - z$  ўқи йўналишига бурилади (оғади). Электрон ва кавакларнинг дрейф тезликларининг йўналиши ва заряд ишоралари ҳар хил бўлгани учун улар намунанинг фақат бир томонига оғади. Шундай қилиб, намунада  $y - z$  ўқи йўналишида кўндаланг

$$I_y = I_{ny} + I_{py} \quad (2.2)$$

ток пайдо бўлади. Намунанинг  $y - z$  ўқи йўналишидаги ўлчами чекланган ҳолда  $I_y$  — ток намуна устки сиртида (расмда келтирилган ҳол учун) заряд ташувчиларнинг тўпланишига, остки қисмида эса уларнинг ишораларига

тескари ишорали етишмаган зарядлар тўпланишига олиб келади. Натижада намунанинг остки ва устки томонлари қарама-қарши зарядланади ва кўндаланг Холл электр майдонининг ошиб бориши унинг заряд ташувчиларга (электрон ёки кавакка) таъсир кучи ( $F=eE$ ) Лоренц кучига ва кўндаланг  $I_y$  — ток нолга тенг бўлгунча давом этади. Натижавий электр майдон кучланганлиги ( $\vec{E}$ ) $x$  — ўқига нисбатан магнит майдон индукцияси  $B_z$  га пропорционал бўлган Холл бурчакка оғади

$$\operatorname{tg} \psi_H = \frac{E_y}{E_x} = \mu_H \cdot B_z \quad (2.3)$$

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

$$\mu_{nH} = e \langle \tau^2 \rangle / \mu_n \langle \tau \rangle; \quad \mu_n = \frac{e \langle \tau \rangle}{m_n} \quad (2.4)$$

ифодалар билан аниқланади. Бу ерда:  $\tau$  — заряд ташувчиларнинг релаксация вақти,  $\mu_n^*$  — заряд ташувчиларнинг **эффektiv массаси**,  $\langle \tau \rangle$ ,  $\langle \tau^2 \rangle$  — релаксация вақти ва унинг квадратини заряд ташувчилар энергияси бўйича ўрталаштирилган қиймати. Бу ифодалардан кўринадикки,  $\mu_{nH}$  ва  $\mu_n$  ҳаракатчанликларни фарқли бўлиши релаксация вақтининг энергия бўйича ҳар хил усул билан ўрталаштирилиши экан. Холл тажрибадан кучсиз магнит майдонда Холл электр майдон кучланганлиги ( $E_H = E_y$ ) ни қуйидаги эмперик формула билан аниқланишини кўрсатди:

$$\vec{E}_y = \vec{E}_H = R_H [\dot{j}_x \vec{B}] \quad (2.5)$$

Бу ерда:  $j_x$  — ток зичлиги,  $R_H$  — намуна хоссасига боғлиқ Холл доимийси,  $\vec{B}$  — магнит майдон индукцияси вектори. (2.3) ва (2.5) формулалардан

$$j_c R_H = \mu_H E_x \quad (2.6)$$

тенгликни оламиз. Намуна  $n$  — типли яримўтказгич бўлганда, ток зичлиги ифодаси  $j_x = \sigma E = e\mu_n n E_x$  ни (2.6) га қўйиб, Холл доимийсининг

$$R_{nH} = \frac{\mu_{nH}}{en\mu_n} = \frac{r_n}{en} \quad (2.7)$$

кўринишдаги ифодасини оламиз. Худди шунга ўхшаш  $p$  — тип ўтказувчанликка эга бўлган яримўтказгичларда Холл доимийси қуйидагича бўлади:

$$R_{pH} = \frac{\mu_{pH}}{ep\mu_p} = \frac{r_p}{ep} \quad (2.8)$$

Бу ерда:  $n, p$  — мос равишда электрон ва кавак концентратсияси,  $r_n, r_p$  мос равишда электрон ва кавакнинг Холл омиллари бўлиб, Холл ҳаракатчанликларининг дрейф ҳаракатчанликларига нисбати  $r_n = \frac{\mu_{nH}}{\mu_n}$ ,  $r_p = \frac{\mu_{pH}}{\mu_p}$  билан ифодаланадилар ва улар  $\langle \tau^2 \rangle / \langle \tau \rangle^2$  га тенг бўлган катталик билан аниқланади.  $r$  нинг қиймати заряд ташувчиларнинг сочилиш механизмига боғлиқ бўлиб, заряд ташувчиларнинг релаксация вақтини, уларнинг энергияга боғланиш функциясини кўрсатади. Содда зонали айнимаган яримўтказгичларда заряд ташувчилар кристалл панжаранинг иссиқлик тебранишида сочилса, Холл фактори  $r = r_n = r_p = 3\pi/8 \approx 1,17$  га, ионлашган киришма атомларида сочилса,  $r = 1,93$  га, нейтрал атомларда сочилса,  $r = 1$  га тенг бўлади.

Ўтказувчанликка икки хил заряд ташувчилар: электрон ҳамда кавак қатнашса, Холл доимийси қуйидаги ифода билан аниқланади:

$$R_H = \frac{r_n \mu_n^2 n - r_p \cdot p \cdot \mu_p^2}{(en\mu_n + ep\mu_p)^2} \quad (2.9)$$

Шундай қилиб, заряд ташувчилар концентрацияси ва ҳаракатчанлигини аниқлаш учун солиштирма қаршилиқни (ёки ўтказувчанликни) ва Холл доимийсини ўлчаш керак. Бу ўлчовни ўтказиш (21б-расмда келтирилган ҳол) учун юқори сиртига иккита зонд (1 ва 2), пастки қисмига зондлардан бирининг қаршисига 3-зонд жойлаштирилади. 1 ва 3 зондлар орасидаги потенциаллар айирмаси орқали Холл электр юритувчи кучини, 1 ва 2 зондлар орқали  $U_6$  — намунанинг бир қисмидаги кучланишнинг тушуви ўлчанади. Холл электр майдон кучланганлиги  $E_H = U_H/b$  ва ток зичлиги  $j_x = I_x/bd$  га тенг бўлганлигини ҳисобга олган ҳолда (2.5) формуладан Холл зондлари орасидаги потенциаллар айирмаси, яъни Холл кучланиши тушуви

$$U_H = R_H I_x B_z / d \quad (2.10)$$

ифода билан аниқланади:

$$R_H = \frac{U_H d}{I_x B_z}; \quad \left[ \frac{\text{м}^3}{\text{Кл}} \right] \quad (2.11a)$$

Агар (2.10) га кирган катталиқлар кучланиш, ток кучи, узунлик, магнит майдони индукцияси СИ **системасида** (Вольт, Ампер, Теслада) ўлчанса, Холл доимийси  $R_H$  бирлиги  $\text{м}^3/\text{Кл}$  бўлади ва (2.11a) формула билан ҳисобланади. Агар магнит индукцияси Гауссда ( $1T = 10^4 \text{Гс}$ ), узунлик сантиметрда ўлчанса, Холл доимийсининг бирлиги  $\text{см}^3/\text{Кл}$  бўлади ва у

$$R_H = 10^8 \frac{dU_H}{I_x B}; \quad [\text{см}^3/\text{Кл}] \quad (2.11b)$$

билан ҳисобланади. Юқорида кўрилган Холл эффекти узун  $a > b$ ,  $d$  намуналарда ўринли. Чунки бунда, физик мулоҳазаларга кўра, намунанинг марказий қисмида ток зичлиги  $j_x$  ва майдон кучланганлиги  $x$  га боғлиқ бўлмайди.  $j_y$  ва  $E_x$  лар  $y$  координатага боғлиқ эмас. Намунанинг узунлик бўйича ўрта қисми бир жинсли бўлади.  $y = \pm b/2$  сиртлар-

да тўпланган зарядлар намуна кўндаланг кесимига ўтказилган Ом контактлари орқали оқа бошлайди. Ток ўтадиган Ом контактлари соҳасига яқин жойда  $x$  бўйича бир жинсли бўлмаган электр майдон кучланганлигининг пайдо бўлишига олиб келади. Бу соҳада Лоренц кучи Холл майдони билан тенглаша (мувозанатлаша) олмайди, у ўқи бўйича ташкил этувчиси  $j_y \neq 0$  бўлади. Бу соҳанинг кенглиги эса  $(1 \div 1,5)b$  га тенг. Ўлчов зондлари шу соҳадан ташқарида бўлганда (2.10) ва (2.11) формулалар ўринли бўлади. Бу уни  $a \geq 3b$  бўлган намуналарга қўллаш мумкин деган сўздир. Акс ҳолда  $E_y$  ва  $U_H$  ларнинг заряд оқиши билан боғлиқ бўлган камайишини ҳисобга олишга тўғри келади. Кичик магнит майдонда  $\mu_n \beta \ll 1$  Холл зондлари 1 ва 3-намунанинг ўртасида ( $x=0$  да) жойлашган бўлса, Холл Э Ю К

$$U_H = \frac{a}{b} \Phi\left(\frac{a}{b}\right) R_H \cdot \frac{IB}{d} \quad (2.12)$$

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

$$\Phi(\alpha) = \Phi\left(\frac{a}{b}\right) = 0,742 \operatorname{th} \left[ \frac{\alpha(1 + \alpha/2\pi)}{0,742} \right] \quad (2.13)$$

*б) Холл эффекти билан бир вақтда содир бўладиган — (ҳамроҳ) эффектлар*

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

**Эттенгаузен эффекти.** Намунадан магнит майдон йўналишига тик бўлган йўналишда ток ўтганда уларга тик бўлган йўналишда температура градиентининг пайдо бўлишига **Эттенгаузен эффекти** деб юритилади. Агар ток  $x$  ўқи, магнит майдони  $z$  ўқи бўйича йўналган бўлса, у ўқи бўйича пайдо бўлган температура градиенти магнит

майдон индукцияси  $B$  га, ток зичлиги  $j_x$  га пропорционал:

$$\nabla T_s = \frac{\partial T}{\partial y} = -K_s j_x B_s \quad (2.14)$$

Бу ерда:  $K_s$  — Эттенгаузен коэффициенти.

Магнит майдони тезлиги ўртача тезликдан катта “иссиқ” заряд ташувчиларга (электрон ёки кавак) каттароқ куч билан таъсир этади, тезлиги ўртача тезликдан кичик бўлган “совуқ” заряд ташувчиларга эса таъсир кучи кичикроқ бўлади. Маълумки, Холл электр майдонининг электронга (кавакка) таъсир кучи ўртача тезликка эга бўлган электронга (кавакка) магнит майдонининг таъсир кучини, яъни Лоренц кучини компенсациялай олади ва натижада улар оғмасдан  $x$  ўқи бўйича ҳаракатланади. Шунинг учун магнит майдон таъсирида заряд ташувчиларнинг тезлик бўйича ажралиши юзага келади. “Иссиқ” заряд ташувчилар (2.1-расм) юқори томонга, “совуқ” заряд ташувчилар пастки томонга оғади. Заряд ташувчилар билан кристалл панжара орасида энергия алмашинуви туфайли, “иссиқ” заряд ташувчилар тўпланган томон кристалл панжаранинг мувозанатдаги ҳолатига нисбатан исийди, “совуқ” заряд ташувчилар тўпланган томони совийди ва намунада кўндаланг температура градиентининг пайдо бўлишига олиб келади. Эттенгаузен эффектининг ишораси ҳам Холл эффекти каби майдон ва ток йўналишига боғлиқ. Кўндаланг температура градиенти ҳосил қилган Зеебек эффекти туфайли вужудга келган Эттенгаузен термоэлектр юритувчи кучи, яъни Эттенгаузен кучланиши ҳар доим Холл кучланишига қўшилади. Уни ток ёки магнит майдон йўналишини ўзгартириш билан ажратиб бўлмайди;

Нернст-Эттенгаузен эффекти  $x$  ўқи бўйича температура градиенти бўлган намунани  $x$  ўқига тик  $z$  ўқи бўйича йўналган магнит майдонига жойлаштирилганда буларга тик бўлган  $y$  ўқи бўйича намунада кўндаланг потенциаллар айирмасининг пайдо бўлишига **Нернст-Эттенгаузен эффекти** дейилади. Температура градиенти натижасида намунада иссиқ томондан совуқ томонга диф-

фузияланувчи заряд ташувчиларга магнит майдонида Лоренц кучи таъсир этиб, уларни бир томонга оғдиради. Бунинг оқибатида магнит майдон индукцияси  $\vec{B}$  га ва температура градиенти  $\nabla_x T$  га пропорционал бўлган кўндаланг потенциаллар айирмаси — кучланиш пайдо бўлади.

$$U_{NЭ} = A_{NЭ} \cdot \nabla_x T \cdot B_z \cdot b \quad (2.15)$$

Бу ерда:  $A_{NЭ}$  — Нернст-Эттенгаузен коэффиценти,  $b$ -у ўқи йўналишидаги намуна ўлчами. Нернст-Эттенгаузен эффектининг ишораси магнит майдон йўналиши ўзгариши билан ўзгаради, у ток йўналишига боғлиқ эмас;

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

$$\nabla_y T = A_{RZ} \nabla_x T B_z \quad (2.16)$$

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

Кўндаланг магнит қаршилиқ эффекти (магнитосопротивление).

Юқорида кўрдикки, ўртача тезлик билан ҳаракатланаётган заряд ташувчиларга Лоренц кучи таъсир этмайди, чунки Холл электр майдони уни компенсациялайди. Шунинг учун уларнинг магнит майдонида *траекторияси* ўзгармайди. Лекин заряд ташувчилардан тезликлари ўртача тезликдан катталари ҳамда кичиклари  $E_x$  майдон йўналишига нисбатан икки томонга оғади. Уларнинг ҳаракат

тезлиги электр майдони  $E_x$  бўйича камаяди деб қараш намуна қаршилигининг ошиши деб қараш билан бир хил. Бу кўндаланг магнитоқаршилиқ эффекти деб аталади. Магнит майдонида солиштирма қаршилиқнинг нисбий ўзгариши кичик иккинчи тартибли функция билан боғланган бўлиб,

$$\frac{\Delta\rho}{\rho} = (\mu_n B)^2 \quad (2.17)$$

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

Холл зондларининг ноэквипотенциал сиртларда жойланиши. Холл Э Ю К ига таъсир этадиган яна бир омил сифатида Холл электродларини ноэквипотенциал сиртга жойлашганда ҳосил бўладиган кучланиш  $U_0$  ни кўрсатиш мумкин. Бу кучланиш 1 ва 3-зондлар силжиган қисмининг қаршилиғига, намунадан ток ўтгандаги кучланишнинг тушувиغا тенг бўлади.  $U_0$  Холл кучланишига қўшилиши ҳам, айирилиши ҳам мумкин. Унинг ишораси фақат ток йўналишига боғлиқ. Юқорида ёритилганлардан кўринадики, Холл кучланишини аниқ ўлчаш учун кўрилган эффектларни инобатга олиш зарур экан.

## 2.2-§. Холл Э Ю К ини ўлчаш усуллари

*а) Ўзгармас ток ва ўзгармас магнит майдони ёрдамида Холл кучланишини ўлчаш*

Бу Холл электр юритувчи кучини ўлчашнинг энг содда ва кенг тарқалган усулидир. Параллелепипед шаклидаги намунаи ўзгармас ток манбаига улаб, ундан ток ўтказилади. Намуна ўзгармас магнит ёки электромагнит қутблари орасига киритилади. Холл эффектини кичик магнит майдонда ўлчаш учун магнит майдон индукцияси 1 Теслагача олинади. Магнит қутблари орасидаги масофани ёки электромагнитда ундан оқаетган токни ўзгарти-

риб, магнит майдон индукциясининг исталган қиймати-ни олиш мумкин. Магнит майдон уланганда, унинг таъсирида қаршиликнинг ўзгариши намунадан ўтаётган токни ўзгартирмаслиги учун, ток манбаининг чиқиш қаршилиги катта бўлиши керак. Намунадан оқаётган токни амперметр билан ёки кетма-кет уланган қаршиликдаги кучланишни ўлчаш орқали аниқлаш мумкин. Холл электр юритувчи кучи намунанинг тегишли томонига жойлаштирилган (қисиб кўювчи) контактлар ёки нуқтавий зондлар билан ўлчанади. Ўлчов натижалари катта ишончга эга бўлиши учун, кўп ҳолларда, кавшарланган (қалайланган) ёки пайвандланган контактлар ишлатилади. Холл контактларининг юзаси катта бўлиб қолиши намунада ток тақсимотининг бузилишига ва намунанинг шунтланишига олиб келиши мумкин. Бу юқори Ом ли намуналарда айниқса муҳимдир. Контактлар қаршилигининг ўлчов натижаларига таъсирини йўқотиш учун зондлар орасидаги кучланиш одатда ички қаршилиги катта бўлган вольтметр-электромметрларда компенсация усули билан ўлчанади. Холл эффекти билан бирга содир бўладиган, юқорида кўрилган ҳодисаларни ҳисобга олганда, Холл электродлари (1 ва 3) да ўлчанган кучланиш Эттенгаузен, Нернст-Эттенгаузен, Риги-Ледюк эффектлари ҳосил қилган кучланишлар ҳамда Холл зондларининг бир-бирига нисбатан силжишидан ҳосил бўлган нозквивипотенциал кучланишлар йиғиндисидан иборат бўлади. Бу натижавий (йиғинди) кучланишдан Холл кучланишини ажратиш учун магнит майдон йўналишини икки марта ўзгартириб, тўрт бора ўлчов ўтказилади. Бунда ўлчанган кучланиш қуйидагича бўлади:

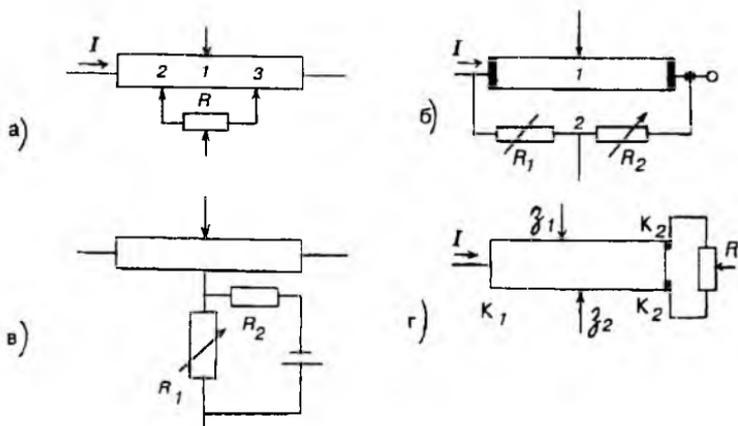
$$\begin{aligned}
 I+; B+ & \quad U_1 = U_H + U_{\text{Э}} + U_{N\text{Э}} + U_{RZ} + U_0 \\
 I-; B+ & \quad U^2 = -U_H - U_{\text{Э}} + U_{N\text{Э}} + U_{RZ} - U_0 \\
 I-; B- & \quad U_3 = U_H + U_{\text{Э}} - U_{N\text{Э}} - U_{RZ} - U_0 \\
 I+; B- & \quad U_4 = -U_H - U_{\text{Э}} - U_{N\text{Э}} - U_{RZ} + U_0
 \end{aligned}
 \tag{2.18}$$

Бў тўрт ўлчов асосида қуйидаги

$$U_H + U_3 = \frac{(U_1 - U_2) + (U_3 - U_4)}{4} \quad (2.19)$$

ифодани оламиз. Бундан кўринадики, Холл ва Эттенгаузен кучланишларининг ишоралари бир хил бўлгани учун Холл кучланишида қўшимча Эттенгаузен кучланиши сақланади. Қолган эффектларнинг Холл кучланишига таъсирини йўқотиш мумкин экан.

Шуни эслатиб ўтиш керакки, намунадаги бўйлама температура градиенти ишораси ток йўналишига боғлиқ бўлса (масалан, Пельте эффекти ёки барьер туфайли), унда тўртта ўлчов билан фақат Холл электродларининг ноэквипотенциал кучланишини йўқотиш мумкин. Қолган эффектларни таъсирини йўқотиш учун ўзгарувчан ток, ўзгарувчан магнит майдон усулларидадан фойдаланилади. Юқори Ом ли яримўтказгич намуналарда ноэквипотенциал кучланишни назарий йўқотиш усули тўрт марта Холл электродларидаги кучланишни ўлчаш каби) ҳамма вақт ҳам натижа беравермайди. Бу туркум намуналарда токнинг ортиши Холл зондлари орасидаги кучланишнинг ўсишига олиб келади, баъзан Холл кучланишидан ҳам катта бўлиб қолиши мумкин. Бундай ҳолларда  $U_H$  ни ўлчаш аниқлиги пасайиб, уни ўлчаш мумкин бўлмай



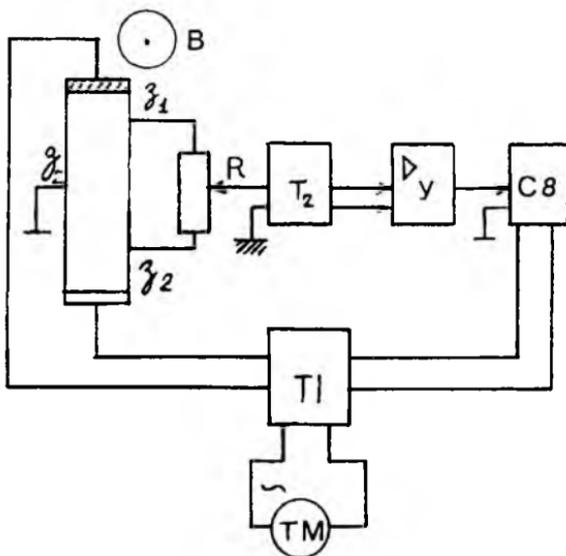
2.2-расм. Холл электродлари (контактлари) потенциалларининг бир хил бўлмаслиги билан боғлиқ кучланишни йўқотиш схемалари.

қолади. Шунинг учун Холл электродларининг аниқ ўрна-  
тилмаганлиги билан боғлиқ бўлган  $U_R$  нинг ўлчов нати-  
жаларига таъсирини йўқотишда бошқа бир неча усуллар  
қўлланилади, яъни нозквипотенциал кучланиш компен-  
сацияланади. 2.2-расмда амалиётда қўллаб келинаётган  
кучланишни компенсациялаш усули билан ўлчашнинг  
чизмаси келтирилган. Уч зондли чизма билан  $U_R$  ни йўқо-  
тишда  $R$  потенциометрда (қаршиликда) 1-зонднинг по-  
тенциалига тенг нуқта топилади. Бу қаршилик намунани  
шунтламаслиги учун, яъни ундан ўтадиган токнинг на-  
мунадан оқаетган токка нисбатини ҳисобга олмайдиган  
бўлиши керак. Шунинг учун унинг қаршилигидан катта  
 $R_1 \gg R_{23}$  бўлиши керак. Ўлчаш чизмасига катта қаршилик-  
нинг уланиши ўлчашнинг сезгирлигини камайтиради. Уч  
зондли чизма кўпроқ қаршилиги кичикроқ намуналарда  
қўлланилади. Кўприк чизмасини (2.2б-расм) қўллаш би-  
лан  $U_H$  ни ўлчашда 1-зонднинг чап ва ўнг томонидаги  
намуна қаршиликлари ҳамда ўзгарувчан  $R_1$  ва  $R_2$  қарши-  
ликлар кўприкнинг тўртта елкасини ҳосил қилади. Маг-  
нит майдон уланмаган ( $B=0$ ) да  $R_1$  ва  $R_2$  қаршиликларни  
ўзгартириб, 1 ва 2-нуқталарда ҳар хил потенциалга эри-  
шилади. Бу усул билан Холл электродларида Холл электр  
кучининг ярми ўлчанади, чунки намунадан оқаетган ток  
икки қисмга бўлинади. Шунинг учун унинг сезгирлиги-  
ни камчилик деб кўрсатиш мумкин. 2.2в-расмда келти-  
рилган чизма ёрдамида  $U_0$  — кучланишни йўқотиш учун  
 $K_2$  ва  $K_3$  контактлар орасига уланган қаршилик орқали  
уларда бир-бирига тенг бўлмаган шундай потенциаллар  
топиладики, бунда  $B=0$  да 1 ва 2 зондлар орасидаги куч-  
ланиш нолга тенг бўлади ва эквипотенциал сиртлар сил-  
жийди. Уларнинг бундай силжиши натижасида 1 ва 2  
зондлар битта сиртда ётади. Бу усул билан  $U_0$  ни компен-  
сация қилиш намунанинг узунлиги унинг кенглиги тар-  
тибида бўлгандагина амалга оширилади. Акс ҳолда  $K_2$  ва  
 $K_3$  контактлар орасидаги потенциаллар айирмаси наму-  
нанинг ўрта қисмида эквипотенциал сиртларга таъсири  
кам бўлади. 2.2в-расмда келтирилган чизмада алоҳида  
олинган ташқи ток манбаи билан  $U_0$  компенсациялана-  
ди. Бунда  $R_1$  қаршиликдан ташқи ток манбаи орқали ток  
ўтказилганда унга тушган кучланиш билан компенсация-  
ланади. Ўлчов сезгирлигини камайтирмаслик учун чиз-

мада  $R_1$  қаршилик етарлича кичик қилиб олиниши керак. Заряд ташувчилар концентрацияси кичик, ёмон ўтказувчанликка эга бўлган (юқори Ом ли) намуналарда Холл электр юритувчи кучи бир неча милливольт бўлади. Намуна қаршилиги ортиши билан  $U_x$  ни ўлчашдаги хатоликлар ортиб боради. Агар намуна қаршилиги  $10^6$  Ом тартибда, гальванометр сезгирлиги  $10^{29}$  А/шк бўлса, электр юритувчи кучни ўлчашдаги хатолик  $\approx 1$  мВ бўлади. Ўлчов чизмаларининг сезгирлигини ошириш учун гальванометр-ни электрометрлар билан алмаштириш мумкин. Лекин ўзгармас ток билан Холл кучланишини ўлчашда электрометр ёки ўзгармас ток кучайтиргичлари билан ишлаш қийинчилиги пайдо бўлади. Юқори Ом ли намуналарда бу қийинчиликларни Холл токини ўлчаш билан йўқотиш мумкин (2.3 ва 2.4 ларни қаранг).

*б) Ўзгарувчан ток ва ўзгармас магнит майдони ёрдамида. Холл электр юритувчи кучини ўлчаш*

Холл кучланишини ўлчаётганда, намунада ток йўналишида пайдо бўлган температура градиенти ишораси ток йўналишига боғлиқ бўлса, ўзгармас магнит ва ўзгармас ток ёрдамида уларнинг йўналишини ўзгартириш усули билан Нернст, Риги-Ледюк кучланишларини йўқотиш мумкин эмаслигини юқорида эслатиб ўтган эдик. Иссиқлик жараёнларининг инерционлиги сабабли, намунадан юқори частотали ток ўтказиш билан намунадаги температура градиенти ва у билан боғлиқ бўлган Нернст, Риги-Ледюк эффектларининг Холл эффектига таъсирини йўқотиш мумкин. Қизиш ва у билан пайдо бўлган кучланишлар вақт бўйича ўзгармайди, Холл ўлчов асбоблари фақат ўзгарувчан электр сигнални ўлчайди. Намунадан ўзгарувчан ток ўтганда магнит майдонида ўзгарувчан ток частотасига тенг бўлган Холл кучланиши ҳосил бўлади. Одатда ўзгарувчан электр сигнални ўзгармас сигналга нисбатан кучайтириш осон. Ўзгарувчан токни маълум яримўтказгичларга қўллаш билан Холл кучланишини ўлчовчи сезгир қурилмани яратиш мумкин. Бу усул Холл электр юритувчи кучини катта олиш қийин бўлган, ҳаракатчанлиги, солиштирма қаршилиги кичик бўлган намуналарда концентрация ва ҳаракатчанликни ўлчашда катта аҳамиятга эга. Ўлчов пайтида намунадан ўтаётган ўзгарувчан ток-



2.3-расм. Холл электр юритувчи кучини ўзгарувчан ток ва ўзгармас магнит ёрдамида ўлчаш схемаси.

нинг Холл электр юритувчи кучи электр занжирда ҳосил қиладиган кераксиз сигналларни (наводокни), шовқинни йўқотиш керак. 2.3-расмда Холл электр юритувчи кучнинг ўзгарувчан ток ва ўзгармас магнит ёрдамида ўлчаш чизмаларидан бири келтирилган. Ўзгарувчан ток манбаидан (ТМ) ажратувчи трансформатор Тр1 орқали намунага кучланиш берилади. Шу трансформатордан яна таянч сигнал синхрон детекторга берилади. Ноэквипотенциал кучланиш  $B=0$  да  $R$  — қаршилик орқали компенсацияланади. Холл контактларидан олинадиган кучланиш Тр2 — трансформатор орқали кучайтиргичга, сўнг синхрон детекторга берилади ва Холл кучланиши ўлчанади. Синхрон детектор ҳар хил шовқинларни камайтиради ёки тўлиқ йўқотади. Тр2 трансформаторнинг кириш қаршилиги  $R$  — қаршиликка ва зондлар орасидаги қаршиликка нисбатан етарлича катта бўлиши керак.

Бу чизмада частотаси  $\nu=570$  Гц бўлган ўзгарувчан токни қўллаш билан кичик қаршиликли намуналарда Холл электр юритувчи кучини ўлчашда сезгирлиги  $10^{-9}$  В га ет-

ган. Бу чизма билан магнит майдон индукцияси  $B=4600$  Гс да заряд ташувчилар концентрацияси  $n=6 \cdot 10^{21}$  см<sup>-3</sup>, ҳаракатчанлиги  $\mu_n=2$  см/В. с бўлган намунада Холл эффекти ўлчанган. Шунини таъкидлаш керакки, бу усул билан ўтказувчанликнинг типини ҳам аниқлаш мумкин. Агар Холл кучланиши билан намунадан ўтаётган ток бир фазада бўлса,  $p$ -тип намунада  $R_H > 0$  бўлади, агар қарама-қарши фазада бўлса,  $n$ -тип намунада  $R_H < 0$  бўлади.

*в) Холл электр юритувчи кучини ўзгарувчан ток ва ўзгарувчан магнит майдони усули билан аниқлаш*

Намунадан ўтаётган ток ва унга қўйилган магнит майдони ўзгарувчан бўлиб, уларнинг ўзгариши қуйидаги қонуниятлар бўйича бўлсин:

$$B = B_0 \cos(\omega_1 t + \delta_1) \quad (2.20)$$

$$I = I_0 \cos(\omega_2 t + \delta_2)$$

Бу ерда:  $B_0, I_0$  — мос равишда магнит майдон индукцияси ва ток амплитудалари,  $\omega_1$  ва  $\omega_2$  — уларнинг частоталари.  $\delta_1$  ва  $\delta_2$  — фазалар силжиши,  $\omega_2 > \omega_1$  деб ҳисобланса, (2.24) ни (2.15) га қўйсақ, Холл электр юритувчи кучи ифодаси қуйидаги кўринишни олади:

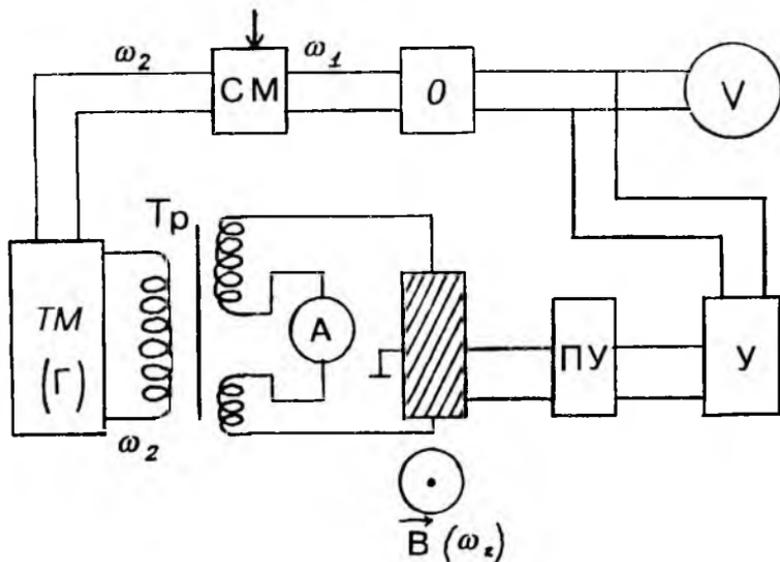
$$\begin{aligned} U_H &= \frac{I_0 B_0}{d} R_H \cdot \cos(\omega_1 t + \delta_1) \cdot \cos(\omega_2 + \delta_2) = \\ &= \frac{I_0 B_0}{d} R_H \left\{ \cos[(\omega_2 - \omega_1)t + (\delta_2 - \delta_1)] + \right. \\ &\quad \left. + \cos[(\omega_2 + \omega_1)t + (\delta_1 + \delta_2)] \right\} \end{aligned} \quad (2.21)$$

Бундан кўринадики, ўзгарувчан Холл ЭЮК ифодаси частотаси  $(\omega_2 - \omega_1)$  ва  $(\omega_2 + \omega_1)$  бўлган иккита гармоникани ўз ичига олади. Холл зондлари орасидаги ўзгарувчан кучланишни гармоника частоталаридан бирига  $\omega_2 - \omega_1$  ва  $\omega_2 + \omega_1$ , созланган танловчи кучайтиргичга бериб, Холл ЭЮК нининг амплитудаси ўлчанади ва Холл доимийси

$$R_H = \frac{2U_H}{I_0 B_0} \cdot d \quad (2.22)$$

формула билан аниқланади. Бу билан ҳамма қўшимча, иккинчи даражали эффектлар таъсири йўқотилади. Масалан, зондларни носимметрик жойланиши билан боғланган  $\omega_1$  частотали кучланишни, магнит майдонининг ҳосил қилган  $\omega_2$  частотали ва иссиқлик эффектлари билан боғлиқ кучланишларни кўрсатиш мумкин. Шундай қилиб, қўшимча эффектларнинг катта электр сигнал шовқинида қиймати кичик бўлган Холл электр юритувчи кучини ўлчаш мумкин. Кучли ўзгарувчан магнит майдонини олишдаги қийинчиликларга қарамадан, тор соҳали (узкополосный) кучайтиргичларнинг қўлланиши қурилманинг сезгирлигини анча оширади. Холл ЭЮК ининг температурага боғлиқлигини ўлчаш ва Холл кучланишининг ўзгаришини узлуксиз ёзиб олишни бу усулнинг афзалликларидан бири сифатида кўрсатиш мумкин. Ўзгарувчан магнит майдони электромагнит чулғамларида  $\omega_2$  частотали ток ўтказиш билан ёки механик усул билан ҳосил қилинади.

Частоталар бир-биридан кескин фарқ қилган ҳолда ЭЮК ни ўлчашда шовқин сигнал (наводка) бўлмайди.  $\Delta\nu=0,5\div 1$  Гц бўлган тор соҳали кучайтиргичларнинг қўлланиши ток ва магнит майдон частоталарининг жуда турғун бўлишлигини талаб қилади, акс ҳолда сигналнинг  $\omega_2-\omega_1$  ёки  $\omega_2+\omega_1$  частоталари кучли ўзгаришга учрайди ва  $\omega_2-\omega_1$  ёки  $\omega_2+\omega_1$  частотага созланган кучайтиргичда Холл ЭЮК и кучланишни кескин камайтиради. Одатда магнит чулғами частотаси  $\nu=50$  Гц бўлган ўзгарувчан ток тармоғига уланади. Одатда саноатда ток частотасини турғун ушлаб туришга эришиб бўлмайди. Шу сабабли,  $\omega_1$  частотанинг ўзгариши билан мос равишда  $\omega_2$  частотани ўзгартирадиган шундай қурилма яратилганки, у частоталар фарқини  $\omega_2-\omega_1$  кучсиз ўзгартиради (сақлайди). Ўзгарувчан ток ва ўзгарувчан магнит майдон усули орқали Холл ЭЮК ини ўлчашга ҳалақит берадиган сабаблардан бирига  $\omega_1$  ва  $\omega_2$  частотали кучланишларнинг аралашшига олиб келувчи ток контактларида ўзгарувчан токнинг тўғриланишини кўрсатиш мумкин, чунки бунда Холл Э Ю К частотасига тенг частотали тебранишни ҳосил қилувчи шовқин сигнал ҳосил бўлиши мумкин. Шунинг учун Ом контактларини эритиб олиш технологиясини яхшилаш (масалан,  $n+n$ ,  $p+p$  контактлар олиш) ҳамда гантель кўринишидаги намуналар



2.4-расм. Холл эффеќтини ўзгарувчан ток ва ўзгарувчан магнит майдонда ўлчаш схемаси.

қўллаш билан бунинг таъсирини камайтириш мумкин. Шунга мувофиќ контактлар сифатига қўйилган талаб ўзгармас ток усулига нисбатан қаттиќроќ. Бу усул билан Холл ЭЮК ини ўлчашнинг блок чизмаларидан бири 2.4-расмда келтирилган. Чизмада ўзгарувчан ток манбаи сифатида чиқиш қаршилиги кичик бўлган иккита симметрик канали паст частотали генератор ишлатилади. Кучланиш намунага генератордан ажратувчи трансформатор орќали берилади. Намунадан ўтаётган ток трансформатор  $Tr$  нинг иккиламчи чулѓами ўртасига уланган амперметр билан, ўзгарувчан Холл ЭЮК  $\omega_1 + \omega_2$  ёки  $\omega_2 = \omega_1$  частотага созилган танловчи резонанс кучайтиргич билан ўлчанади. Бу усул билан Холл ЭЮК ишорасини аниқлашнинг бир қанча радиотехник чизмалари мавжуд: масалан, намунадаги Холл ЭЮК ни эталон намунадаги Холл ЭЮК га солиштириб аниқлаш мумкин. Бунинг учун ўтказувчанлик типи аниқ бўлган эталон намуна олиб, уни Холл ЭЮК ўлчанаётган намуна Холл ЭЮК ига кетма-кет улаб, улар солиштирилади. Бу ҳолда Холл ЭЮК

$$U_H = 2 \left( \frac{R_{HЭ}}{d_{ЭТ}} \cdot BI_Э \pm \frac{R_H}{d} BI \right) \cos(\omega_2 - \omega_1)t \quad (2.23)$$

ифода билан аниқланади. Бу ерда:  $R_{HЭ}$ ,  $d_Э$  — эталон намунанинг Холл коэффиценти ва магнит йўналиши бўйича қалинлиги,  $I_Э$ ,  $I$  — эталон ва текшириляётган намунадан ўтаётган ток.

Бир хил фазадаги токлари  $I_Э$ ,  $I$  нинг катталигини ўзгартириб, қарама-қарши тип ўтказувчанликка эга бўлган намуналарда Холл Э Ю К нолга тенг бўлган вазиятга эришилади. Агар намуна билан эталон электр ўтказувчанликлари типи ҳар хил бўлса, токлардан бирининг фазасини ҳамда  $I_Э$  ва  $I$  ларни ўзгартириб, компенсацияга эришилади. Шундай қилиб, бу усул билан нафақат Холл Э Ю К и ишорасини, балки текшириляётган намунанинг Холл коэффиценти (доимийси) нинг абсолют қийматини топиш мумкин

$$R_H = R_{HЭ} \frac{d}{d_Э} \frac{I_Э}{I} \quad (2.24)$$

Бу компенсация усулида магнит майдонининг катталигини билиш шарт эмас. Одатда эталон намуна электромагнит кутблардан бирига ёпиштириб қўйилади. Холл ЭЮК ини ўлчайдиган саноат қурилмаларида ток генератори частотаси 70—75 Гц, магнит кутбларининг пойнаги (учлиги) 40 мм, улар орасидаги масофа 40 мм тартибда бўлса, 3000 эрстедгача бўлган магнит майдонини ҳосил қилиш мумкин. Бу усул билан ҳаракатчанликлари  $5 \div 10^{-2}$  см<sup>2</sup>/В · с бўлган намуналарда Холл эффектинини ўлчаш мумкин бўлган. Шунинг назарда тутиш керакки, ўзгарувчан майдонда яхлит металл қисмлар (криостат), уни ушлаб турадиган тутқичлар индукцион ток билан қизиши мумкин.

2.4-чизмадаги аралаштиргичдан чиқаётган стандарт фазали кучланиш билан намунадаги кучайтирилган Холл кучланиши осциллографда ҳосил қилган лиссажу шаклларида қараб Холл ЭЮК и ишорасини, яъни намунада электр ўтказувчанлик типини аниқлаш мумкин.

## 2.3-§. Холл токи

Биз юқорида Холл эффектини кўрганда бу эффектнинг назарияси стационар ҳолатда қуйидаги ифодаларга олиб келишини кўрган эдик:

$$\vec{E} = \vec{E}_n + \vec{E}_H; \quad \vec{E}_n = \frac{\vec{j}_n}{\sigma(B)}; \quad \vec{E}_H = \frac{\mu_n}{\sigma(B)} [\vec{j}_n \vec{B}] \quad (2.25)$$

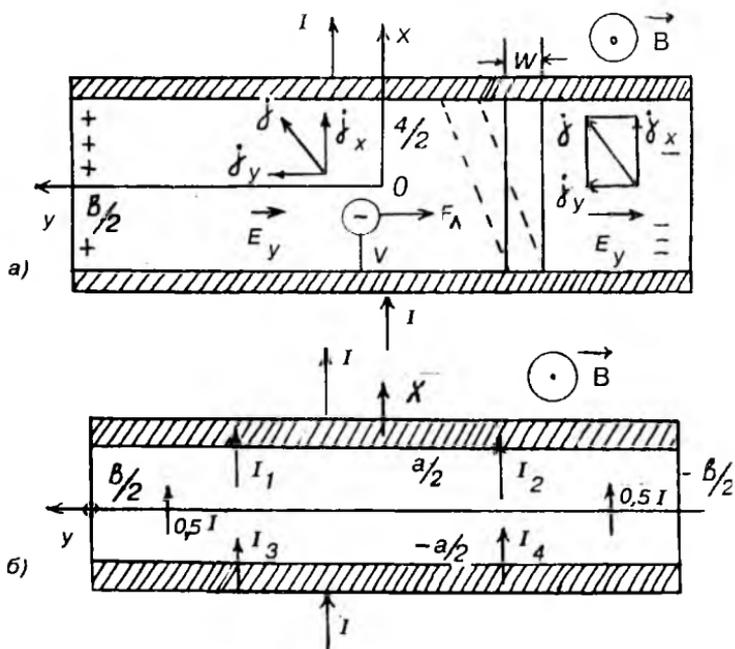
Бу ерда:  $\vec{E}$  — намунанинг натижавий электр майдон кучланганлиги,  $\vec{E}_n$  — намунадан оқаётган токнинг ҳосил қилган майдон кучланганлиги,  $\vec{E}_H$  — Холл электр майдон кучланганлиги,  $\vec{j}$  — ток зичлиги вектори,  $\sigma(B)$  — магнит майдондаги солиштирма электр ўтказувчанлиги.

Бу формулалар ток ўтаётган намунани магнит майдонига киритганда пайдо бўлган Холл эффектнинг бир жиҳатини намоён бўлишини кўрсатади,  $\vec{B}=0$  да  $\vec{E}=\vec{E}$  бўлади. Магнит майдони (Лоренц кучи) ток зичлиги векторига тик бўлганда магнит майдонига пропорционал бўлган Холл электр майдон кучланганлигини вужудга келтиради. (2.25) даги ифодаларнинг ток зичлигига нисбатан ечими қуйидаги

$$\begin{aligned} \vec{j} &= \vec{j}_n + \vec{j}_H + \vec{j}_1; & \vec{j}_n &= \sigma' \vec{E}; & \vec{j}_H &= \sigma' \mu_n [\vec{E}_n \vec{B}] \\ \vec{j}_1 &= \sigma' \mu_n^2 \vec{B} (\vec{B} \vec{E}); & \sigma' &= \frac{\sigma}{1 + \mu^2 B^2} \end{aligned} \quad (2.26)$$

ифодаларга олиб келади. Холл ўлчовлари ўтказилганда одатда  $\vec{E} \perp \vec{B}$  қилиб олинади, бунда  $\vec{j}_1 = 0$  бўлади. (2.30) ифодалар Холл эффектнинг иккинчи жиҳатини кўрсатади. Холл эффекти магнит майдон индукцияси ҳамда ўтказувчан ток зичлиги векторига тик ва магнит майдонига пропорционал Холл токини ҳосил қилади. Намунада Холл эффекти текширилганда Холл электр майдон кучланганлигини характерловчи тенгламалар тизими (2.25) ёки унга эквивалент (2.26) тенгламалар яна қуйидаги ифодаларни ўз ичига олади:

$$\operatorname{div} \vec{j} = 0; \quad \operatorname{rot} \vec{E} = 0 \quad (2.27)$$



2.5-расм. Холл токининг пайдо бўлишини тушунтиришга чизма (а), Холл токининг контактлар орқали уланиши.

Бунга қуйидаги чегаравий шартлар қўйилади:

1. Намуна сиртининг металл қопланмаган қисмида электр майдон ва токнинг тангенциал (нормал) ташкил этувчиси

$$\vec{E}_t=0; \quad j_t=0 \quad (2.28)$$

бўлади. Бунда контактларнинг потенциали ёки ундан оқаётган ток берилиши керак. Маълумки, токли намуна-ни ток йўналишига тик бўлган магнит майдонига кирит-сак, узун, тор намунанинг ўрта қисмида ностационар Холл токидан, зарядларининг тўпланиши сабабли, Холл электр юритувчи кучи (ЭЮК) пайдо бўлади. Калта, юпқа ва кенг ( $a \ll b$ ) намунада Холл эффектини кўрайлик (2.5-расм).

Узун ва тор намунадаги каби Лоренц кучи дрейф ҳара-кати қилаётган заряд ташувчиларни оғдиради, аммо на-

мунанинг қалинлиги кичик ва эни катта шаклда бўлиши туфайли, намуна ўрта қисмининг бирор ерида оған зарядлар тўпланиши кузатилмайди ва натижада Холл электр майдони пайдо бўлишига олиб келмайди, яъни Лоренц кучини мувозанатловчи майдон вужудга келмайди, Оу — ўқи бўйича стационар Холл токи оқади.  $y = \pm b/2$  сиртларда тўпланган зарядлар намуна марказидан узоқлашган ва майдон кучланганлигининг  $E_y$  ташкил этувчиси пайдо бўлмайди. Бу эффектни миқдорий қарашда, намуна марказидаги катталикларни  $y$  га боғлиқ бўлмаслигидан фойдаланамиз. Бу ҳолда (2.28) дан кўринадики,  $j$  ва  $E_y$  лар  $x$  га боғлиқ, эмас, (2.28) га кўра

$$E_y \left( x = \pm \frac{a}{2} \right) = 0$$

бўлади. Марказий қисмида  $E_y$   $x$  га боғланмаган бўлгани сабабли,  $E_y = 0$ . Бу мулоҳазаларни ва (2.26) ифодани қўллаб,

$$j_x = j_n + \tau' E_x; \quad j_y = j_H = \mu_n B j \quad (2.29)$$

формуларни оламиз. Булардан кўринадики,  $E_x$  ва  $j_y$   $x$  га боғлиқ эмас ва электр майдон бир жинслидир. Магнит майдонида ток зичлиги вектори  $\theta$  бурчакка бурилади.  $y = \text{const}$  текисликдан оқаётган тўла Холл токи

$$I_H = a \cdot d \cdot j_y \quad (2.30)$$

формула билан топилади.

Намуна контактининг бир қисмидан оқаётган ток

$$I_b = dbj \quad (2.31)$$

бўлади. Бу ерда:  $b$  — ток ўтаётган контакт соҳасининг кенглиги. (2.35) формуладан фойдаланиб, токнинг (2.30) ва (2.31) ифодаларини қуйидаги кўринишда олиш мумкин:

$$I_H = \mu_n B \sigma d \cdot U; \quad I_b = \sigma' \frac{bd}{a} U \quad (2.31 a)$$

Кучсиз магнит майдонида  $1 \gg B^2 \mu^2$  намунада бир жинсли электр майдон ( $\sigma = \sigma'$ ) бўлгани учун Холл токи

$$I_H = \frac{a}{b} \cdot \mu_n B \cdot I \quad (2.32)$$

кўринишни олади. Эслатиб ўтамизки,  $y = \pm b/2$  сиртларда тўпланган зарядлар уларнинг атрофида  $E_y \neq 0$  бўлишига олиб келади, ток зичликларини  $j_x$  ва  $j_y$  марказ яқинидаги қийматлардан фарқли бўлишига олиб келади ва электр майдонининг бир жинслилиги бузилади. Бир жинсли бўлмаган соҳа эса ён сиртлардан ( $1 \div 1,5$ ) а масофагача бўлади. Бунда токнинг контактлар орқали уланиши содир бўлади. (2.31) формулалар намунанинг ўрта қисмида ( $a \leq 3b$ ) соҳасида ўринли ҳисобланади. Акс ҳолда, Холл токи, Холл ЭЮК и каби тузатиш функциялари орқали ҳисобланади. (2.30) ва (2.31) ларга кўра, бўйи кичик ва эни катта намуналарнинг ( $b \gg a$ ) марказий қисмида магнит майдони солиштирма ўтказувчанлик ( $\sigma = j_x/E_x$ ) ни ( $1 + \mu^2 B^2$ ) марта камайтиради, солиштирма қаршиликни шунча марта оширади. Бу ҳодиса геометрик магнит қаршилик эффекти деб аталади ва у қуйидагича тушунтирилади: Холл токи намунада ток найини узайтиради ва унинг кўндаланг кесимини камайтиради (2.5а-расм). Чизмада  $B=0$  да кенглиги  $w \ll a$  бўлган контакт соҳасидан оқаятган ток найининг чизиклари узлуксиз чизик билан белгиланган,  $B \neq 0$  да узлукли чизик билан кўрсатилган. Бунда ток узунлиги катта бўлган най орқали оқади. Найнинг ўтказувчанлиги ток найининг энига тўғри пропорционал, узунлигига тескари пропорционал, яъни ўтказувчанлик ( $w/a$ ) га пропорционалдир.  $B \neq 0$  да кенглиги  $w/(1 + \mu^2 B^2)^{1/2}$  га, узунлиги  $a(1 + \mu^2 B^2)^{1/2}$  ва ўтказувчанлиги

$$\sigma' \approx \frac{W}{a} \frac{1}{1 + \mu^2 B^2} \approx \frac{W}{a} \left(1 + \mu_n^2 B^2\right)^{-1} \quad (2.33)$$

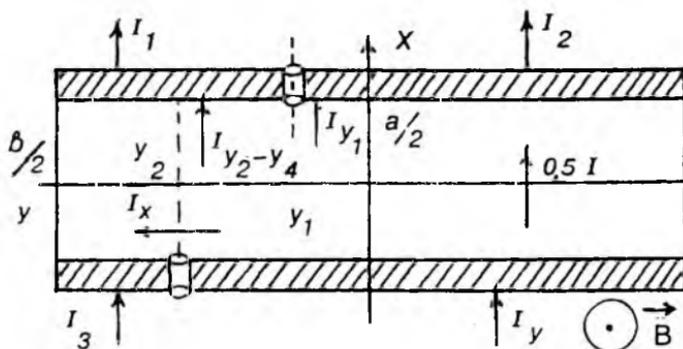
га тенг бўлади. Шундай қилиб, магнит майдони найнинг ўтказувчанлигини камайтиради ва шунга мувофиқ найнинг қаршилигини оширади. Геометрик магнит қаршилик эффекти (кўпроқ) юпқа (ток йўналиши бўйича), эни

кенг намуналарда ҳам, узун намуналарнинг контактлар соҳасига яқин бўлган жойларда ҳам кузатилади. Бошқа шаклдаги намуналарда, масалан, “Корбино” доирасида ҳам кузатилиши мумкин (2.7-§ га қаранг). Узун намуналарнинг марказий қисмида, Холл токи йўқ жойларда бу эффект кузатилмайди.

#### 2.4-§. Холл тоқларини ўлчаш ва у орқали яримўтказгич намуналарда заряд ташувчиларнинг концентрацияси ва ҳаракатчанлигини ўлчаш

*Намуна сиртларидаги омик контактларни қисмларга ажратиш усули.*

Биз кўрдикки, намунадан оқаётган Холл токи контактлар орқали уланади. Контактларни бўлақларга бўлиш (ажратиш) Холл тоқини ташқи занжирга чиқаришга ва ўлчашга имкон беради. Намуна сиртидаги контактлар бири-биридан бир жинсли майдон соҳасида ажратилган бўлсин (2.6-расм). Ўлчов чизмаларига уланган тўртта контактлар орқали  $I_1 \div I_4$  тоқлар ўтади. Бу тоқлар ажратилган қисмларда ажратилган контактларнинг эквипотенциаллигини таъминлайди. Стрелка билан кўрсатилган чизиқчалар ток йўналишлари кесиб ўтаётган соҳада кўрсатилган. Ажратилган контактлар орасидаги масофа намуна узунлигидан жуда кичик ва бу майдоннинг бир жинслилигини бузмайди. Контактлар намуна марказида ажратилган ҳол



2.6-расм. Ом контактлари бўлақларга ажратилган намуна.

энг содда ҳолга мос келади, лекин буни ҳамма вақт амалга ошириб бўлмайди, шунинг учун умумий бўлган ҳолда контактларнинг ажратилиш жойи марказга нисбатан силжийди. Координата ўқлари билан намуна тўртта бўлакка ажратилади. Контактлар намуна ўртасидан ажратилган бўлганда бу тўртта соҳада заряд сақланиш қонуни бажарилишини ҳамда тўла ток

$$I = I_1 + I_2 = I_3 + I_4 \quad (2.34)$$

бўлишлигини назарда тутиб, тўрт соҳа тоқларининг қуйидаги ифодаларини олиш мумкин.

$$I_1 = 0,5I + 0,5I_H \quad I_2 = 0,5I - 0,5I_H \quad (2.35)$$

$$I_3 = 0,5I - 0,5I_H \quad I_4 = 0,5I + 0,5I_H \quad (2.36)$$

Лекин юқоридаги контактнинг чапга силжиши  $I_1$  токнинг камайишига,  $I_2$  нинг ортишига олиб келади. Бу қиймат  $y \geq 0$  соҳага кирадиган  $I_{y1}$  ва  $I_{y2}$  тоқларга тенг, шунинг учун (2.35) ва (2.36) қуйидаги кўринишни олади:

$$I_1 = 0,5I + 0,5I_H - I_{y1} \quad I_2 = 0,5I - 0,5I_H + I_{y1} \quad (2.37)$$

$$I_3 = 0,5I - 0,5I_H - I_{y2} \quad I_4 = 0,5I + 0,5I_H + I_{y2}$$

Бу ифодалардан

$$I_1 - I_2 = I_H - 2I_{y1}; \quad I_1 - I_3 = I_H - I_{y1-y2} \quad (2.38)$$

формуларни топамиз. Холл тоқлари қаралаётган ҳолда

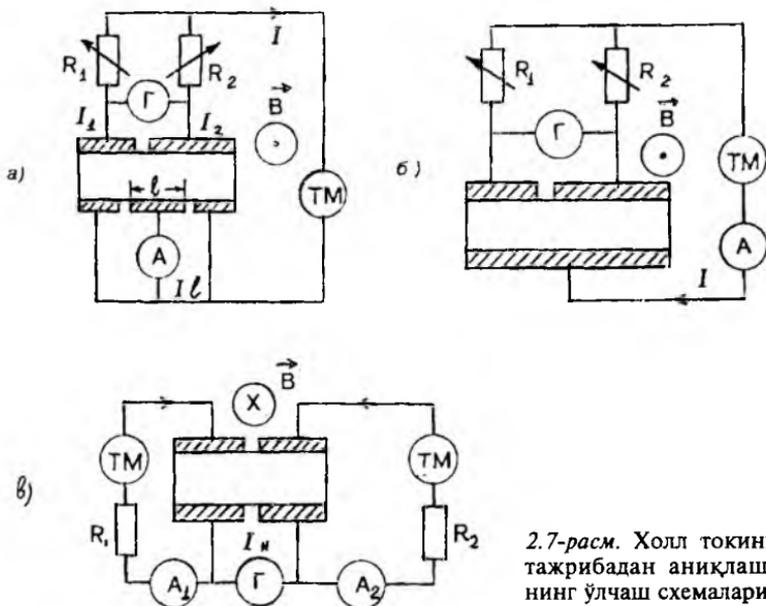
$$I_H(\vec{B}) = -I_H(-B); \quad I_{y1}(B) = I_{y1}(-B) \quad (2.39)$$

$$I_{y2-y1}(B) = I_{y2-y1}(-B)$$

бўлишлигини назарда тутиш керак.

### *Холл тоқини ўлчаш чизмалари*

Холл тоқини ўлчаш чизмаларидан бири 2.7а-расмда келтирилган. Бу намунанинг юқори сиртида бир-биридан ажратилган контакт олинади, Холл тоқини ўлчаш учун



2.7-расм. Холл токини тажрибадан аниқлашнинг ўлчаш схемалари.

унга параллель ички қаршилиги ( $R_r$ )  $R_1 + R_2$  қаршиликка ва ажратилган контакт орасидаги намуна қаршилигига нисбатан жуда кичик бўлган гальванометр уланади. Ток манбаига, намунага кетма-кет уланган амперметр намунадан ўтаётган токни ўлчайди. Холл токини ўлчаш учун  $\vec{B}=0$  да  $R_1$  ва  $R_2$  қаршиликлар орқали гальванометрдан ўтаётган ток нольга ( $I_r=0$ ) келтирилади, сўнг магнит майдон уланади. Магнит майдон уланганда намунада Холл токи вужудга келади.  $B \neq 0$  да гальванометр билан магнит майдонида вужудга келган, юқори сиртида ажратилган контактларни туташтирувчи Холл токининг бир қисми аниқланади. Гальванометрнинг ички қаршилиги кичик бўлганда гальванометрдан оқаётган ток Холл токининг ярмига тенг бўлади. Намунанинг юқори қисмида ажратилган контактларга уланган электр занжири учун қуйидаги Кирхгоф қоидаси ўринлидир:

$$I_1 - I_2 = 2I_r \left( 1 + \frac{R_r}{R_1 + R_2} \right) + I \frac{R_2 - R_1}{R_2 + R_1} \quad (2.40)$$

$B=0$  бўлганда  $I_r=0$  қилиб олинса, (2.38) ва (2.40) лардан

$$-\left. \frac{2I_{y1}}{1} \right|_{B=0} = I_{B=0} \frac{R_2 - R_1}{R_2 + R_1} \quad (2.41)$$

бўлишлигини топамиз.

Кучсиз магнит майдонида Холл токи  $I_{y1}$  га нисбатан умумий ток  $I=I_1+I_2$  ва  $I_{y1}$  нинг ўзгаришини назарга олмаслик мумкин. Модомики шундай экан, улар ( $\Delta I_1$ ,  $\Delta I_{y1}$ ) магнит — қаршилиқ эффекти билан пайдо бўлган. Бу эффектда  $\Delta I_1$  ва  $\Delta I_{y2}$  иккинчи тартибли,  $I_H$  эса биринчи тартибли кичик катталиклардир. (2.40) ифодани ҳисобга олиб, (2.38) ва (2.41) лардан

$$I_r = \frac{I_H}{2} \left[ 1 + \frac{R_r}{(R_1 + R_2)} \right]^{-1} \quad (2.42)$$

ни топамиз. Агар  $R_r \ll R_1 + R_2$  шарт бажарилса,  $I_r = I_H/2$  бўлади. Юқорида айтилганларга кўра гальванометр Холл токининг ярмини ўлчайди. Бу гальванометрга  $0,5I_H R_r$  га тенг бўлган кучланиш тушувини ва ажратилган контактларда нозквивпотенциалликни ҳосил қилади. Холл токини ўлчашдаги нисбий хатолик

$$\frac{\Delta I_H}{I_H} = \frac{R_r}{R'} \quad (2.43)$$

бўлади. Бу ерда,  $R'$  — ажратилган контактлар орасидаги намуна қаршилиги. Маълумки, ток контактларининг ажратилиши намунада электр майдонининг маҳаллий бузилишига олиб келади ва контактлар потенциаллари бир хил бўлганда хатолик

$$\left| \frac{\Delta I_H}{I_H} \right| \approx \frac{\delta}{a} \quad (2.44)$$

бўлади. Бу ерда,  $\delta$  — ажратилган контактлар орасидаги масофа. Холл токини, намунага қўйилган кучланишни

ва намунадан ўтаётган токни билган ҳолда, кучсиз магнит майдонида заряд ташувчилар концентрацияси ва ҳаракатчанлиги қуйидаги формулалардан аниқланади:

$$I = \sigma \frac{b \cdot d}{a} \cdot U; \quad I_H = \frac{a}{b} \mu_{нН} BI \quad (2.45)$$

2.7а-расмда келтирилган чизма билан ихтиёрий магнит майдонида Холл токини ўлчаш мумкин. Бунда ток  $I_{y1}$  нинг ўзгаришини ташлаб юбориш мумкин бўлмайди, уни йўқотиш учун магнитнинг икки йўналишида Холл токи ўлчанади, яъни

$$I_H = (I_r(B) - I_r(-B)) \left( 1 + \frac{R_r}{R_1 + R_2} \right) \quad (2.46)$$

$$R_r \ll R_1 + R_2 \text{ да } I_H = I_r(B) - I_r(-B) \quad (2.47)$$

Ҳаракатчанлик (2.26) асосида олинган тўла ток

$$I_l = \sigma' \frac{ld}{a} U; \quad I_H = \mu_{нН} B \sigma' d U \quad (2.48)$$

формулаларидан топилади. Бунинг учун кенглиги  $l$  бўлган соҳадан ўтаётган ток ва унга қўйилган кучланишни ўлчаш керак (2.7а-расм). Бу усул билан ўлчашда намунанинг остки Ом контакти икки қисмга ажратилади, яъни юқори Ом ли намуналарнинг солиштирма қаршилигини ўлчаш каби қўриқловчи ҳалқа ишлатилади. Икки контактда эквивипотенциаллик шарти

$$I_l R_A \ll U \quad (2.49)$$

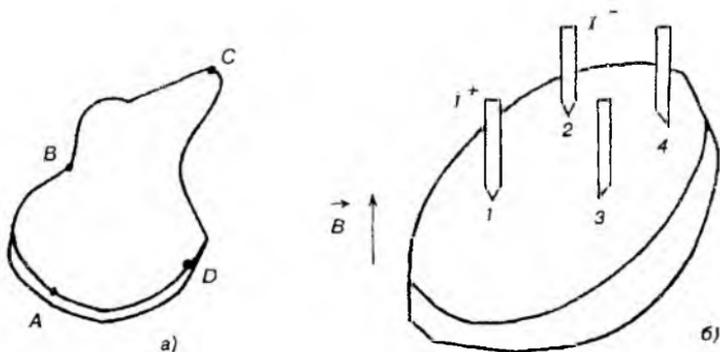
да бажарилади. Бу билан сирт бўйлаб оқаётган сирт ўтказувчанлиги токини ҳамда бир жинсли бўлмаган электр майдон соҳасида оқаётган тоқларнинг таъсирини йўқотиш мумкин. Холл токини ўлчашга доир яна бир чизма 2.7в-расмда келтирилган. Унга асосан ажратилган контактларда  $R_1$  ва  $R_2$  орқали  $B=0$  да эквивипотенциалликка

эришилади. Бунда  $R_1, R_2 \gg R_T$  бўлиши керак. Магнит майдон уланганда гальванометрдан ўтаётган ток  $I_T$  Холл токи  $I_H$  ни кўрсатади. Намунадан оқаётган гула ток  $A_1$  ва  $A_2$  амперметрлар билан ўлчанади. Чизма кучсиз магнит майдонида Холл ҳаракатчанлигини ўлчашга яроқлидир.

Холл токини ўлчашга асосланган заряд ташувчилар ҳаракатчанлигини ва концентрациясини аниқлаш усули кейинги йилларда ишлаб чиқилган. Текширишларнинг кўрсатишича, бу усул ҳам, Холл ЭЮК ини ўлчашга асосланган усул каби, намуна хоссалари тўғрисидаги маълумотларни беради, маълум шароитда Холл токини ўлчашни амалга ошириш енгилроқ ва қулайдир. Масалан, бу усул билан юқори Ом ли намуналарнинг ҳамда қалинлиги бўйича бир жинсли бўлмаган диффузион қатламларни, эпитаксиал қатламларнинг параметрларини ўлчаш қулайдир. Маълумки, Холл ЭЮК ини юқори Ом ли намуналарда ўлчаш учун ички қаршилиги катта бўлган электрометр-вольтметрлар қўлланилади. Намуна қаршилиги катта бўлганда сирқиш токи пайдо бўлиши мумкин. Бунда вольтметрлар билан ишлаш қийинчилик туғдиради. Холл токини ўлчашда эса ички қаршилиги кичик гальванометр қўлланилади, бу билан ток сирқиши йўқотилади. Кўп қатламли структураларда Холл ЭЮК и қийматига ҳар бир қатламнинг қўшган ҳиссаси мураккаб муносабатлар билан боғланган. Холл токини ўлчаш усулида натижавий Холл токига ҳар бир қатламнинг қўшган ҳиссаси содда боғланган бўлиб, у қўшилиб боради. Анизотропик намуналарда Холл ЭЮК ини ўлчаш билан солиштирма қаршилиқ тензори, Холл токини ўлчаш билан солиштирма ўтказувчанлик тензорини аниқлаш мумкин.

### **2.5-§. Ван-дер-Пау ва тўрт зондли усул билан яримўтказгич намуналарда заряд ташувчилар концентрацияси ва ҳаракатчанлигини ўлчаш**

Ихтиёрий шаклдаги пластинкаларда, юпқа қатламларда, эпитаксиал структураларда концентрация ва ҳаракатчанликни ўлчашда энг қулай, хатолиги кичик бўлган Ван-дер-Пау усули қўлланилади. Бунинг учун намуна четидан тўртта контакт олинади. Бу контактларнинг иккита



2.8-расм. Ихтиёрйи шаклдаги намуналарда Ван-дер-Пау усули билан Холл доимийсини аниқлашда контактларнинг жойланиши (а), Холл доимийсини аниқлашнинг тўрт зондли усули (б).

қарама-қаршиси орқали ток ўтказилиб ( $I_{AC}$ ), иккита қарама-қаршисида кучланиш ( $U_{BD}$ ) ўлчанади. Магнит майдони уланган ва уланмаган ҳолдаги кучланиш тушувлари  $U_{BD}(0)$  ва  $U_{BD}(\vec{B})$  ўлчаниб, Холл Э Ю К и аниқланади. Кучланиш ўлчанадиган контактлар умумий ҳолда эквипотенциал сиртларда ўтмаслиги мумкин (2.8-расм). Магнит майдонига киритилган намунанинг  $BD$  контактлари орасидаги кучланишнинг ўзгариши кучсиз магнит майдонда  $\mu_n \vec{B} \ll 1$  Холл Э Ю К ига тенг бўлади, чунки бу ҳолда  $B$  ва  $D$  контактлар орасидаги қаршиликнинг магнит майдонда ўзгариши билан боғлиқ кучланиш инобатга олмаслик даражада кичик бўлади

$$U_H = U_{BD}(\vec{B}) - U_{BD}(0) \quad (2.50)$$

Ўлчаш даврида ток қиймати бир хил ушлаб турилса, Холл доимийси  $R_H$  (2.11а) га кўра

$$R_H = \frac{U_{BD}(\vec{B}) - U_{BD}(0)}{IB} d \quad (2.51)$$

формула билан аниқланади. Заряд ташувчилар ҳаракатчанлиги ва концентрацияси

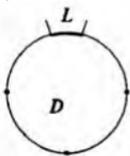
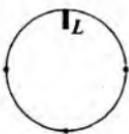
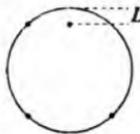
$$\mu_H = \frac{U_{BD}(\bar{B}) - U_{BD}(O)}{I \cdot \bar{B} \cdot \rho}; \quad n = \frac{r}{e \mu_H \rho} \quad (2.52)$$

формулалар орқали ҳисобланади. Солиштирма қаршилик  $\rho$  ни Ван-дер-Пау усули билан аниқлаш 1.7-§ да батафсил ёритилган. Контактларнинг таъсирини йўқотиш учун махсус шаклда, яъни беда барги шаклида намуна тайёрланади. Шунини эслатиш керакки, Ван-дер-Пау усули билан ўлчашда пластинка сиртлари ясси, параллел бўлиши ва, лекин унда дарча (тешик) бўлмалиги керак. Эпитаксиал структураларда  $n$ ,  $\mu_n$  -ни ўлчашда қатламнинг солиштирма қаршилиги кичик  $n-n^+$ , ёки  $p-p^+$ , ёки  $p-n$  типидagi эпитаксиал структуралар бўлиши керак.

Ом контактларини олиш мураккаб ва вақтни кўп оладиган жараёнدير, бу эса Холл усулларининг амалиётда қўлланилишига қийинчилик туғдиради. Шунинг учун контакт қаршилигининг таъсири ўлчов билан боғлиқ хатоликларда унчалик муҳим бўлмаган ҳолларда қаршиликлари жуда юқори бўлмаган намуналарни, эпитаксиал структураларни текширишда, Холл доимийсини тез ўлчаш учун квадрат учларига жойлаштирилган тўрт зондли усулни қўллаш мумкин (2.86-расм).

Ван-дер-Пау усули назариясида тўртта нуқтавий контактни намуна четига жойлашган бўлсин деб фараз қилайлик. Мабодо бу контактлардан бири нуқтавий бўлмай, қандайдир ўлчамга эга бўлса ёки намуна четига жойлашган бўлса, ҳисоблаш формулаларига тузатиш функциясини киритиш керак бўлади. Контактларни Ван-дер-Пау усулига киритган хатоликлари доира ва тўғри тўртбурчакли шаклдаги намуналар учун ҳисобланган. Контактлар бир-бирига нисбатан  $90^\circ$  бурчак остида жойлашган доира шаклидаги намуналарда мутлақ бўлмаган (нуқсонни) битта контактнинг киритган хатолиги 2.1-жадвалда келтирилган. 2.86-расмда келтирилган чизма бўйича ўлчанган, қалинлиги зондлар орасидаги масофадан жуда кичик ( $d \ll S$ ) бўлган намуналарнинг икки зонд орасидаги потенциаллар айирмаси

$$U' = U_p + U_M + U_H = \frac{I\rho \ln 2}{\pi d} \cdot C_p [1 + \beta^2] + \frac{R_H IB}{d} C_H \quad (2.53)$$

Нисбий хатолик	Намунада контактларнинг кўриниши ва жойланиши		
			
$\Delta\rho/\rho$	$-\frac{1}{16} \frac{1}{\ln 2} \cdot \left(\frac{l}{D}\right)^2$	$-\frac{1}{4} \frac{1}{\ln 2} \cdot \left(\frac{l}{D}\right)^2$	$-\frac{1}{2} \frac{1}{\ln 2} \cdot \left(\frac{l}{D}\right)^2$
$\Delta\mu/\mu$	$\frac{2}{\pi^2} \left(\frac{l}{D}\right)$	$\frac{4}{\pi^2} \left(\frac{l}{D}\right)$	$\frac{2}{\pi} \left(\frac{l}{D}\right)$

билан аниқланади. Бу ерда  $C\rho$ ,  $C_H$  — намуна ўлчамларини ўлчаш натижаларига таъсирини ҳисобга оладиган тузатиш коэффициентлари,

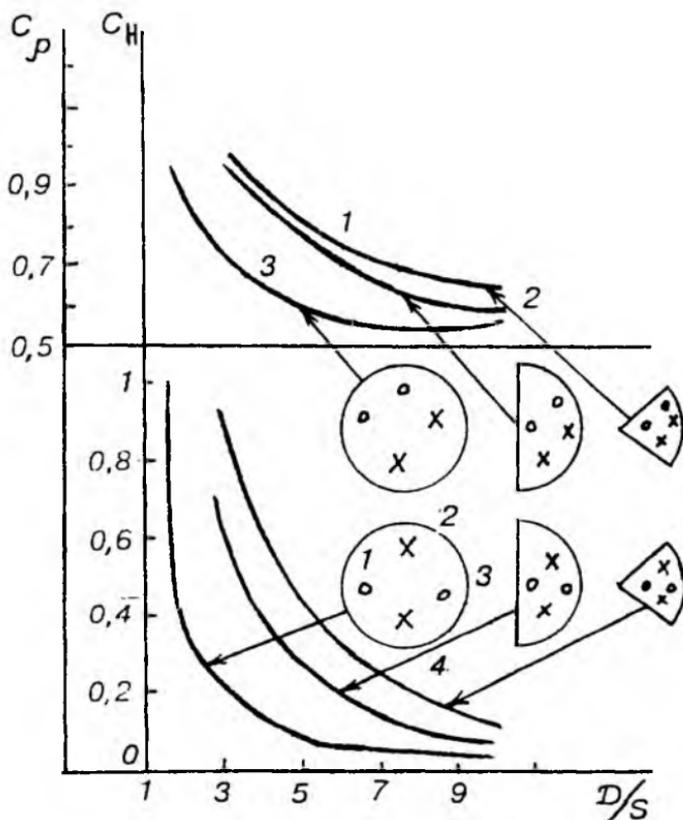
$$\beta = R_H \vec{B} / \rho \quad (2.54)$$

$U_\rho$  — биринчи ҳад, намуна ўлчамлари (четки томон эффектлар) таъсирини ҳисобга олган тўрт зондли усул билан солиштирма қаршиликни аниқлаш формуласи. Иккинчи ҳад  $(1+\beta^2)$  — кўпайтувчи намуна четки қисмларининг Холл электр юритувчи кучини туташтиришидан вужудга келган Холл токига магнит майдонининг таъсирини ифодалайди. Бу ҳодиса иккиламчи Холл эффекти деб аталади.

$U_M$  — зондлардан оқаётган токка қаршилик қилади, шунинг учун  $U_M$  ни геометрик магнит қаршиликнинг намоён бўлиши деб тушунтирилади.

$U_H$  — учинчи ҳад Холл электр юритувчи кучи.

Кучсиз магнит майдонда ( $\mu_n$ ;  $\vec{B} \ll 1$ )  $U_M$  ҳадни инобатга олмаслик мумкин. Зондларнинг занжирга уланиш чизмасини танлаб ҳамда намунадаги зондларни симметрик жойлаштириб, шунга эришиш мумкинки, потенциал зонд-



2.9-расм. Тўрт зондли усул билан ўлчашдаги доира, ярим доира, сектор кўринишдаги намуналар учун тузатиш функциялари ва зондлар жойланиши. X — ток зондлари, O — потенциал зондлари.

лар орасидаги тўла кучланиш (2.53) даги ташкил этувчиларнинг бирига тенг бўлишига эришиш мумкин. Доира ва яримдоира шаклидаги намуналарда  $U_p$ ,  $U_H$  ни ўлчаш учун зондлар квадрати диагонали радиал симметрия чизиги бўйича жойлаштирилади.  $U_M$  ни ўлчашда потенциал зондлар сифатида (1,3 ёки 2,4) радиал симметрия чизигига тик диагонали бўйича жойлашган зондлар олинади.  $I_p$  ни ўлчашда ( $\vec{B}=0$ ) да 3 ва 4 зондлардан ток ўтказиб,  $I_{34}$   $I_1$  ва 2 зондлар орқали кучланиш ўлчанани ёки аксинча.

$C_\rho$ ,  $C_H$  — тузатиш коэффициентлари 2.9-расмда келтирилган. Бу ўлчовлар орқали солиштирма қаршилик ва Холл доимийси қуйидаги

$$\rho = \frac{\pi d}{C_\rho I \ln 2}; \quad R_H = \frac{\pi U_H}{C_H BI} \quad (2.55)$$

ифодалардан топилади. 2.10-расмда тўғри тўртбурчак шаклидаги пластинкаларда зондларнинг жойланиши ва тузатиш коэффициентлари  $C_\rho$ ,  $C_H$  келтирилган.

### 2.6 §. Холл эффектини ўлчашдаги мунтазам (систематик) хатоликларга таъсир этувчи омиллар

Холл эффекти билан ҳамроҳ (бирга содир бўладиган) бўлган термогальваномагнит ҳодисалардан ташқари, бир қанча омиллар борки, улар Холл эффектини ўлчашдаги мунтазам хатоликларга таъсир этади. Шу омилларни қисқача кўриб чиқайлик.

1. Намуна кўндаланг кесимиغا ўтказилган металл электродлар Холл кучланишини шунтлайди, натижада Холл зондлари орасидаги потенциаллар айирмаси унинг ҳақиқий қийматидан ( $U_H$ ) кичик бўлади. Холл кучланиши Холл контактлари ва ток электродлари орасидаги масофага боғлиқ. Намунанинг ўртасида жойлашган Холл контактларидаги кучланиш намуна узунлигининг энига нисбати  $a/b \geq 5$  бўлганда максимумга эришади ва Холл кучланишидан 1% дан катта бўлмаган қиймат билан фарқланади. Шунинг учун яримўтказгич намуналарда Холл эффектини ўлчашга тайёрлашда шунга амал қилиниши керак.

2. Холл доимийси кучсиз магнит майдонида ( $\mu_n B \ll 1$ ) намунадан ўтаётган токка  $I$ , магнит майдон индукциясига  $B_y$  ва Холл кучланишига тўғри пропорционал бўлади. Германий ва кремний намуналари учун магнит майдонининг кичиклик шарти магнит майдон индукциясининг  $B < 1 \text{ Тл}$  бўлган соҳаларида бажарилади. Масалан,  $InSb$  да  $\mu_n B \ll 1$  тенгсизлик магнит майдон индукциясининг  $B < 0,3 \text{ Тл}$  соҳаларида бажарилади. Шундай қилиб, ҳар бир ярим-

Ўтказгич учун магнит майдонининг кичиклик шартини қаноатлантирувчи магнит майдон индукциясининг катталигини билиш керак, шунда бу билан боғлиқ ўлчашдаги хатолик йўқотилади.

3. Холл доимийлари (2.7, (2.8)), (2.9) ифодаларининг хоссалари ҳамма йўналишда бир хил бўлсин деб фараз қилинган намуналар, яъни, изотроп намуналар учун ўринлидир. Умумий ҳолда хоссалари анизотроп бўлган ярим-ўтказгичлар учун бу муносабатлар бажарилмайди. Лекин ток ва магнит майдон йўналишлари намунанинг кристаллографик ўқлари йўналишидан катта фарқ қилмаса, бу билан боғлиқ хатоликни йўқотиш мумкин. Холл доимийсини аниқлашда  $U_H$  ни магнитнинг икки йўналишида ўлчаб, натижалар ўртасини олиш тавсия этилади. Бу тавсия, яъни ўзгармас ток ва ўзгармас магнит майдонида Холл доимийсини ўлчашда инобатга олинади.

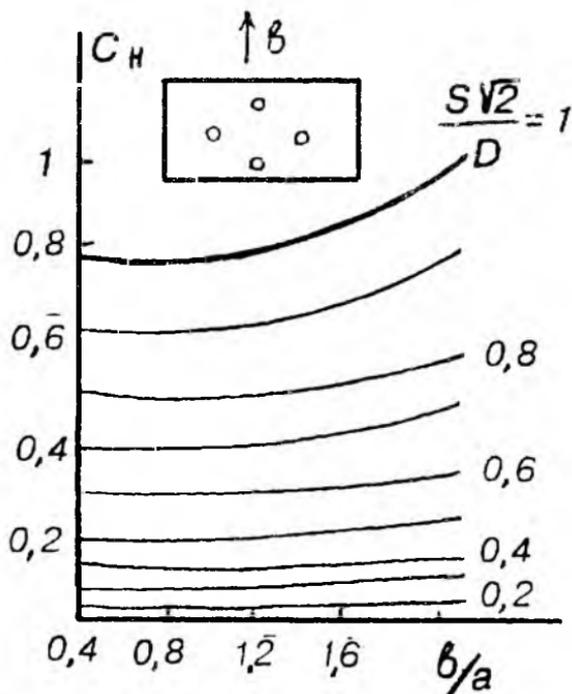
4. Холл эффектнинг юқорида келтирилган формуллари фақат энергия зоналари *айнимаган* яримўтказгичлар учун келтирилган, акс ҳолда ўлчанаётган Холл доимийсига ҳар бир энергия зоналаридаги заряд ташувчиларнинг қўшган ҳиссасини ҳисобга олиш керак. Масалан, *p*-тип германий валент зонаси *айниган* бўлиб, у оғир кавакли ва енгил кавакли тармоқлардан, ҳамда ўзаро спин орбитал таъсирлашуви туфайли парчаланган тармоқдан иборатдир. Маълумки, концентрациялари ва ҳаракатчанликларининг нисбатлари

$$\frac{P_l}{P_h} = 0,04; \quad \frac{\mu_{pl}}{\mu_{ph}} = 8 \quad (2.56)$$

мос равишда тенгдир. *p*-тип германий учун Холл доимийси

$$R_{pH} = \frac{r_H e \mu_{pe}^2 P_e - r_{Hh} \mu_{pn}^2 P_h}{e(\mu_{pl} P_l + \mu_{ph} P_h)^2} \quad (2.57)$$

ифода билан аниқланади. Енгил ва оғир кавакларнинг тажрибада аниқланган Холл доимийсига қўшган ҳиссаларини ажратиш мумкин эмас, шунинг учун тажрибада аниқланган Холл доимийси, Холл ҳаракатчанлиги фақат

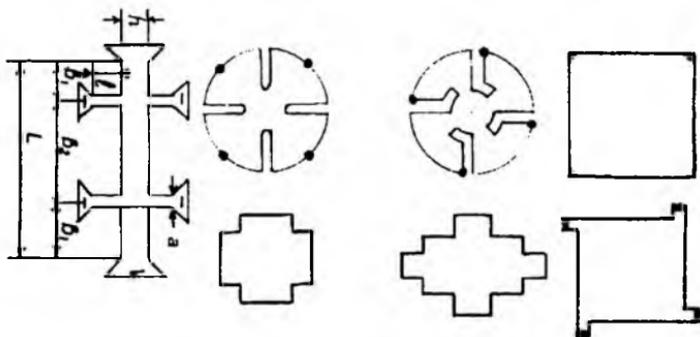


2.10-расм. Тўрт зондли Холл усули билан ўлчашда тўғри тўртбурчак шаклдаги намуна учун тузатиш функцияси.

яримўтказгичнинг киришма билан легириланиш даражасини миқдорий, заряд ташувчиларнинг сочилиш механизмларини сифат жиҳатдан баҳолашда хизмат қилиши мумкин.

Зоналар тузилиши мураккаб бўлган яримўтказгичларда тажрибадан олинган.  $\mu_H$  ва  $R_H$  ларни аниқ изоҳлаш (тавсифлаш) учун текширилаётган муайян материалларда уларнинг зоналар тузилишини ҳисобга олган Холл эффекти устида назарий тадқиқотлар ўтказиш керак.

5. Холл фактори магнит майдонининг индукциясига боғлиқ. Кучли магнит майдонида заряд ташувчилар релаксация вақтининг иссиқлик энергиясига боғлиқ, функцияси кучсиз. Шунинг учун заряд ташувчиларнинг сочилиш механизмларида магнит майдон ошиши билан Холл фактори бирга интилади ( $r_H \rightarrow 1$ ). Холл факторининг



2.11-расм. Холл эффектини ўлчашда қўлланиладиган ҳар хил кўринишдаги намуналар.

магнит майдонига боғлиқлиги, ҳаракатчанлиги катта бўлган яримўтказгичларда кучлироқ намоён бўлади. Масалан,  $n$ -тип GaAs да  $\gamma_H$  нинг магнит майдонга боғлиқлиги нисбатан кичик майдон соҳасида бошланади. Бу билан боғлиқ хатоликларни йўқотиш учун Холл кучланишини токка ва магнит майдонига чизиқли боғланиш соҳасида, яъни кичик магнит майдонда Холл эффекти ўлчаниши керак.

6. Холл эффекти ўлчанаётган намунанинг ёритилишидан баъзан пайдо бўлган фотоўтказувчанлик, фото ЭЮК хатоликка олиб келиши мумкин. Шунинг учун олдин намунани ёруғликка сезгирлиги текширилади, мабодо у ёруғликка сезгир бўлса, ўлчовлар қоронғуда олиб борилади. Хатоликни камайтириш учун бундан ташқари қуйидагиларга риоя қилиш керак. Электр майдон кучланганлиги  $1\text{В/см}$  тартибида бўлиши, контактларнинг инжекциясини йўқотиш, юқори Ом ли намуналарда сирт ўтказувчанлиги билан боғлиқ сирт сирқиш тоқлари йўқотилиши керак. Бу омиллар маълум ўлчаш чизмаларини танлаш билан ёки ҳар хил кимёвий ишловлар бериш билан йўқотилади. Холл зондлари орқали намуна шунтланмаслиги учун маълум бир шаклда, масалан, “гантель” кўринишида намуналар тайёрлаш тавсия этилади (2.11-расм).

Тўртта Холл контактли намуна тайёрлашда уларнинг ўлчамлари  $c \geq 0,1\text{ см}$ ;  $b_1, b_2 \geq 2h$ ;  $d \leq 0,1\text{ см}$ ;  $1\text{ см} \leq L \leq 1,5\text{ см}$  тартибида бўлиши тавсия этилади.

**2.7 §. Яримўтказгичларда заряд ташувчилар  
концентрацияси ва ҳаракатчанлигини намунанинг  
магнит қаршилиги бўйича аниқлаш**

*а) Магнито қаршилик (магниторезестив) эффекти.*

Биз юқорида узун, энсиз намуналарда Холл эффекти-ни Холл электр юритувчи кучи пайдо бўлиши билан на-моён бўлишини кўрдик. Маълумки,  $n$ -тип ўтказувчанликка эга бўлса, намунада эркин электронларнинг релаксация вақтини уларнинг энергиясига боғлиқлигини назарда тут-сак, электр майдонида электронлар ҳар хил дрейф тезлик

$$V_{\text{др}} = -\frac{e}{m_e} \tau(\varepsilon) \vec{E}$$

билан ҳаракатланади. Шунинг учун уларга магнит май-донида ҳар хил катталиқда бўлган Лоренц кучи

$$F_{\text{л}} = -e \cdot \frac{e}{m_e} \cdot \tau(\varepsilon) E_x \cdot B$$

таъсир этади. Холл электр майдони ( $E_H$ ) мувозанатга (ста-ционар ҳолатга) эришганда тезликлари ўртача энергияга ( $\varepsilon$ ) мос келган электронларда ( $\vec{E}_H$ ) нинг электронга таъ-сир кучи Лоренц кучига тенглашади. Шунинг учун дрейф ҳаракатига магнит майдон таъсир этмайди. Тезликлари ўртача тезликдан катта ва кичик бўлган электронлар эса ҳаракат йўналишларини электр майдонига нисбатан ўзгар-тиради, уларнинг ҳаракат йўли оғади. Оқибатда магнит майдонида намуна қаршилигининг ортиши кузатилади. Бу ҳодиса физикавий магнит қаршилик эффекти деб ата-лади. Мазкур эффектнинг батафсил назарияси Больцман-нинг кинетик тенгламаси ечими асосида қаралади. Маг-нит майдонида нисбий солиштирма қаршиликнинг ўзгар-иши  $j_x = \text{const}$  ва  $j_y = 0$  бўлганда

$$\frac{\Delta\rho}{\rho} = \frac{E_x(B) - E_x(0)}{E_x(0)} = \frac{E(B)}{E(0)} - 1 \quad (2.58)$$

ифода билан аниқланади.

Кучсиз магнит майдонида ( $\mu_n B \ll 1$  ёки  $\mu^2 B^2 \ll 1$ ) киришмавий ( $n$  ёки  $p$ -тип) ўтказувчанликли яримўтказгичлар учун нисбий солиштирма қаршиликнинг магнит майдонида ўзгариши

$$\frac{\Delta\rho(B)}{\rho(O)} = \frac{\rho(B) - \rho(O)}{\rho(O)} \quad (2.59)$$

ифода билан, физикавий магнито солиштирма ўтказувчанлик

$$\sigma(B) = e\mu_n n(1 - \beta V^2 \mu_n^2) \quad (2.60)$$

ифода билан аниқланади. Бу ерда,  $\beta$  — физикавий

$$\beta = \frac{\langle \tau^3 \rangle \langle \tau \rangle - \langle \tau^2 \rangle^2}{\langle \tau \rangle^4} \quad (2.61)$$

магнито қаршилик коэффиценти. Релаксация вақтининг энергияга боғланишини назарда тутмаслик, яъни электронларнинг тезликлари энергияси қандай бўлишдан қатъи назар, бир хил бўлади деб олиш магнит қаршилик коэффицентини тўла йўқотишга олиб келади ( $\beta=0$ ):  $\beta$  — заряд ташувчиларнинг сочилиш механизмига, яримўтказгичларнинг зоналар тузилишига боғлиқ. Кўп ҳолларда релаксация вақти ( $\tau$ ) нинг энергияга боғлиқлиги даражали функция  $\tau \sim \varepsilon^{-5}$  бўлади. Бунда электронларнинг изоэнергетик сатҳлари шар сиртидан иборат бўлса, кучсиз магнит майдонда ва айнамаган яримўтказгичларда заряд ташувчиларда турли сочилиш механизмлари содир бўлгандаги  $S$ -нинг, Холл фактори  $r_H$ , магнит қаршилик коэффиценти  $\beta$ -нинг қийматлари 2.2-жадвалда келтирилган.

Жадвал таҳлилидан кўринадики, магнито қаршилик коэффиценти Холл факторига нисбатан сочилиш механизмига кучлироқ боғлиқ экан. Кристалл панжараси кубик сингоний тузилишли яримўтказгичлар  $Ge$ ,  $Si$ ,  $GaAs$ ,  $InSb$  ва ҳоказоларда Холл эффектининг катталиги кристалл ўқларининг йўналишига боғлиқ бўлмайди. Холл ўлчовларини кристалл ўқларининг исталган йўналишида бажариш мумкин. Магнит қаршиликнинг катталиги эса

ўлчашнинг қайси кристаллографик ўқларига нисбатан бажарилишига боғлиқ. Холл эффектида магнитоқаршилик катталигини ўлчаш техник жиҳатдан Холл электр юритувчи кучини ёки Холл токини ўлчашга нисбатан соддароқ. Лекин юқорида кўрсатилганлар ҳаракатчанликни физикавий магнито қаршилик бўйича бир мунча қийинчиликларга ва катта хатоликларга олиб келиши мумкин. Бўйи калта, эни сербар намуналарда Холл эффекти Холл токи пайдо бўлиши билан намоён бўлишини кўрган эдик. Бунда магнит майдонида ҳосил бўлган Холл токи ( $I_H$ ) ўтказувчанлик токини оғдиради (2.5-расм). Ток ўтаётган най шаклидаги каналнинг узунлиги ( $a$ ) магнит майдонида ортиб  $a(1+\mu^2 B^2)^{1/2}$ , эни ( $w$ ) камайиб  $w/(1+\mu^2 B^2)$  бўлишлиги оқибатида, ўтказувчанлик  $w/a(1+\mu^2 B^2)^{-1}$  га пропорционал бўлади. Шундай қилиб, магнит майдони намунанинг ўтказувчанлигини камайтиради, яъни қаршилигини оширади. Бу ҳодиса, физикавий магнито қаршиликдан фарқли ўлароқ, геометрик магнит қаршилик эффекти деб аталади. Демак, тоза магнитоқаршилик эффекти бўйи калта, эни сербар бўлган намуналарда электр майдонининг бир жинсли соҳасида амалга ошади. Ўлчамлари чекланган намуна учун нисбий магнито қаршилик  $E_x = \text{const}$ ,  $E_y = 0$  да ўлчанганда

## 2.2-жадвал

Сочилиш механизмлари	$S$	$r_H$	$\beta$	$\beta_r$
Ионлашган киришмаларда	3/2	1,93	2,15	5,89
Нейтрал киришмаларда	0	1	1	1
Акустик фонларда	-1/2	1,18	0,381	1,77

$$\left( \frac{\Delta\rho(B)}{\rho(O)} \right)_T = \frac{E_x(B) - E_x(O)}{E_x(O)} = \frac{j_x(B)}{j(O)} \quad (2.62)$$

кўринишни олади.  $n$ -тип яримўтказгичларнинг геометрик магнитоқаршилиқ эффекти орқали нисбий солиштирма қаршилиқнинг магнит майдонида ўзгариши  $\mu_n B \ll 1$  да

$$(\Delta\rho/\rho)_r = \beta_r \mu_n^2 B^2 \quad (2.63)$$

формула билан аниқланади. Бу ерда,

$$\beta_r = \frac{\langle \tau^3 \rangle}{\langle \tau \rangle^3} \quad (2.64)$$

геометрик магнитоқаршилиқ коэффициентини,  $\beta_r$  — сочилиш механизмига боғлиқ бўлган катталик бўлиб, унинг қиймати жадвалда келтирилган. Кучли магнит майдони  $\mu_n B \gg 1$  да геометрик магнитоқаршилиқни  $\mu_n^2 B^2$  га пропорционаллиги сақланади, физикавий магнитоқаршилиқ эса заряд ташувчилар ҳаракатчанлигига боғлиқ бўлмаган қийматга эришиб тўйинади. Ҳаракатчанлиги катта бўлган яримўтказгичларда магнит майдон индукциясининг кичик қийматларида кучли магнит майдони шарти амалга ошгани учун бундай яримўтказгичларда геометрик магнитоқаршилиқ усули бўйича  $\mu_n$  ни аниқлаш афзалроқдир. Бундан ташқари, физикавий солиштирма магнитоқаршилиги релаксация вақтларининг ҳар хил ўртачалаштирилган қийматларининг айирмаси билан боғланган (2.60) ва у жуда кичик бўлиши мумкин. Масалан,  $GaAs$  да уй температурасида қаршилиқнинг нисбий ўзгариши  $B=1\text{Тл}$  да  $\Delta\rho/\rho \approx 2\%$  а  $(\Delta\rho/\rho)_r \approx 50\%$  га тенг.

*б. Заряд ташувчилар ҳаракатчанлигини намунанинг геометрик магнитоқаршилиги бўйича аниқлаш*

Бу усул билан заряд ташувчилар ҳаракатчанлигини ўлчаш бўйи қалта, эни сербар бўлган намуналарда геометрик магнитоқаршилиқ кузатиладиган ( $E_x = \text{const}$ ,  $E_y = 0$ ) шарт бажарилганда ўринли бўлган (2.72) ифодага асосланган. Намуна қисқа ва сербар бўлса, металл контактлар (электродлар) орқали Холл электр майдони уланади. Бунда электр майдони намуна бўйлаб йўналади, электр токи эса майдонга нисбатан Холл бурчагига оған ҳолда оқади.  $n$ -тип яримўтказгичлар учун Холл ҳаракатчанлиги билан геометрик магнитоқаршилиқ бўйича ўлчанган ҳара-

катчанлик орасидаги боғланишни кўрайлик. Геометрик магнитоқаршилиқ орқали аниқланадиган ҳаракатчанликни (2.63) дан топамиз

$$\mu_r = \frac{1}{B} \left[ \frac{\Delta\rho(B)}{\rho(0)} \right]_r^{1/2} = \beta_r^{1/2} \mu_n \quad (2.65)$$

Магнит майдон уланмаганда ва уланганда пластина шаклидаги намуналарнинг юза бирлигидаги қаршилиқлари  $R(0)$  ва  $R(B)$  бўлсин. Кучсиз магнит майдони  $\mu B \ll 1$  да (2.63) га кўра уларнинг нисбати

$$\frac{\Delta R(B)}{R(0)} = (\mu_r B)^2 = (r_H \mu_n \xi B)^2 \quad (2.66)$$

бўлади, бу ерда

$$\xi = \frac{\beta_r^{1/2}}{r_H} = \frac{\mu_r}{(r_H \mu_n)} \quad (2.67)$$

(2.67) ифодадан сочилиш механизмига боғлиқ коэффицент  $\xi$  ни тажрибада аниқлаш мумкинлиги кўринади. Релаксациянинг вақт доимийси импульс бўйича ўзгармас бўлган тақрибда  $\xi=1$ , акустик фонларда сочилиш бўлса  $\xi=1,13$ , ионлашган киришма атомларида сочилса  $\xi=1,26$  га тенг бўлади. (2.26) ва (2.31) формулалар чексиз катта ўлчамли  $b \gg a$  юпқа намуналар учун, яъни Холл электр майдони кузатилмайдиган ҳол учун ўринли. Намуна ўлчамлари чекланганда Холл электр майдони қисман шунтланади (металл электродлари) ва геометрик магнитоқаршилиқни камайтиради. Шундай қилиб, геометрик магнитоқаршилиқ эффекти намунанинг ўлчамларига боғлиқ. Холл электр юритувчи кучи қисқа тўғри бурчакли пластинкаларда аниқланганда, тенгламага Холл ЭЮК ини контактлар орқали шунтланиш даражасини ифодаловчи тузатиш функцияси  $f$  киритилади ва у орқали ўлчамлари чекланган намунанинг нисбий геометрик магнитоқаршилиги

$$\left[ \frac{\Delta R(B)}{R(0)} \right]_r = \frac{\Delta R(B)}{R(0)} \cdot f \quad (2.68)$$

аниқланади. Энг содда ҳолда  $f$  намуна узунлигини кенглигига нисбати билан аниқланади. Нисбат  $a/b \leq 0,35$  бўлганда, аниқланиш хатолиги 10% дан катта бўлмаганда  $f = 1 - 0,543 \frac{a}{b}$  билан ифодаланadi.  $a/b$  нисбатнинг исталган қийматида  $f$  — релаксация вақтининг ўрталаштирилган қийматига боғлиқ. \* Шундай қилиб,  $\mu_r$  — ҳаракатчанликни сферикизоэнергетик сиртли киришмавий яримўтказгичларда аниқлаш мумкин. Геометрик магнитоқаршилиқ шакли Корбино диски кўринишида бўлган намуналарда ҳам кузатилади (2.12,6-расм). Бунда марказий контакт айланма ҳалқасимон контакт билан ажратилган. Корбино диски шаклидаги намунада электр майдонининг азимутал ташкил этувчиси  $E_\phi = 0$  бўлади, бу йўналишда  $j_n = j_\phi \neq 0$  Холл токи оқади. Магнит майдонидаги ток зичликлари ифодаси (2.26) дан

$$\frac{R(B)}{R(0)} = \frac{\rho(B)}{\rho(0)} (1 + \mu_{нн}^2 B^2) \quad (2.69)$$

ифодани олиш мумкин. Корбино доираси учун бу формулага

$$R(B) = \Delta R(B) + R(0); \quad \rho(B) = \Delta \rho(B) + \rho(0)$$

ни қўйиб, Холл ҳаракатчанлигининг

$$\mu_{нн} = \frac{1}{B} \sqrt{\frac{\frac{\Delta R(B)}{R(0)} - \frac{\Delta \rho(B)}{\rho(0)}}{1 + \frac{\Delta \rho(B)}{\rho(0)}}} \quad (2.70)$$

ифода билан аниқланишини кўрамыз. Физикавий магнитоқаршилиқ жуда кичик бўлган ҳолда  $\frac{\Delta \rho(B)}{\rho(0)} \ll \frac{\Delta R(B)}{R(0)}$  Корбино доираси (диски)да магнитоқаршилиқ бўйича ҳаракатчанлик қуйидагича аниқланади:

$$\mu_{nh} = \frac{1}{B} \sqrt{\frac{\Delta R(B)}{R(0)}} \quad (2.71)$$

Геометрик магнитоқаршилик усули эпитаксиал қатламларда юқори Ом ли қатламлар заряд ташувчиларининг ҳаракатчанликларини ўлчашда энг қулайдир ( $np^+$ ,  $pp^+$  — структураларда). Бу усулда ҳам контактлар қаршилиги кичик бўлиши керак, чунки у  $R(0)$  ни ошириб, ҳаракатчанликни камайтиради ва натижада мунтазам хатолик вужудга келади. Назарий текширишларнинг кўрсатишича, электр майдони йўналишида концентрация градиенти магнит қаршиликнинг ўзгаришига олиб келмайди. Магнит майдонидаги ва майдон бўлмагандаги қаршиликлар ўртача солиштирма қаршиликка пропорционал бўлади. Эпитаксиал технология билан қатламлар солишда бу жуда муҳимдир. Магнит майдонининг электр майдони йўналишига нисбатан йўналишига қаттиқ талаб қўйилмайди. Масалан, магнит майдони  $26^\circ$  га оғанда ҳаракатчанликни ўлчашдаги хатолик 10% дан ошмайди. Намунани магнит майдонида текширганда ўзгармас ва ўзгарувчан ток кўприкларидан фойдаланилади. Ўлчовлар магнит майдонининг ҳар хил қийматларида олиб борилади,  $\Delta R(B)/R(0)$  нисбат  $B^2$  ва пропорционал бўлади. Тажриба натижаларидан заряд ташувчиларнинг ҳаракатчанлиги (2.30) билан ҳисобланади. Қаршиликни ўлчаш кўприкларининг чиқиш сигналларидан илдиз чиқариш учун, электрон чизмасини қўллаш билан ҳаракатчанликка пропорционал сигнал олинади. У геометрик қаршилик усули билан ҳаракатчанликни тўғридан-тўғри аниқловчи асбоб яратиш имконини туғдиради.

## **2.8 §. Яримўтказгичларда тақиқланган зона кенглигини, донор ва акцептор киришма атомларининг концентрацияси ва ионланиш энергиясини аниқлаш**

*а. Тақиқланган зона кенглигини солиштирма ўтказувчанликнинг температурага боғлиқлигидан аниқлаш*

Яримўтказгичларнинг солиштирма ўтказувчанлиги хусусий электр ўтказувчанлик ( $n-p-n$ ) соҳасида қуйидаги

$$\sigma_i = en_i(\mu_n + \mu_p) \quad (2.72)$$

формула билан ифодаланади, бу ерда  $n_i$  — заряд ташувчиларнинг хусусий концентрацияси. Яримўтказгичларда электрон ва каваклар статистикасига кўра хусусий концентрация

$$n_i = (N_c \cdot N_v)^{1/2} \exp\left(-\frac{E_g}{2kT}\right) \quad (2.73)$$

ифода билан топилади. Бу ерда:

$$N_c = 2(2\pi m_n^* kT/h^2)^{3/2}; \quad N_v = 2(2\pi m_p^* kT/h^2)^{3/2} \quad (2.74)$$

бўлиб, улар мос равишда ўтказувчанлик ва валент зоналарида эффектив квант ҳолатларининг зичлиги,  $E_g$  — тақиқланган зона кенглиги,  $K$  — Больцман доимийси,  $T$  — температура,  $m_n^*$ ,  $m_p^*$  — электрон ва кавакларнинг эффектив массалари. (2.74) дан кўринадики,

$$(N_c \cdot N_v)^{1/2} \sim T^{3/2}.$$

Электрон ва каваклар ҳаракатчанлигининг температурага боғлиқлиги бир хил бўлади деб қабул қилиб, уларнинг ҳар бирида ҳаракатчанликнинг температурага боғлиқлигини кенг температура оралиғида температуранинг даражали функцияси кўринишида ифодалаш мумкин:

$$\mu_{n,p} = A_{n,p} T^n \quad (2.75)$$

Ҳақиқатда электрон ва кавакларнинг температурага боғлиқлиги бир-биридан фарқ қилади, бошқача қилиб айтганда, улар ҳар хил қийматдаги  $\eta$  — билан аниқланади. Ҳаракатчанликлар нисбати  $b = \frac{\mu_n}{\mu_p}$  температурага боғлиқ бўлмаган доимий катталиқдир. Юқорида қайд қилинган фаразларга кўра, хусусий солиштирма электр ўтказувчанлик (2.72) ни

$$\sigma_i = CT^{3/2-n} \exp\left(-\frac{E_g}{2kT}\right) \quad (2.76)$$

кўринишда ёзиш мумкин. (2.76) ни логарифмлаб, қуйидаги кўринишда ифодалаш мумкин:

$$\ln(\sigma_i T^{(\eta-\frac{1}{2})}) = \ln C - \frac{E_g}{2\kappa T} \quad (2.77)$$

Демак, тажрибада ўлчанган хусусий солиштирма электр ўтказувчанликнинг температурага боғлиқлигини (2.78) ифода кўринишидаги графигини тасвирлаб  $E_g$ -ни аниқлаш мумкин экан:

$$E_g = -2\kappa \frac{\Delta \ln(\sigma_i T^{\eta-\frac{1}{2}})}{\Delta(1/T)} \quad (2.78)$$

Электрон-вольт бирлигида  $E_g$  ни аниқлаш учун қуйидаги формула ишлатилади:

$$E_g = -0,397 \frac{\Delta \lg(\sigma_i T^{\eta-\frac{1}{2}})}{\Delta(1000/T)} \quad (2.79)$$

(2.76) ва (2.77) формулалардан кўринадики,  $E_g$  ни аниқлаш учун  $\eta$  қийматини билиш керак. Лекин кўп ҳолларда  $\eta \sim 3/2$  тартибида бўлгани учун  $T^{\eta-\frac{1}{2}} = 1$  кўпайтмани ташлаб юбориш мумкин. Юқори температура соҳасида  $\ln(\sigma_i T^{\eta-\frac{1}{2}})$  ни  $(1/T)$  га боғланишини қўллашда хусусий ўтказувчанликнинг ҳамда аралашма ўтказувчанлик соҳаларида чизиқли боғланишдан четга чиқишини назарда тутиш керак. Юқори температураларда бу боғланишнинг чизиқли боғланишдан четга чиқиши заряд ташувчиларнинг юқори тартибли сочилиш эффекти таъсирида вужудга келиши мумкин. Киришмавий электр ўтказувчанликда ҳаракатчанлиги кичик бўлган заряд ташувчилар пайдо бўлса, хусусий ўтказувчанликдан киришмавий ўтказувчанлик соҳасига ўтганда, чизиқли боғланишдан сезиларли даражада четга чиқиши кузатилади.  $E_g = \text{const}$  бўлганда, яъни температурага боғлиқ бўлмаса, (2.77) ифода билан топилган  $E_g$  тақиқланган зонанинг катталигига тенг бўлади.

Ҳақиқатда тақиқланган зона кенлиги температурага боғлиқ бўлади ва бу боғланишнинг кўриниши ўлчаш натижаларига кучли таъсир кўрсатади. Агар  $E_g$  нинг температурага боғланиши

$$E_g = E_{g0} - \beta T \quad (2.80)$$

кўринишда бўлса, кўрилатган усул билан (2.77) дан  $T=0$  даги тақиқланган зона кенлигининг қиймати аниқланади. У исталган температурадаги қийматини (2.91) орқали аниқлаш учун  $\beta$  бошқа ўлчашлар билан топилган бўлиши керак.  $E_g$  нинг ҳароратга боғланиши мураккаброқ чизиқли бўлмаган кўринишда бўлса,  $\ln(\sigma_i T^{\tau-1/2})$  нинг  $1/T$  га боғлиқлиги чизиқли боғланишдан анча четга чиқади ва (2.78) формула билан топилган энергия қиймати тақиқланган зона кенлигининг ҳақиқий қийматини ҳеч қайси бир температурада бермайди (ифодаламайди).

*б. Холл доимийсининг температурага боғланишига тақиқланган зона кенлигини аниқлаш*

Биз юқорида келтирган аралашмавий (киришмавий) ўтказувчанликка эга бўлган яримўтказгичларнинг Холл доимийси (2.09) хусусий ўтказувчанлик соҳаси ( $n=p=n$ ) да (2.09) ва (2.73) формулаларга кўра қуйидаги

$$R_H = \frac{r_H}{e} \frac{\mu_n - \mu_p}{\mu_n + \mu_p} (N_c \cdot N_v)^{-1/2} \exp\left(\frac{E_g}{2kT}\right) \quad (2.81)$$

кўринишга эга бўлишини кўрган эдик. Кўп ҳолларда амалда бажариладиган  $\frac{\mu_n - \mu_p}{\mu_n + \mu_p}$  нисбатнинг температурага боғлиқ эмас деб фараз қилиб, (2.81)

$$R_H T^{1/2} = c \exp\left(\frac{E_g}{2kT}\right) \quad (2.82)$$

кўринишга келтирилади (2.82) дан кўринадики, Холл доимийсини ҳар хил температурада ўлчаб, хусусий ўтказув-

чанлик соҳасида  $E_g$  ни аниқлаш мумкин. Бунинг учун тажриба натижасини  $\ln(R_H T^{n-\frac{1}{2}})$ нинг  $1/T$  га боғланиши кўринишида чизиб, унинг оғиш бурчаги тангенси топилади ва у орқали  $E_g$  ҳисобланади:

$$E_g = 2\kappa \frac{\Delta \ln(R_H T^{n-\frac{1}{2}})}{\Delta(1/T)} \quad (2.83)$$

$E_g$ -ни электрон-вольт бирлигида аниқлаш учун

$$E_g = 0,397 \frac{\Delta \lg(R_H T^{n-\frac{1}{2}})}{\Delta\left(\frac{1000}{T}\right)} \quad (2.84)$$

ифода қўлланилади. Шуни айтиш керакки, бу усул билан топилган  $E_g$  температураси  $T=0$  К га мос келган ҳақиқий тақиқланган зона кенглигини беради. Агар  $\ln(R_H T^{n-\frac{1}{2}})$  нинг  $(1/T)$  га боғланиши чизикли боғланишдан кучли фарқ қилса, буни тақиқланган зона кенглигининг температурага чизикли боғланишидан фарқ қилиши билан ҳамда катта концентрацияли заряд ташувчиларни кўп фононли сочилиш ва электрон-кавак жуфтларида сочилиш жараёнларини вужудга келиши билан тушунтириш мумкин. Бу охириги икки жараён сочилиш механизмларига боғлиқ бўлган Холл коэффициентларига ( $r_{nH}$ ,  $r_{pH}$ ) таъсир қилади, ҳаракатчанликнинг температурага боғланиши кўринишини ўзгартиради.

*в. Эркин заряд ташувчиларнинг концентрациясини температурага боғланишидан  $\Delta E_p$ ,  $N_p$ ,  $N_D$ -ни аниқлаш*

Холл доимийсининг катта температура оралигида ўзгаришини тадқиқ қилишда эркин заряд ташувчилар концентрациясининг ҳароратга боғлиқлигини таҳлил қилмоқ керак. Умумий ҳолда уни таҳлил қилиш анчагина мураккаб масаладир. Ҳақиқий  $n$ -тип яримўтказгичларда ҳамма вақт бир неча турдаги донор ва акцептор киришмалар бўлади. Баъзи бир киришма атомлари биргина электронни эмас, балки бир неча электронни бериши ёки қабул қилиши (бириктириши) мумкин. Киришма атомларининг

асосий сатҳидан ташқари, киришмаларнинг қўзғалган сатҳи электронни тутиб олиши мумкин. Булардан ташқари энергетик сатҳларнинг айнишини ҳисобга олиш керак.

Ҳар бир яримўтказгичда қандайдир миқдорда донор ҳамда акцептор киришмаларининг бўлиши яримўтказгични қисман компенсациялайди. Шунинг учун, ҳар бир алоҳида олинган ҳолда, нимани ташлаб юбориш кераклиги ҳал қилиниши керак.

Айтайлик, яримўтказгичнинг тақиқланган зонасида энергия сатҳлари  $E_D$  ва  $E_A$  бўлган донор ва акцептор киришмалар ва уларнинг концентрациялари  $N_D$ ,  $N_A$  ва  $N_D > N_A$  бўлсин. Шундай қилиб, яримўтказгич электрон ўтказувчанликка эга бўлиб, қисман компенсацияланган бўлади. Бизга маълумки, электронейтраллик шароитида мусбат зарядлар миқдори манфий зарядлар миқдорига тенг бўлади. Манфий зарядлар ўтказувчан зонадаги эркин электронлар концентрацияси билан акцептор сатҳидаги ионлашган акцептор атомларининг йиғиндисига тенг, мусбат зарядлар зичлиги валент зонадаги каваклар концентрацияси билан ионлашган донор киришма атомлари йиғиндисидан иборат. Яримўтказгичларда электрон ва каваклар статистикасига кўра донор сатҳидаги электронлар ва акцептор сатҳидаги электронлар концентрациялари қуйидаги ифодалар билан аниқланади:

$$n_D = \frac{N_D}{1 + \frac{1}{g_D} \exp\left(-\frac{E_D - E_F}{kT}\right)} \quad (2.85)$$

$$n_A = \frac{N_A}{1 + \frac{1}{g_A} \exp\left(-\frac{E_A - E_F}{kT}\right)}$$

Бу ерда  $g_D$ ,  $g_A$  киришма сатҳларининг айниш коэффициенти омили содда бўлган ҳолда сатҳларнинг айниши фақат электрон спини билан боғланган бўлганда, донор киришмаси учун  $g_D=2$ , акцептор киришмаси учун  $g_A=1/2$  бўлади. Германийда саёз энергетик сатҳ ҳосил қиладиган

донор киришмалар сатҳи учун  $g_D=2$  га, акцептор сатҳлар учун  $g_A=4$  га тенг бўлади. Юқоридаги изоҳга кўра айни-маган  $n$ -тип киришмавий яримўтказгичлар учун электро-нейтраллик шarti

$$n+n_A=N_D-n_0+p \quad (2.86)$$

кўринишни олади. Бу тенглама асосида заряд ташувчилар концентрациясининг температурага боғлиқлигини таҳлил қилиш мумкин ва уларда ўзига хос характерли соҳаларни аниқлаш мумкин. (2.86) да Маҳаллий рекомбинация марказларидаги электронлар ҳисобга олинмаган, яъни рекомбинация марказларининг концентрацияси кичик деб фараз қилинган. Паст температуралар соҳасида валент зонадаги каваклар концентрациясини электрон концентрациясига нисбатан ҳисобга олмаслик мумкин ( $n \gg p$ ). Бундан ташқари, ҳамма акцептор киришма атоми ионлашган  $n_A=N_A$  деб ҳисоблаш мумкин. Шу тахминларни назарда тутсак, электронейтраллик тенг-маси (2.86)

$$n+n_A-N_D-n_D=n+N_A-N_D+N_D \left[ 1 + \frac{1}{g_0} \exp\left(\frac{E_D-E_F}{KT}\right) \right]^{-1} = 0 \quad (2.87)$$

кўринишга келади. Бу тенгламада

$$n = N_c \exp\left(-\frac{E_D-E_F}{KT}\right) \quad (2.88)$$

бўлишини ҳисобга олиб, (2.87) ифодадан

$$\frac{(n+N_A)n}{N_D-N_A-n} = \frac{N_c}{g_p} e^{-\frac{\Delta E_D}{KT}} \quad (2.89)$$

формулага келамиз. Бу ерда  $\Delta E_D = E_C - E_D$  — киришма атомининг ионланиш энергияси. Паст температура соҳасида электрон концентрацияси камаяди ва (2.89) нинг махражида электрон концентрациясини  $N_D$ -га нисбатан ташлаб юбориш мумкин. Бунда (2.89) дан

$$n = \frac{N_D - N_A}{N_A + n} N_c \exp\left(-\frac{\Delta E_D}{\kappa T}\right) \quad (2.90)$$

ифодани оламиз ва уни температурага боғлиқ икки соҳасини текшириб кўрамиз:

Тўла ионланиш температурасидан

1. Паст температурада ( $T_3 > T_1$ )

$$n \ll N_A, \text{ агар } N_D > 2N_A \quad (2.91)$$

$$n \ll N_D, \text{ агар } N_D < 2N_A$$

шартлар бажариладиган соҳада, яъни яримўтказгич компенсацияланган соҳада электрон концентрациясининг температурага боғлиқлиги

$$n = \frac{N_D - N_A}{g_D \cdot N_A} N_c \exp\left(-\frac{\Delta E_D}{\kappa T}\right) \quad (2.92)$$

кўринишни олади.

2. Юқорироқ температура соҳасида ( $T_3 > T_1 > T_1$ ),  $N_D \gg N_A$ , агар  $N_D \gg n \gg N_A$  шартлар бажариладиган соҳада, яъни яримўтказгич компенсацияланмаган соҳада температура билан заряд ташувчилар (электронлар) концентрациясининг боғланишини

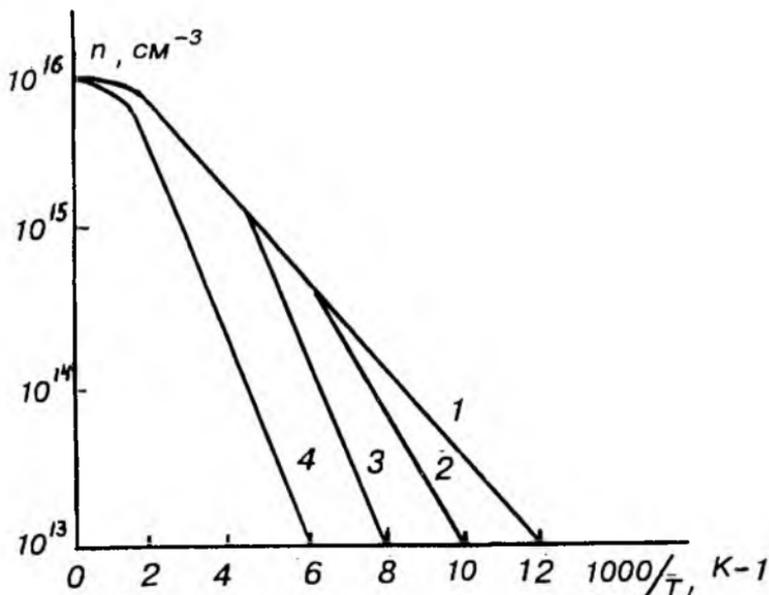
$$n = \sqrt{\frac{N_c N_D}{g_D}} \exp\left(-\frac{\Delta E_D}{2\kappa T}\right) \quad (2.93)$$

кўринишда оламиз.

$n > N_A$  шарт  $n < N_A$  шартга қараганда юқорироқ температурада бажарилади, шунинг учун электрон концентрациясининг температурага боғлиқлик графиги икки соҳадан иборат бўлиб, булардан биринчиси аста-секин иккинчисига ўтади (2.12-расм).

3. Электрон концентрацияси логарифмининг температура ( $1/T$ ) га боғланишини назарий ҳисоблаш натижаси.

Киришмавий электр ўтказувчанлик соҳасида (2.92) ва (2.93) ифодаларга кўра, донор ва акцепторларнинг энер-



2.12-расм. Ҳар хил акцептор концентрациясида назарий ҳисобланган заряд ташувчилар концентрациясининг температурага боғлиқлиги.

$$N_D - N_A = 10^{16} \text{ см}^{-3}; E_D = 0,1 \text{ эВ}; m_e = 0,25 m_0, g_D = \frac{1}{2} \text{ бўлган ҳол учун}$$

$$1 - N_A = 0; 2 - N_A = 10^{14} \text{ см}^{-3}; 3 - N_A = 10^{15} \text{ см}^{-3}; 4 - N_A = 10^{16} \text{ см}^{-3}$$

гия ионизацияси  $\Delta E_D$ ,  $\Delta E_A$  нинг тоза киришмавий электр ўтказувчанлик соҳасида Холл доимийсининг температурага боғлиқлиги (компенсацияланмаган яримўтказгичда)

$$\lg(R_H T^{3/4}) = f(1000/T)$$

компенсацияланган киришмавий электр ўтказувчанлик ҳолида эса

$$\lg(R_H T^{3/2}) = f(1000/T) \quad (2.94)$$

функциялари оғиш бурчагининг тангенс орқали (2.83) ини (2.84) дан  $E_g$  ни аниқлаш каби топилади.

4. Донор ва акцептор киришма атомларининг концентрацияларини аниқлаш.

Заряд ташувчилар концентрацияларини тажрибада ўлчанган Холл доимийлари орқали  $n$  ва  $p$ -типдаги киришмавий яримўтказгичларда топишни кўрган эдик. Заряд ташувчилар концентрацияларининг назарий ифодалари тажрибада аниқланган заряд ташувчиларнинг концентрацияларининг температурага боғлиқлигини таҳлил қилишга имкон беради. Тажриба натижаларини таҳлил қилишнинг мақсади шундан иборатки, улар орқали назарий ҳисобланган муносабатларни қаноатлантирувчи катталикларни аниқлашдир. Назарий ҳисобланган катталикларни маълум деб фараз қилиш, тажрибада олинган катталиклардан киришмаларнинг тўла ионланиш соҳасида

$$n(T_3) = N_D - N_A \quad (2.95)$$

қийматни аниқлашга имкон беради.  $\ln n(T) = f(1/T)$  функция оғиш бурчагининг тангенсидан донор киришма атомининг ионланиш энергияси топилади. Бунда  $\Delta E_D$  ни билган ҳолда  $T_1$  температурада ( $T_1 < T_3$ ) электрон концентрацияси  $n(T_1)$  ни ўлчаб, (2.92) дан

$$N_A \cdot g_D = \frac{n(T_3) \cdot N_c}{n(T_1)} \exp\left(-\frac{\Delta E_D}{\kappa T_1}\right) \quad (2.96)$$

ифодани оламиз.

(2.93) ифодани қаноатлантирувчи  $T_2$  температура ( $T_3 > T_2 > T_1$ ) соҳасида электрон концентрациясини билган ҳолда (2.93) дан

$$\frac{N_D}{g_D} = \frac{n^2(T_2)}{N_c} \cdot \exp\left(\frac{\Delta E_D}{\kappa T_2}\right) \quad (2.97)$$

ифода топилади. (2.96) ва (2.97) ларнинг кўпайтмаси ва (2.95)  $N_D$ ,  $N_A$ -га нисбатан тенгламалар тизимини ташкил этади. Тенгламалар тизимининг ечими

$$N_D = \frac{1}{2} A^{1/2} + \frac{1}{2} n(T_3) \quad (2.98)$$

$$N_A = N_D - n(T_3) = \frac{1}{2} A^{1/2} - \frac{1}{2} n(T_3)$$

бўлади, бу ерда

$$A = \left[ n^2(T_3) + 4 \frac{n^2(T_2) \cdot n(T_3)}{n(T_1)} \cdot \exp \left[ - \frac{\Delta E_D (T_2 - T_1)}{K T_1 T_2} \right] \right]^{1/2}$$

Агар киришма сатҳларининг айниш коэффициентлари ( $g_A$ ,  $g_D$ ) маълум бўлса ёки олдиндан танланган бўлса, киришма концентрациясини топишда назарий ҳисобланган (2.96) ёки (2.97) ифодаларнинг биридан фойдаланиш мумкин. Бунда ионланиш энергияси маълум бўлган киришма концентрацияларини аниқлаш Холл доимийсининг икки температурада ўлчанган қиймати бўйича аниқлаш масаласига келади. Биринчи ўлчаш киришмаларнинг тўла ионланиш соҳасида ўтказилади:

$$R_H(T_3) = \frac{r_{H3}}{en(T_3)} = \frac{r_{H3}}{e(N_D - N_A)} \quad (2.99)$$

Иккинчи ўлчаш  $T_1$  ёки  $T_2$  соҳаларда ўтказилади:

$$R_H(T_1) = \frac{r_{H1}}{en(T_1)}; \quad R_H(T_2) = \frac{r_{H2}}{en(T_2)} \quad (2.100)$$

Булардан (2.96), (2.97) га кўра  $N_A$  ва  $N_D$  лардан бири

$$N_A = \frac{1}{g_D} \frac{r_{H3}}{R_H(T_3)} \cdot \frac{R_H(T_1)}{r_{H1}} N_c \cdot \exp \left( - \frac{\Delta E_D}{\kappa T_1} \right) \quad (2.101)$$

ёки

$$N_D = \frac{r_{H2}^2 g_D}{(e R_H(T_2))^2 N_c} \exp \left( - \frac{\Delta E_D}{\kappa T} \right)$$

аниқланади. (297) ифода ёрдамида донор концентрацияси  $N_D$  аниқланса акцептор концентрацияси  $N_A$  ҳисобланади. Аксинча,  $N_A$  аниқланса  $N_D - N_A = n(r_3)$  дан ҳисобланади. Агар  $T_1$  ва  $T_2$  температураларда заряд ташувчиларда сочилиш кристалл панжарадан ионлашган киришмаларга ўтиш соҳасида бўлса,  $\frac{r_{H3}}{r_{H1}} = 0,61$  бўлади ва зарурият бўлганда буни ҳисобга олиш керак.  $N_A$  ва  $N_D$  ларни аниқлашнинг яна бир усулини кўрайлик. Бу усул заряд ташувчилар концентрациясини аниқлашнинг (2.89) ифодасига асосланган, нейтраллик шартидан олинган (2.89) формуладан акцептор концентрациясини

$$N_A = \frac{1}{g_D} N_c \exp\left(-\frac{\Delta E_D}{\kappa T}\right) \cdot \left(\frac{N_D - N_A}{n} - 1\right) - n \quad (2.102)$$

кўринишига келтирамиз. Бу ифода кенг температура оралиғида аралаш ўтказувчанлик соҳасигача бажарилади, чунки буни олишда ҳеч қандай фаразсиз электронейтраллик шартидан тўғридан-тўғри олинган. (2.102) ифодага кўра, киришма атомининг ионланиш энергияси маълум бўлса, Холл доимийсининг икки марта ўлчанган қиймати бўйича: 1) биринчи ўлчаш киришма атомининг тўла ионланиш соҳасида ( $T_3$ ); 2) ихтиёрий  $T_1$  температура ( $T_1 < T_3$ ) да шу ўлчашларга кўра,  $N_D$  ва  $N_A$

$$N_A = \frac{1}{g_D} N_c \exp\left(-\frac{\Delta E_D}{\kappa T}\right) \cdot \left[\frac{r_{H3} R_H(T_1)}{R_H(T_3) \cdot r_{H1}} - 1\right] - \frac{r_{H1}}{e R_H(T_1)} \quad (2.103)$$

$$N_D = \frac{r_{H3}}{e R_H(T_3)} + N_A$$

формулалардан ҳисобланади. Умуман 4 та катталикини  $N_A$ ,  $N_D$ ,  $g_D$ , ва  $\Delta E_D$  ни аниқлаш учун (2.102) ифодага кичик квадратлар усулини қўллаб, уларнинг шундай қийматлари топиладики, улар эксперимент натижалари билан мос тушсин. Юқорида келтирилган мулоҳаза ва усулларни тўла  $p$ -тип ўтказувчанликка эга бўлган яримўтказгичларга ҳам қўллаш мумкин.

Юқорида кўрилган усуллардан ташқари,  $N_A$  ва  $N_D$  ни аниқловчи бир қанча усуллар бор. Масалан, паст температурада инфрақизил нурларнинг киришма атомларида ютилишига асосланган усулни кўрсатиш мумкин. Бундай тажрибалар ўтказиш мураккаб бўлиб, олинган натижалар етарли даражада ноаниқдир.  $N_D$  ва  $N_A$  ни алоҳида аниқлашда уларнинг парамагнетик резонансларини текшириш орқали аниқлаш мумкин. Бунда жуда ҳам катта қийинчиликларга дуч келинади. Шулар билан бирга, магнит майдонида қаршиликнинг ўзгаришига асосланган усулни ҳам келтириш мумкин.

## ЯРИМЎТКАЗГИЧЛАР ПАРАМЕТРЛАРИНИ ОПТИК УСУЛЛАР БИЛАН ЎЛЧАШ

### 3.1-§. Яримўтказгичларнинг оптик параметрлари

Яримўтказгичларда оптик ҳодисалар асосида электромагнит тўлқинларнинг боғланган валент электронлар, боғланмаган эркин заряд ташувчилар, кристалл панжара ва киришма атомлари, электрон-ковак плазмалари билан ўзаро таъсири ётади. Шунинг учун оптик ҳодисалар яримўтказгичли кристалларда тўлқин узунлиги  $0,2 \div 100$  мкм оралиғида бўлган электромагнит тўлқинлар таъсирида содир бўладиган кенг жараёнларни ўз ичига олади.

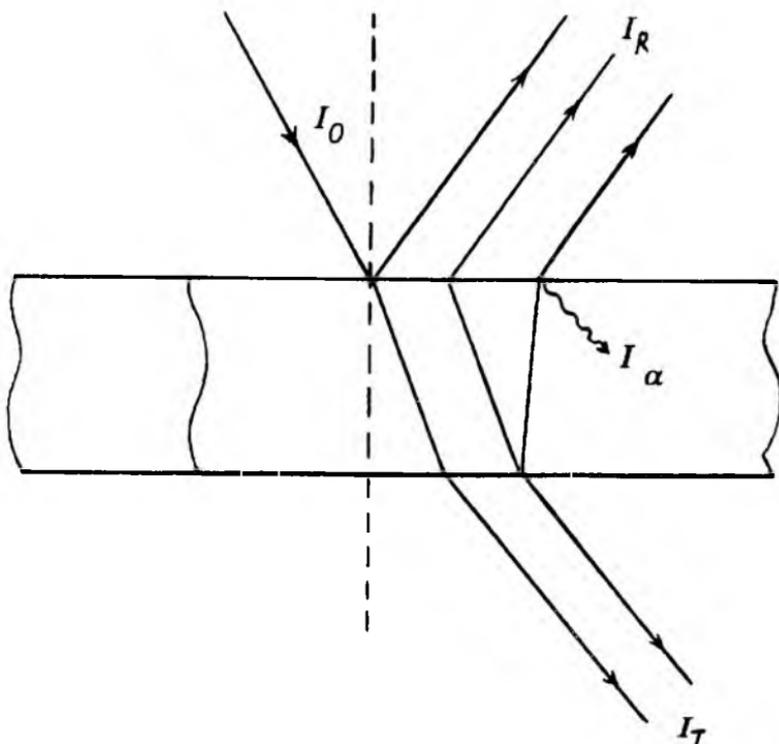
Яримўтказгич сиртига тушган ёруғлик уч қисмга ажраллади: бир қисми қайтади, бир қисми синиб намунага киради, унинг бир қисми ютилиб, бир қисми эса намунадан ўтади (3.1а-расм). Намунадан қайтган  $I_R$ , ўтган  $I_T$  ва намунада ютилган  $I_a$  ёруғлик интенсивликларининг уларга тушган ёруғлик интенсивлиги  $I_0$  га нисбати билан аниқланадиган катталиклар

$$R_v = \frac{I_R}{I_0}; \quad T_v = \frac{I_T}{I_0}; \quad A_v = \frac{I_a}{I_0} \quad (3.1)$$

мос равишда намунанинг ёруғликни қайтариш ва ўтказиш (шаффофлик, тиниқлик) коэффицентлари,  $A_v$  — ютиш қобилияти деб аталади. Бу катталиклар намунадан ёруғлик оқимининг қандай қисми қайтишини, ўтишини ва намунада ютилишини кўрсатади. Энергиянинг сақла-ниш қонунига мувофиқ:

$$R_v + T_v + A_v = 1 \quad (3.2)$$

бўлади. Оптика курсларидан маълумки,  $T_v$ ,  $R_v$ ,  $A_v$  лар билан оптик константалар орасидаги муносабатлар электр



3.1, а-рasm. Пластина шаклидаги яримўтказгич намунада нурнинг йўли.

ўтказувчан муҳитда (солиштирма электр ўтказувчанлиги  $\sigma \neq 0$  бўлганда) комплекс нур синдириш кўрсаткичи билан аниқланади

$$\bar{n}^2 = c^2 \mu_0 \left( \mu \epsilon_1 \epsilon_0 - i \mu \frac{\sigma}{\omega} \right) = (n - i\chi)^2 \quad (3.3)$$

Бу ерда нур синдириш кўрсаткичи  $\bar{n}^*$  нинг ҳақиқий қисми  $n = c/u$  бўлиб,  $u$  ёруғликнинг вакуумда тарқалиш тезлигини яримўтказгичдаги тарқалиш тезлиги  $u$  га нисбати билан аниқланадиган катталиқдир. Мавҳум қисми  $\chi$  электромагнит тўлқинларининг муҳитда сўнишини кўрсатадиган катталиқдир. Шунинг учун  $\chi$  — ютилиш кўрсат-

кичи ёки экстенция коэффициентлари деб юритилади,  $\epsilon_0 = (4\pi \cdot 9 \cdot 10^{-9})$  Ф/м — вакуумнинг диэлектрик сингдирувчанлиги,  $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$  Гн/м — вакуумнинг магнит сингдирувчанлиги,  $\epsilon_1$  — намунанинг диэлектрик сингдирувчанлиги,  $\sigma$  — солиштирма электр ўтказувчанлик. Умумий ҳолда яримўтказгич кристалларида  $\epsilon$ ,  $\mu$ ,  $\sigma$  — тензор катталиклардир, яъни улар электромагнит тўлқинларининг кристалл ўқларига нисбатан тарқалиш йўналишига боғлиқ бўлган катталиклар. Куб шаклидаги кристалларда кристалл панжараси оптик ҳодисалар параметрларини скаляр катталиклар деб ҳисоблаш мумкин.  $\epsilon_1$ ,  $\sigma$ ,  $\mu$  — параметрлар намунага тушаётган ёруғлик частотасининг функцияларидир. Электромагнит тўлқинларнинг муҳитда тарқалиши Максвелл тенгламалари тизимининг ечими асосида ўрганилади. Ўтказувчан муҳитда Максвелл тенгламалари тизимининг ечимига кўра  $z$  ўқи йўналишида тарқалаётган электромагнит тўлқинининг электр майдон кучланганлиги

$$E_z = E_{v0} \exp\left(-\frac{\omega\chi}{c} z\right) \cdot \exp\left(i\omega t - \frac{nz}{c}\right) \quad (3.4)$$

кўринишдаги ифода билан аниқланади. Бу формула амплитудаси экспонента қонуни бўйича сўнувчи ясси электр-магнит тўлқинларнинг электр майдон кучланганлигини ифодалайди. Одатда оптик асбобларда электр майдон кучланганлиги амплитудаси квадратига пропорционал бўлган ёруғлик интенсивлиги ( $I_v$ ) ўлчанади. Шунга кўра, (3.4) дан

$$I_v \sim \left[ E_{v0} \exp\left(-\frac{\omega\chi}{c} z\right) \right]^2 = E_{v0}^2 e^{-\frac{2\omega\chi}{c} z} \quad (3.5)$$

бўлади. Бундан кўринадики, муҳитда тарқалаётган ёруғликнинг интенсивлиги намуна сиртидан узоқлашган сари камайиб боради. (3.5) тенгламининг

$$I_v = I_0 e^{-\alpha z} \quad (3.6)$$

кўринишдаги ифодаси ёруғликнинг муҳитда ютилишини кўрсатувчи Бугер-Ламберт қонуни деб юритилади. Бу ерда

$$\alpha = 2 \frac{\omega \chi}{c} \quad (3.7)$$

$\alpha$  — ютилиш коэффициенти деб аталади.

Яримўтказгичларнинг оптик хоссаларини ёритишда  $n$  ва  $\chi$  билан бир қаторда, комплекс диэлектрик сингдирувчанлик ҳам қўлланилади:

$$\varepsilon = \varepsilon_1 - i\varepsilon_2 \quad (3.8)$$

$n^*$  билан  $\varepsilon$  орасидаги боғланиш

$$\bar{n}^* = \sqrt{\varepsilon\mu} \quad (3.9)$$

формула билан аниқланади.

Электромагнит тўлқинларининг тўлқин узунлиги  $\lambda = 0,2 \div 100$  мкм соҳасида яримўтказгичлар кучсиз магнит хоссаларига эга бўлиб, магнит сингдирувчанлиги бирга яқин бўлади ( $\mu \approx 1$ ). Бу вақтда (3.3), (3.7), (3.8) ва (3.9) тенгламалардан

$$\varepsilon_1 = n^2 - \chi^2; \quad \varepsilon_2 = 2n\chi = \frac{\sigma}{\varepsilon_0 \omega}; \quad \alpha(\omega) = \varepsilon_2 \frac{\omega}{nc} \quad (3.10)$$

бўлишлигини кўраемиз. Яримўтказгичларнинг оптик хоссаларини  $\varepsilon_1$  ва  $\varepsilon_2$  орқали ҳисоблашга зарурият бўлган вақтда  $n$  ва  $\chi$  параметрларга ўтиш унчалик қийинчилик туғдирмайди. Нур синдириш кўрсаткичлари  $n_1$  ва  $n_2$  бўлган муҳит чегарасига тушган ёруғлик иккига ажралади: бир қисми қайтади, бир қисми эса синиб, намунага киради. Маълумки, қутбланган ёруғлик икки муҳит чегарасига тушганда қайтган ( $E'$ ), синган ( $E''$ ) тўлқинларнинг электр майдон кучланганликлари амплитудалари Френель тенгламалари орқали аниқланади. Бунда  $\mu_1 = \mu_2 \approx 1$  бўлганда  $E'$  ва  $E''$  лар қуйидаги ифодалар орқали топилади:

$$\frac{E'_{vp}}{E_{vp}} = \frac{E_{vs}}{E_{vs}} \frac{\operatorname{tg}(\varphi - \varphi^*)}{\operatorname{tg}(\varphi + \varphi^*)}; \quad E''_{vs} = \frac{\sin(\varphi^* - \varphi)}{\sin(\varphi + \varphi^*)} \cdot E_{vs} \quad (3.11)$$

$$E''_{vp} = E_{vp} \frac{2 \sin \varphi^* \cos \varphi}{\sin(\varphi + \varphi^*) \cos(\varphi - \varphi^*)}; \quad E''_{vs} = \frac{2 \sin \varphi^* \cos \varphi}{\sin(\varphi + \varphi^*)} \cdot E_{vs}$$

Бу ерда  $\varphi$  — тушиш,  $\varphi''$  — синиш бурчақлари.  $E_p, E_s$  — тушаётган тўлқинларнинг электр майдон кучланганликлари амплитудаси.  $P$  ва  $S$  — индекслар электр майдон кучланганлигини ёруғликнинг тушиш текислигига параллел ва унга тик текисликда ётишини мос равишда кўрсатади. Қутбланган ёруғликнинг намунадан қайтиш коэффициентлари

$$R_{vs} = \left| \frac{E'_{vs}}{E_{vs}} \right|^2; \quad R_{vp} = \left| \frac{E'_{vp}}{E_{vp}} \right|^2 \quad (3.12)$$

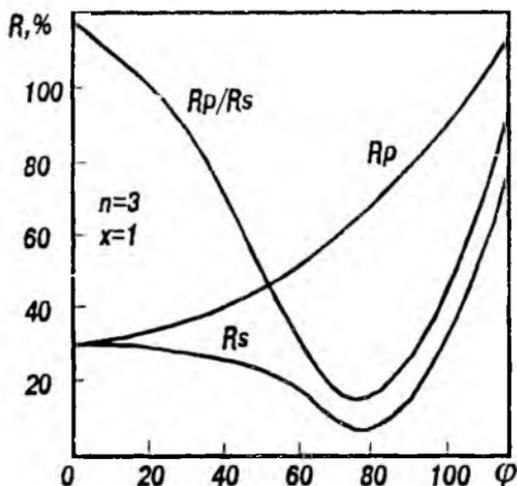
ўтиш коэффициентлари (шаффофлик коэффициентлари) қуйидаги ифодалар билан аниқланади.

$$T_{vs} = \left| \frac{E''_{vs}}{E_{vs}} \right|^2; \quad T_{vp} = \left| \frac{E''_{vp}}{E_{vp}} \right|^2 \quad (3.13)$$

Френель тенгламаларидан кўринадикки, ёруғликнинг намунадан қайтиш ва ўтиш коэффициентлари ёруғликнинг тушиш бурчагига (3.16-расм), оптик константаларига, электр майдон кучланганлиги векторининг йўналишига боғлиқ. Эслатиб ўтамыз, Френель тенгламалари муҳитнинг нур синдириш кўрсаткичи комплекс бўлган ҳол учун ҳам ўринлидир. Бунда синиш қонуни

$$\frac{\bar{n}^*}{n_1} = (n - i\chi) = \sin \varphi / \sin \varphi'' \quad (3.14)$$

кўринишда бўлади. Биринчи муҳит ҳаво бўлганда  $n_1 = 1$  бўлиб, синиш бурчаги комплекс бўлади. Ёруғлик ҳаводан



3.1, 6-расм. Ҳаво яримўтказгич чегарасида чизиқли қутбланган ёруғликнинг қайтиш коэффициентларининг тушиш бурчагига боғланиши (нур синдириш кўрсаткичи  $n=3$ , ютиш кўрсаткичи  $s=1$  бўлган хол учун).

яримўтказгич сиртига тик тушганда  $\varphi=\varphi''=0$  бўлади. Френель муносабатларига кўра, ҳаво-яримўтказгич чегарасидан ёруғликнинг қайтиш коэффициентининг оптик константалар ( $n$  ва  $\chi$ ) билан боғланиши қуйидаги кўринишни олади:

$$R_v = R_{sv} = R_{pv} = \frac{(n-1)^2 + \chi^2}{(n+1)^2 + \chi^2} \quad (3.15)$$

(3.15) дан кўринадики, қайтиш коэффициенти ёруғлик тик тушганда унинг қандай қутбланганлигига боғлиқ бўлмайди. Қайтиш коэффициентининг тушиш бурчагига боғлиқлиги шуни кўрсатадики, тушиш бурчагининг  $\varphi=0 \div 17^\circ$  оралиғида деярли ўзгармайди, шунинг учун амалиётда тушиш бурчагининг  $0 \div 17^\circ$  оралиғида ўлчанган қайтиш коэффициентини тик тушгандаги каби қараш мумкин. (3.15) тенгламадан кўринадики, қайтиш коэффициенти ўлчаш билан бир вақтда икки параметр ( $n$  ва  $\chi$ ) ни аниқлаш мумкин эмас. Кўп яримўтказгичларда нур

синдириш кўрсаткичининг етарлича катта бўлиши туфайли, уларда ютиш кўрсаткичи  $\chi=0$  бўлганда ҳам қайтиш коэффициентлари катта  $R=30\div 40\%$  бўлади. Намуналарда нур синдириш кўрсаткичи катта  $n\gg\chi$  бўлганда қайтиш коэффициенти ҳам катта бўлади ( $R\approx 1$ ).

### 3.2 §. Оптик параметрларни (константаларни) тажрибада аниқлаш усуллари

Биз юқорида ўтказувчан  $\sigma\neq 0$  муҳитда диэлектрик сингдирувчанлик  $\varepsilon=\varepsilon_1-i\varepsilon_2$  ни ёки нур синдириш кўрсаткичи ( $\bar{n}^*=n-i\chi$ ) нинг комплекс бўлишлигини, уларнинг ҳақиқий ( $n$ ,  $\varepsilon_1=n^2-\chi^2$ ) ва мавҳум қисмлари ( $\chi$ ,  $\varepsilon_2=2n\chi$ ) нинг кристаллнинг микроскопик параметрлари билан бевосита боғлиқ эканлигини кўрган эдик. Яримўтказгичлар тузилишини, параметрларини оптик усуллар билан аниқлашда биринчи навбатда  $n$  ва  $\chi$  ларни алоҳида ёки  $\varepsilon_1=n^2-\chi^2$  ва  $\varepsilon_2=2n\chi$  ларни ёруғлик тўлқин узунлигининг кенг соҳасида ва ҳар хил температураларда аниқлаш лозим. Оптик параметрларнинг (константаларни) аниқлаш усулларини икки гуруҳга бўлиш мумкин. Биринчи гуруҳ усуллари ёруғликнинг қайтиш коэффициенти ни ўлчашга, иккинчи гуруҳ усуллари намунанинг тиниқлигини (шаффофлигини) ўлчашга асосланган. Оптик константалар ( $n$ ,  $\chi$ ,  $\alpha$ ) ни тажрибада ўлчаш усулларни қисқача кўриб чиқамиз. Ютиш кўрсаткичи нур синдириш кўрсаткичидан анча кичик ( $n\gg\chi$ ) бўлган тўлқин узунлиги соҳасида (3.15) дан (3.16) тенгламани оламиз:

$$R_v = \frac{(n-1)^2}{(n+1)^2} \quad (3.16)$$

$n^2\gg\chi^2$  шарт тўлқин узунлигининг катта  $\lambda>\lambda_g$  соҳасида  $\left( \lambda_g = hc/E_g = \frac{1,24}{E_g(\text{эВ})}, [\text{мк}] \right)$  ҳам бажарилади, бу ерда  $E_g$  — тақиқланган зона кенглиги. Кўп яримўтказгичларда, ҳатто заряд ташувчилар концентрацияси катта бўлганда ҳам  $n^2\gg\chi^2$  шарт бажарилади. Шунинг учун (3.16) ифодадан нур синдириш кўрсаткичининг табиий ёруғликда қайтиш

коэффициентини ўлчаш билан аниқлаш мумкин. Кристалларда ёруғлик тўлқин узунлигининг кучсиз ютилиш соҳасида  $R_p$  ёки  $R_p/R_s$ -нинг тушиш бурчагига боғланиш графигидан Брюстер бурчаги, яъни  $R_p$ ,  $R_p/R_s$ -лар минимумга эришадиган бурчак аниқланади. Брюстер бурчаги ( $\varphi_B$ ) нур синдириш кўрсаткичи орқали ҳисобланади:

$$n = \operatorname{tg} \varphi_B \quad (3.17)$$

Агар намунада ютилиш содир бўлмаса, нур синдириш кўрсаткичини ясси параллель сиртли пластина кўринишида бўлган намунанинг шаффофлигига қараб ҳам аниқлаш мумкин. Ҳавода турган пластина кўринишидаги намуна ичида ёруғликнинг қайта-қайта (кўп марта) қайтиши содир бўлса (интерференцияни ва ютилишни ҳисобга олмаганда), унинг шаффофлик (ёруғликнинг намунадан ўтиши) коэффициенти қуйидаги кўринишни олади.

$$T_v = \frac{1 - R_v}{1 + R_v} = \frac{2n}{n^2 + 1} \quad (3.18)$$

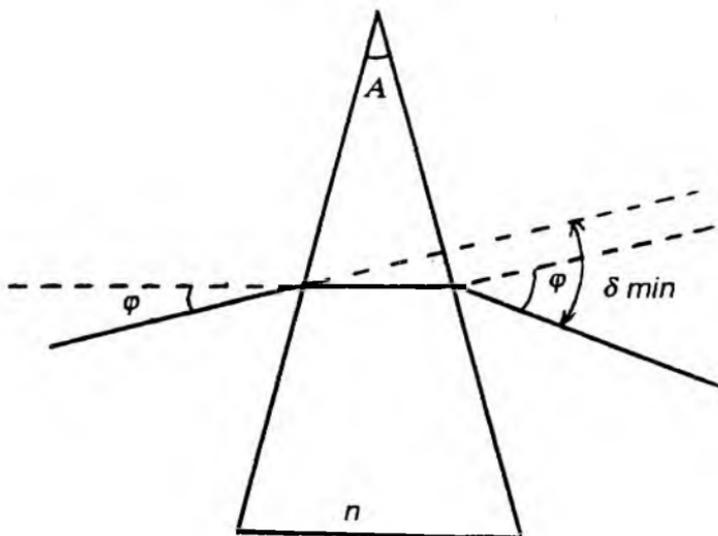
Шундай қилиб, намуна шаффофлигини билган ҳолда нур синдириш кўрсаткичи қуйидаги ифода билан аниқланади:

$$n = \frac{1 - \sqrt{R_v}}{1 + \sqrt{R_v}} = \frac{1 - [(1 - T_v)/(1 + T_v)]^{1/2}}{1 + [(1 - T_v)/(1 + T_v)]^{1/2}} \quad (3.19)$$

Бу ҳолда тўла қайтиш коэффициенти

$$R_v + T_v = 1 \quad (3.20)$$

ифода билан аниқланади. Бу ерда ҳам энергиянинг сақланиш қонуни бажарилади. Намунанинг юқори шаффофлик (тиниқлик) соҳасидаги нур синдириш кўрсаткичини аниқлашда катта аниқлик билан ўлчайдиган призма усулидан фойдаланиш мумкин. Бунинг учун текширилаётган намунадан синдириш бурчаги  $A$  бўлган призма ясалади (3.2-расм). Тўлқин узунлиги  $\lambda$  бўлган монохроматик ёруғликнинг параллел оқими (дастаси) призмадан ўтган-



3.2-расм. Ёруғликнинг кичик бурчакка четланиши (оғиши) ҳолида призма орқали нур йўли.

дан сўнг  $\delta$  — бурчакка оғади, бунда нурнинг синиш бурчаги нурнинг призмадан чиқишидаги синиш бурчагига тенг бўлганда,  $n$ -ни ўлчашда энг катта аниқликка эришилади:

$$\varphi_{\text{кириш}} = \varphi_{\text{чиқош}} = \varphi$$

Бу ҳолда  $\delta$  — бурчак энг кичик бўлади. Шунинг учун призма усули одатда кичик бурилиш (оғиш) усули деб юритилади. Нур синдириш кўрсаткичи қуйидаги тенглама билан топилади:

$$n = \frac{\sin\left(\frac{A + \delta_{\min}}{2}\right)}{\sin(A/2)} \quad (3.21)$$

Текширишлар бу усул билан яримўтказгичларда нур синдириш кўрсаткичининг 0,01% аниқлик билан ўлчаш мумкинлигини кўрсатди.

Ютилиш кўрсаткичи ( $\chi$ ) ни ёки ютилиш коэффициентини ( $\alpha$ ) ни  $n^2 \gg \chi^2$  бўлганда пластинка шаклидаги намуналарнинг шаффофлик коэффициентини ўлчаш билан аниқлаш мумкин,

$$T_v = \frac{(1 - R_v)^2 [1 + \lambda \alpha / 4\pi n]}{(\exp(\beta) - R_v \exp(-\beta))^2 + 4R \sin^2(\delta + \psi)} \quad (3.22)$$

бу ерда:  $\beta = \frac{\alpha d}{2}$  ( $d$  — намуна қалинлиги,  $\alpha$  — ютилиш коэффициенти),  $\delta$  — намунадан ёруғлик бир марта ўтганидаги фаза ўзгариши (фаза силжиши)

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} nd \cos \varphi$$

билан ифодаланади ( $\varphi$  — плёнқада нурнинг синиш бурчаги),  $\psi$  — намунадаги ёруғликнинг —  $\vec{E}$  ва  $\vec{H}$  векторлари орасидаги фазавий бурчаги бўлиб,

$$\operatorname{tg} \psi = \frac{2\chi}{n^2 + \chi^2 - 1} \quad (3.23)$$

билан аниқланади. Агар интерференция кузатилмаса (намуна сиртидаги нуқсонлар туфайли ёки ёруғлик тўлқин узунлигининг катта бўлиши туфайли),  $T$ ,  $R$  ни  $\alpha$  — орасидаги боғланишлари соддалашади ва

$$T_v = \frac{(1 - R)^2 [1 + (\lambda \cdot \alpha / 4\pi n)^2]}{\exp(\alpha d) - R^2 \exp(-\alpha d)} \quad (3.23a)$$

бўлади.  $n^2 \gg \chi^2$  бўлганда, яъни  $\frac{\alpha \lambda}{4\pi n} \ll 1$  да шаффофлик коэффициентининг  $(1 - R)/(1 + R)$  дан 10% гача бўлган ўзгариш соҳасида шаффофлик коэффициенти куйидаги тенгламадан аниқланади:

$$T_v = \frac{(1 - R_v) 2e^{-\alpha d}}{1 - R_v^2 e^{-2\alpha d}} \quad (3.236)$$

Таъкидлаш керакки, бу содалашган тенглама билан  $\alpha$  ни аниқлаш учун катта ҳисоб қилиш талаб қилинади. Шунинг учун одатда  $\alpha$  ни аниқлашда ҳар хил  $R$  ларга мос келган номограммалардан фойдаланилади. Шаффофлик коэффиценти  $n^2 \gg \chi^2$  бўлганда ( $T < 10\%$  бўлса)  $1 \gg R^2 e^{-2\alpha d}$  бўлади ва (3.226) дан ютилиш коэффиценти қуйидагича аниқланади:

$$\alpha = \frac{1}{d} \ln \left[ \frac{(1 - R_v)^2}{T_v} \right] \quad (3.24)$$

Агар синдириш кўрсаткичлари бир биридан фарқ қилса, плёнка (парда) тагликдан иборат структурани плёнкада ютилишини аниқлаш учун плёнка ҳаво ва плёнка таглик, таглик билан ҳаво чегараларидаги ёруғликнинг қайтишини ҳисобга олиш керак. Агар тагликда кучсиз ютилиш содир бўлса, юпқа қатламда ютилиш коэффиценти қуйидагича ҳисобланади:

$$\alpha = \frac{1}{d} \ln \left[ \frac{(1 - R_{v1})(1 - R_{v2})(1 - R_{v12})}{T_v} \right] \quad (3.25)$$

Бу ерда:  $R_{v12}$ ,  $R_{v2}$ ,  $R_{v1}$  плёнка-таглик, таглик-ҳаво, плёнка-ҳаво чегараларидаги қайтиш коэффицентлари. Тажрибадан яримўтказгичларда ютилиш коэффицентини қайтиш ва шаффофлик коэффицентлари натижалари бўйича аниқлаш учун қуйидаги босқичлардан ўтилади. Дастлаб намунанинг сиртига сайқал берилади, унинг қалинлиги  $\alpha d \gg 1$  шартига жавоб беради. Бу билан намунанинг остки сиртидан ёруғликнинг қайтиши таъсири йўқотилади ва мумкин бўлган тўлқин узунлиги соҳасида турли температурада ва бошқа ташқи таъсирлар остида  $R_v$  ўлчанади, бу ёруғликнинг сиртдан бир карра (марта) қайтиши коэффицентини беради. Сўнгра намунанинг қалинлиги камайтирилади:  $\alpha d < 1$  ёки  $(1 - R_v)/(1 + R_v) > T_v > 10\%$  шаффофлик соҳасида ёруғликнинг ўтиш интенсивлигини текширилаётган соҳада аниқ ўлчаш мумкин бўлсин. Бу ҳолда  $T$  ни ўлчаш имкони вужудга келади. Ютилиш коэффицентини шаффофлик коэффиценти қиймати бўйича аниқ-

лашда  $T > 10\%$  бўлганда (3.226) ва  $T < 10\%$  бўлганда (3.25) тенгламадан фойдаланилади. Ютилиш коэффициентини аниқлашда фақат шаффофлик коэффициентини ўлчаш билан ҳам чегараланиш мумкин, бунинг учун қалинликларини  $d_1$  ва  $d_2$  бўлган бир хил кристаллдан намуналар тайёрланади, уларнинг қалинлиги шундай бўлиши керакки ( $\alpha d_2 > 1$  ва  $\alpha d_1 > 1$  бўлиб), шаффофлик коэффициентлари  $T_{v1}$  ва  $T_{v2}$  10% бўлсин, у ҳолда текширилатган намунанинг ютилиш коэффициенти

$$\alpha = \frac{1}{d_2 - d_1} \ln \frac{T_{v1}}{T_{v2}} = \frac{1}{d_2 - d_1} \ln \frac{I_{v1}}{I_{v2}} \quad (3.26)$$

билан ҳисобланади. Бу ерда  $I_{v1}$  ва  $I_{v2}$  мос равишда қалинлиги  $d_1$  ва  $d_2$  бўлган намуналардан ўтган ёруғлик интенсивлигидир. Агар тадқиқотчи ихтиёридаги намуна кичик бўлса, уни қалинлигини юқалаштириш билан ўлчаш мумкин.

Ютилиш коэффициенти  $\alpha$  ни ҳисоблаш тенгламаси (3.25) нинг таҳлили  $T < 10\%$  ва  $R = 35\%$  бўлганда, шаффофликнинг  $10^3$  марта ўзгариши ютилиш коэффициентининг фақат 6 марта ўзгаришига олиб келади. Демак  $\alpha$  нинг қийматини катта ораликда ўлчаш учун битта материалдан ясалган ҳар хил қалинликдаги намуналар тўплами бўлиши керак. Масалан, яримўтказгичларда ёруғликнинг хусусий ютилиш чегарасида ютилиш коэффициенти ( $\alpha$ )  $10^2$  дан то  $10^4 \text{ см}^{-1}$  гача ўзгаради. Қалинлиги  $d$  — бўлган ҳар бир намуна учун ютилиш коэффициентининг максимуми  $\alpha_{\max}$  шаффофлик минимуми қиймати бўйича аниқланади.  $\alpha_{\min}$  тажрибада  $\alpha$  ни аниқлашда кузатиладиган энг катта хатоликка эришиш билан баҳоланади. Ютилиш коэффициентини ўлчашнинг нисбий  $\delta\alpha = \frac{\Delta\alpha}{\alpha}$  хатолиги (3.26) учун

$$\delta\alpha = \delta d + \left( \frac{2R_v}{1 - R_v} \delta R_v + \delta T_v \right) \left[ \ln \frac{(1 - R_v)^2}{T_v} \right]^{-1} \quad (3.27)$$

билан аниқланади. Агар  $\alpha$  ни уни ташкил этувчиларининг хатоликлари йиғиндисидан ( $\delta R + \delta d + \delta T$ ) катта бўлмаган хатолик билан ўлчанади деб фараз қилинса, у ҳолда  $R = 35\%$  бўлганда

$$\alpha_{\min} \approx \frac{1}{d} \quad (3.28)$$

ифода ўринли бўлади ва у шаффофлик коэффициенти  $T=16\%$  бўлгандаги қийматига мос келади. Ютилиш коэффициенти  $\alpha < 1/d$  соҳасида  $\alpha$  ни аниқлашдаги хатолик  $\alpha_{\min}$  ни аниқлашдаги хатоликдан катта бўлади. Шундай қилиб, текширилаётган соҳада ютилиш коэффициенти  $\alpha = 10^{-1} \text{ см}^{-1}$  дан  $\alpha = 10^4 \text{ см}^{-1}$  гача ўзгарса, камида икки хил  $d_1$  ва  $d_2$  қалинликдаги намуна олиниши керак. ( $d_2 > d_1$ ).  $d_1$  қалинликни топиш учун (3.26) тенгламага ютилиш коэффициенти юқори чегараси  $10^4 \text{ см}^{-1}$ ,  $R_v$  ва  $T_v$ -нинг минимум қийматлари қўйилиб ҳисобланади. Масалан,  $10^4 \text{ см}^{-1}$ ,  $T_{\min} = 0,01\%$  ва  $R = 35\%$  бўлганда,  $d_1 = 8,3 \text{ мкм}$  эканлиги кўринади.  $d_2$  — қалинлик эса қуйидаги (3.29) тенглама билан топилади:

$$d_2 = \frac{1}{\alpha_{\min}} = \frac{1}{10 \text{ см}^{-1}} = 1 \text{ мм}. \quad (3.29)$$

Қалинлиги  $d_2 = 1 \text{ мм}$  бўлган намунада ютилиш коэффициентини  $10$  дан  $84 \text{ см}^{-1}$  гача, қалинлиги  $d_1 = 8,3 \text{ мкм}$  намунада  $240$  дан  $10^4 \text{ см}^{-1}$  гача текшириш мумкин. Ютилиш коэффициентини  $84 \div 240 \text{ см}^{-1}$  оралиқда текшириш учун қалинлиги  $d_3 = 200 \text{ мкм}$  бўлган учинчи намуна зарур (керак). Бу намуна билан  $\alpha_{\min} = 50 \text{ см}^{-1}$  дан  $\alpha_{\max} = 415 \text{ см}^{-1}$  гача ўлчаш мумкинки, кичик ютилиш коэффициентларини ўлчашда ютилиш коэффициентини аниқлашдаги хатоликнинг минимум бўлиш шarti  $\alpha d = 1$  дан ёруғликнинг тарқалиш йўналишида намуна қалинлиги катта бўлишлигини талаб этади. Жуда кичик ютилиш коэффициентларини  $\alpha < 10^{-2} \text{ см}^{-1}$  ўлчаш учун махсус усуллар яратилган.

### 3.3-§. Заряд ташувчилар концентрацияси ва ҳаракатчанлигини ўлчашнинг оптик усуллари

Яримўтказгичларда ёруғликнинг эркин заряд ташувчиларда ютилиши хусусий ютилишнинг қизил чегарасидан катта бўлган тўлқин узунлиги соҳаси ( $\lambda > \lambda_g$  ёки  $h\nu > E_g$ ) да айниқса муҳим ўрин тутаети. Эркин заряд ташувчилар-

да ёруғлик ютилиш механизмининг классик назариясида эркин заряд ташувчиларнинг ёруғлик (электромагнит) тўлқинининг электр майдонида олган кинетик энергиясига яримўтказгич намунасидаги ҳар хил нуқсонлар (кристалл панжара даврийлигининг бузилиши) билан ўзаро таъсирлашганда (сочилишида) иссиқликка айланиши деб қаралади. Квант механикаси нуқтаи назаридан кристалл панжаранинг даврий майдонида ҳаракатланаётган эркин электронлар импульснинг сақланиш қонунига кўра, ёруғликни ютмаслиги керак. Лекин кристалл панжаранинг тебраниши ёруғликнинг эркин электронда ютилишини вужудга келтиради. Оптик константаларнинг ёруғлик тўлқин узунлигига боғланиши аналитик ифодасини оптик константалар дисперсиясининг классик назарияси ёрдамида олиниши мумкин. Бу назарияга кўра қаттиқ жисм чизикли осцилляторлар тўпламидан иборат деб ва электромагнит тўлқинларининг электр майдонида электроннинг ҳаракат тенгламаси ечими қаралади,

$$m\ddot{x} + m\omega_0^2 x + \frac{m}{\tau} \dot{x} = -eE_{\nu 0} e^{i\omega t} \quad (3.30)$$

Бу тенгламанинг биринчи ҳади Ньютон кучини, иккинчи ҳади мувозанат ҳолатидан силжиган  $x$  масофага пропорционал бўлган (қайтарувчи) эластиклик кучини, учинчи ҳади тормозловчи кучни, яъни заряд ташувчилар тезлигига пропорционал бўлган ишқаланиш кучини, ўнг томонидаги ҳади электронга электр майдонининг таъсир кучини тавсифлайди. Шундай қилиб, ўтказувчан зонадаги электронларнинг эффектив массаси  $m_n$  га тенг бўлган эркин электрон деб қаралади, шунинг учун (3.30) тенгламадаги қайтарувчи кучни нолга тенглаштириб ва  $m$  массасини электрон эффектив массаси билан алмаштириб,

$$m_n \ddot{x} + \frac{m_n}{\tau} \dot{x} = -eE_{\nu 0} e^{i\omega t} \quad (3.31)$$

электромагнит тўлқинининг электр майдонидаги эркин электрон ҳаракат тенгламасини оламиз. Электр майдон таъсирида электроннинг гармоник тебранма ҳаракати содир бўлади. Шу билан бирга бу тебранишнинг комплекс амплитудаси (3.31) тенгламага кўра қуйидагича бўлади:

$$x_0 = -\frac{e\vec{E}_{\omega 0}}{m_n} \cdot \frac{1}{\left(\omega^2 + \frac{\omega}{\tau} i\right)} \quad (3.32)$$

Бунда ҳосил бўлган қутбланиш вектори

$$\vec{P}_{vx} = eN\vec{x}_0 \quad (3.33)$$

бўлишлигини эътиборга олиб, электр майдон индукциясининг ифодасидан

$$\vec{D}_v = \varepsilon_0 \varepsilon \vec{E}_v = \varepsilon_0 \vec{E}_v + \vec{P}_v, \quad (3.34)$$

комплекс диэлектрик сингдирувчанликнинг аниқланишини кўрамиз.

$$\varepsilon = \varepsilon_1 + \varepsilon_2 \cdot i = 1 + \frac{\vec{P}_{vx}}{\varepsilon_0 \vec{E}} \quad (3.35)$$

Зоналараро ўтишларни  $\varepsilon$  га қўшган ҳиссаси ҳисобга олинганда, хусусий ютилиш чегараси билан бўйлама оптик тебранишлар частотаси оралиғида  $\omega_g > \omega > \omega_{z0}$  диэлектрик сингдирувчанлик (3.35) тенглама

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_{\infty} \left[ 1 + \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\tau^{-1})} \right] \quad (3.36)$$

билан аниқланади. Бундан унинг ҳақиқий ва мавҳум қисмлари қуйидаги кўринишни олади:

$$\varepsilon_1(\omega) = n^2 - \chi^2 = \varepsilon_{\infty} \left[ \frac{1 - \omega_p^2 \tau^2}{(1 + \omega^2 \tau^2)} \right] \quad (3.37)$$

$$\varepsilon_2(\omega) = 2n\chi = \frac{\varepsilon_{\infty} \omega_p^2}{\omega} \left[ \frac{\tau}{(1 + \omega^2 \tau^2)} \right] \quad (3.38)$$

Бу ерда  $\omega_p^2 = eN\epsilon_0\epsilon_\infty m_n$  — эффектив массаси  $m_n$ , концентрацияси  $N$  бўлган эркин заряд ташувчиларнинг плазмавий частотаси. (3.37) ва (3.38) ифодаларнинг релаксация вақти  $\tau$  га боғлиқ  $(\omega^2\tau^2 + 1)$  кўпайтмаларида энергия бўйича ўрталаштириш ҳисобга олинмаган. Агар  $\tau$  энергияга боғлиқ бўлса,  $\epsilon_1$  ва  $\epsilon_2$  лар электронларнинг кристалларда сочилиш механизмига боғлиқ бўлади. (3.37) ва (3.38) ларда электромагнит тўлқинларнинг кристалл панжара билан таъсирланиши ҳам ҳисобга олинмаган. Бу таъсирлашишда кимёвий боғланишнинг улуши кичик, заряд ташувчилар концентрацияси катта бўлган яримўтказгичларда унчалик муҳим эмас. Ёруғликнинг хусусий ютилиш чегарасининг частотаси билан кристалл панжаранинг бўйлама оптик тебранишлар частотаси оралиғида тоза кристаллар учун юқори частотали диэлектрик синдирувчанлик частотага боғлиқ бўлмайди, доимий  $\epsilon_\infty$  га тенг бўлади. Бу частота оралиғида ҳаракатчанлиги катта бўлган яримўтказгичлар учун

$$\omega^2\tau^2 \gg 1$$

шарт бажарилиши мумкин.  $n$ -тип германий учун релаксация вақти тахминан  $10^{-13}$  секундни ташкил этади. Ёруғликнинг тўлқин узунлиги  $\lambda = 20$  мкм бўлганда,  $\omega^2\tau^2 \approx 400$  га тенг бўлади.  $\omega^2\tau^2 \gg 1$  шарт бажарилганда (3.37) ва (3.38) ифодалар

$$\epsilon_1 = n^2 - \chi^2 = \epsilon_\infty \left( 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \right) \quad (3.39)$$

$$\epsilon_2 = 2n\chi = \epsilon_\infty \omega_p^2 / \tau \omega^3 \quad (3.40)$$

кўринишни оладилар.

Ёруғликни эркин заряд ташувчиларда ютилиш коэффициентини  $\alpha$  (3.10) ва (3.40) ларга кўра

$$\alpha \approx \frac{\epsilon_\infty \omega_p^2}{n \cdot c \cdot \omega^2} < \frac{1}{\tau} > \sim \lambda^2 < \frac{1}{\tau} > \quad (3.41)$$

ифода билан аниқланади. Ютилиш коэффициенти заряд ташувчиларнинг сочилиш механизмига, яъни  $<1/\tau>$  нинг

ўртача қийматига боғлиқ бўлиб, ёруғлик тўлқин узунлигининг квадратига пропорционалдир. Ўтказувчанликка ҳар хил типдаги заряд ташувчилар қатнашса, улардаги ютилишлар қўшилади. Паст частоталарда ( $\omega^2\tau^2 \ll 1$ ) ютилиш коэффициенти:

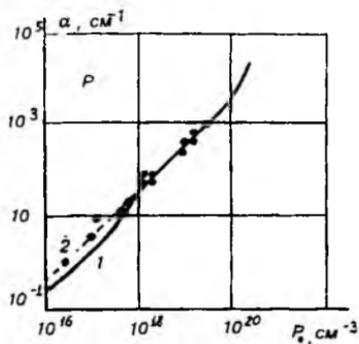
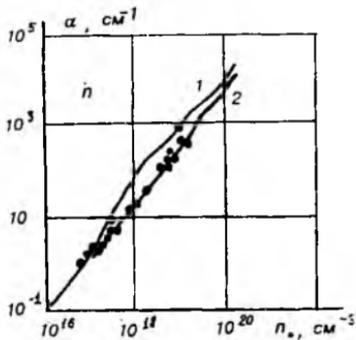
$$\alpha \approx Ne^2\tau/m_n^*c \cdot n\epsilon_0 - \sigma_0 \quad (3.42)$$

у частотага боғлиқ бўлмайдиган ва доимий электр майдонда кристаллнинг солиштирма ўтказувчанлигига пропорционал бўлган катталиқ.

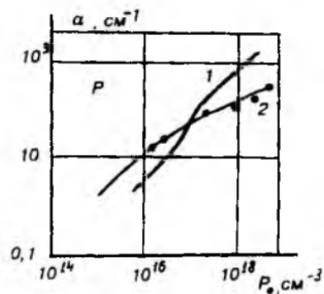
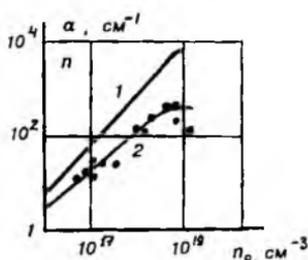
Релаксация вақтининг энергияга боғлиқлиги даражали функция кўринишида бўлганида (3.38) ни сочилиш механизмига боғлиқ бўлган  $\gamma$  коэффициентга кўпайтирилади. Сочилиш кристалл панжара тебранишида содир бўлса,  $\gamma = 1, 13$  га, ионлашган киришма атомда содир бўлса,  $\gamma = 3, 4$  га тенг бўлади. Эркин электронларда ёруғлик ютилишининг квант назариясига кўра ютилиш коэффициенти тўлқин узунлигига боғлиқлиги  $\alpha \sim \lambda^n$  кўринишда ва даража ( $n$ ) 2 дан фарқли бўлиб, сочилиш механизмига қараб, 1 дан 4 гача ўзгаради. Кўпгина яримўтказгич материалларда тажрибадан олинган ютилиш коэффициентининг тўлқин узунлигига боғлиқлиги мураккаб кўринишга эга.

*а) Заряд ташувчилар концентрациясини ёруғликнинг ютилиши бўйича аниқлаш*

Тажрибада ютилиш коэффициенти бўйича, заряд ташувчилар концентрациясини аниқлашда, ютилиш коэффициентини уларнинг концентрациясига боғлиқлиги асос қилиб олинган. Ютилиш коэффициентини тажрибада аниқланган ёруғликнинг намунадан ўтиш ва қайтиш коэффициентилари бўйича ҳисоблаб, заряд ташувчилар концентрациясини аниқлаш мумкин. Лекин тажрибада аниқланган ва назария бўйича ҳисобланган натижалар бири-бирдан фарқлангани учун одатда олдиндан тажрибада олинган  $\alpha = f(N)$  градиуровка (даражалаш) графигидан фойдаланиб топилади. Бунинг учун заряд ташувчилар концентрацияси маълум бўлган бир қанча намуналарда ютилиш коэффициентининг концентрацияга боғлиқлиги аниқланади. Ютилиш коэффициентининг концентра-



а)



б)

3.3-расм.  $n$ ,  $p$  — типдаги кремний намуналарда ёруғликнинг ютилиш коэффициенти  $\alpha$  ни заряд ташувчилар концентрациясига назарий (1-чизик) тажриба йўли билан (— —чизик) боғланиш.  $a$  — ёруғликнинг тўлқин узунлиги 40 мкм бўлган хол учун.

цияга назарий боғланиши,  $\alpha=f(N)$  тажриба натижалари билан мос тушмаслиги эркин заряд ташувчиларда ёруғлик ютилишининг назарий модели етарлича яхши ишланмаганлигидан далолат беради. Бир қанча ҳолларда тажриба ва назария натижалари қисқа тўлқин узунлиги оралиғида мос тушади. Масалан,  $p$ ,  $n$ -тип кремнийларда инфрақизил соҳанинг қисқа тўлқин узунлиги қисмида  $\alpha(N)$  нинг назарий ва амалий қийматлари бир-бирига мос тушади, узун тўлқин узунлик қисмида эса, кучли фарқ кузатилади (3.3-расм).

Тажрибада ёруғликни намунадан ўтиш (шаффофлик) коэффициенти орқали  $T > 0,1$  да қиймати ютилиш коэффициенти (2.236) ва қайтиш коэффициенти

$$R_v = R_{v0}(1 - T)e^{-ad} \quad (3.43)$$

ифодаларидан аниқланади. Бу ерда  $R_{v0}$  яримчексиз намунада ёруғликнинг қайтиш коэффициенти,  $d$  — намуна қалинлиги. (3.236) ва (3.43) тенгламанинг биргаликдаги ечими ютилиш коэффициенти қийматини беради.

Ўлчашнинг спектрал оралиғини танлашда шуни эътиборга олиш керакки, оралиқнинг маълум бир спектрал қисмида (соҳасида) ёруғликнинг эркин электронда ютилишидан ташқари, у яна киришма атомларида ҳамда кристалл панжаранинг гебранишларида (Фононларда) ютилиши мумкин. Заряд ташувчилар концентрациясини аниқлашда хатоликларга йўл қўймаслик учун ўлчанаётган тўлқин узунлиги соҳасида бошқа ютилишлар кичик бўлиши керак. Масалан, кремнийда тўлқин узунлигининг 6 мкм дан 40 мкм оралиғида фононда ёруғликнинг ютилиши намоеён бўлади, шу билан бирга, ёруғликнинг фононларда ютилиш коэффициенти  $0,3 \div 10 \text{ см}^{-1}$  оралиғида бўлиб, концентрацияси  $10^{18} \text{ см}^{-3}$  бўлган намуналарнинг эркин зарядларда ёруғликнинг ютилиш коэффициенти тартибидадир. Шунинг учун кремний намуналарида ўлчовни асосан тўлқин узунлигининг  $\lambda < 5 \text{ мкм}$  ёки  $\lambda > 40 \text{ мкм}$  бўлган соҳаларида ўтказилиши мақсадга мувофиқдир. Бунда қисқа тўлқин узунлик соҳасидан фойдаланиб стандарт ўлчов асбобларини қўллаган маъқулдир. Тажрибани заряд ташувчилар концентрацияси кичик бўлган намуналарда ўтказиш мақсадга мувофиқдир. Чунки ютилиш коэффициенти тўлқин узунлигининг ортиши билан ортиб боради. Бунда ўлчанаётган заряд ташувчилар концентрациясини қуйи чегараси  $10^{15} \text{ см}^{-3}$  гача камайдди (ўлчаш техникаси 40 мкм да қийинлашади). Яримўтказгич параметрларини ўлчашда ёруғлик манбаи сифатида лазер нурларининг қўлланиши катта имкониятлар яратади. Бунда ёруғликни тўлқин узунлиги тартибида бўлган кичик диаметрли нўзага тўплаш (ёруғлик зондини олиш) ва намуналарнинг кичик соҳасини текшириш мумкин.

Лазер нурлари интенсивлигининг катта бўлиши ўлчов асбоблари ҳамда усулнинг сезгирлигини оширади, намунани тор ва кенг қилиб, лазер нурлари билан ёритиш мумкин. Лазерларни ёруғлик манбаи сифатида ишлатилишининг ютуғи шундан иборатки, инфрақизил интрос-

копларнинг характеристикаларини яхшилаш имконини беради. Ҳаракатланувчи лазер нурларига асосланган микроскопларни яратиш ва улар ёрдамида текшириляётган намуналарда бир жинсли эмаслиликнинг тақсимланиши тўғрисида аниқ маълумотлар олиш мумкин ҳамда концентрация, ҳаракатчанликнинг нафақат юза бўйича, балки қалинлик бўйича ҳам ҳар хил кўндаланг кесимларда тақсимланиши тўғрисидаги миқдорий натижаларни олиш мумкин.

б) Ёруғликнинг плазма резонанси соҳасида намунадан қайтиши бўйича эркин заряд ташувчилар концентрацияси ва ҳаракатчанлигини аниқлаш усули

Намунанинг нур синдириш ( $n$ ) ва ютилиш кўрсаткич ( $\chi$ ) ларини (3.37) ва (3.38) лардан топиб, ёруғликнинг қайтиш коэффициенти ифодаси (3.15) га қўйсақ, ЭҲМ да ҳисоблаш қулай бўлган

$$R(\omega) = R(a, b, \varepsilon_\infty) = \frac{(G^{-1}F - \varepsilon_\infty^{-1/2})^2 + a^2 F^{-2} G^{-2}}{(FG^{-1} + \varepsilon_\infty^{-1/2}) + a^2 F^{-2} G^{-2}} \quad (3.44)$$

қайтиш коэффициентининг спектрал боғланишдаги аналитик ифодаси олинади. Бу ерда:

$$F(a, b) = \left( [a^2(b^2 - 1) + 1]b + \{ [a^2(b^2 - 1) - 1]^2 b^2 + a^2 \}^{1/2} \right)^{1/2}$$

$$G(a, b) = [2b(a^2 b^2 + 1)]^{1/2} \quad (3.45)$$

$$a = \omega_p \cdot \langle \tau \rangle; \quad b = \omega / \omega_p$$

бўлади. Шундай белгилаш билан оптик константаларнинг дисперсион муносабатлари қуйидаги тенгламалар билан ифодаланади:

$$\varepsilon_1(\omega) = n^2 - \chi^2 = \varepsilon_\infty \left( 1 - \frac{a^2}{a^2 b^2 + 1} \right) \quad (3.46)$$

$$\varepsilon_2(\omega) = 2n\chi = \frac{\varepsilon_\infty \cdot a}{b(a^2b^2 + 1)} \quad (3.47)$$

$$n(\omega) = \sqrt{\varepsilon_\infty} G^{-1}(a, b) F(a, b) \quad (3.48)$$

$$\chi(\omega) = \sqrt{\varepsilon_\infty} F^{-1}(a, b) G^{-1}(a, b) \quad (3.49)$$

Булар ёрдамида яримўтказгичлар параметрларини аниқлашда плазманинг тебраниш частотаси

$$\omega_p^2 = e^2 N / \varepsilon_0 \varepsilon_\infty \cdot m_n^* \quad \text{ёки} \quad \lambda_p = \frac{2\pi c}{\omega_p} \quad (3.50)$$

ва ўлчамсиз  $a = \omega_p \langle \tau \rangle$  катталиқ асосий параметрлардан ҳисобланади. Уларни билган ҳолда яримўтказгич хоссаларини тавсифловчи катталиқлардан электр ўтказувчанликнинг частотага боғлиқлигини, ўзгармас ток учун солиштирма ўтказувчанлик ( $\sigma_0$ ), релаксация вақти  $\langle \tau \rangle$  ни аниқлаш мумкин.

$$\sigma = (\omega) = \frac{c \varepsilon_\infty a}{2\lambda_p (a^2 b^2 + 1)}; \quad \sigma_0 = \frac{c \varepsilon_\infty a}{2\lambda_p}; \quad \langle \tau \rangle = \frac{a\lambda_p}{2\pi c} \quad (3.51)$$

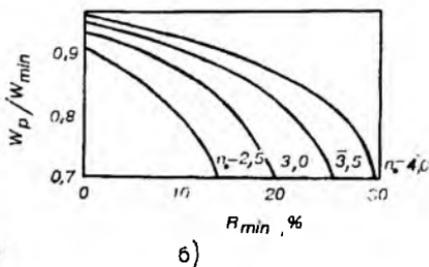
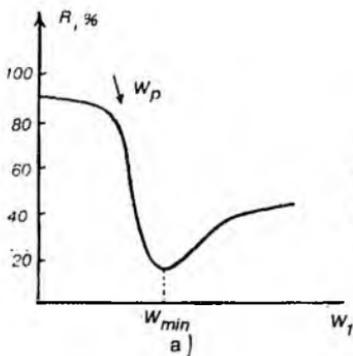
Эркин заряд ташувчилар концентрациясининг эффектив массасига нисбати қуйидаги

$$\frac{N}{m_n} = \frac{\pi c^2 \varepsilon_\infty}{e^2 \lambda_p} \quad (3.52)$$

тенглама ёрдамида ҳисоблаб топилади. Демак,  $R(\lambda)$  орқали намуна параметрларини аниқлашнинг биринчи босқичида  $\lambda_p$  ва  $a$  — параметрлар аниқланади. Бунинг учун ЭХМ да берилган

$$\varepsilon_\infty \{5(CdS), 8,5(GaAs), 10,5(GaP), 11,7(Si) 16(Ge)\}$$

$a$ -ни 0 дан 25 гача,  $b$ -ни 0,5 дан 2,5 гача бўлган оралиқдаги қийматларида қайтиш коэффициентининг спектри



3.4-расм. Яримўтказгичли намунада концентрациянинг маълум қийматида қайтиш спектри (а), плазма частотанинг қайтиш коэффициентининг минимал қийматига боғланиши (б).

ҳисобланади. Кремний учун ( $\epsilon_{\infty} = 11,7$ )  $R(\omega)$  ни ҳисоблаш натижалари 3.4а-расмда келтирилган. Расмдан кўриниб турибдики, частота ортиши билан ютилиш коэффициенти маълум бир частота ( $\omega_p$ ) дан бошлаб кескин камаяди,  $\omega_p$ -га яқин соҳада минимумга эришади, сўнг оҳиста ортиб боради.

Ёруғликнинг плазма частотаси  $\omega = \omega_p$  да намуналарда ютилиш ҳодисаси плазма-резонанс деб юритилади. Плазма-резонанс спектри бўйича яримўтказгичлар параметрини аниқлашнинг бир қанча усуллари яратилган.  $R(\omega)$  дан маълумки, плазма-резонанс қисқа тўлқин узунлик соҳасида ( $\lambda < \lambda_{\min}$ ) ва  $b > 1$  да  $b$  қанча катта бўлса, қайтиш коэффициентига  $a$ -параметр шунча кам таъсир қилади, у қайтиш спектрининг  $b = 1$  соҳасида сезиларли таъсир кўрсатади. Параметр  $a$  нинг камайиши билан заряд ташувчилар концентрацияси ва қайтиш коэффициентининг минимумдаги қиймати  $R_{\min} \sim m/4N$  ортиб боради, минимуми қисқа тўлқин узунлик соҳасига силжийди, минимуми ёйилиб, камроқ аниқлик билан (аниқланади) намоён бўлади. Демак, плазма-резонанс минимумининг спектрал ҳолати заряд ташувчилар концентрациясига боғлиқ. Берилган  $\epsilon_{\infty}$  учун ёруғликнинг қайтиш спектри бўйича  $R_{\min} = f(b_{\min})$  ва  $R_{\min} = f(a)$  лар ҳисобланади (3.4б-расм). Кейинги босқичда назарий ҳисобланган  $R(\omega)$  спектри таж-

рибада аниқланган  $R(\omega)$  боғланишга солиштирилади. Назарий ҳисобланган  $R(\omega)$  ёки  $R(\lambda)$  ни танлашда бошланғич параметрлар сифатида кристаллнинг юқори частота-ли диэлектрик сингдирувчанлиги  $\varepsilon_{\infty}$  ҳамда  $R(\lambda)$  нинг минимумга эришган  $\lambda_{\min}$  тўлқин узунлиги  $R(\lambda_{\min})$  олинади. Юқоридаги расмларда келтирилган  $R(b_{\min})$  ва  $R_{\min}(a)$  каби боғланишлардан  $b_{\min}$  ва  $a$  параметрлар аниқланади, сўнг

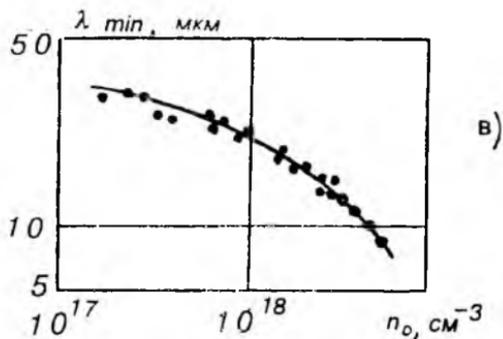
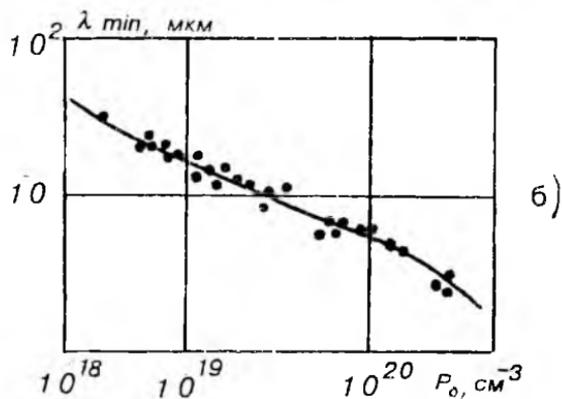
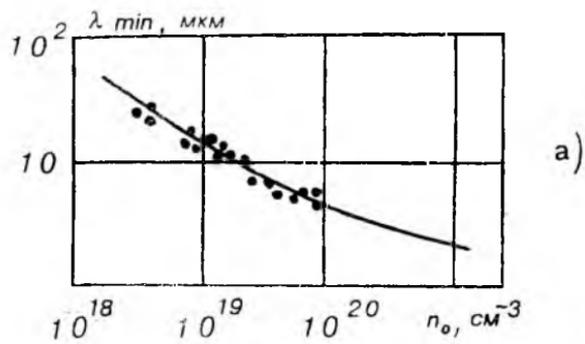
$$\lambda_p = \lambda_{\min} \cdot b_{\min} \quad (3.53)$$

ҳисоблаб топилади. Топилган  $a$ ,  $\lambda_p$  — параметрларни билган ҳолда,  $\sigma_0$ ,  $\langle \tau \rangle$ ,  $N/m_n$  — аниқланади. Шуни таъкидлаш керакки,  $R(\lambda)$  ни ҳисоблашга кирган, тажрибадан аниқланадиган катталиклар,  $R_{\min}$ ,  $\lambda_{\min}$  кристаллнинг ҳажмий хоссаларидан ташқари, уларнинг сирт ишловига ҳам боғлиқ. Текширишларнинг кўрсатишича, яримўтказгич сиртига механик ишлов беришда, яъни силлиқлашда сирт қатлами *деформацияланади*. Механик сайқал бериш яъни силлиқлаш ва ялтиратиш билан бу деформацияни йўқотиш мумкин эмас.

Қайтиш коэффициенти спектрининг худди ўзидай такрорланишига фақат сирт қатламини кимёвий едириш ва сайқал бериш орқали эришилади. Одатда амалиётда заряд ташувчилар концентрациясини ўлчашда концентрацияси маълум бўлган намуналар асосида аниқланган  $N(\lambda_{\min})$  боғланишдан, яъни плазма-резонанснинг калибровка (даражалаш) чизигидан фойдаланиб топилади (3.5-расм). 3.1-жадвалда кремний ва  $GaAs$  яримўтказгичлари эмперик боғланишларининг аналитик ифодаси келтирилган.

Заряд ташувчилар концентрацияси  $N$  ни плазма-резонанс усули билан аниқлашнинг хатолиги  $\lambda_{\min}$  ни ўлчаш аниқлигига ва калибровка чизигининг  $R(\lambda_{\min})$  оралиқ хатолигига боғлиқ.  $\lambda_{\min}$  ни ўлчашнинг мунтазам хатоликларининг ташкил этувчилари спектрал асбоблар тўлқин узунлиги бўйича градуировка хатолигидан ва қайтиш спектри минимумининг кескинлиги билан боғлиқ бўлган тасодифий хатоликлардан иборат.

Заряд ташувчилар концентрациясининг камайиши билан плазма-резонанс минимумининг кенглиги ўсади,



3.5-расм.  $\lambda_{\min}$  ни заряд ташувчилар концентрациясига боғланиши:  
 а) *n*-типтаги кремний учун, б) *p*-типтаги кремний учун,  
 в) *n*-типтаги GaAs учун.

шунинг учун  $\lambda_{\min}$  ни ўлчашдаги тасодикий хатолик ва концентрацияни аниқлашдаги хатоликлар ортади. Статистик текширишларнинг кўрсатишича, заряд ташувчилар концентрацияси  $10^{20}$  дан  $10^{18}$  см<sup>-3</sup> гача камайганда, ишонч оралиғи 0,95 бўлган аниқликда ўлчашнинг тасодикий хатолиги n-тип кремний учун  $\pm 10\%$  дан 50% гача ортади. Галлий арсенид концентрациясини  $10^{19}$  дан  $10^{17}$  см<sup>-3</sup> ораликда ўлчашнинг тасодикий хатолиги  $\pm 10\%$  дан 80% гача ортади.

### 3.1-жадвал

Материал	$\lambda_{\min}$ — эмперик ифодаси	концентрация оралиғи, см <sup>-3</sup>	Аппроксимация хатолиги %
Si			
n-тип	$\lambda_{\min} = 3,2908 \cdot 10^{11} \times n^{-0,5451} + 1,8153$	$1,5 \cdot 10^{18} \dots 1,5 \cdot 10^{21}$	2,4
p-тип	$\lambda_{\min} = 1,2125 \cdot 10^{15} \times p^{-0,7370} + 3,184$	$3 \cdot 10^{18} \dots 1 \cdot 10^{20}$	0,8
GaAs	$\lambda_{\min} = 8,4172 \cdot 10^2 \times n^{-0,08125}$	$1,5 \cdot 10^{17} \dots 6 \cdot 10^{17}$	0,5
n-тип	$\lambda_{\min} = 4,1584 \cdot 10^7 \times n^{-0,3451}$	$6 \cdot 10^{17} \dots 2,5 \cdot 10^{18}$	—
галлий арсенид	$\lambda_{\min} = 1,7231 \cdot 10^{10} \times n^{-0,4875}$	$2,5 \cdot 10^{18} \dots 1 \cdot 10^{19}$	—

Юқорида ёритилган усул билан бир жинсли, кўпқатламли намуналарнинг электрофизик хоссаларини аниқлаш заряд ташувчилар концентрацияси ва ҳаракатчанлигини ўлчашга имкон беради. Намуна сиртининг алоҳида олинган соҳаларида ўлчов ўтказиш мумкин, шунингдек уларни ҳар хил технологик мақсадларда қўллаш мумкин.

*в) Заряд ташувчилар концентрациясини Фарадей эффекти билан ўлчаш усули*

Ясси (чизиқли) кутбланган ёруғлик доимий магнит майдонига жойлаштирилган намунадан майдон йўнали-

ши бўйича ўтганида унинг қутбланиш текислигининг бурилиши Фарадей эффекти ва бурилиш бурчагини Фарадей бурчаги  $\varphi_F$  деб аталади.

Оптика курсидан маълумки, ясси қутбланган ёруғликнинг электр майдон кучланганликлари соат мили бўйича (ўнг) ва унга тескари йўналишда айланувчи (чап) айланма қутбланган икки тўлқин суперпозиция (йиғинди)сидан иборат деб қараш мумкин. Магнит майдонида муҳитнинг нур синдириш кўрсаткичи бу тўлқинлар учун икки хил ( $n_+$ ,  $n_-$ ) бўлади, шунинг учун улар ҳар хил фазовий тезликлар  $V_+ = \frac{c}{n_+}$ ,  $V_- = \frac{c}{n_-}$  билан тарқалади ва натижада улар орасида фаза фарқи  $\theta$  вужудга келади, бунинг оқиба-тида ясси чизиқли қутбланган ёруғлик намунадан чиққан чоғида қутбланиш текислиги  $\varphi_F$  — бурчакка бурилади. Бурилиш бурчаги қуйидаги ифода билан аниқланади.

$$\varphi_F = \frac{\theta}{2} = \frac{\pi l(n_- - n_+)}{\lambda} = \frac{\omega l}{2c}(n_- - n_+) \quad (3.54)$$

Бу ерда:  $l$  — намуна узунлиги,  $\lambda$  — ёруғликнинг вакуумдаги тўлқин узунлиги,  $n_+$  ва  $n_-$  мос равишда — ўнг ҳамда чап айланма қутбланган ёруғлик учун нур синдириш кўрсаткичлари.

Борди-ю, Фарадей эффекти эркин заряд ташувчилар билан боғланган бўлса, уларнинг ҳаракати нуқтаи назаридан қараганда, Фарадей эффектини Холл эффекти деб қараш мумкин: заряд ташувчилар ёруғлик тўлқини электр майдон кучланганлиги таъсирида ташқи магнит майдонга тик йўналишда ҳаракатланади. Борди-ю, заряд ташувчилар ўзгармас магнит майдонга нисбатан қандайдир бурчак билан ҳаракатланса, уларнинг траекторияси магнит майдон йўналишида спирал кўринишда бўлади.

Заряд ташувчилар айланма частотасининг циклатрон резонанси частота  $\omega_c$  деб юритилади. Циклатрон частота заряд ташувчиларнинг эффектив массаси ва магнит майдон индукциясига боғлиқ бўлиб, электрон учун  $\omega_{ce} = eB/m_e$ , кавак учун эса  $\omega_{cp} = eB/m_p$  билан аниқланади.

Фарадей бурчаги ишораси электрон ва кавак учун ҳар хил бўлиб, у ёруғликнинг доимий магнит майдон индук-

цияси векторига нисбатан қандай йўналишда тарқалишига боғлиқ. Агар магнит майдон индукцияси бўйича тарқалаётган ёруғликнинг қутбланиш текислиги соат мири бўйича бурилса, Фарадей бурчаги мусбат деб ҳисобланади. Кучсиз магнит майдонида  $\mu^2 B^2 \ll 1$  ва  $\omega^2 \tau^2 \gg 1$ ,  $n_- + n_+ = 2\bar{n}$  шартлар бажарилганда, Фарадей бурчагининг (3.54) ифодаси  $n$  — тип намуналар учун

$$\varphi_F = \frac{e^2 \lambda^2 B \cdot l \cdot N}{2\pi^2 c^3 \epsilon_0 m_n \bar{n}} \quad (3.55)$$

кўринишни олади. Бу ерда  $\bar{n}$  — магнит майдон индукцияси йўқ ( $B=0$ ) бўлгандаги нур синдириш кўрсаткичи. (3.55) тенгламадан кўринадикки, эркин заряд ташувчилар вужудга келтирган қутбланиш текислигининг бурилиш бурчаги заряд ташувчилар концентрацияси  $N$  га, ёруғлик тўлқин узунлигининг квадрати  $\lambda^2$  га, намуна узунлиги  $l$  га, магнит майдон индукцияси  $B$  га пропорционал бўлиб, сочилиш механизмига боғлиқ эмас. Агар ўлчов ёруғликнинг инфрақизил тўлқин узунлиги соҳасида ўтказилса, релаксация вақтини чегараловчи  $\omega^2 \tau^2 \gg 1$  шарт бажарилади намунада тарқалаётган ёруғлик намуна ичида қайта-қайта қайтиши сабабли унинг оптик йўли узаяди ва Фарадей бурчагининг  $\varphi_F$  ортишига олиб келади. Бунда Фарадей бурчаги  $\varphi_F$  нинг намуна ичида ёруғликнинг қайта-қайта қайтишидан содир бўлган  $\varphi_F'$  бурчак орқали боғланиши куйидаги ифода билан аниқланади.

$$\varphi_F = \varphi_F' [1 + 2R^2 \exp(-\alpha d) \cos 4\varphi_F']^{-1} \quad (3.56)$$

(3.55) тенгламадан кўришиб турибдикки, агар намунада нур синдириш кўрсаткичи, заряд ташувчилар концентрацияси маълум бўлса, заряд ташувчиларнинг эффектив массасини аниқлаш мумкин ёки эффектив массаси маълум бўлса, заряд ташувчилар концентрациясини топиш мумкин.

Заряд ташувчилар эффектив массасини аниқлаш усули сифатида Фарадей айланишининг қўлланишини чекловчи бир қанча омиллари мавжуд. Масалан, анизотроп массали намуналарда ўлчанаётган эффектив масса ўрта-

ча қийматни беради. Кўп яримўтказгичларда валент зонаси экстремуми айниган бўлиши  $p$ -тип яримўтказгич материалларида ўлчов натижаларини изоҳлашни мураккаблаштиради.

Агарда заряд ташувчиларнинг эффектив массаси заряд ташувчилар концентрациясига боғлиқ бўлса, заряд ташувчилар концентрацияси  $m^*$  — ўзгармас соҳасида Фарадей бурчагини ўлчаш билан топилади. Масалан, GaAs да эффектив массанинг концентрацияга боғлиқлигини  $N < 10^{18} \text{ см}^{-3}$  да инобатга олмаслик мумкин.

$\omega^2 \tau^2 \ll 1$  соҳада ҳам Фарадей эффектидан заряд ташувчилар концентрациясини аниқлаш мумкин. Фарадей эффекти билан намуналарда заряд ташувчиларнинг ноте-кис тарқалишига боғлиқ бир жинсда эмаслиликнинг тақсимотини ўрганишда юпқа намуна сиртининг кичик соҳаси ясси кутбланган нур билан (маҳаллий) кетма-кет ёритилади. Ясси чизиқли кутбланган ёруғлик намуна билан ёруғлик манбаи орасига поляризаторни жойлаштириш билан олинади. Поляризатор сифатида кўпинча Николь призмаси қўлланилади. Фарадей бурчагини ўлчаш учун намуна билан фотоқабулқилгич орасига поляризатор (Николь призмаси) жойлаштирилади ва у анализатор деб номланади. Бурилиш бурчаги  $\varphi_F$  анализаторни фотоқабулқилгичда энг катта сигналга эришгунча айлантириб топилади.

Спектрнинг инфрақизил соҳасида  $\lambda = 2 \text{ мкм}$  да Фарадей бурчагини ўлчашда (3.55) ифодани қўллаш шarti магнит майдонининг индукция вектори  $\vec{B} \approx 1 \text{ Тл}$  бўлганда бажарилади, чунки концентрацияси  $N = 10^{15} \text{ см}^{-3}$  бўлган галлий арсенид намунаси учун қалинлиги  $l = 1 \text{ мм}$ ,  $\lambda = 10 \text{ мкм}$ ,  $B = 1 \text{ Тл}$  бўлганда, магнитооптик бурилиш бурчаги  $\varphi_F = 0,1^\circ$  бўлади.  $\varphi_F$ -ни ўлчашнинг аниқлигини ошириш учун у магнитнинг икки йўналишида ўлчанади ва

$$\sin 2\varphi_F = (I_1 - I_2) / (I_1 + I_2) \quad (3.57)$$

билан аниқланади. Бу ерда  $I_1$  ва  $I_2$  — фотоқабулқилгичда олинган энг катта ва энг кичик ёруғликнинг интенсивлигига пропорционал бўлган электр сигналдир.

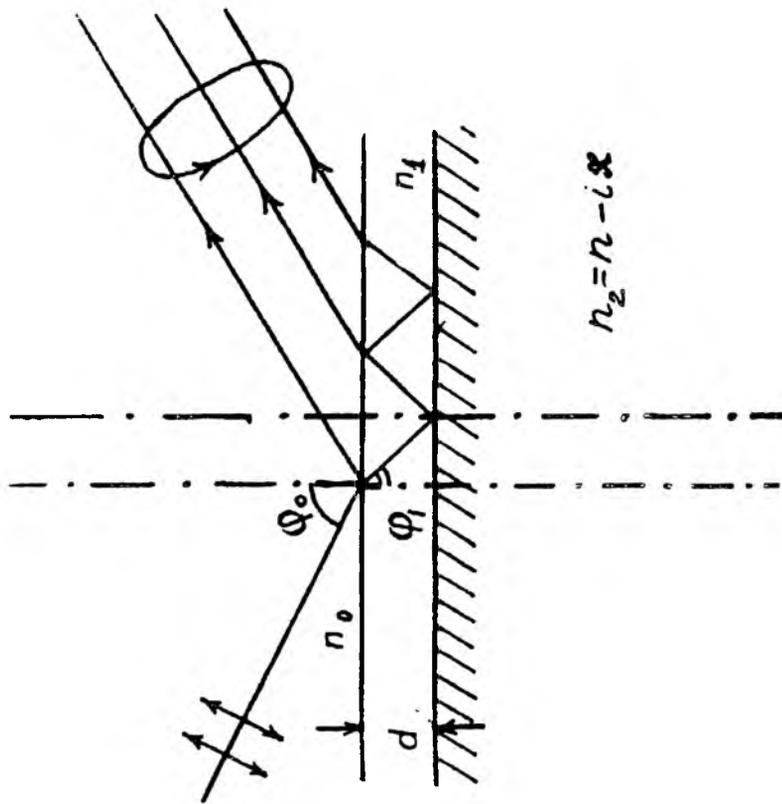
Эркин заряд ташувчилар билан боғланган Фарадей эффектидан ташқари, зоналараро Фарадей эффекти ҳам

содир бўлиши мумкин. Фотоннинг энергияси тақиқланган зона кенглигига яқин соҳасида кутбланиш текислигининг бурилиши бу икки эффект билан пайдо бўлади. Заряд ташувчилар концентрацияси кичик бўлган намуналарда ва тўлқин узунлиги кичик бўлган соҳада зоналар аро Фарадей эффектини ҳисобга оладиган тузатиш коэффициентини киритиш керак бўлади. Бунинг учун Фарадей бурчаги  $\varphi_f$  нинг қиймати юқори Омли намуналарда ўтказилади. Фарадей эффектини ўлчашда эластик механик кучланишлар хатолик манбалари сифатида хизмат қилади. Бу нурнинг иккиг ажралиш синиш ҳодисасига олиб келади, бунинг оқибатида намунага тушаётган ясси кутбланган тўлқин намунадан ўтганда, эллиптик кутбланади. Фарадей эффекти кўп материалларда ўлчанган ва бошқа усуллар натижалари билан солиштирилган. Бу эффект ёрдамида  $n$  — тип индий антимолидда ўтказувчан зонанинг параболик эмаслигини тасдиқловчи, электрон эффектив массасининг заряд ташувчилар концентрацияси ва намуна температураси билан ўсувчи функция бўлишлиги кўрсатилган. Яримўтказгич намуналарнинг биржинслиликка тез миқдорий ва сифатий жиҳатдан текшириш натижаларини телевизор экранида қайд қиладиган, Фарадей эффектига асосланган автоматик қурилмалар яратилган.

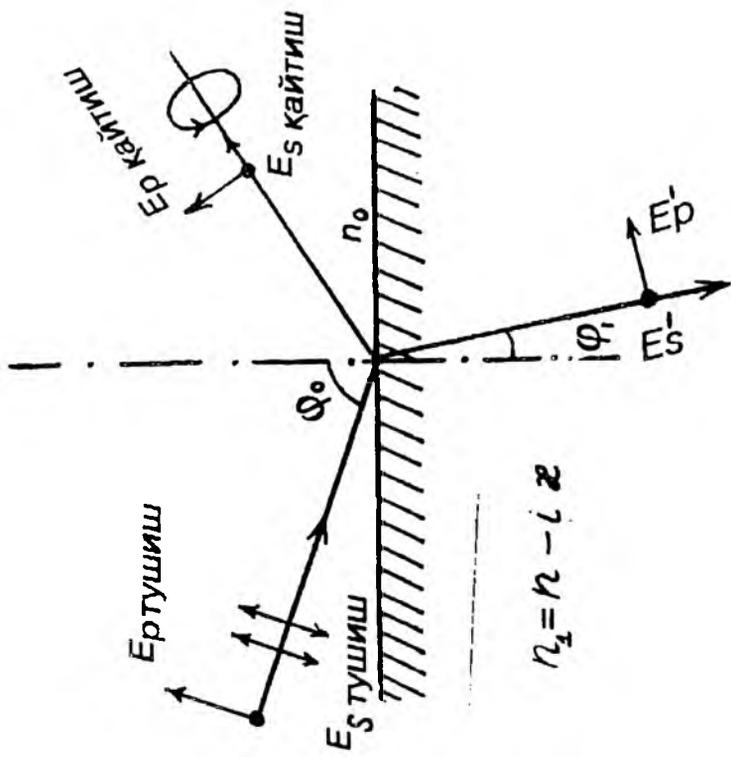
### 3.4 §. Эллипсометрия усули

Усулнинг моҳияти.

Охириги йилларда илмий-тадқиқот институтларида ҳозирги замон микроэлектроника саноатида бир жинсли ва бир жинсли бўлмаган материалларнинг (диффузион, эпитаксиал қатламли структуралар) параметрларини контактсиз ўлчаш, назорат қилиш усулларидан бири бўлган эллипсометрия усули кенг қўлланилмоқда. Эллипсометрия усули кутбланган ёруғликни, текшириляётган намуна билан ўзаро таъсирлашиши туфайли, ундан қайтганда кутбланиш ҳолатининг ўзгаришини аниқлашга асосланган. Чизикли кутбланган ёруғликнинг намунадан қайтгандаги кутбланиш ҳолатининг ўзгариши таъсирлашаётган намунанинг ҳажмий хусусиятларига, сиртнинг хосса-



б)



а)

3.6-расм. Эпитаксиал қатламсиз (а), эпитаксиал қатламли (б), яримўтказгич намуна сиртидан қайтган чизиқли қутбланган ёруғликнинг (нурнинг) йўли.

си ва структурасига боғлиқ. Ҳозирги замон эллипсо- метрия усули асосан қайтган нурни таҳлил қилишга асосланган.

Чизиқли қутбланган ёруғликнинг бир жинсли ва эпिताксиал қатламли намуналардан қайтиши 3.6-расмда келтирилган. Яримўтказгичларда нур синдириш кўрсаткичи комплекс бўлиши туфайли, чизиқли қутбланган ёруғлик намунадан қайтганда  $P$  ва  $S$  ташкил этувчилари орасида фаза фарқи пайдо бўлади, электр майдон кучланганликлари ўзгаради ва электр майдон кучланганлиги векторининг охири (учи) тарқалиш йўналишига тик бўлган текисликда эллипс чизади, бошқача айтганда, қутбланган ёруғлик ўтказувчан намунадан қайтганда эллиптик қутбланади. Эпитаксиал структураларда эса ҳаво эпитаксиал қатлам ва эпитаксиал қатлам таглик чегараларидан қайтган нурлар орасида қўшимча фаза фарқи вужудга келади. Намунадан қайтган эллиптик қутбланган ёруғлик ҳолати одатда иккита эллипсометрик параметрлар ( $\psi$  ва  $\Delta$ ) билан, бошқача айтганда, қутбланиш бурчаклари орқали аниқланади. Бу параметрлар қайтган эллиптик қутбланган нурнинг тарқалиш йўналишига тик текисликдаги шаклини ва қандай йўналишда эканлигини кўрсатади. Параметр  $\psi$  бурчак тушаётган ва қайтаётган нурларнинг  $P$  ва  $S$  ташкил этувчилари электр майдон кучланганликлари амплитудаларининг ўзаро нисбати, яъни қайтиш коэффициентлари нисбати билан аниқланади:

$$\operatorname{tg} \psi = \frac{(E'_{P_{\text{каў}}}/E'_{P_{\text{каў}}})}{(E_{P_{\text{му}}}/E_{S_{\text{му}}})} = \left| \frac{r_P}{r_S} \right| \quad (3.58)$$

бу ерда:  $S$  — (индекс-кўрсаткич) — тушиш текислигига тик текисликда чизиқли қутбланган ёруғликни,  $P$  — (индекс-кўрсаткич) тушиш текислигида чизиқли қутбланган ёруғликка тегишли эканлигини кўрсатади.  $r_S, r_P$  — ёруғликнинг  $S$  ва  $P$  — ташкил этувчилари учун қайтиш коэффициенти. Намунага тушаётган ёруғлик чизиқли қутбланган деб фараз қилинади, яъни тушаётган ёруғликнинг  $P$  ва  $S$  — ташкил этувчилари фазалари бир-бирига тўғри (мос) келади. Ўз навбатида, ёруғликни  $P$  ва  $S$  — ташкил этувчиларининг (3.58) ифодадаги комплекс қайтиш ко-

эффицентлари нисбати қуйидагича ифодаланиши мумкин.

$$\frac{r_P}{r_S} = \frac{|r_P|}{|r_S|} e^{i(\delta_P - \delta_S)} = e^{i\Delta} \operatorname{tg} \psi \quad (3.59)$$

бу эллипсометриянинг асосий тенгламасидир.  $r_P$  нинг  $r_S$  га нисбати  $n_2, \chi_2, n_1, d_1, \lambda, \varphi_1$  параметрларнинг функцияси.

Иккинчи эллипсометрик параметр  $\Delta$

$$\Delta = \delta_{r_{\text{қайтиш}}} - \delta_{s_{\text{қайтиш}}} = \delta_P - \delta_S \quad (3.60)$$

га тенг бўлиб, у намуна сиртидан ёруғликнинг қайтиши сабабли пайдо бўлган  $P$  ва  $S$  — ташкил этувчилари орасидаги фаза фарқини кўрсатади. Модомики ёруғликнинг поляризация ҳолати фақат иккита параметр билан аниқланар экан, битта тушиш бурчагига ( $\varphi_0$ ) мос келган билан ўлчашдан ҳам иккита параметрни аниқлаш мумкин. Қалинлиги  $d_1$  бўлган эпитаксиал плёнкали гомоэпитаксиал структуралар учун (3.59) тенглама қуйидаги кўринишни олади.

$$\operatorname{tg} \psi e^{i\Delta} = \frac{r_{1P} + r_{2P} e^{-2\delta i}}{1 + r_{1P} \cdot r_{2P} e^{-2\delta i}} = \frac{1 + r_{1S} \cdot r_{2S} e^{-2\delta i}}{r_{1S} + r_{2S} e^{-2\delta i}} \quad (3.61)$$

Бу ерда  $r_{1P}, r_{1S}, r_{2P}, r_{2S}$  — ҳаво-плёнка, плёнка-таглик чегараларидан ёруғликнинг мос равишда  $P$  ва  $S$  — ташкил этувчилари учун Френель қайтиш коэффициентлари,  $\delta$  — ёруғликнинг қалинлиги  $d_1$  бўлган эпитаксиал қатламдан ўтишда вужудга келган фаза ўзгариши (градусларда):

$$\delta = \left( 300 \frac{d_1}{\lambda} \right) (n_1^2 - \sin^2 \varphi_0)^{1/2} \quad (3.62)$$

Маълумки, чизикли қутбланган ёруғликнинг  $P$  ва  $S$  компоненталари учун диэлектрик сингдирувчанликлари

$$\sqrt{\varepsilon_1} = n_1 - i \chi_1 \quad \text{ва} \quad \sqrt{\varepsilon_2} = n_2 - i \chi_2$$

бўлган икки ўтказувчан муҳит чегарасидан Френель қай-тиш коэффициентлари

$$r_{01S} = \frac{\sqrt{\varepsilon_0} \cos \varphi_0 - \sqrt{\varepsilon_1} \cos \varphi_1}{\sqrt{\varepsilon_0} \cos \varphi_0 + \sqrt{\varepsilon_2} \cos \varphi_1}, \quad r_{01P} = \frac{\sqrt{\varepsilon_1} \cos \varphi_0 - \sqrt{\varepsilon_0} \cos \varphi_1}{\sqrt{\varepsilon_1} \cos \varphi_0 + \sqrt{\varepsilon_0} \cos \varphi_1}$$

$$r_{12S} = \frac{\sqrt{\varepsilon} \cos \varphi_1 - \sqrt{\varepsilon_2} \cos \varphi_2}{\sqrt{\varepsilon_1} \cos \varphi_1 + \sqrt{\varepsilon_2} \cos \varphi_2}, \quad r_{12P} = \frac{\sqrt{\varepsilon_2} \cos \varphi_1 - \sqrt{\varepsilon_1} \cos \varphi_2}{\sqrt{\varepsilon_2} \cos \varphi_1 + \sqrt{\varepsilon_1} \cos \varphi_2}$$

ифодалар билан аниқланади. Бу ерда  $\varphi_0$  — ёруғликнинг тушиш бурчаги,  $\varphi_1$  — эпитаксиал қатламдаги синиш бурчаги,  $\varphi_2$  — тагликдаги синиш бурчаги.

$$\cos \varphi_1 = \sqrt{1 - \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_1} \sin^2 \varphi_0}; \quad \cos \varphi_2 = \sqrt{1 - \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_2} \sin^2 \varphi_0}$$

Модомики,  $r_{2S}$ ,  $r_{2P}$  ва  $e^{-2\delta}$  — комплекс катталиқлар ( $r_{1S}$ ,  $r_{1P}$  — ҳақиқий катталиқлар (чунки  $\chi_1=0$ ) экан, (3.61) ифода ҳам комплекс бўлади. Ҳақиқий ва мавҳум қисмларини ажратиб,  $\psi$  ва  $\Delta$  ларнинг оптик константалари  $n_2$ ,  $\chi_2$  — бўлган тагликка ўтказилган эпитаксиал қатлам қалинлигига боғланишини аниқлаш мумкин, яъни:

$$\operatorname{tg} \psi = \sqrt{\Phi_1^2 + \Phi_2^2}; \quad \operatorname{tg} \Delta = \frac{\Phi_2}{\Phi_1} \quad (3.63)$$

$\Phi_1$  ва  $\Phi_2$  лар эллипсометрия асосий тенгламасининг ҳақиқий ва мавҳум қисмларидир:

$$\Phi_1 = \Phi_2(n_0, \lambda_1, \varphi_0, d_1, n_1, n_2, \chi_1, \chi_2)$$

$$\Phi_2 = \Phi_2(n_0, \lambda, \varphi_0, d_1, n_1, n_2, \chi_1, \chi_2)$$

Бурчаклар ( $\psi$  ва  $\Delta$ ) ни ўлчаб, (3.63) тенгламаларни бирга ечиб қайтган тизимида исталган иккита ноаниқ параметрни аниқлаш мумкин. Демак, эллипсометриянинг амалий масалалари  $nn^+$ ,  $pp^+$  эпитаксиал структураларда эпитаксиал қатлам қалинлиги ҳамда тагликдаги заряд ташувчи-

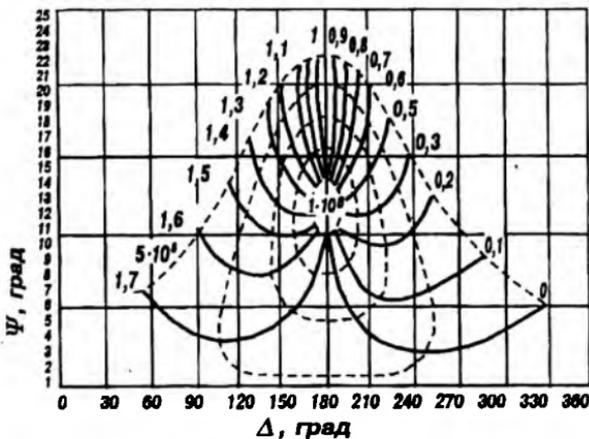
лар концентрациясини, бир жинсли материалларда эса заряд ташувчилар концентрациясини ёки солиштирма қаршилиқни аниқлашга олиб келади. Инфрақизил эллипсометрия усули биринчи марта  $nn^+$  типдаги кремний ва  $pp^+$  типдаги германий структураларида эпитаксиал қатлам қалинлигини  $1 \div 10$  мкм оралиқда назорат қилишда қўлланилган. Тўлқин узунлиги 10,6 мкм бўлган ёруғликда кремний ва галлий арсенид эпитаксиал қатламларининг қалинлиги  $CO_2$  лазер асосида яратилган саноат эллипсометрида ўлчаш (назорат қилиш) кенг тарқалган. Ёруғликнинг бу тўлқин узунлик соҳасидаги тоза яримўтказгичлари тиниқ (шаффоф) бўлади, легирланган яримўтказгичларда ёруғликнинг ютилиш механизми асосан эркин заряд ташувчиларда ютилиши билан аниқланади. Шунинг учун ёруғликнинг инфрақизил соҳасида микроэлектроникада кенг тарқалган  $nn^+$ ,  $pp^+$  кремний, галлий арсенид типдаги ва бошқа материалларнинг гомоэпитаксиал структураларини шаффоф (тиниқ), эпитаксиал қатлам, ёруғликни ютувчи тагликдан иборат структура деб қараш мумкин. Яримўтказгичлар оптик константалари дисперсиясининг классик назариясига мувофиқ

$$n_2^2 - \chi_2^2 = \epsilon_\infty - \frac{4\pi\rho}{1 + 4\pi^2 c^2 \tau^2 \lambda^{-2}} \quad (3.64)$$

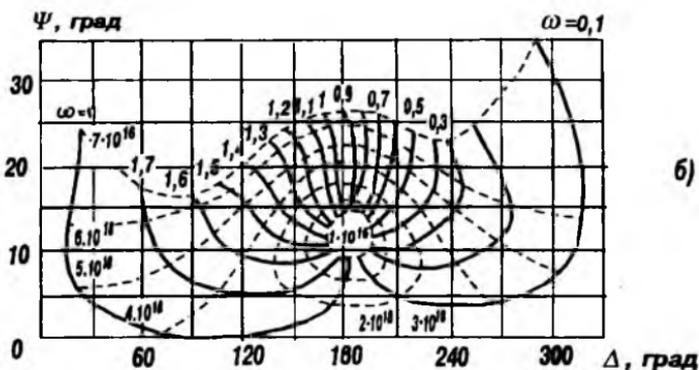
$$\chi_2 n_2 = \frac{\lambda/\rho}{1 + 4\pi^2 c^2 \tau^2 \lambda^{-2}} \quad (3.65)$$

ифодалар олинган. Бу ерда,  $n_2$  — тагликнинг нур синдириш кўрсаткичи,  $\chi_2$  — экстенция коэффиценти,  $\epsilon_\infty$  — кристалл панжара диэлектрик синдирувчанлиги,  $\tau$  — релаксация вақти,  $\rho$  — солиштирма қаршилиқ.

Яримўтказгичларнинг оптик константалари заряд ташувчилар концентрацияси, релаксация вақти орқали (3.63) ва (3.64) муносабатлар билан боғланган. Солиштирма ўтказувчанлик ва релаксация вақти, ҳар хил заряд ташувчилар концентрацияси учун, Ирвин  $\rho=f(N)$  диаграммасидан топилади. Эпитаксиал қатламнинг қалинлиги ва таглик концентрациясининг керакли соҳасида эллипсометрик параметрлар ( $\psi$  ва  $\Delta$ ) ЭХМ да ҳисобланади ва ҳисоблаш



a)



b)

3.7-расм. Эпитаксиал қатлам-таглик чегараси кескин бўлган  $nn^+$ -типтаги GaAs эпитаксиал структуранинг қалинлиги  $d=0,3$  мкм бўлган чизикли оралик ўтиш қатлами ҳисобга олинган хол учун,  $\varphi$ — $\Delta$  номограммаси (а),  $nn^+$ -тип GaAs структурали тагликдаги электронлар концентрацияси ва эпитаксиал қатлам қалинлигини аниқлаш  $\varphi$ — $\Delta$  номограммаси (б).

натижалари ва  $\Delta$  координатларида номограмма кўринишида келтирилади.  $\psi$  ва  $\Delta$  лар қалинликнинг даврий функцияси бўлгани учун, берилган заряд ташувчилар концентрациясида  $\psi$  ( $\Delta N_2$ ,  $d_1$ ) боғланиш ёпиқ эгри чизикдан иборат бўлади. Тажрибада ўлчанган ҳар бир жуфт  $\psi$  ва  $\Delta$  параметрлар номограммаларида тагликни қандайдир за-

ряд ташувчилар концентрациясига, эпитаксиал қатлам қалинлигига мос келган даврий эгри чизикда ётган нуқта тўғри келади. 3.7-расмда эпитаксиал қатлам-таглик чегараси кескин бўлган  $nn^+$  типдаги  $GaAs$  эпитаксиал структурасининг номограммаси келтирилган. Кўп ҳолларда эпитаксиал структуралар юқори температураларда олинади, бунинг натижасида диффузия, автолегирлаш жараёнлари содир бўлиб, чегаранинг кескинлик шарти бузилади ва эпитаксиал қатлам-таглик чегарасида оралиқ ўтиш қатлами пайдо бўлади. Текширишларнинг кўрсатишича, агар киришма атомларининг қалинлик бўйича тақсимоти маълум бўлса (масалан, чизикли), бу оралиқ ўтиш қатламининг таъсирини  $\psi$ - $\Delta$  номограммани ҳисоблашда эътиборга олиш мумкин. Бунда эллипсометрия тенгламасига қўшимча параметр  $d_0$  — оралиқ ўтиш қатлам қалинлиги киритилади. Бу параметр маълум бўлса, масалан, тагликда заряд ташувчилар концентрацияси маълум бўлса, у ҳолда эллипсометрик ўлчовлар эпитаксиал ва оралиқ ўтиш қатламлар қалинликларини аниқлашга имкон беради. Агар оралиқ ўтиш қатлами қалинлиги технологик жиҳатдан тақдорланувчан катталик бўлса, у вақтда уни эллипсометрик номограммани ҳисоблашда эътиборга олиш мумкин. 3.7а-расмда қалинлиги  $d_0=0,3$  мкм бўлган чегаравий оралиқ ўтиш қатламининг ҳисобга олинган эллипсометрик номограммаси келтирилган.

*Кутбланиш бурчаклари  $\psi$  ва  $\Delta$  ни таърибада аниқлаш*

Чизикли кутбланган ёруғликни таҳлил қилиш, яъни эллипсометрия параметрларини аниқлаш қурилмаси куйидаги асосий қисмлардан иборат бўлади: ёруғлик манбаи, поляризатор, анализатор, чорак тўлқин узунлик пластина (компенсатор) фотоқайдқилгич, модулятор, кучайтиргич. Лазерларнинг интенсивлиги спектрофотометр ёруғлик манбаларига нисбатан катта бўлгани учун, сўнгги йилларда улар эллипсометрларда ёруғлик манбаи сифатида ишлатилмоқда. Саноатда улар асосида ҳар хил тўлқин узунлик соҳасида ишлайдиган эллипсометрлар, эллипсометрик микроскоплар (УИТ—ТЭС, ЭИ—09, ИТ—1, 7—0031; ЛЭМ—2, ЛЭМ—3, ЛЭФ—3М ва бошқалар) ишлаб чиқарилади.

Табий ёруғликдан чизикли кутбланган ёруғлик олишда поляризатор қўлланилади, анализатор поляризатор каби

ишлайди ва компенсатордан ўтган қутбланган ёруғликни таҳлил қилишга хизмат қилади. Фақат чизиқли поляризатор ва анализатор орқали қисман қутбланган ёруғликни эллиптик қутбланган ёруғликдан ажратиб бўлмайди, чунки анализаторни оптик ўқ атрофида айлантирганда, икки ҳолда ҳам ёруғликнинг интенсивлиги ўзгаради, интенсивликнинг максимум қийматини минимумга нисбати бир хил бўлиши мумкин. Бу нисбат айлана бўйлаб қутбланган ёруғлик учун ҳам, табиий ёруғлик учун ҳам бирга тенг бўлади. Буларни бир-биридан ажратиш (фарқлаш) учун эллиптик қутбланган нур анизатропик кристаллдан ясалган пластина (компенсатор) дан ўтказилиб, унинг ортогонал ташкил этувчилари орасида шундай фаза фарқи ҳосил қилиш мумкинки, бунда эллиптик қутбланган ёруғлик чизиқли қутбланган нурга айлансин. Бу ҳодиса анализаторда кузатилади ва таҳлил қилинади. Компенсатор сифатида икки ўқли кристалларда бош ўқига параллел қилиб қирқиб олинган кварц, слюда, исланд шпати,  $CdS$  — монокристалл пластиналари қўлланилади. Агар компенсатор пластинасига кираётган чизиқли қутбланган ёруғликнинг электр майдон кучланганлиги вектори кристаллнинг оптик ўқига нисбатан  $45^\circ$  бурчак остида тушса, у ҳолда оддий ва ғайриоддий нурларнинг интенсивликлари бир хил бўлади. Агар пластина қалинлиги

$$\frac{\pi}{2} = 2\pi d(n_0 - n_H)/\lambda$$

шартни қаноатлантирса, у ҳолда компенсатордан чиққан нур айлана бўйлаб қутбланган ёруғликка айланади. Оддий ва ғайриоддий нурлар орасидаги нурлар  $\left(\frac{\pi}{2}\right)$  га тенг фаза фарқи пайдо қиладиган пластина чорак тўлқин узунлик пластинаси деб юритилади.

Бу ерда,  $n_0$  — оддий нурнинг нур синдириш кўрсаткичи,  $n_H$  — ғайриоддий нурнинг нур синдириш кўрсаткичи. Қутбланиш бурчаклари  $\psi$  ва  $\Delta$  ни тажрибадан аниқлаш учун поляризатор ва намуна орасига уларга нисбатан ўқи  $45^\circ$  бурчак остида чорак тўлқин узунликли пластина жойлаштирилади. У ўлчов давомида ўзгартирилмайди. Бу

ҳолда интенсивликнинг минимумга эришиш ҳолати фотоқабулқилгич ёрдамида кетма-кет анализатор ва поляризаторларни бураб топилади. Одатда минимумни 3—4 марта кетма-кет бураш билан топиш мумкин, бу билан поляризаторни ва анализаторнинг азимут бурилиш бурчаклари аниқланади. Ўлчов одатда ўлчашнинг, яъни, анализатор азимут бурчагининг икки соҳасида бажарилади. Биринчи соҳада анализаторнинг азимут бурчаги  $0 < A_1 \leq +90^\circ$  оралиқда ўзгаради. Бу соҳада  $\Delta < 180^\circ$  да бўлса, ёруғлик минимуми поларизатор азимут бурчагининг  $-45^\circ < P < +45^\circ$  оралиғида,  $\Delta > 180^\circ$  бўлганда эса поляризатор азимут бурчаги  $45^\circ < P < 135^\circ$  оралиғида кузатилади. Анализатор азимут бурчагининг иккинчи ўзгариш соҳасида  $90^\circ < A_2 < 180^\circ$  ёруғлик минимуми поляризатор азимутини  $45^\circ < P_2 < 225^\circ$  оралиғида кузатилади. Бунда  $\psi$  ва  $\Delta$  лар

$$\Delta = P_1 + P_2$$

$$\psi = [A_1 + (180 - A_2)] / 2$$

ҳисоблаш формулаларидан аниқланади.

Кейинги йилларда эллипсометрик ўлчашларнинг сезгирлиги жиҳатидан юқори, ўрганиладиган материаллар доирасининг кенгайишига имкон берадиган, автоматлаштириш қулай бўлган бир қанча усуллари яратилган.

$\psi$  ва  $\Delta$  ларнинг тажрибада аниқланган қийматлари бўйича олдиндан чизилган номограммадан ёки эллипсометрия асосий тенгламаси орқали ҳисоблаб, яримўтказгич намуналар оптик константаларининг электрофизик параметрлари аниқланади.

## НОМУВОЗАНАТ ЗАРЯД ТАШУВЧИЛАР ПАРАМЕТРЛАРИНИ ҲАМДА УСУЛЛАРИ

### 4.1-§. Номувозанат заряд ташувчилар параметрлари

Яримўтказгичлар ташқи таъсир остида, яъни ёруғлик, рентген,  $\gamma$  — квантлар, тезлантирилган нейтрал, зарядланган заррачалар ҳамда  $p$ — $n$  ўтиш орқали инженция, электр майдонда зарбдан ионланиш, туннел жараёнлари туфайли номувозанат заряд ташувчиларнинг пайдо бўлиши, генерацияланиши мумкин. Номувозанат заряд ташувчилар яримўтказгич материаллари ва асбобларининг электрофизик, фотоэлектрик хоссаларини аниқлайди. Номувозанат заряд ташувчиларнинг дрейф ҳаракатчанлиги ( $\mu$ ) диффузия коэффициенти ( $D$ ), диффузион узунлик ( $L$ ), яшаш вақти ( $\tau$ ), сиртий рекомбинация тезлиги ( $S$ ) каби параметрлар билан тавсифланади. Бу параметрларни аниқлаш усуллари электрон, кавак узлуксизлик тенгламаларининг баъзи бир соддалаштирувчи фаразлар билан берилган бошланғич, чегаравий шартларни қаноатлантирувчи ечимини топишга асосланган. Яримўтказгич намуналарда номувозанат заряд ташувчилар хусусияти (табиати, хатти-ҳаракати) қуйидаги

1. Электрон, кавак ток зичликлари

$$\gamma_n = e\mu_n nE + eD_n \text{grad}n \quad (4.1)$$

$$\partial_p = e\mu_p pE - eD_p \text{grad}p \quad (4.2)$$

2. Узлуксизлик

$$\frac{\partial n}{\partial z} = g_n - \frac{\Delta n}{\tau_n} + \frac{1}{e} \text{div}j_n \quad (4.3)$$

$$\frac{\partial p}{\partial z} = g_p - \frac{\Delta p}{\tau_p} - \frac{1}{e} \text{div}j_p \quad (4.4)$$

тенгламалари системаси ечими билан тавсифланади: Бу ерда  $n = n_0 + \Delta n$  ва  $p = p_0 + \Delta p$  — номувозанат ҳолатдаги заряд ташувчилар (электрон, ковак) тўла концентрацияси  $n_0$ ,  $p_0$  — мувозанатдаги заряд ташувчилар электрон, ковак концентрацияси;  $\Delta n$ ,  $\Delta p$  — номувозанат заряд ташувчилар электрон, ковакнинг мувозанат ҳолатдагисига нисбатан ортиқча концентрацияси,  $\Delta n$ ,  $\Delta p$  — электрон, ковак диффузия коэффициентлари;  $\mu_n$ ,  $\mu_p$  — электрон, ковак ҳаракатчанликлари;  $\tau_n$ ,  $\tau_p$  — электрон, ковак яшаш вақтлари;  $g_n$ ,  $g_p$  — электрон, ковакни генерациялаш тезликлари.

Фотоинженция (ёруғлик орқали) номувозанат ҳолатдаги заряд ташувчиларни ҳосил қилганда генерация тезлиги

$$g = \alpha \beta I_v e^{-\alpha x} (1 - R_v) / h\nu = g_0 e^{-\alpha x}$$

ифода билан топилади. Бу ерда  $\alpha$  — ёруғликнинг яримўтказгичда ютилиш коэффициенти,  $R_v$  — ёруғликнинг намунадан қайтиш коэффициенти,  $h\nu$  — фотон энергияси,  $\beta$  — заряд ташувчиларнинг квант чиқиш коэффициенти  $I_{0v}$  — ёруғлик интенсивлиги. (4.3) ва (4.4) тенгламалардан кўринадикки, номувозанат ҳолатдаги заряд ташувчилар концентрацияларининг ўзгариш тезликлари  $\frac{\partial n}{\partial t}$ ,  $\frac{\partial p}{\partial t}$  ни заряд ташувчиларнинг рекомбинация, генирация, дрейф-диффузия жараёнлари аниқлайди. Заряд ташувчилар концентрацияси фақат бир йўналишда, масалан,  $x$  — ўқи бўйича ўзгаради ва электр майдон кучланганлиги  $\vec{E}$   $x$  ўқи бўйича йўналган бўлсин деб олинган ҳол учун, (4.3) ва (4.4) тенгламалар (4.1) ва (4.2) ни назарда тутганда, қуйидаги кўришни олади:

$$\frac{\partial \Delta p}{\partial t} = g_p - \frac{\Delta p}{\tau_p} + D_p \frac{\partial^2 \Delta p}{\partial x^2} - \mu_p \cdot p \frac{\partial E}{\partial x} - \mu_p E \frac{\partial \Delta p}{\partial x} \quad (4.5)$$

$$\frac{\partial \Delta n}{\partial t} = g_n - \frac{\Delta n}{\tau_n} + D_n \frac{\partial^2 \Delta n}{\partial x^2} + \mu_n \cdot n \frac{\partial E}{\partial x} + \mu_n E \frac{\partial \Delta p}{\partial x} \quad (4.6)$$

Бу ерда  $\left( \frac{\partial E}{\partial x} \right)$  Пуассон тенгламаси

$$\frac{\partial E}{\partial x} = \frac{e}{\varepsilon_0 \varepsilon} (\Delta p - \Delta n) \quad (4.7)$$

билан ифодаланлади. Ҳажмий заряд вужудга келмаганда, яъни намунада электр нейтраллик шарти  $\Delta n = \Delta p$  бажарилганда  $\frac{\partial E}{\partial x} = 0$  бўлади. Бу ҳол яхши ўтказувчанликка эга бўлган яримўтказгичларда кузатилади. Киришмали яримўтказгичнинг бирор жойида қайси усул билан бўлмасин асосий бўлмаган заряд ташувчилар инжекциялансин. Пайдо бўлган ҳажмий заряд бунда икки усул билан: бу соҳадан асосий бўлмаган заряд ташувчиларни чиқариб ташлаш орқали, ёки ҳажмий зарядни бошқа типдаги заряд орқали, яъни асосий заряд ташувчилар билан компенсацияланиши мумкин. Асосий заряд ташувчиларнинг катта концентрацияларида электр нейтралликни *тиклаш* учун уларнинг қайта тақсимланиши жуда тез, максвелл релаксация вақти

$$\tau_M = \varepsilon_0 \varepsilon / \sigma \quad (4.8)$$

ичида содир бўлиши керак.  $\varepsilon_0$ ,  $\varepsilon$  — вакуум, яримўтказгичнинг диэлектрик сингдирувчанликлари,  $\tau$  — яримўтказгичнинг солиштирма ўтказувчанлиги.

Амалиётда асосий заряд ташувчиларнинг қайта тақсимланиши ҳеч қандай қийинчилик туғдирмайди. Ноасосий заряд ташувчиларнинг диффузия жараёни ўз харақатчанлигига, диффузия коэффициентига эга бўлган нейтрал заррача каби содир бўлади. Электр майдонида асосий бўлмаган заряд ташувчилар зарядланган заррача каби дрейфланади. Лекин асосий заряд ташувчиларнинг тез қайта тақсимланиши туфайли, ҳажмий заряд ҳосил бўлмайди. Демак, заряд ташувчиларнинг кичик концентрацияларида, икки ишорали заряд ташувчиларнинг фазода қайта тақсимланиши орқали, электронейтралликнинг тикланиши содир бўлади.

$\Delta p = \Delta n$  бўлганда  $g_n = g_p$ ,  $\sigma_n = \tau_p$  бўлади. (4.5) ни  $\tau_n = e n \mu_n$  га, (4.6) ни  $\sigma_p = e p \mu_p$  га кўпайтириб, ўхшаш ҳадларни кўшиб,

$$\frac{\partial \Delta p}{\partial t} = g_p - \frac{\Delta p}{\tau_p} + D \frac{\partial^2 \Delta p}{\partial x^2} - \mu_E E \frac{\partial \Delta p}{\partial x} \quad (4.9)$$

кўринишда бўлган узлуксизлик тенгламасини оламиз. Кичик электр майдонларида заряд ташувчилар дрейф ҳаракатининг диффузиясига нисбатан ҳисобга олинмаслиги мумкин, шунинг учун (4.9) ни кичик электр майдонда

$$\frac{\partial \Delta p}{\partial t} = g_p - \frac{\Delta p}{\tau_p} + D \frac{\partial^2 \Delta p}{\partial x^2} \quad (4.10)$$

кўринишда ифодалаш мумкин. Бу ерда,

$$D = \frac{\sigma_n D_p + \sigma_p D_p}{\sigma_n + \sigma_p} = \frac{n + p}{n/D_p + p/D_n} \quad (4.11)$$

$$\mu_E = \frac{\tau_n \mu_p - \tau_p \mu_n}{\tau_n + \tau_p} = \frac{(n - p)}{(n/\mu_p + p/\mu_n)} \quad (4.12)$$

(4.10) тенглама (4.5) ва (4.6) тенгламаларга тенг кучли бўлиб, электронейтраллик шarti бажарилган шароитда, у заряд ташувчилар табиатини ифодалайди. (4.10) даги  $D$  — электрон-кавакнинг диффузиясини аниқлайди ва заряд ташувчиларнинг бикутбий диффузия коэффициентини, (4.12) даги  $\mu_E$  эса бикутбий дрейф ҳаракатчанлиги деб юри-тилади.

$n$ -тип киришмали яримўтказгичда  $n \gg p$  бўлгани учун (4.11) ва (4.12) лардан

$$D = D_p; \quad \mu_E = \mu_p$$

$p$ -тип киришмали яримўтказгичда  $p \gg n$  бўлгани учун

$$D = D_n; \quad \mu_E = -\mu_n$$

ва хусусий яримўтказгичда  $p = n$  бўлгани учун

$$D = 2 \frac{D_n D_p}{D_n + D_p}; \quad \mu_E = 0$$

бўлишлигини кўрамиз. Киришмали яримўтказгичларда заряд ташувчиларнинг бикутбий диффузия коэффициентини

ти асосий бўлмаган заряд ташувчилар диффузия коэффициентига тенг бўлишлигини, бикутбий дрейф ҳаракатчанлик абсолют қиймати бўйича асосий бўлмаган заряд ташувчилар ҳаракатчанлигига мос келишини кўрдик. Бундан ташқари, электрон қавак концентрациялари  $n$  ва  $p$ -ларнинг нисбатига қараб  $\mu_E$  — ишорасини ўзгартиради:  $n=p$  ва  $\mu_E=0$  бўлишлигини гувоҳи бўламиз. Агар бикутбий диффузия коэффициенти (4.11)ни Эйнштейн муносабати

$$D = \frac{KT}{e} \mu_D \quad (4.13a)$$

орқали ифодаласак, ҳаракатчанликнинг яна бир ифодасини, яъни заряд ташувчиларнинг бикутбий диффузион ҳаракатчанлик ифодасини оламиз.

$$\mu_D = \frac{n+p}{\frac{p}{\mu_n} + \frac{n}{\mu_p}} \quad (4.136)$$

Киришмали яримўтказгичларда  $n \gg p$  ёки  $p \gg n$  ўринли бўлганда  $\mu_D$  қиймати  $\mu_E$  га тенг бўлиб, унинг ишораси ҳамма вақт мусбат бўлади. Хусусий яримўтказгичларда

$$\mu_D = 2 \frac{\mu_n \mu_p}{\mu_n + \mu_p} \text{ дир.} \quad (4.13в)$$

Узлуксизлик тенгламалари (4.9) нинг баъзи бир содда ҳоллардаги ечимини таҳлил қилайлик.

1. Фараз қилайлик, электр майдон қўйилмаган ( $E=0$ ) ва намунада номувозанатдаги заряд ташувчилар текис  $g_n = \alpha \beta I_{0v} (1 - R_v)$  генирациялансин. Намуна эркин сиртларида сиртий рекомбинация содир бўлмасин ( $S=0$ ). Бу ҳолда дрейф, диффузия жараёнлари бўлмайди, шунинг учун (4.9) тенглама

$$\frac{\partial \Delta p}{\partial t} = g - \frac{\Delta p}{\tau_p} = (1 - R_v) \alpha \cdot \beta I_{0v} - \frac{\Delta p}{\tau_p} \quad (4.14)$$

кўринишни олади. Номувозанат заряд ташувчилар концентрациясининг вақт бўйича ўзгаришини фақат генерация ва рекомбинация жараёнлари аниқлайди. Ёпишиш (тутқич) марказлар бўлмаганда генерация тезлиги  $g_0 = \alpha \beta I_{0v} (1 - R_v)$  — га мос  $\Delta p_{\text{бош}}$  — бошланғич концентрация тўғри келсин.

Агар  $t=0$  да генерация жараёни тўхтатилса,  $t>0$  да  $g=0$  бўлгандаги (4.14) нинг ечими

$$\Delta p = p(t) - p_0 = \Delta p_{\text{бош}} \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau_p}\right) = \alpha \beta I_{0v} (1 - R_v) \tau_p e^{-\frac{t}{\tau_p}} \quad (4.15)$$

бўлади. Текис генерация билан вужудга келган асосий бўлмаган заряд ташувчилар концентрациясининг сўниши ёруғлик интенсивлиги  $I_{0v}$  (уйғотиш даражаси) кичик  $\Delta n$ ,  $\Delta p \ll n_0 + p_0$  ёки жуда катта  $I_{0v}$  да, яъни катта даражали инжекция  $\Delta n$ ,  $\Delta p \gg n_0 + p_0$  бўлганда экспонента қонуни билан содир бўлади. Бундан фойдаланиб, номувозанат заряд ташувчиларнинг яшаш вақтини аниқлаш мумкин. Бу ердаги  $\tau_p$  — вақтни яримўтказгичга киритилган ноасосий заряд ташувчилар концентрациясини  $e$  — марта камайишига кетган вақт деб қараш мумкин.

2. Стационар ҳол  $\frac{d\Delta p}{dt} = 0$  ни кўрайлик. Электр майдони бўлмаганда ва яримчексиз намунанинг  $x$  — ўқи бўйича номувозанат заряд ташувчилар нотекис генерацияланиб, ҳажм бўйича  $t=0$  да  $g_p=0$  деб фараз қилинганда, узлуксизлик тенглама

$$\frac{d^2 \Delta p}{dx^2} - \frac{\Delta p}{\sigma \tau_p} = 0 \quad (4.16)$$

кўринишда бўлади. Бу тенгламанинг

$$p_{x=0} = \Delta p(0) + p_0; \quad p_{x \rightarrow \infty} = p_0$$

чегара шартларини қаноатлантирувчи ечими

$$\Delta p(x) = p(x) - p_0 = \Delta p(0) \exp\left(-\frac{x}{L}\right) \quad (4.17)$$

бўлади. Бу ечимдан фойдаланиб, яримўтказгич намуналарида асосий бўлмаган заряд ташувчилар диффузион узунлиги  $L = \sqrt{D\tau}$  ни аниқлаш мумкин.  $L$  ни асосий бўлмаган заряд ташувчилар диффузияси содир бўлганда улар концентрациясининг  $e$  — марта камайдиган масофаси деб қараш мумкин. Тақиқланган зонадаги ёпишиш (тутқич) марказларида ушланган зарядлар, заряд ташувчиларнинг диффузион оқимиغا ҳисса қўшмайди. Шунинг учун диффузион узунлик орқали яшаш вақтини аниқлаганда, ёпишиш марказлари номувозанат, асосий бўлмаган заряд ташувчилар яшаш вақтига таъсир кўрсатмайди.

3. Стационар, ностационар масалаларни кўришда, баъзи бир ҳолларда, чегаравий шартлар,

$$j_{px} = eD \frac{\partial \Delta p}{\partial x} \Big|_{x=0}, \quad a = \pm S(p - p_0) \Big|_{x=0}, \quad a \quad (4.18)$$

кўринишда берилиши мумкин. Бу ерда,  $S$  — ўлчамлиги тезлик бирлиги билан аниқланадиган катталиқ, у сиртий рекомбинация тезлиги деб аталади. Мазкур чегаравий шартнинг маъноси шундан иборатки, у  $S$  — тезлик билан сиртга оқиб кираётган заряд ташувчилар оқимини англатади.  $S$  нинг энг катта қиймати заряд ташувчилар тезлиги  $10^7$  см/с нинг тўртдан бирига тенг бўлиб, германий ва кремнийлар учун уй шароитида  $2 \cdot 10^6$  см/с тартибида бўлади. Агар намунада ёпишиш маркази мавжуд бўлса, асосий, ноасосий заряд ташувчиларнинг яшаш вақтлари бир-биридан жуда катта фарқ қилади  $\tau_n \neq \tau_p$ . Ёпишиш марказларида ушланган заряд ташувчилар концентрацияси ошиқча номувазанат заряд ташувчилар концентрациясидан катта бўлса, асосий заряд ташувчилар яшаш вақти номувозанат асосий бўлмаган заряд ташувчилар яшаш вақтидан жуда катта бўлади.

$n$  — тип материалларда  $\tau_n \gg \tau_p$ ,  $p$  — типда эса  $\tau_p \gg \tau_n$  бўлади. Бу ҳолда битта намуна учун заряд ташувчиларнинг яшаш вақти ўлчаш усуллариغا қараб ҳар хил қийматга эга бўлиши мумкин. Текширишлар шуни кўрсатадики, но-

мувозанат заряд ташувчилар концентрациясини, яъни номувозанат ўтказувчанликнинг вақт бўйича сўнишига асосланган ҳамма  $\tau$  ни ўлчаш усуллари ёпишиш (тутқич) марказларининг ҳолатига, концентрациясига боғлиқ бўлган заряд ташувчилар вақтини беради.

Диффузион узунликни ўлчашга асосланган заряд ташувчилар яшаш вақтини аниқлашнинг ҳамма усуллари яримўтказгич намуналарида ёпишиш (тутқич) марказларини бор ёки йўқ бўлишига, уларнинг ҳолатига боғлиқ бўлмаган асосий заряд ташувчилар яшаш вақтини берадилар. Яримўтказгич намуналарида заряд ташувчиларнинг яшаш вақтини, диффузион узунлигини аниқлашнинг жуда кўп усуллари мавжуд. У ёки бу усулни қўллаш яримўтказгич материаллари ва асбобларининг ишлашини аниқлайдиган заряд ташувчилар яшаш вақтига қараб танланади. Яримўтказгичларда номувозанат заряд ташувчиларни генерациялаш усулларига қараб, ташувчилар яшаш вақтини, диффузион узунлигини ўлчашнинг стационар, ностационар усуллари тавсия этилган.

3-туркум усуллар сифатида  $p$ - $n$  ўтишни қўллашга асосланган усулларни кўрсатиш мумкин. Охирги йилларда ёруғлик интенсивлиги катта бўлган импульсли лазерларнинг яратилиши муносабати билан заряд ташувчилар яшаш вақтини катта  $\Delta n$ ,  $\Delta p \gg n_0 + p_0$  даражали инжекцияда ўлчаш имкони туғлиди. Нурланишли, нурланишсиз рекомбинациялар заряд ташувчиларнинг яшаш вақтини, диффузион узунлигини аниқловчи жараёнлардир. Бундан ташқари,  $\tau$ ,  $L$  намуналарни олиш шароитига, иссиқлик ишловларига ва температурага боғлиқ параметрлардир.

#### **4.2 §. Номувозанат заряд ташувчилар билан инжекцияланган намунанинг ўтказувчанлиги**

Узунлиги  $a$ , эни  $b$ , қалинлиги  $d$  тўғри бурчакли параллелепипед шаклида бўлган ва  $x=0$  ва  $x=a$  даги қўндаланг кесимларига Ом контактлари олинган намунанинг номувозанат ўтказувчанлигини таҳлил қиламиз (4.1-расм)  $x$  — йўналишда намунадан  $I$  — ток ўтказилганда ундаги кучланиш ташуви  $V$  бўлсин. Намунада қандайдир усул, ма-

салан, фотоинжекция (ёруғлик) билан ёки инжекцияловчи контакт орқали ток импульси билан номувозанат заряд ташувчилар электрон, кавакни генерациялайлик, уларнинг тақсимоти ихтиёрий бўлиб, концентрациялари  $\Delta n$ ,  $\Delta p \ll n_0 + p_0$  Ом контактларида эса

$$\Delta n /_{x=0,a} = \Delta p /_{x=0,a} = 0 \quad (4.20)$$

бўлсин. Намунанинг Ом контактларидан икки-уч диффузион узунлик ( $2 \div 3$ )  $Z$  дан катта масофада жойлашган ўрта қисмида заряд ташувчиларнинг инжекцияси содир бўлса, (4.20) шартни амалга ошириш мумкин. Намунадан оқайтган электрон, кавак токлари (4.1), (4.2) нинг  $x$  бўйича ташкил этувчилари

$$\begin{aligned} j_{nx} &= e\mu_n(n_0 + \Delta n)(E_{0x} + \Delta E_x) + eD_n \frac{\partial \Delta n}{\partial x} \\ j_{px} &= e\mu_p(p_0 + \Delta p)(E_{0x} + \Delta E_x) - eD_p \frac{\partial \Delta p}{\partial x} \end{aligned} \quad (4.21)$$

билан ифодаланеди. Бу ердаги ва кейинги учрайдиган “0” белги уларнинг мувозанат ҳолатдаги қийматини билдиради.

(4.19) шарт ўринли бўлганда, (4.21) даги  $\Delta n$ ,  $\Delta E_x$ ,  $\Delta p$ ,  $\Delta E_x$  ларни, иккинчи тартибдаги кичик ҳадлар бўлгани учун, инобатга олмаса бўлади. Электрон кавак токлари  $j_{nx}$ ,  $j_{px}$  ни қўшиб, кейин эса бутун намуна ҳажми ( $a \cdot b \cdot d$ ) бўйича интеграллаймиз. Токнинг диффузион ташкил этувчиларининг интегралга қўшган ҳиссаси (4.20) шартига кўра нолга тенг, чунки

$$\int_{abd} \frac{\partial \Delta n}{\partial x} dx dy dz = \int_{abd} \frac{\partial \Delta p}{\partial x} dx dy dz = \int_{bd} (\Delta n(a) - \Delta n(0)) dy dz = 0$$

Ана шундай тенгликни  $p$  учун ҳам ёзиш мумкин.

$$V_0 = a \cdot E, \quad \Delta V = \int_0^a \Delta E_x dx, \quad I = \int_{bd} (j_{nx} + j_{px}) dy dz$$

муносабатларни назарда тутсак, намунада номувозанат заряд ташувчилар инжекцияланганда, ундан оқайтган токнинг ўзгариши

$$\Delta I = \frac{e}{a^2} (\mu_p \Delta p + \mu_n \Delta N) V_0 + G_0 \Delta V \quad (4.22a)$$

бўлади. Бунда

$$\begin{aligned} \Delta p &= \int_{abd} \Delta n \, dx dy dz \\ \Delta N &= \int_{abd} \Delta p \, dx dy dz \end{aligned} \quad (4.22b)$$

$\Delta N$ ,  $\Delta p$  — мос равишда намунадаги номувозанат электрон, кавакларнинг тўла сони,

$$G_0 = \frac{bd}{a} e (\mu_n \cdot n_0 + \mu_p p_0) = \frac{1}{R_0} \quad (4.23)$$

намунанинг мувозанат ҳолатдаги (қоронғудаги) ўтказувчанлиги, мувозанат ҳолатида намунадан оқётган токни

$$I_0 = V_0 / R_0 = G_0 V_0$$

орқали, намунадан номувозанат ҳолатда (заряд ташувчилар инжекцияланганда) оқётган токни

$$I = \frac{V}{R} = G \cdot V = (G_0 + \Delta G) V \quad (4.24)$$

формула орқали ифодаласак ҳамда кичик инжекцияда  $\Delta n$ ,  $\Delta p \gg n_0, p_0$ , яъни  $G_0 \gg \Delta G$  бўлишлигини назарда тутсак, заряд ташувчилар инжекцияланган намунадан оқётган токнинг ўзгариши

$$\Delta I = \Delta G V_0 + G_0 \Delta V \quad (4.25)$$

ифода билан аниқланишини кўрамиз. (4.22) ни (4.25) билан солиштиришдан намунага электрон, кавак инжекцияланганда ўтказувчанликнинг ортиши:

$$\Delta G = \frac{e}{a^2} (\mu_n \Delta N + \mu_p \Delta p) \quad (4.26)$$

ифода билан аниқланади. (4.19) ва (4.20) шартлар бажарилганда (4.26) ифода намунада инъекцияланган заряд ташувчиларнинг ҳар қандай тақсимланишида ўринли бўлади. Юқорида кўрдикки, (4.20) шартнинг бажарилиши диффузион токнинг нолга тенг бўлган ҳиссасини таъминлайди. Шунинг учун (4.26) ни

$$\Delta n/x=0=\Delta n/x=a; \quad \Delta p/x=0=\Delta p/x=a \quad (4.27)$$

билан алмаштириш мумкин. Дейлик, (4.21) да электр майдон кучланганлиги шундай катта ва токнинг диффузион ташкил этувчисини ташлаб юбориш мумкин бўлсин, у ҳолда (4.20) ва (4.27) шартлар бажарилиши ёки, бажарилмаслигидан қатъи назар, у (4.25) ифода ўринли бўлади. Ихтиёрий инъекцияланиш даражасида, яъни (4.19) шарт бажариладими, йўқми, (4.26) ифода ўринли бўлиши учун  $\Delta n$ ,  $\Delta p$  лар  $x$  га боғлиқ бўлмаслиги керак. Бу шартни, масалан, намуна сиртини бир хил интенсивликда ёритиш билан амалга ошириш мумкин. Кучсиз инъекцияда, яъни (4.19) бажарилганда, намуна қаршилиги  $\Delta R$  нинг ўзгариши

$$\Delta R = R_0 - R = \frac{1}{G_0} - \frac{1}{G_0 + \Delta G} = \frac{\Delta G}{G_0(\Delta G + G_0)} \approx R_0^2 \Delta G \quad (4.28)$$

билан аниқланади, бу ерда  $R_0$  — мувозанатдаги намуна қаршилиги.

### 4.3 §. Номувозанат заряд ташувчилар параметрларини ўлчашнинг ностационар усуллари

*а. Номувозанат заряд ташувчилар параметрларини ўлчаш усули назарияси*

Маълумки, заряд ташувчилар генерацияланишининг қандай содир бўлишига, намуна ўлчамларига, сирт ишловига қараб заряд ташувчилар концентрацияси (фотоўтказувчанлик)нинг вақт бўйича ўзгаришини, яъни релаксацияларини аниқловчи рекомбинация, дрейф, диффузия жараёнлари ҳар хил кечади. Шунинг учун 4.1-§ да

келтирилган  $\Delta n(x, y, z, t)$  ёки  $\Delta G(x, y, z, t)$  ларнинг сўнишидан аниқлаш мумкинлиги тўғрисидаги гоёни амалиётга татбиқ этиш учун қайд этилган омиллар ва жараёнларни  $\Delta n(x, y, z, t)$  ва  $\Delta G(x, y, z, t)$  релаксацияларига таъсирини батафсилроқ таҳлил қилайлик. Олдин намуна тўғри бурчакли ёлғиз (якка) ёки даврий ёруғлик импульси билан ёритилган ҳолни қараб чиқайлик. Фотон энергияси  $h\omega \geq E_g$  бўлган ёруғлик импульси давомийлиги ичида номувозанат заряд ташувчилар намуна ҳажми бўйича текис генерацияланган ва эркин сиртлари шундай ишловдан ўтказилганки, сиртий рекомбинация кичик (бошқача айтганда, кузатилмасин) деб фараз қиламиз. Бу ҳолда заряд ташувчиларнинг диффузияси вужудга келмайди.

$\Delta n = \Delta p$  да чизиқли рекомбинация  $\left(\frac{\Delta p}{\tau_p}\right)$  мавжуд бўлганда,

$\vec{E} = 0$  да узлуксизлик тенгламаси (4.14) кўринишда бўлади. Кичик интенсивликдаги ( $\Delta n, \Delta p \ll n_0 + p_0$ ) амплитудаси  $I_{0v}$ , давомийлиги  $T$  бўлган тўғри бурчакли ёруғлик импульси билан ёритилганда, импульснинг давомийлиги оралиғида  $0 \leq t = T$  (4.14) нинг ечими

$$\Delta p = \alpha \beta I_0 \tau_p (1 - e^{-\frac{t}{\tau_p}}) (1 - R_v) \quad (4.29)$$

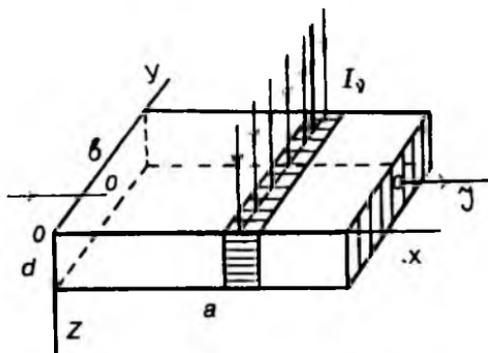
ва импульс тугагандан сўнг  $T \leq t$  да

$$\Delta p = \alpha \beta \tau_p I_0 (1 - e^{-\frac{T}{\tau_p}}) e^{-\frac{t-T}{\tau_p}} \cdot (1 - R_v) \quad (4.30)$$

бўлади. Агар ёруғлик импульсининг давомийлиги заряд ташувчилар яшаш вақтидан катта ( $T > \tau_p$ ) бўлса, заряд ташувчиларнинг концентрацияси стационар

$$\Delta n_{cm} = \alpha I_{0v} \beta \tau_p (1 - R_v) \quad (4.31)$$

қийматга эришиб улгуради. Шундай қилиб, кўрилаётган ҳолда заряд ташувчиларнинг концентрацияси ( $\Delta n, \Delta p$ ) ҳамда уларга пропорционал бўлган фотоўтказувчанлик, импульс давомийлиги оралиғида



4.1-расм. Яримўтказгич намунанинг модели.

$$\Delta G \sim \Delta p \sim (1 - e^{-\frac{t}{\tau_p}}) \quad (4.32)$$

Импульс тутагандан сўнг

$$\Delta G \sim \Delta p \sim e^{-\frac{t-T}{\tau_p}} \quad (4.33)$$

қонуниятлари бўйича ўзгаради. Энди фотоўтказувчанликнинг сўнишида диффузия, дрейф рекомбинация жараёнлари қатнашадиган мураккаброқ ҳолни кўрайлик. Намуна  $X=0$ ,  $X=2A$ ,  $Y=0$ ,  $Y=2B$ ,  $Z=0$ ,  $Z=2C$  дан ўтган текисликлар билан чекланган тўғри бурчакли параллелолипед шаклида бўлсин (4.1-расм). Айтайлик, намуна  $n$  — типли яримўтказгич бўлсин,  $y$  ҳолда номувозанатий заряд ташувчиларнинг диффузиясини асосий бўлмаган заряд ташувчи, яъни қавак аниқлайди. Заряд ташувчилар текис генерацияланган намунани сиртларида, заряд ташувчиларнинг сиртий рекомбинацияси содир бўлганда, сиртга томон йўналган заряд ташувчилар оқими вужудга келади. Бу билан ҳам бўйича заряд ташувчиларнинг нотекис тақсимланишига ва натижада уларнинг диффузияси содир бўлади. Фараз қилайлик, намунада ёпишиш марказлари йўқ, ёруғлик импульсининг уйғотиш даражаси (интенсивлиги) кичик  $\Delta n$ ,  $\Delta p \ll n_0 + p_0$  бўлсин. Импульс давомийлиги шундай кичик бўлсинки, унинг тугаш вақтини вақт ҳисобининг бошланишини ( $t=0$ ) деб қабул қилиш

мумкин бўлсин.  $t=0$  да ҳажм бўйича бир хил (текис) тарқалган номувозанат электрон, кавакларнинг диффузия, рекомбинация жараёнлари бошланади. Ўтказувчанликни ўлчаш учун зарур бўлган  $X$  — йўналишда электр майдони мавжуд бўлган ҳолда узлуксизлик тенглама (4.4) си, яъни,

$$\frac{\partial \Delta p}{\partial t} = -\frac{\Delta p}{\tau_p} - \mu E \frac{\partial \Delta p}{\partial x} + D \operatorname{divgrad} \Delta p(x, y, z, t) \quad (4.34)$$

билан ифодаланади. Узлуксизлик (4.34) тенгламани бошланғич

$$\Delta p(x, y, z, t) /_{t=0} = \Delta p_{\text{бош}} \quad (4.35)$$

ва сиртий рекомбинацияни ҳисобга олувчи

$$\begin{aligned} x = 0, x = 2A \quad \text{сиртларида} \quad D \frac{\Delta p}{dx} &= \pm S_a \Delta p \\ y = 0, y = 2B \quad \text{сиртларида} \quad D \frac{\Delta p}{dy} &= \pm S_b \Delta p \\ z = 0, z = 2C \quad \text{сиртларида} \quad D \frac{\Delta p}{dz} &= \pm S_c \Delta p \end{aligned} \quad (4.36)$$

чекаравий шартларни қаноатлантирувчи ечими

$$\begin{aligned} \Delta p &= \sum_{ijk} \Delta p_{ijk} = \sum_{ijk} G_{ijk} \cos\left(\frac{\varepsilon_i x}{A}\right) \cos\left(\frac{\xi_j y}{B}\right) \cos\left(\frac{\xi_k z}{C}\right) \times \\ &\otimes \exp\left(-\frac{\mu E x}{2D}\right) \exp\left\{-\left[\frac{1}{\tau} + \gamma_{ijk} + \frac{(\mu E)^2}{4D}\right] t\right\} \end{aligned} \quad (4.37)$$

кўринишда бўлади. Бу ерда

$$\gamma_{ijk} = D \left( \frac{\varepsilon_i^2}{A^2} + \frac{\eta_j^2}{B^2} + \frac{\xi_k^2}{C^2} \right) \quad (4.38)$$

$\Delta p_{ijk}$  — амплитудаси  $G_{ijk}$  бўлган гармоника концентрацияси, берилган хусусий функцияси билан аниқланадиган ошиқча заряд ташувчилар концентрациясининг қисми.

$G_{ijk}$  — бошланғич шартдан, яъни заряд ташувчиларнинг  $t=0$  даги тақсимотидан топиладиган катталиқ. (4.37) ечимга хусусий функцияларнинг чизиқли комбинацияси деб қараш мумкин. Ундан кўринадики,  $\Delta p_{ijk}$  — нинг вақтга боғланиши учта экспоненциал ташкил этувчиларни ўз ичига олади.

$\exp\left(-\frac{t}{ap}\right)$  — намуна ҳажмида заряд ташувчилар ре-

комбинацияси туфайли,

$\exp(-\gamma_{ijk}t)$  — сиртий рекомбинация туфайли,

$\exp\left[-\frac{(\mu E)^2}{4D}\right]$  — заряд ташувчилар тақсимотиға май-

дон таъсири туфайли вужудга келган ташкил этувчилардир, заряд ташувчилар яшаш вақтини, сиртий рекомбинация тезлигини ўлчашда вақт доимийлигининг охирги ташкил этувчиси шундай кичик бўлсинки, ташқи электр майдони фотоўтказувчанликнинг пасайишига таъсир кўрсатмасин. Бунга эришиш учун,

$$\frac{(\mu E)^2}{4D} < \frac{1}{\tau} + \gamma_{ijk} \quad (4.39)$$

шарт бажарилиши керак. Одатда бу шарт электр майдон кучланганлигининг бир неча В/см дан катта бўлмаган қийматларида бажарилади. Агар (4.34) тенгламада электр майдон кучланганлигини кичик деб, уни инобатга олмасак ва унга (4.36) чегаравий шартларни қўлласак,  $\epsilon_i$ ,  $\eta_j$ ,  $\xi_k$  — катталиқларни сиртий рекомбинация тезликлари  $S$  диффузия коэффициентини  $D$  ни намуна ўлчамлари билан боғлайдиган,

$$\frac{S_a A}{D} = \epsilon_i \operatorname{tg} \epsilon; \quad \frac{S_b B}{D} = \eta_j \operatorname{tg} \eta; \quad \frac{S_c C}{D} = \xi_k \operatorname{tg} \xi_k \quad (4.40)$$

муносабатларни беради. Булар трансдент тенгламалар бўлиб, биринчи ечимлари 0 билан  $\frac{\pi}{2}$  оралиғида, иккинчи ечимлари  $\pi \div 1,5\pi$  оралиғида ётади. Шу билан бирга,

$S=0$  даги ечимлари  $\xi=\eta_1=\xi_1=0$   $S\rightarrow\infty$  да эса  $\varepsilon_1=\eta_1-\xi_1=\frac{\pi}{2}$  бўлади. Шунинг учун  $\Delta\rho_{jk}$  нинг асосий гармоникаси  $\varepsilon_p, \eta_p, \xi_k$  — ларнинг энг кичик хусусий қийматларига мос келиб, эффе́ктив вақт доимийси,

$$\tau_{\text{эф}} = \left( \frac{1}{\tau} + \gamma_{\parallel} \right)^{-1} \quad (4.41)$$

билан аниқланади. Бу ерда

$$\gamma_{\parallel} = D \left[ \frac{\xi^2}{A^2} + \frac{\eta_1^2}{B^2} + \frac{\xi_1^2}{C^2} \right] \quad (4.42)$$

$\gamma_{\parallel}$  — сирт рекомбинацияси тезлигига, намуна геометрик ўлчамларига боғлиқ.  $\gamma_{jk}$  ни қабул қилиши мумкин бўлган қийматининг кичигидир. Термодинамик мувозанатни тиклаш жараёнлари билан боғлиқ асосий гармониканинг камайиши (пасайиши) қолган гармоникалардан устунлик қилади, чунки у энг катта вақт доимийсига эга.  $\nu_{jk} + \frac{1}{\tau}$  — катталикни  $\left( \frac{1}{\tau} + \gamma_{\parallel} \right)$  га яқин қийматни қабул қилгунча кетган вақт оралиғи гармоникалар амплитудалари  $G_{jk}$  нинг ўзаро нисбатига боғлиқ. Энг содда ҳолда  $\delta$  (дельта функция) — кўринишдаги ёруғлик импульси билан ёритилган, бошланғич ҳолатда текис тақсимланган заряд ташувчилар камайишининг бошланишида  $S\rightarrow\infty$ ,  $2B=2C\ll 2A$  бўлганда, асосий гармоника номувозанатий ошиқча заряд ташувчилар  $2/3$  қисмининг релаксациясини ифодалайди, бу нисбий вақт ўтиши билан ортиб боради ва тез чегаравий қийматга яқинлашади.

Демак, бу ҳолда фотоўтказувчанлик релаксациясининг асосий қисми нисбатан катта бўлмаган бошланғич қисмидан ташқарида

$$\Delta\sigma(t) = \Delta\sigma_0 \exp \left[ - \left( \frac{1}{\tau} + \gamma_{\parallel} \right) t \right] \quad (4.43)$$

орқали ифодаланади. Намунанинг геометрик ўлчамлари қанча катта бўлса, эркин сиртларда сирт рекомбинация тезлиги қанча паст бўлса, вақт доимийси (4.41) га сирт рекомбинациясининг таъсири шунча кичик бўлади.  $\gamma_{\parallel}$  — содда формулалар билан ифодаланадиган баъзи бир хусусий ҳолларни кўрайлик.

Агар  $x=0$  ва  $x=2A$  қирралари (ёқлари)да сирт рекомбинацияси тезликлари чексиз катта  $S \rightarrow \infty$  (одатда бу омик контактларда амалга ошади) ва бошқа сиртларида  $S=0$  деб қабул қилсак, у

$$\gamma_{\parallel} = \gamma_{100} = \frac{\pi^2}{4A^2} \quad (4.44)$$

кўринишда ифодаланади. (4.44) формулани шубҳасиз заряд ташувчилар ҳажмий яшаш вақтини аниқлашга қўллаш мумкин. Эффе́ктив яшаш вақти  $\tau_{\text{эф}}$  тажрибадан ўлчаш билан аниқланган бўлса, ҳажмий яшаш вақти

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_{\text{эф}}} - \frac{\pi^2 D}{4A^2} \quad (4.45)$$

билан аниқланади.

Қачонки ҳамма сиртларда сирт рекомбинацияси тезлиги жуда катта бўлиб,  $\tau_{\text{эф}}$  маълум бўлса,

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_{\text{эф}}} - \frac{\pi^2 D}{4} \left( \frac{1}{A^2} + \frac{1}{B^2} + \frac{1}{C^2} \right) \quad (4.46)$$

бундай имконият яна туғилади.

Агар ёруғлик импульси билан рекомбинация жараёнига омик контактлари таъсир этмайдиган масофада бўлган бир қисми ёритилган бўлса, унда

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_{\text{эф}}} - \frac{\pi^2 D}{4} \left( \frac{1}{B^2} + \frac{1}{C^2} \right) \quad (4.47)$$

бўлади. Намуна эркин сиртларида сирт рекомбинацияси тезликлари бир хил чекли кичик қийматларни қабул қилган ҳолда

$$\frac{SB}{D} = \eta^2, C \cdot S/D = \xi^2 \quad (4.48)$$

$$\text{ва } \frac{1}{\tau_{\text{эф}}} = \frac{1}{\tau} + 2S \left( \frac{1}{2B} + \frac{1}{2C} \right) \quad (4.49)$$

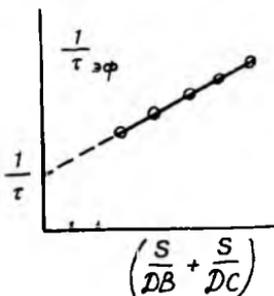
бўлишлигини кўрамыз. Энди бу келтирилган (4.43), (4.49) ифодаларни қўлаб  $S$ ,  $\tau$ ,  $D$  параметрларни тажрибадан аниқлаш устида тўхталамыз. Сирт рекомбинацияси тезлигини (4.49) асосида ўлчаш учун фотоўтказувчанликнинг камайиш жараёнида сиртий рекомбинация асосий аниқловчи жараён, яъни (4.49) да

$$2S \left( \frac{1}{2B} + \frac{1}{2C} \right) \gg \frac{1}{\tau} \quad (4.50)$$

бўлиши керак. Агар намуна ўлчамларидан бири жуда кичик бўлса,  $C \ll B$ , яъни юпқа пластинка шаклидаги намуна қўлланилса, бунга эришиш мумкин. (4.50) шартни, катта сиртий рекомбинация тезлиги бўлганда қаноатлантириш осон, лекин (4.50) муносабат бажарилмайди, бу ҳолда (4.42) умумий формулани (4.40) билан қўллаш керак.

(4.41) дан кўринадики,  $\frac{1}{\tau_{\text{эф}}}$  квадрат қавсдаги кўпайтмага чизиқли боғланган.  $\frac{1}{\tau_{\text{эф}}}$  функциянинг графиги сиртий рекомбинацияни ўзгармас қийматида тўғри чизиқ бўлиб, у вертикал ўқни  $\left(\frac{1}{\tau}\right)$  да кесадиган унинг оғиш бурчаги тангенс, диффузия коэффициентига тенг бўлади.

$$\text{tg } \varphi = D = \frac{\Delta \left( \frac{1}{\tau_{\text{эф}}} \right)}{\Delta \left[ \frac{n^2}{B^2} + \frac{\varepsilon^2}{C^2} \right]} \quad (4.51)$$



4.2-расм. Заряд ташувчилар эффектив яшаш вақти тескари қиймати

$\frac{1}{\tau_{\text{эф}}}$  нинг  $\left(\frac{S}{DB} + \frac{S}{DC}\right)$  га боғланиши:

$S$  — сирт рекомбинация тезлиги;  
 $D$  — заряд ташувчилар диффузия  
 коэффициентлари;  $B, C$  — намуна  
 ўлчамлари.

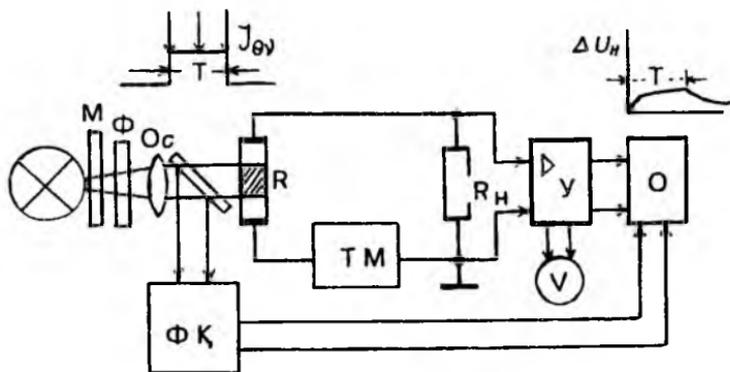
Бу катталиқлар қуйидагича топилади: намуна ўрта қисми ёритилган ҳолда, (4.41) га кўра,  $\tau_{\text{эф}}^{-1}$  ни (4.48) қўллаш билан

$$\frac{1}{\tau_{\text{эф}}} = \frac{1}{\tau} + D \left( \frac{\epsilon_1^2}{B^2} + \frac{\xi_1^2}{C^2} \right) = \frac{1}{\tau} + D \left( \frac{S}{DB} + \frac{S}{DC} \right) \quad (4.52)$$

кўринишда ифодалаймиз. Бунда  $S/D$  нинг шундай қиймати танланадики, сиртларига бир хил ишлов берилган ҳар хил геометрик ўлчамлардаги намуналарда  $\frac{1}{\tau}$  ни ўлчанган қийматларининг нуқталари бир тўғри чизиқда ётсин (4.2-расм). Сўнг тўғри чизиқнинг оғишидан диффузия коэффициентлари топилади.  $D$  ни ва  $S/D$  ни билган ҳолда  $\left(\frac{1}{\tau}\right)$  топилади. Шунга ўхшаш график усул билан (4.49) боғланиш асосида  $\tau$  ва  $S$  ни, (4.46) боғланиш асосида эса  $\tau$ ,  $D$  ни топиш мумкин. Юпқа намуналар учун ўринли бўлган (4.49) формула учун  $C \ll \frac{D}{S}$  шартнинг бажарилиши кремний намуналари учун сиртий рекомбинация тезлигини  $10^3$  см/с тартибдаги, германий намуналари учун  $10^4$  см/с тартибдаги қийматлари билан чеклайди.

*б. Фотоўтказувчанлик релаксация вақтини ўлчаш қурилмаси ва заряд ташувчилар яшаш вақтини аниқлашдаги хаттоликлар*

Фотоўтказувчанлик релаксация вақтини ўлчаш қурилмаларидан бирининг чизмаси 4.3-расмда келтирилган.



4.3-расм. Стационар фотоўтказувчанликни ўлчаш қурилмасининг схемаси. ТМ — ўзгармас ток манбаи, М — модулятор, ОС — оптик система, Ф — филтр, ФК — фотоқабулқилғич (фотодиод).

Ўзгармас кучланиш (ток) манбаи (ТМ) га қаршилиги  $R$  бўлган намуна билан унга кетма-кет бўлган юклама қаршилиқ  $R_H$  уланган. Ёруғлик импульси билан намуна ёритилганда, унинг ўтказувчанлиги,  $G$  нинг ўзгариши  $\Delta G$  туфайли, қаршилиқда кучланиш тушувининг ўзгариши (ўзгарувчан кучланиш)  $\Delta V_H$  вужудга келади. Намуна ёритилмаганда унинг қаршилигини, занжирдан оқаётган  $I_0$  токни,  $R_H$  даги кучланишни

$$R = R_0; \quad I_0 = \frac{V_H}{R_0 + R_H}; \quad V_{H0} = I_0 R_H = \frac{V_H R_H}{R_H + R_0}$$

намуна ёритилганда,

$$R = R_0 - \Delta R; \quad I_{\text{ер}} = \frac{V_H}{R_0 + R_H - \Delta R}; \quad V_{\text{ер}} = \frac{V_H R_H}{R_H + R_0 - \Delta R}$$

бўлишини назарда тутсак,  $R_H$  — юклама қаршилиқда кучланиш тушувининг ўзгариши

$$\Delta V_H = V_{H0} - V_{\text{ер}} = (I_{\text{ер}} - I_0) R_H = \frac{V_H \Delta R \cdot R_H}{(R_0 - \Delta R + R_H)(R_0 + R_H)} \quad (4.53)$$

ифода билан аниқланади. Бу ерда,  $V_H$  — ток манбаи (ТМ) клеммалари (қисқичлари)даги кучланиш. Номувозанатий заряд ташувчилар кичик интенсивликдаги ёруғлик билан генерацияланса,  $\Delta n, \Delta p \ll n_0 + p_0$  намуна қаршилигининг ўзгариши  $\Delta R \ll R_0$  бўлади ва (4.53) махражидаги  $\Delta R$  эътиборга олинмайди. Бу ҳолда (4.53) ни (4.28) га асосан

$$\Delta V_H = \frac{V_H R_H \Delta R}{(R_0 + R_H)^2} = \frac{V_H R_H R_0^2}{(R_H + R_0)^2} \Delta G \quad (4.54)$$

билан ифодаланишини кўрамыз. Бу ифодадан кўринадики, заряд ташувчиларнинг паст уйғотиш даражасида юклама қаршилиқ  $R_H$  нинг исталган қийматида  $\Delta V_H$  билан намуна фотоўтказувчанлиги  $\Delta G$  орасида пропорционаллик сақланади. Ихтиёрий уйғотиш даражасида,  $\Delta V_H$  билан  $\Delta G$  — орасидаги пропорционаллик  $R_H \gg R_0$  бўлгандагина сақланади. Бу ҳолда (4.54) дан

$$\Delta V_H = \frac{V_H R_0^2}{R_H} \Delta G \quad (4.55)$$

бўлади. (4.54) ва (4.55) ифодалар ўринли бўлган ҳолда,  $\Delta G$  ва унга пропорционал бўлган  $R_H$  даги кучланиш импульси  $\Delta V_H$  ни вақт бўйича сўниши рекомбинация қонунияти бўйича бўлиб, мувозанатдаги қийматига интилади.  $R_H$  қаршилиқда ёруғлик импульсидан вужудга келган кучланиш импульсини кенг *поласали* кучайтиргичга, сўнг ундан осциллографга берилади ва фотоўтказувчанлик релаксацияси осциллограмма шаклида қайд қилинади. Осциллограммани турғун ушлаб туриш учун у ташқи сигнал билан *синхронланади*. Бунинг учун намунага тушаётган ёруғлик яримшаффоф кўзгу билан икки қисмга ажратилади. Уларнинг бири кичик инерцияли, тезкор фото қабул қилгич (фотó-электрон кучайтиргич, фотодиод, вакуумли фотоэлемент) орқали электр импульсига айлантирилади ва осциллографнинг синхронлаш блокнинг киришига берилади (43-расм).

Осциллограммадан кучланиш импульси  $\Delta V_H$  нинг камайиш чизигини таҳлил қилиб, унинг экспоненциал со-

Ҳасининг вақт доимийси аниқланади ва у орқали заряд ташувчилар яшаш вақти ҳисобланади. Кучланиш импульсининг бошланғич тез камайиш соҳаси, юқори гармоникалар тушишини аниқлаши туфайли, эътиборга олинмайди. Одатда бу усул билан  $\tau$  ни ўлчашда кўтарилиш, тушиш вақтлари кичик бўлган тўғри бурчакли ёруғлик импульслари ишлатилади. Бундай ёруғлик импульсларини олишда Поккельс ва Керр ячейкали модуляторлар, инъекцион лазерлар,  $p-n$  — гамо ўтишли ёруғлик диодлари ва бошқалар ишлатилади. Керр, Поккельс ячейкали модуляторлар электро-оптик эффектларга асосланган. Электрооптик эффектни вақт доимийси  $\sim 10^{-8}$  с тартибда, шу эффектга асосланган модуляторлар қўллаш билан импульс fronti  $10^{-7} \div 10^{-8}$  сек. бўлган тўғри бурчакли ёруғлик импульслари олиш мумкин. Ёруғлик диодларида  $p-n$  ўтиши учун тўғри кучланиш берилганда инъекцияланган номувозанатий заряд ташувчилар рекомбинацияси туфайли, нурланиш содир бўлади. Ёруғлик диодларини, инъекцион лазерларни ўзгарувчан ток импульси билан уйғотиб, улар параметрига мос келадиган ёруғлик импульси олиш мумкин. Нурланиш импульсларини олди ва орқа фронтлари заряд ташувчилар яшаш вақтига боғлиқ бўлиб, у  $10^{-7} : 10^{-9}$  сек тартибда бўлади. Импульсли ёруғлик манбалари сифатида (инерт газлар ксенон, криптон ёки улар аралашмаси тўлдирилган) газли разряд лампалар ҳам ишлатилади. Кучланиш импульси лампанинг ёндирувчи ва ток ўтадиган электродларига берилганда лампадан оқаётган ток тўхтагандан сўнг ҳам бир неча микро секунд разряд давом этади. Бу лампаларда ёруғлик импульсининг минимал сўниш вақти 1 мкс тартибда бўлиб, у  $\tau_p$  нинг қуйи чегарасини чеклайди. Номувозанатий заряд ташувчилар яшаш вақтини фотоўтказувчанликнинг сўнишига асосланган усули билан аниқлашда катта хатоликка йўл қўймаслик учун бир жинсли бўлмага намунани ёритишдан (масалан, намуна ток контактлари соҳасини ёритишдан) пайдо бўладиган фотоэлектр юритувчи кучни йўқотиш керак. Бунинг учун намуна биржинслиликка текширилади ва намуна Ом контактларига ёруғликни тушишидан сақлаш керак. Юқорида қайд қилинганидек, Ом контактларидаги рекомбинация жараёнлари фотоўтказувчанликнинг сўнишига таъсир кўрсатмаслиги

учун Ом контактларидан ёритилаётган қисмгача бўлган масофа заряд ташувчилар диффузион узунлигидан бир неча марта катта  $l \geq (2 \div 3L)$  бўлиши зарур. Яримўтказгич намуналарида ёпишиш марказлари мавжуд бўлса, уларнинг таъсири туфайли фотоўтказувчанликнинг сўниш қисмида узоқ вақтли ташкил этувчиси бўлади. Буни йўқотиш учун намунани кучсиз ёруғлик билан доимий ёритиб туриш тавсия этилади, чунки бу ҳолда ёпишиш марказлари заряд ташувчилар билан тўлатилган бўлади. Фотоўтказувчанлик релаксациясидан заряд ташувчилар ҳажмий яшаш вақтини аниқлашда сирт рекомбинация жараёни туфайли содир бўлган хатолик, асосан, намуна сиртларининг ишловига ва намуна геометрик ўлчамларига боғлиқ. Буни баҳолаш учун ўлчамлари  $a, b \gg d$  бўлган намуналарда заряд ташувчилар диффузия коэффициентига, сиртий рекомбинация  $S$  тезлигига, намуна қалинлигига боғлиқ бўлган сиртий яшаш вақти (4.41) ва (4.42) ларга кўра  $\left(C = \frac{d}{2}\right)$  га алмаштириб

$$\tau_s = \frac{d^2}{4\xi^2 D} \quad (4.56)$$

ифодадан топилади.  $\xi$  — катталиқ

$$\xi_1 \operatorname{th} \xi_1 = \frac{dS}{D} \quad (4.57)$$

трансдент тенглама ечими.  $\tau_s$  нинг заряд ташувчиларнинг ҳажмдаги яшаш вақтига таъсирини кремний мисолида кўрайлик. Бунинг учун кремний намуналарининг сиртлари икки хил, яъни: а) механик-кимёвий ишловдан ва б) едириш (кислота ёки ишқорлар билан сиртини ювиш) ишловидан ўтган сиртлардир.

Бу сирт ишловларига мос равишда рекомбинация тезликларининг  $10^4$  см/с,  $10^3$  см/с қийматлари тўғри келади. (4.56) ва (4.57) асосида ҳисобланган  $\tau_s$  нинг ҳар хил қалинликдаги қийматлари 4.1-жадвалда келтирилган.

**Кремний намуналарида асосий бўлмаган заряд ташувчиларнинг сиртдаги яшаш вақтлари.**

Намуна қалинлиги, мм	$\tau_s = \frac{d^2}{4\xi_1^2 D}$			
	p-тип $D_s = 39 \text{ см}^2/\text{с}$		n-тип $D_p = 15,5 \text{ см}^2/\text{с}$	
$d$	$S=10^4 \text{ см/с}$	$S=10^3 \text{ см/с}$	$S=10^4 \text{ см/с}$	$S=10^3 \text{ см/с}$
0,4	6	24	12	29
1	31	72	70	110
5	670	880	1700	1960
10	2700	3100	6800	7100
15	5900	6500	10000	11000
20	10500	11000	27000	27000

$\tau_s$  нинг қийматлари таҳлилидан кўринадики,  $\tau$  ни  $\Delta G$  нинг сўниши бўйича аниқлашда заряд ташувчилар ҳажмий яшаш вақтини 10% дан катта бўлмаган хатолик билан ўлчаш учун,  $\frac{1}{\tau_{\text{эф}}} = \frac{1}{\tau} + \frac{1}{\tau_s}$  га кўра, шундай қалинликдаги намунани танлаш керакки, унда  $\tau_s$  нинг қиймати  $\tau$  га нисбатан камида (бир тартибда) ўн марта катта бўлиши керак. Масалан, диаметри  $\phi$  76 мм, қалинлиги 0,4 мм бўлган кремний намунасида  $\tau$  ни 10% дан катта бўлмаган хатолик билан ўлчаш учун  $\tau$  нинг қиймати 1÷2 мкс дан кичик бўлиши керак. Электрон саноати ривожланиши билан кейинги йилларда заряд ташувчилар параметрларини контактсиз аниқлаш усулларига талаб ортди. Шу боисдан бир қанча усуллар яратилди. Бу усуллар асосида намунага инъекцияланган заряд ташувчилар концентрациясининг сўниши билан боғлиқ ҳодисалар ётади. Масалан, ёруғлик импульси билан генерацияланган эркин заряд ташувчиларда ёруғлик ютилиш коэффициентининг сўнишига асосланган усулни кўрсатиш мумкин.

*в. Бир жинсли намуналарда заряд ташувчилар яшаш вақтини ўлчашнинг частотавий фаза усуллари*

Бу усуллар билан  $\tau$  ни аниқлашнинг асосида номуво-  
занат заряд ташувчилар яшаш вақтини аниқ маълум бир  
чекли қийматта эга бўлиши билан боғлиқ концентрация-  
си, фотоўтказувчанликнинг сўниш ва кўтарилиш жара-  
ёнлари инерционлиги ётади.

Намунада заряд ташувчилар интенсивлиги синусоиди  
бўйича (гармоник) модуляцияланган

$$I_v = I_{0v}(1 + \sin\omega t)$$

ёки комплекс функция кўриниш

$$I_v = I_{0v} + I_{0v} e^{i\omega t}$$

билан ифодаланувчи ёруғлик билан кўзғатилганда наму-  
нанинг фотоўтказувчанлиги ва фототоки бироз кечикиш  
билан худди ёруғлик интенсивлигини ўзгариши каби со-  
дир бўлади. Яъни ёруғлик оқими билан фототок орасида  
фаза фарқи пайдо бўлади. Бу фаза силжиши заряд та-  
шувчиларнинг ҳажмий яшаш вақтига ёруғлик модуляци-  
ясининг частотасига, сиртий рекомбинация тезлигига  
боғлиқ. Шундай қилиб, бу икки сигнал орасидаги фаза  
фарқини (силжишини) ўлчаш билан  $\tau$  ни аниқлаш имко-  
ни туғилади.

Ёруғликнинг модуляция частотаси ошиши билан фо-  
тотокни частотага боғлиқлиги намоён бўла бошлайди.  
Фаза силжиши каби фототок амплитудаси  $\tau$ ,  $\omega$  ларга боғ-  
лиқ. Фототок амплитудасининг ёруғлик модуляцияси час-  
тотасига боғланишидан  $\tau$  ни топиш мумкин. Бу усуллар  
билан  $\tau$  ни аниқлаш назариясини қараб чиқамиз. Масал-  
лан, соддалаштириш учун заряд ташувчилар намунада  
текис генерациялансин, электр майдон кучланганлиги  
кичик, намуна сиртларида сиртий рекомбинация бўлма-  
син деб фараз қилинганда, (4.9) узлуксизлик тенглама-  
нинг дрейф, диффузия билан боғлиқ ҳадлари инобатга  
олинмайди. Бу ҳолда заряд ташувчилар генерация тезли-  
ги  $g_{0v} = \alpha\beta I_{v0}(1 - R_v)$  (4.58) ёки (4.59) га кўра

$$g = \alpha\beta I_{0v}(1 + \sin\omega t)(1 - R_v) = g_{0v} + g_{0v} \sin\omega t \quad (4.60)$$

$$g = \alpha\beta I_{0v}(1 + e^{i\omega t})(1 - R_p) = g_{0v} + g_{0v} e^{i\omega t} \quad (4.61)$$

ифода билан аниқланади. Шундай қилиб, (4.9) узлуксизлик тенгламаси (4.60) га кўра

$$\frac{d\Delta n}{dt} = g_{\omega} + g_{\omega} \sin \omega t - \frac{\Delta n}{\tau_n} \quad (4.62)$$

бўлади. Генерация (ҳади) тезлиги икки ҳаддан иборат бўлгани учун (4.62) даги номувозанатий ортиқча заряд ташувчилар концентрациясини

$$\Delta n = \Delta n_{cr} + \Delta n(\omega t) \quad (4.63)$$

кўринишда ифодалаймиз. Бу ерда  $\Delta n_{cr}$  — генерациянинг доимий ташкил этувчиси ( $g_{\omega}$ ) га мос келувчи концентрацияси,  $\Delta n(\omega t)$  — генерация ҳадини ўзгарувчан ташкил этувчисига мос келган концентрация, яъни гармоник ташкил этувчиси  $\Delta n$  нинг ўзгарувчан ташкил этувчиси.  $\Delta n(\omega t)$  нинг узлуксизлик тенгламаси (4.62) дан (4.63) га кўра

$$\frac{d\Delta n(\omega t)}{dt} = g_0 \sin \omega t - \frac{\Delta n(\omega t)}{\tau_n} \quad (4.64)$$

бўлади. Унинг хусусий ечими

$$\Delta n(\omega t) = g_0 + \frac{\tau}{1 + \omega^2 \tau^2} [\sin \omega t - \omega \tau \cos \omega t] \quad (4.65)$$

билан ифодаланади,

$$\sin(\omega t - \theta) = \cos \theta [\sin \omega t + \operatorname{tg} \theta \cos \omega t]$$

бўлишлигини назарда тутсак, уни (4.65) билан солиштиришдан

$$\begin{aligned} \operatorname{tg} \theta &= \omega \tau \\ \theta &= \operatorname{arc} \operatorname{tg} \omega \tau \end{aligned}$$

билан аниқланишини кўрамиз ҳамда, яъни

$$\cos \theta = \frac{1}{\sqrt{1 + (\omega \tau)^2}}$$

бўлишлигини эътиборга олсак, (4.65)

$$\Delta n(\omega t) = g_0 \frac{\tau}{\sqrt{1 + \omega^2 \tau^2}} \sin(\omega t - \text{arc tg } \omega \tau) \quad (4.66)$$

кўринишни олади. Бу ифоданинг таҳлилидан кўринадики, номувозанат заряд ташувчилар ортиқча концентрациясининг ўзгарувчан (гармоник) ташкил этувчисининг ифодаси (4.66) ўзгарувчан генерация тезлиги  $g_0(\omega t)$  каби бўлиб, лекин улар бир-биридан амплитудалари билан ва бир-бирига нисбатан силжиган фазаси билан фарқланади. Намунада сиртий рекомбинация мавжуд бўлганда фотоўтказувчанлик билан уйғотувчи ёруғлик оқими орасида фаза фарқи кўп яримўтказгич параметрларига боғлиқ мурраккаб функция бўлиб,  $S$  нинг ортиши  $\theta$  нинг камайишига олиб келади.

Заряд ташувчилар яшаш вақтини ёруғлик интенсивлигининг модуляциялаш частотасига боғлиқлиги орқали аниқлаш усулини кўрамиз.

4.3.1. бўлимда фототок  $\Delta I$ , фотоўтказувчанлик ( $\Delta G$ ) га  $\Delta G$  эса ўз навбатида  $\Delta n$  га пропорционалликни кўрган эдик. Интенсивлиги гармоник модуляцияланган ёруғлик билан ёритилган намунада пайдо бўлган фототокнинг ўзгарувчан ташкил этувчисининг амплитудаси  $\Delta I_0(\omega t)$  (4.66) га кўра

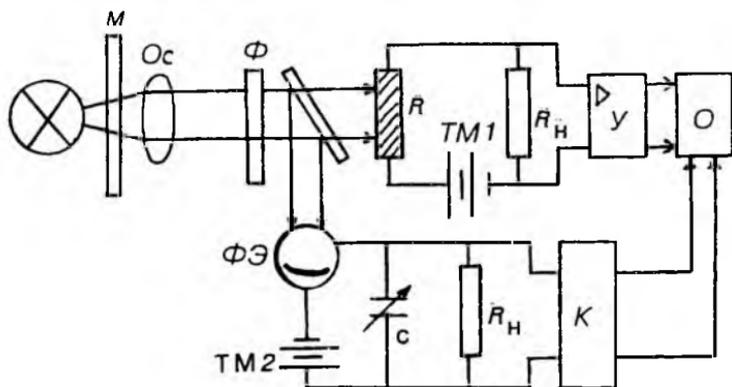
$$\Delta I_0(\omega t) \sim g_0 \frac{\tau}{\sqrt{1 + \omega^2 \tau^2}}$$

бўлади. Модуляция частотаси камайиб бориши билан фототок амплитудаси ортиб боради ва  $\omega \tau \ll 1$  шарт бажарилганда максимумга эришади. Шундай қилиб, модуляция частотаси етарли катта бўлгандаги фототокни,  $\omega \rightarrow 0$  даги фототокга нисбати

$$\frac{\Delta I(\omega t)}{\Delta I(0)} = \frac{\Delta n(\omega t)}{\Delta n(0)} = \frac{1}{\sqrt{1 + \omega^2 \tau^2}} \quad (4.67)$$

билан аниқланишини кўрамиз.  $\omega \tau = 1$  да

$$\frac{\Delta I(\omega t)}{\Delta I(0)} = \frac{1}{\sqrt{2}} \approx 0,71 \quad (4.68)$$



4.4-расм. Заряд ташувчилар яшаш вақтини фаза силжишининг компенсация қилиш усули билан ўлчаш қурилмасининг схемаси. ФЭ — вакуумли (тезкор) фотоэлемент; ТМ1, ТМ2 — ўзгармас ток манбалари; К — катод такрорлагич.

Демак, номувозанат заряд ташувчилар яшаш вақтини  $\Delta I(\omega t)$  боғланишидан аниқлаш учун ёруғликнинг модуляция частотасини ошира бориб, унинг фототок амплитудалари нисбати 0,71 га тенг бўлган қиймати топилади ва у орқали яшаш вақти  $\tau = \frac{1}{\omega} = \frac{1}{2\pi\nu}$  ифодадан ҳисобланади. Интенсивлиги синусоиди бўйича модуляцияланган ёруғлик билан  $\tau$  ни ўлчаш қурилмасининг чизмаси 4.4-расмда келтирилган. Бунда яримшаффоф кўзгу ёруғлик оқимини икки қисмга ажратади. Биринчи қисми намунага тушади ва натижада ток манбаи ТМ1 га ва намунага кетма-кет уланган юклама қаршилиқ  $R_H$  да кучланиш импульси  $\Delta V_H$  ни пайдо қилади. Кичик даражали инжекцияда, заряд ташувчилар текис генерацияланганда ва сирт рекомбинацияси тезлиги жуда кичик, эътиборга олмайдиган бўлганда  $\Delta n$  ва унга пропорционал бўлган  $\Delta N$  ҳам (4.64) узлуксизлик тенгламасидан топилади.

Ёпишиш марказлари йўқ бўлганда  $\Delta N = \Delta P$  электро-нейтраллик шarti ўринли бўлганда  $\Delta N$  билан  $\Delta G$ ,  $\Delta G$  билан  $\Delta V_H$  орасидаги боғланишлар чизиқли бўлганда ( $\Delta V_H$ )

$$\frac{d\Delta V_H}{dt} = B(1 + \sin \omega t) - \frac{\Delta V_H}{\tau} \quad (4.69)$$

тенгламадан топилади.  $B$  — константа (доимий катталик). Ёруғлик оқимининг иккинчи қисми токнинг тўйиниш режимида ишлайдиган вакуумли фотоэлементга тушади ва ток манбаининг ТМ2 фотоэлемент, ўзгарувчан сифим  $C$  ва  $R_1$  қаршилиқдан иборат занжиридан  $I=I_0(1+\sin\omega t)$  ток оқа бошлайди.  $R_1$  қаршилиқдаги кучланиш

$$\frac{d\Delta V_1(\omega t)}{dt} = B_1(1 + \sin \omega t) - \frac{\Delta V_1(\omega t)}{R_1 \cdot C}$$

тенглама билан аниқланади. Бу ерда  $B_1$  — доимий катталик.  $\Delta V_H$  ва  $\Delta V_1$  кучланишлар бир хил кучайтиргичлар орқали осциллограф найчасининг  $x$  ва  $y$  — пластиналарига берилади.

Бошланғич шартларнинг бир хиллигини ҳисобга олган ҳолда (4.69) ва (4.70) тенгламалардан кўринадики,  $R_1 C = \tau$  бўлганда,  $\Delta V_1(\omega t)$  ва  $\Delta V_H(\omega t)$  ларнинг  $t$  билан боғланиши бир хил бўлади ва экранда оғма тўғри чизиқ кузатилади.  $\tau \neq R_1 C$  да  $\Delta V_H(\omega t)$  ва  $\Delta V_1(\omega t)$  орасида фаза силжиши пайдо бўлади ва экранда эллипс кузатилади. У синусоида бўйича модуляцияланган ёруғлик билан ишлайдиган чизма  $\tau$  ни  $10^{-10}$  с гача ўлчаш имконини беради. Бундай модуляцияланган ёруғликни доира шаклидаги тешиклари бўлган дискни айлантириб ёки электрооптик модуляторлар ёрдамида олиш мумкин.

## *2. Эпитаксиал қатламларда $\tau$ ни аниқлашнинг фазавий усуллари*

Бу усулнинг асосида эпитаксиал қатламда олинган Шоттки (контакти) диодининг интенсивлиги гармоник модуляцияланган ёруғлик билан ёритганда пайдо бўлган фототок билан ёруғлик оқими орасидаги силжиш фазасини ўлчаш ётади.  $\tau$  ни  $pn^+$  — эпитаксиал структураларда ўлчашни кўрайлик (46-расм).

Шоттки контакти (диоди) эпитаксиал структуранинг солиштирма қаршилиги тағлиқка нисбатан катта бўлган қатлам ( $n$ ) га, тағлиқ ( $n^+$ ) томонига эса Ом контакти олинган. Структура тағлиқ томонидан ютилиш коэффициенти кичик бўлган, интенсивлиги бўйича модуляцияланган монохроматик ёруғлик билан ёритилади. Бу ҳолда заряд

ташувчиларнинг текис генерацияланиши содир бўлади. Ёруғлик билан генерацияланган ноасосий заряд ташувчилар (кавак) Шоттки контакти томон диффузияланади ва фототокни вужудга келтиради. Агар заряд ташувчилар диффузион узунлиги катта бўлса, ҳажмий заряд соҳаси кенглигини инобатга олмаса ҳам бўлади. У ҳолда Шоттки контакти учун қисқа туташув режимида чегаравий шартни

$$\Delta p_1(0) = 0 \quad (4.71)$$

кўринишда ёзиш мумкин. Шоттки контактидан ташқарида эпитаксиал қатлам сиртий рекомбинацияси жуда катта деб фараз қилинса, (4.71) чегаравий шарт структуранинг бутун сирти бўйича ўринли бўлади ва масала бир ўлчамли бўлади. Эпитаксиал қатлам сиртида сиртий рекомбинация тезлиги чекли қиймат қабул қилса, нобиржинсли чегаравий шарт ҳисобга олиниши керак ва уч ўлчамли масалани ечиш керак бўлади. Таглик билан эпитаксиал қатлам чегарасида чегаравий шартлар

$$\Delta p_2(d) = \Delta p_1(d) e^{-\frac{e\phi_k}{kT}} \quad (4.72)$$

$$D_1 \left. \frac{d\Delta p_1}{dx} \right|_{x=d} = D_2 \left. \frac{d\Delta p_2}{dx} \right|_{x=d} \quad (4.73)$$

билан ифодаланади. (4.72) шарт эпитаксиал қатлам билан таглик чегарасида потенциал тўсиқ мавжудлигини, (4.73) эса диффузион оқимлар узлуксизлигини англатади.

Юқорида кўрганимиздек, ёруғлик интенсивлиги синусоида бўйича (гармоник) модуляцияланган, шунинг учун генерация тезлиги (4.61) гармоник ҳадининг  $g(\omega t) = g_0 \exp(i\omega t)$  кўринишдаги ифодасидан фойдаланамиз. Номувозанат асосий бўлмаган заряд ташувчилар конценрацияси (4.63) гармоник ташкил этувчисини

$$\Delta p(x, \omega t) = \Delta p(x) e^{i\omega t} \quad (4.74)$$

кўринишда қидирсак, унинг амплитудаси  $\Delta p(x)$  таглик ҳамда эпитаксиал қатлам учун бир хил бўлган узлуксизлик тенгламаси

$$i\omega\Delta p(x) = D_p \frac{d^2\Delta p(x)}{dx^2} - \frac{\Delta p(x)}{\tau_p} + g_0 \quad (4.75)$$

билан ифодаланлади. Бу тенгламани таглик ва эпитаксиал қатлам учун (4.70)÷(4.72) чегаравий шартларни қаноатлантирувчи  $\Delta p_1(x)$  ва  $\Delta p_2(x)$  ечимлари топилади. Ҳисобларнинг кўрсатишича, улар асосида топилган қисқа туташув фототоки амплитудасининг ифодаси

$$\gamma_{KT} = -eD_1 \left. \frac{d\Delta p}{dx} \right|_{x=0} = -eg_0 L_1 \frac{\operatorname{sh}\left(\frac{d}{z_1}\right) + \left(\xi \operatorname{sh} \frac{d}{L_1} + \frac{L^2}{L_2}\right) - 1}{\xi \operatorname{ch} \frac{d}{L_1} + \operatorname{sh} \frac{d}{L_1}} \quad (4.76)$$

кўринишда бўлади. Бу ерда,

$$L_1 = \left( \frac{D_1 \tau_1}{1 + i\omega \tau_1} \right)^{1/2}; \quad L_2 = \left( \frac{D_2 \tau_2}{1 + i\omega \tau_2} \right)^{1/2}; \quad \xi = \frac{L_2 D_1}{L_1 D_2} e^{\varphi_{\kappa}/KT} \quad (4.77)$$

Тагликдаги ва эпитаксиал қатламдаги асосий заряд ташувчилар концентрациялари нисбати  $\frac{n_2}{n} > 10^3$  бўлганда  $\exp\left(\frac{e\varphi_{\kappa}}{KT}\right) > 10^3$ ,  $\xi \gg 1$  бўлади ва ток ифодаси соддалашади.

$$j_{KT} = -eg_0 \left[ L_1 \operatorname{tg} \frac{d}{L_1} + L_2 \operatorname{sch} \frac{d}{L_1} \right] \quad (4.78)$$

Бу ифоданинг биринчи ҳади эпитаксиал қатламда генерацияланган заряд ташувчиларнинг иккинчи ҳади тагликдан эпитаксиал қатламга инжекцияланган заряд ташувчилардан йиғувчи контактга етиб келган қисмининг фототокга қўшган ҳиссасини кўрсатади. Шунинг учун

иккинчи ҳаддини эътиборга олмаслик мумкин ва фототок амплитудасини

$$j_{KT} = -eg_0 \left( \frac{D_1 \tau_1}{1 + i\omega \tau_1} \right)^{1/2} \text{th} \left[ \frac{d}{\left( \frac{D_1 \tau_1}{1 + i\omega \tau_1} \right)^{1/2}} \right] \quad (4.79)$$

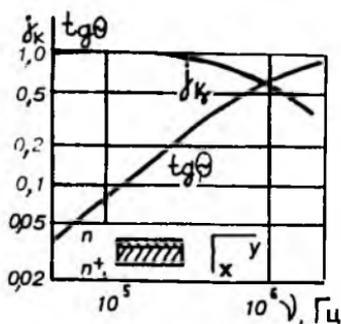
ифодадан ҳисоблаш мумкин. Паст частоталар  $\omega \tau \ll 1$  да фототок фазасининг силжиши

$$\text{tg}\theta = -\frac{\omega \tau_1}{2} \left[ 1 - \frac{2d}{(D_1 \tau_1)^{1/2}} \text{csh} \frac{2d}{(D_1 \tau_1)^{1/2}} \right] \quad (4.80)$$

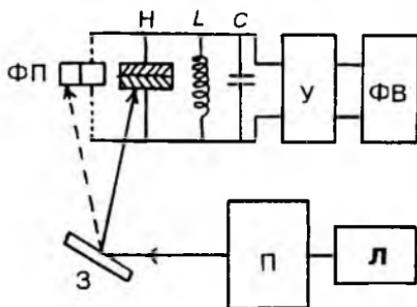
билан аниқланади. Агар  $\frac{(D_1 \tau_1)^{1/2}}{d} = 2$  бўлганда (4.80) ни иккинчи ҳади бирга нисбатан анча кичик. Буни эътиборга олмаганда

$$\text{tg}\theta = -\frac{\omega \tau_1}{2}$$

билан аниқланишини кўрамиз 4.5-расмда солиштирма қаршилиги 28 Ом. см, қалинлиги 50,2 мкм, заряд ташувчиларнинг диффузион узунлиги 18,5 мкм бўлган кремний эпитаксиал қатлами учун ҳисобланган  $\text{tg}\theta$  ва фототок амплитудасини ёруғлик интенсивлигини модуляция частотасига боғланиш графиги келтирилган. Келтирилган назарий боғланиш тажриба натижалари билан мос тушган. Бу юқорида келтирилган назарий ҳисоблашларда қабул қилинган фаразлар ўринли эканлигидан да-



4.5-расм. Фаза силжиши  $\text{tg}\theta$  нинг ва фототок амплитудасининг модуляция частотасига боғланиши.



4.6-расм. Шоттки диодининг фототоки бўйича фазавий усул билан заряд ташувчилар яшаш вақтини ўлчаш қурилмасининг схемаси.  
 ФП — юқори частотали фотоқабулқилгич (тезкор фотодиод);  
 П — Поккельс модулятори: Н — намуна: У — кучайтиргич;  
 Л — лазер: ФВ — фаза сезгир вольтметр: З — ясси кўзгу.

лолат беради. Эпитаксиал структураларда  $\tau$  ни аниқлаш қурилмасининг чизмаси 4.6-расмда келтирилган. Қурилмада электрооптик Поккельс ячейкаси (П) билан модуляцияланган лазер нури намунанинг таглик томонига туширилади. Ёруғлик оқими навбатма-навбат (галма-гал) кўзгу орқали намуна 0 га, юқори частотали фотоқабулқилгич (ФП) га тушади. Фотоқабулқилгич ФП — стандарт фазали таянч сигнални ҳосил қилади. Намуна ва фотоқабул қилгич томонидан пайдо бўлган сигналлар фазага сезгир вольтметрга берилади. У билан намуна ва фотоқабулқилгичдаги сигналлар амплитудалари нисбати ва улар орасидаги фаза силжиши ўлчанади. Шуни таъкидлаш керакки, лазер нури интенсивлигининг ўзгариши резонанс контурининг сифати модуляция частотасидаги ўлчаш натижаларига таъсир кўрсатмайди. Бу усулнинг ютуғига  $\tau$  ни осон ҳисоблашликни ва ўлчаш натижасини сирт ишловига кучсиз боғланишини кўрсатиш мумкин, ўлчаш мумкин бўлган —  $\tau$  нинг қуйи чегараси структура сифими ва унга кетма-кет бўлган қаршилиги билан аниқланадиган максимал модуляция частотасига боғлиқ.

#### д. Фотолюминесценция орқали $\tau$ ни ўлчаш

Фотолюминесценция орқали  $\tau$  нинг фазавий ўлчаш усули яримўтказгич намуналарида интенсивлиги модуля-

цияланган ёруғлик билан номувозанат заряд ташувчилар уйғотилганда уларнинг нурланишли рекомбинациясидан содир бўлган фотолуминесценция оқими билан уйғотувчи модуляцияланган ёруғлик орасидаги фаза силжишини ўлчашга асосланган. Яримўтказгични  $x=0$  текислиги интенсивлиги вақт бўйича,  $I = I_1 + I_0 \exp(i\omega t)$  қонун билан ўзгарувчан энергияси  $h\omega > E_g$  бўлган, яъни интенсивликнинг гармоник ташкил этувчиси бўлган монохроматик ёруғлик билан ёритилсин. Бу ёруғлик оқимининг ютилишидан юзага келган заряд ташувчилар генерация тезлиги

$$g(x,t) = \frac{1-R}{h\nu} \left[ I_1 + I_0 e^{i\omega t} \right] \alpha \beta e^{-\alpha x} \quad (4.82)$$

билан ифодаланади. Агар ёруғликдан генерацияланган заряд ташувчилар тақсимооти диффузия, дрейф, рекомбинация жараёнлари туфайли пайдо бўлган бўлса, у ҳолда, узлуксизлик тенгламаси (4.10) каби бўлиб, олдин кўрганимиздек, у икки қисмга ажралади. Юқорида кўрсатилганидек,  $x$  ва модуляция частотаси  $\omega$  га боғлиқ ортиқча номувозанат заряд ташувчилар концентрациясининг гармоник ташкил этувчисининг узлуксизлик тенгламаси

$$i\omega \Delta n(x) = D_n \frac{d^2 \Delta n(x)}{dx^2} - \frac{\Delta n(x)}{\tau_n} + g_0 e^{-\alpha x} \quad (4.83)$$

кўринишда бўлади. (4.83) тенгламанинг (4.75) дан фарқи шундаки, унда заряд ташувчиларнинг нотекис генерацияланиши ҳисобга олинган. Қалин намуналар  $d \gg L_n$  да ёритилмаган томонида номувозанат заряд ташувчилар концентрациясини эътиборга олмаслик мумкин. Шунинг учун (4.83) тенгламанинг ёритилган сиртида

$$D_n \left. \frac{d\Delta n(x)}{dx} \right|_{x=0} = S\Delta n(x)|_{x=0}$$

ёритилмаган сиртида

$$D_n \left. \frac{d\Delta n(x)}{dx} \right|_{x=d} = 0$$

бўлган чегаравий шартларни қаноатлантирувчи ечими

$$\Delta n(x) = \frac{g_0 \tau_n}{\alpha^2 L_n^2 - 1 - i\omega\tau} \left[ -\exp(-\alpha x) + \frac{S + \alpha D_n}{S + \frac{D_n}{L_n} (1 + i\omega\tau_n)^{1/2}} \right] \times \\ \times \exp \left[ -\frac{x}{L_n} (1 + i\omega\tau_n)^{1/2} \right] \quad (4.84)$$

кўринишда бўлади. Агар намунадан нурланаётган фотонларни қайта ютилиш коэффициенти ( $\alpha_0$  — люминесценция коэффициенти) кичик бўлса, яъни  $\alpha_0 L_n \ll 1$  бўлса, у ҳолда нурланаётган фотонлар оқими

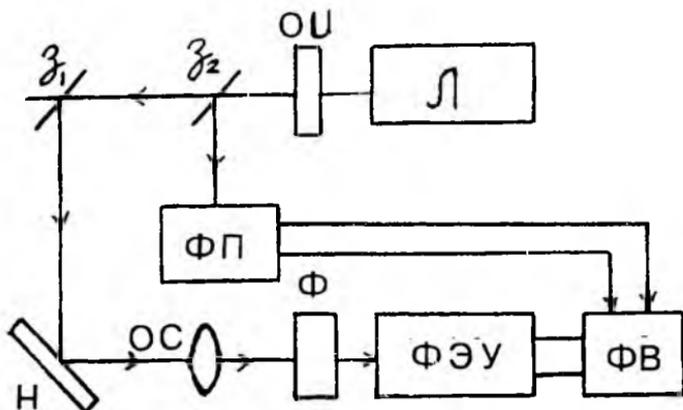
$$I_{ол} = \eta \int_0^{\infty} \frac{\Delta n(x)}{\tau_r} dx \quad (4.85)$$

билан аниқланади. Бу ерда  $\eta$  — фотолюминесценциянинг ташқи квант чизигининг ички квант чиқишига нисбати,  $\tau_r$  — нурланишнинг яшаш вақти. Паст даражали уйғотишда  $\tau_r = \text{const}$  бўлади. Уйғотувчи ёруғликнинг кучли ютилиш соҳасида, яъни  $\alpha L_n \gg (1 + i\omega\tau_n)^{1/2}$  бўлганда сиртий рекомбинация тезлиги кичик  $\frac{SL_n}{D_n} \ll 1$  бўлганда, ҳисоблашларнинг кўрсатишича, люминесценция оқимининг ифодаси

$$I_{ол} = \eta \frac{g_0 \tau_n}{\alpha \tau_r} \cdot \frac{\alpha L_n}{1 + i\omega\tau_n} = \eta \frac{g_0 \tau_n L_n}{\tau_r} \cdot \frac{1}{(1 + \omega^2 \tau_n^2)} \quad (4.86)$$

кўринишда бўлади. Унинг фаза силжиши тангенс эса  $\text{tg}\theta = -\omega\tau_n$ , яшаш вақти  $\tau_n = -\frac{\text{tg}\theta}{\omega}$  бўлади. Сиртий рекомбинация катта  $-\frac{SL_n}{D_n} \gg 1$  бўлганда

$$I_{ол} = \eta \frac{g_0 \tau_n}{\tau_r} \frac{L_n}{(1 + i\omega\tau_n)}; \quad \text{tg}\theta = -\frac{\omega\tau_n}{2}; \quad \tau_n = -\frac{2}{\omega} \text{tg}\theta \quad (4.87)$$



4.7-расм. Фотолюминесценция бўйича фазавий усул билан заряд ташувчилар яшаш вақтини аниқлаш қурилмаси. ОУ — ёруғлик интенсивлиги ўзгартиргичи;  $\varphi_1$  — ясси кўзгу; ФЭУ — фотоэлектрон кўпайтиргич;  $\varphi_2$  — яримшаффоф ясси кўзгу.

бўлади. Бурчакларнинг кичик қийматида  $\text{tg } \theta \approx \theta$  сиртий рекомбинациясининг иккита чегаравий қийматида, яъни  $S=0$  ва  $S \rightarrow \infty$  бўлган ҳоллардаги заряд ташувчилар яшаш вақтлари бир-биридан икки мартадан ортиқ фарқ қилмайдилар.

Заряд ташувчилар яшаш вақтини ўлчаш қурилмасининг чизмаси 4.7-расмда келтирилган. Намуна  $\theta$  асиллиги бўйича модуляцияланган лазер нури билан уйғотилади. Намунага тушаётган ёруғлик интенсивлиги сусайтиргич ОУ орқали бошқарилади. Намунанинг нурланиши оптик филтър (сузгич)лар тўплами  $\Phi$  га йўналтирилади. Улар орқали фотолюминесценция нурланиши ўтказилади ва фотоэлектрон кучайтиргич ФЭУ га фокусланadi. Фотоэлектрон кучайтиргичдан кучланиш фазасезгир вольтметр ФВ ни 1-киришига берилади. ФВ нинг иккинчи киришига фотоқабулқилгич ФПдан таянч кучланиши сигнали берилади. Ярмшаффоф кўзгу  $\varphi_2$  орқали ёруғлик оқимининг бир қисми ФП га йўналтирилади. Кўзгу  $\varphi_1$  ёруғлик йўналишини ўзгартиришга ишлатилган. Фаза сезгир вольтметр бу кучланишлар орасидаги фаза фарқини ўлчайди. Уйғотувчи лазер нурланиши билан фотодиодаги таянч кучланиш орасидаги фаза фарқи намунадан

сочилган лазер нурини, рекомбинацион нурланиши билан бир хил оптик йўл ўтишидан ўлчанади. Бу ўлчаш натижаларига кўра, кўзгатувчи ёруғлик оқими билан фотолюминесценция оқими орасидаги фаза силжиши ҳисобланади. Фаза силжишининг аниқлиги 5% тартибида бўлишлиги келтирилган. Юқорида ёритилган бу усулни арсенид галий эпитаксиал қатламларга ҳам қўллаш мумкин.

#### **4.4 §. Ток импульси инъекциясига асосланган номувозанат заряд ташувчилар яшаш вақтини аниқлаш усуллари**

*а.  $\tau$  ни нуқтавий контактда ўтказувчанликнинг модуляцияси бўйича ўлчаш усуллари*

Яримўтказгич материалларини, асбобларини ишлаб чиқариш жараёнида монокристалл қуйма (слиток) ўзак (стержень) намуналарида заряд ташувчилар яшаш вақти  $\tau$  ни ўлчашга тўғри келади. Бундай намуналарда  $\tau$  ни ўлчаш учун унинг кўндаланг кесимининг сиртига инъекцияловчи металл контакт (зонд) жойлаштирилади. У номувозанат асосий бўлмаган заряд ташувчилар учун эммитер вази-фасини бажаради. Намунага бундан ташқари, юзаси катта, қаршилиги кичик омик контакт олинади. Нуқтавий контакт орқали юборилган иккиланган импульсли генератордан ток режимда тўғри йўналишда амплитудаси  $I_0$ , давомийлиги  $t_0$  бўлган тўғри бурчакли ток импульси намунада номувозанат заряд ташувчиларни инъекциялайди ва контакт атрофидаги қаршилиқни камайтиради.

Инъекцияловчи ток импульси тугагандан бироз вақт ўтгач (кечикиш вақти  $t_1$  бўлган), амплитудаси, давомийлиги биринчи импульсники билан бир хил бўлган иккинчи тўғри бурчакли импульс узатилади. Агар икки импульс орасидаги вақт  $t_2$ , яъни иккинчи импульснинг кечикиш вақти  $t_2$  заряд ташувчилар яшаш вақти  $\tau$  дан кичик ёки унинг тартибида  $t_2 \leq \tau$  бўлса, иккинчи импульснинг контактга келиш пайтида номувозанат заряд ташувчилар рекомбинацияланиб улгурмайди ва намуна контакт соҳаси қаршилиги биринчи импульс келгунча бўлган қийма-тидан кичик бўлади. Шунинг учун иккинчи импульс бош-

ланган пайтда вужудга келган кучланиш импульсининг амплитудаси  $I_2(t_3)$  биринчи кучланиш импульс амплитудаси  $I_1(\infty)$ дан кичик бўлади.

Кучланиш импульслари амплитудаларининг айирмаси

$$\Delta U(t_3) = U_1(\infty) - U_2(t_3) = f(t_3, t) \quad (4.88)$$

Иккинчи импульснинг кечикиш вақти  $t_3$  га ва заряд ташувчилар яшаш вақти  $\tau$  га боғлиқ. Нуқтавий контактдан инжекцияланган заряд ташувчилар намуна сиртига томон, ичига томон диффузияланади ва рекомбинацияланади ҳамда ток импульси давомийлиги  $t_n$  ичида электр майдон таъсирида дрейфланади. Натижада, улар қандайдир  $r_1$  масофагача тарқалади. У соҳанинг катталиги ток импульсининг давомийлигига ва ток кучига боғлиқ.  $\Delta U(t_3) = f(t_3, \tau)$  нинг назарий боғланишини ҳисоблаш учун металл зонд (контакт)нинг яримўтказгич намунаси билан контактланишнинг сирти радиуси  $r_0$  бўлган яримшардан иборат деб фараз қиламиз.

Биринчи ток импульси бошланиш пайтида контакт атрофида номувозанат заряд ташувчилар бўлмайди. Ўтказувчанликнинг мувозанат заряд ташувчилар концентрацияси аниқлайди. Шунинг учун биринчи кучланиш импульсининг амплитудаси

$$U_1(\infty) = \int_{r_0}^{\infty} \frac{I_0 \rho_0}{2\pi r^2} dr = \int_{r_0}^{\infty} \frac{I_0}{2\pi r^2 \sigma_0} dr = \frac{I_0}{2\pi r_0 \sigma_0} \quad (4.89)$$

билан ифодаланади. Бу ерда:  $\sigma_0$  — мувозанатий солиштирма ўтказувчанлик. Инжекция бошланиши билан контакт қаршилиги камай боради. Инжекцияловчи ток импульсининг амплитудаси  $I_0$  ва мос равишда электр майдон кучланганлиги шундай каттаки, импульс давомийлиги  $t_n$  ичида заряд ташувчиларнинг биқутбий диффузияси эътиборга олинмайди. У ҳолда кичик даражали инжекция  $\Delta n, \Delta p \ll n_0 + p_0$  да  $t_n$  вақт ичида заряд ташувчилар радиуслари  $r_0$  дан  $r_1$  гача бўлган (шар) сферик қатламни тўлдирадлар. (4.88) да келтирилган  $U_1(\infty)$  инжекцияловчи биринчи ток импульсининг олди фронтига мос келган кучланиш импульсининг (максимал) қийматини,  $U_2(t_3)$  — ток импульсининг контактга келиш пайтидаги кучланиш

тушувини англатади. Шундай қилиб, бир хил параметр-ли иккиланган импульслардан вужудга келган  $U_1(\infty)$  ва  $U_2(t_3)$  кучланишларнинг фарқини, иккинчи импульс бошланиш пайтида биринчи ток импульсидан ҳосил бўлган номувозанат заряд ташувчилар билан намуна ўтказувчанлигини модуляцияланган ҳолатда бўлишлиги билан тушунтирилади. Номувозанат заряд ташувчилар тақсимооти сферик симметрия бўйича бўлганда (4.88)

$$\Delta U(t_3) = \frac{I_0}{2\pi} \int_{r_0}^{\eta} \left[ \frac{1}{\sigma_0} - \frac{1}{\sigma} \right] \frac{dr}{r^2} \quad (4.90)$$

билан ифодаланadi. Бу ерда,  $\sigma = \sigma_0 + \Delta\sigma$  номувозанат солиштирма ўтказувчанлик. Кичик даражали инъекцияда  $\Delta n$ ,  $\Delta p \ll n_0 + p_0$  да  $\Delta\sigma \ll \sigma_0$  бўлади. Бу ҳолда (4.90)

$$\Delta U(t_3) = \frac{I_0}{2\pi\sigma_0} \int_{r_0}^{\eta} \frac{(b+1)\Delta p(r,t)}{n_0 + b \cdot p_0} \frac{dr}{r^2} \quad (4.91)$$

кўринишга келади. Маълумки сиртий рекомбинация номувозанат заряд ташувчиларнинг сиртига йўналган диффузия оқимини вужудга келтиради ва нуқтавий контактдан инъекцияланган заряд ташувчиларнинг сферик симметрия бўйича тақсимотининг бузилишига олиб келади.

Заряд ташувчиларнинг намуна ичига йўналган дрейф оқими сиртга йўналган диффузион оқимидан катта, яъни сиртий рекомбинация тезлиги кичик, намунада электр майдон кучланганлиги катта бўлганда уларнинг фазовий сферик симметрия бўйича тақсимооти сақланади. Бу шарт намуна сирти учун

$$\mu_p \bar{E} \gg S \text{ ёки } \frac{I_0 \mu_p}{2\pi r_0^2 \sigma_0} \gg S \quad (4.92)$$

кўринишда бўлади. (4.91) даги  $\Delta p(r, t)$ нинг назарий ифодаси заряд ташувчиларнинг биринчи ток импульси давомийлиги  $t_n$  ичидаги ва иккинчи импульс кечикиш вақти  $t_3$  ичидаги тақсимоотларини аниқлаш орқали ҳисобланади. Биринчи ток импульси давомийлиги ичида инъекция-

ланган заряд ташувчиларнинг вақт бўйича ўзгаришини (4.92) шарт бажарилганда дрейф, рекомбинация жараёнлари аниқлайди. Шунинг учун сферик симметрия бўйича тақсимланган номувозанат заряд ташувчиларнинг  $t_u$  вақт ичида ўзгариши

$$\frac{\partial \Delta p}{\partial t} = -\mu_p E \frac{\partial \Delta p}{\partial x} - \frac{\Delta p}{\tau_p} \quad (4.93)$$

узлуксизлик тенгламадан аниқланади. (4.93) тенгламанинг бошланғич

$$\Delta p(r, t) \Big|_{t=0} = 0 \quad (4.94)$$

чегаравий

$$\Delta p(r, t) \Big|_{r=r_0} = \Delta p(r_0) \quad (4.95)$$

шартларни қаноатлантирувчи ечими

$$\Delta p(r, t_u) = \Delta p(r_0) \exp \left[ -\frac{2\pi\sigma(r_1^3 - r_0^3)}{3\mu_p I_0 \tau_p} \right] \quad (4.96)$$

бўлади. Ток импульсидан инжекцияланган заряд ташувчиларнинг намунага кириб бориш масофаси  $r_1$  билан импульс давомийлиги  $t_u$  орасидаги боғланиш

$$\frac{dr}{dt} = \mu_p E = \frac{\mu_p I_0}{2\pi r^2 \sigma} \quad (4.97)$$

тенгламадан топилади. Бу тенгламани интеграллаб,

$$t_u = \frac{2\pi(r_1^3 - r_0^3)}{3\mu_p I_0 \sigma} \quad (4.98)$$

ёки

$$r_1 = \left[ \frac{3\mu_p I_0 \sigma}{2\pi} t_u + r_0^3 \right]^{1/3} \quad (4.99)$$

бўлишлигини кўрамиз. Шундай қилиб,  $r_1$  — номувозанат ошиқча заряд ташувчилар тўпланиш соҳасининг чегарасини англатади. Демак, (4.96) ифода  $r$  ни

$$r_0 < r < \left[ \frac{3I_0 \sigma \mu_p}{2\pi} t_u + r_0^3 \right]^{1/3} \quad (4.100)$$

соҳасидаги заряд ташувчиларнинг тақсимотини аниқлар экан.

Биринчи ток импульсининг тугашидан иккинчи ток импульси бошлангунча бўлган вақт ораллиғида, яъни кечикиш вақти  $t_3$  ичида номувозанат заряд ташувчиларнинг вақт бўйича ўзгаришини, уларнинг диффузия, рекомбинация жараёнлари аниқлайди. Шунинг учун  $t_3$  ичида асосий бўлмаган заряд ташувчилар тақсимот функцияси

$$\frac{\partial \Delta p}{\partial t} = -\frac{\Delta p}{\tau_p} + D_p \operatorname{divgrad} \Delta p \quad (4.101)$$

узлуксизлик тенгламаси орқали топилади. Намуна сирт рекомбинацияси тезлиги кичик, зонд контакт соҳасида  $S \rightarrow \infty$  бўлади, деб фараз қилсак, (4.101) даги  $\Delta p$  фақат бир координата  $r$  билан вақт функцияси бўлади. Заряд ташувчиларнинг сферик симметрия бўйича тақсимоти сақланади. Шунинг учун

$$\Delta p(r, t) = \Delta p_0(r, t) e^{-\frac{t}{\tau_p}} \quad (4.102)$$

кўринишда қидирамиз. (4.101) тенгламанинг

$$\Delta p(r, t) / r = 0 \quad (4.103)$$

чегаравий шартни ва (4.96) билан аниқланган

$$\Delta p(r, t) / t = 0 = \Delta p(r_0, t_u) \quad (4.104)$$

бошланғич шартни қаноатлантрувчи ечими топилади, сўнг (4.91) интеграл ҳисобланади. Назарий ҳисоблашлар таҳлили шуни кўрсатадики,

$$r_0 \ll \sqrt{Dt_3} \quad (4.105)$$

ҳамда инжекцияланган заряд ташувчилар кириб борган масофа  $r_1$  кичик

$$\left[ \frac{3\mu_p I_0 \sigma}{2\pi} t_u + r_0^3 \right]^{1/3} \ll 2\sqrt{Dt_3} \quad (4.106)$$

бўлганда (4.91) интеграл

$$\Delta I(t_3) = \text{const} \left( \frac{t_3}{\tau_p} \right)^{-3/2} \exp\left(-\frac{t_3}{\tau_p}\right) \quad (4.107)$$

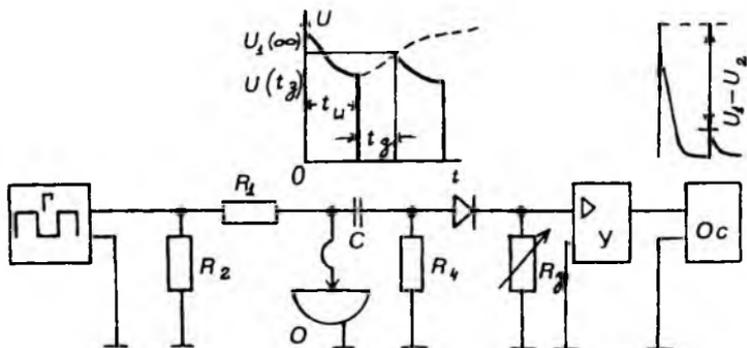
билан ифодаланади. Акс ҳолда ошиқча номувозанат за-  
ряд ташувчиларнинг намунага кириб бориш масофаси  
жуда катта бўлса,  $\Delta I(t_3)$  боғланиш экспонента қонуни

$$\Delta I(t_3) = \text{const} t \cdot e^{-\frac{t_3}{\tau_p}} \quad (4.108)$$

бўйича бўлади. Амалиётда

$$\frac{2\pi\sigma_0}{3\mu_p I_0 \tau_p} (4Dt_3)^{3/2} \ll \frac{\sqrt{\pi}}{2} \quad (4.109)$$

тенгсизлик бажарилганда  $\Delta I(t_3)$  нинг ўзгариши (4.109)  
каби қонуният бўйича содир бўлади. Одатда, бу шартни  
катта ток кучида ва кечикиш вақти  $\tau_p$  дан  $3\tau_p$  гача бўлган  
оралиқда бўлган ҳолда амалга ошириш мумкин. Нуқта-  
вий контактда ўтказувчанликнинг модуляция усули би-  
лан  $\tau$  ни ўлчаш қурилмасининг чизмаси 4.8-расмда кел-  
тирилган. Иккиланган импульсли генератор  $\Gamma$  дан ин-  
жекцияловчи нуқтавий контактга  $R_1$  қаршилик орқали  
параметрлари бир хил бўлган иккита ток импульси юбо-  
рилади. Қаршилиги катта бўлган  $R_1$  қаршилик билан ге-  
нераторнинг кучланиш импульсини контактдан оқётган  
ток импульсига айлантиради. Нуқтавий контактда ҳосил  
бўлган кучланиш импульси диодли  $V_D$  чеклагич орқали



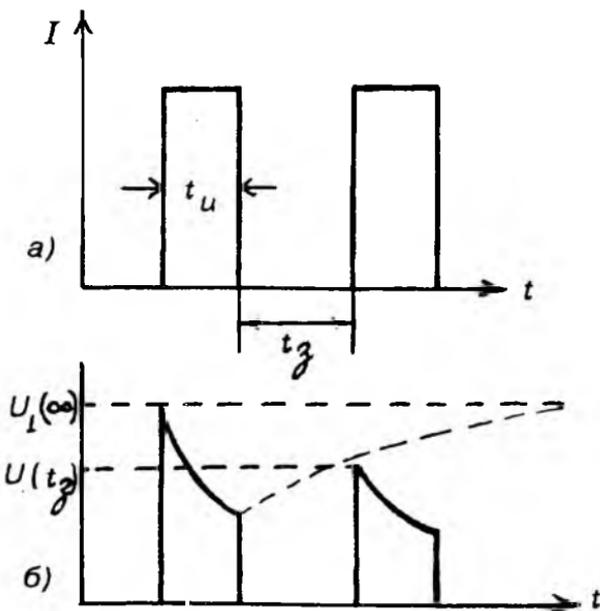
4.8-расм. Нуқтавий контакт ўтказувчанлигини модуляция қилиш усули билан заряд ташувчилар яшаш вақтини ўлчаш қурилмасининг схемаси.  $\Gamma$  — тўғри бурчакли импульс генератори  $O_c$  — осциллограф.

кучайтиргич  $U$  билан кучайтирилади ва осциллограф  $O$  киришига бериледи. Иккиланган импульсли генераторнинг синхронловчи импульси осциллограф синхронловчи каналига бериледи.

Бу импульс биринчи кучланиш импульсининг келиш пайтида осциллограф ёйилмаси (развертки) ни ишга солади ва осциллограммани турғун ушлаб туради. Иккинчи ток импульсининг кечикиш вақтини  $\tau_p < t_3 < 3\tau_p$  ораликда ўзгаптириб (4.9-расм), унинг ҳар бир қийматиға мос келган контактдаги кучланиш амплитудаларининг қиймати осциллограммадан қайд қилиниб,  $\Delta U(t_3) = U_1(\infty) - U_2(t_3) = f(t_3)$  ҳисобланади ва  $\ln[U_1(\infty) - U_2(t_3)] = f_1(t_3)$  тўғри чизикли боғланишнинг оғиш бурчаги тангенсидан

$$\tau_p = \operatorname{tg} \theta = \frac{\Delta t_3}{\Delta \ln [U_1(\infty) - U_2(t_3)]}$$

заряд ташувчилар яшаш вақти топилади. Номувозанат заряд ташувчиларнинг нуқтавий контактда яхши инжекцияланиши учун  $\frac{\Delta U_1}{U_1} \approx 0,1$  тартибда бўлиши керак.  $U_1$  — биринчи кучланиш амплитудаси,  $\Delta U_1$  импульснинг модуляцияланган қисми. Буни амалга оширишда  $p$  — типдаги



4.9-расм. Намунада ток (а) ва кучланиш импульси (б).

кремний намуналарида фосфорли бронза зонди,  $n$  — типдаги намуналарида эса алюминий зонди қўлланилади.

Яхши инжекцияловчи нуқтавий контактни олиш учун одатда контактга ишлов берилади. Бунинг учун контактга кучланиши 300—400 В бўлган ўзгармас ток манбаи қисқа муддатга уланади, бошқача айтганда, сифими катта зарядланган конденсатор контакт орқали разрядланади (зарядсизланади). Одатда, монокристалл қуйма намуналарда  $\tau$  ни ўлчашда уни ён томонига юзаси  $1 \text{ см}^2$  дан кам бўлмаган палладий, никель пардаларини ўтказиш ёки индий-галлий, алюминий-галлий пасталарини суркаш билан Ом контакти олинади.

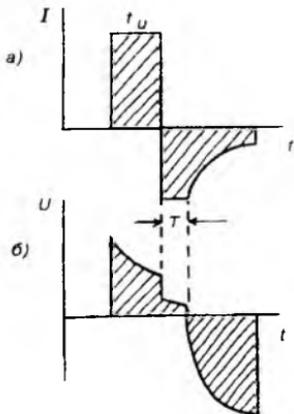
Шайба шаклдаги намуналарда  $\tau$  ни ўлчашда 4-жадвалда келтирилган заряд ташувчиларнинг сиртий яшаш вақтини эътиборга олиш керак. Қалин шайбаларда бу усул билан ўлчанган  $\tau$  ҳам намуна сиртий рекомбинация тезлигига кучсиз боғланган. Одатда, импульсларнинг такрорланиш частотаси  $50 \div 200$  Гц тартибида олинади. Чун-

ки иккита кетма-кет келаётган импульслар орасидаги вақтда намуна мувозанат ҳолага эришиб улгуриши керак. Назарий ҳисобларнинг кўрсатишича, (4.107) ва (4.108) ифодалар ҳамда (4.105) ва (4.109) шартлардан  $\tau$  га ток импульсининг амплитудаси, давомийлиги, кечикиш вақти таъсир кўрсатиши мумкин. Тажриба натижаларининг тасдиқлашича, ток импульсининг давомийлиги ошиши билан эса  $\tau$  нинг қиймати ортиб боради ва импульс давомийлигининг қиймати ҳажмий яшаш вақти тартибида ёки ундан катта  $t_u \geq 1,5\tau$  бўлса,  $\tau$  нинг  $t_u$  га боғланиши тўхтайди. Ана шундай боғланиш импульс токи билан ҳам кузатилади. Ток ортиши билан  $\tau$  орта бориб доимий қийматга интилади. Акс ҳолда, кечикиш вақтининг кичик қийматларида ўлчаш  $\tau$  нинг пасайтирилган қийматини беради.

Бу усул билан солиштирма қаршилиги  $0,5 \div 500$  Ом. см  $p$  — тип намуналар учун яшаш вақти  $\tau > 2,8$  мкс,  $n$  — тип намуналар учун эса  $\tau > 7,7$  мкс бўлган кремний намуналарида ўлчаш тавсия этилади. Заряд ташувчилар яшаш вақти  $\tau < 100$  мкс бўлса, сайқалловчи кукун билан сайқалланган намуналарда  $\tau$  ни ўлчаш мумкин. Одатда  $\tau$  ни ўлчаш оралиқ даражали инжекция  $\Delta p \sim p_0$  да ўтказилади. Бунда ёпишиш марказлари заряд ташувчилар билан тўлдирилади ва таъсири йўқотилади. Тажриба ўтказишда юқорида қайд қилинган шартлар бажарилганда  $\tau$  ни ўлчаш хатоси  $+20\%$  дан ошмайди. Бу усулнинг бошқа усулларга нисбатан афзалликларига коллектор контактини олиш талаб этилмаслигини, сирт ҳолатига кам сезгирлигини,  $\tau$  ни температурага боғлиқлигининг енгил ўлчанишини, усулни солиштирма қаршилиги  $0,1:100$  Ом. см тартибида бўлган яримўтказгичларда, масалан, кремний, германий, галлий арсенидга қўллаш мумкинлигини кўрсатиш лозим.

*б. P-n ўтиш орқали  $\tau$  ни заряд ташувчилар инжекцияси-га асосланган ўлчаш усули*

Бу усулни  $p-n$  ўтишнинг ўтиш (переходной) тавсифидаги тескари токиннинг тикланиш вақтини ўлчашга асосланган. Унинг моҳияти шундан иборатки,  $p-n$  ўтишга тўғри йўналишда ток юборилади ва бир оз вақтдан сўнг ток қутби кескин ўзгартирилади (тескари йўналишдаги ток импульси уланади).  $P-n$  ўтишдан олинган кучланиш ва ток осциллограммалари 4.106, в-расмда келтирилган кўри-



4.10-расм. Ўткинчи жараёнларнинг  $p$ - $n$  ўтишдаги ток (а), кучланиш (б) осциллограммаси.  $t_u$  — импульс давомийлиги;  $t_s$  — импульс кечикиш вақти.

нишдаги шаклда бўлади. Бунда содир бўлган  $p$ - $n$  ўтишдаги физик жараёнларни қисқача таҳлил қилайлик. Тўғри йўналишдаги ток импульси берилган пайтда диод ичида (қатламида) асосий бўлмаган номувозанат заряд ташувчилар инжекцияланади. Бир оз вақтдан сўнг диодда стационар ҳолат ўрнатилади. Кичик даражали инжекция

$\Delta n, \Delta p \ll n_0 + p_0$  да узун диодларда заряд ташувчиларнинг тақсимооти  $\Delta p(x) = \Delta p(0) l^{-1} e^{-x/l}$  билан аниқланади. Токнинг қутбини ўзгартиргандан сўнг инжекцияланган заряд ташувчилар концентрацияси уларнинг рекомбинацияси ва  $p$ - $n$  ўтиш орқали тортиб (сўрилиб) олиниши туфайли камаяди.  $P$ - $n$  ўтиш соҳасининг яқинида заряд ташувчилар концентрацияси мувозанатий заряд ташувчилар концентрациясидан катта бўлгани учун  $p$ - $n$  ўтиш очиқ ҳолатда бўлиб, кучланиш мусбат, ток диодга уланган қаршилиқ билан чекланган бўлади. Вақт ўта бошлаши билан  $p$ - $n$  ўтиш ёпила бошлайди, бу жараён тескари токнинг тўйиниш токига тенг бўлгунча давом этади. Номувозанат заряд ташувчиларнинг яшаш вақти қанча катта бўлса, уларнинг йўқолиши шунча кўп вақт давом этади. Назарий ҳисоблашларнинг, тажриба натижаларининг кўрсатишича, диоддаги тўғри йўналишдаги токнинг тескари йўналишдаги токка улаишдан ҳосил бўлган кучланиш, ток зинапоялари давомийлиги  $T$  заряд ташувчилар яшаш вақти  $\tau$ , тўғри ток  $I_{np}$  ва тескари ток  $I_{обp}$  билан қуйидаги муносабат билан боғланган:

$$\operatorname{erf} \sqrt{\frac{T}{\tau}} = \frac{I_{np}}{I_{np} + I_{обp}} \quad (4.110)$$

Бу ерда:

$$\operatorname{erf} \sqrt{\frac{T}{\tau}} = \frac{2}{\pi} \int_0^{\sqrt{T/\tau}} \exp(-\xi^2) d\xi \quad (4.111)$$

Тўғри ток тескари токка тенг  $I_{\text{пр}} = I_{\text{обр}}$  бўлганда,

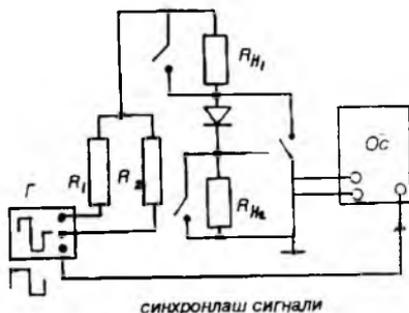
$$T = 0,23\tau \quad (4.112)$$

бўлади. Бу усулни нисбатан катта бўлган заряд ташувчилар яшаш вақти  $\tau$  ни аниқлашга ҳам татбиқ қилиш мумкин. Ҳисоблаш формуласи (4.110) ни  $\frac{I_{\text{пр}}}{I_{\text{обр}}} \leq 2$  тенгсизлик бажарилган ҳолда фойдаланиш мумкин.

Бу усул билан  $\tau$  ўлчаш қурилмасининг чизмаси 4.11-расмда келтирилган. Бири иккинчисининг кетидан кетувчи мусбат, манфий қутблик ток импульсини олиш имконини берадиган иккиланган импульсли (масалан, Г-5-7А, ГИС-2 типдаги) генератор қўлланилади. Генератордан мусбат ва манфий қутбли бўлган иккиланган ток импульси  $p$ - $n$  ўтишга берилганда осциллограф 0 билан кучланиш, ёки ток осциллограммаси қайд қилинади.

Осциллограф генераторнинг синхронловчи импульси билан кутиш ёйилмаси режимида ишлайди, бу билан осциллограммани осциллограф экранида турғун тутган бўламин.

Усулни бошқа бир вариантыда кичик заряд ташувчилар



4.11-расм.  $p$ - $n$  ўтишда инжекция-экстракция усули билан  $\tau$  -ни аниқлаш қурилмасининг схемаси.

лар яшаш вақтини ўлчаш учун  $p$ - $n$  ўтишга тескари йўналишда доимий кучланиш қўйилган бўлади, қандайдир вақтда (фуркатда) генератордан орқа fronti тик бўлган қисқа импульс берилади. Бу усул билан бир неча наносекунддан то  $10^{-4}$  с гача бўлган заряд ташувчилар яшаш вақтини ўлчаш мумкин.

#### 4.5 §. Номувозанат заряд ташувчилар параметрларини ўлчашнинг стационар усуллари

*а. Стационар фотоўтказувчанликдан заряд ташувчилар яшаш вақтини аниқлаш усуллари*

Ёруғлик таъсирида яримўтказгичларда номувозанат заряд ташувчиларни генерацияланиши, яъни фотоинжекцияси туфайли, уларнинг қаршилигини ёки ўтказувчанлигининг ўзгаришини (фотоқаршилиқ) фотоўтказувчанлик эффекти (ҳодисаси) деб аталади. Зоналараро электрон ўтишлари билан боғлиқ фотоўтказувчанликнинг узун тўлқин чегараси, хусусий ютилиш чегарасига мос келиб, кўп яримўтказгичларда, масалан, кремний, германий,  $A_3B_5$  туркумидаги яримўтказгичлар учун ёруғлик спектрининг кўзга кўринадиган ва инфрақизил соҳасида ётади.

Узунлиги  $a$ , эни  $b$ , қалинлиги  $d$  бўлган намунани  $z = 0$  сирти фотон энергияси  $h\omega \geq E_d$  бўлган ёруғлик оқими билан ёритилган бўлсин (4.1-расм). Намунада номувозанатий заряд ташувчиларнинг нотекис генерацияланиши содир бўлади ва генерация тезлиги  $g = \alpha\beta I_{0\nu}(i - R_p)/h\nu$  билан аниқланади. Намунада  $a > b \gg d$  бўлсин деб қарасак, унинг эркин ён сиртларидаги рекомбинацияни ҳисобга олмаслик мумкин ва намунани Ом контактларидан  $(2 \div 3)Z$  масофада бўлган қисми ёритилганда масала бир ўлчамли бўлади ва унинг  $z$  — ўқига тик йўналишдаги фотоўтказувчанлик (4.26) га қўра ёпишиш марказлари бўлмаганда, электр нейтраллик шарти  $\Delta N = \Delta P$  бажарилган ҳолда

$$\Delta G = \frac{eb}{a}(\mu_p + \mu_n)\Delta P \quad (4.113)$$

кўринишни олади. Бу ерда,

$$\Delta P = \int_0^d \Delta p(z) dz \quad (4.114)$$

Номувозанат заряд ташувчиларнинг ўртача концентрациясини

$$\Delta p_{cp} = \frac{1}{d} \int_0^d \Delta p(z) dz = \frac{\Delta P}{d} \quad (4.115)$$

билан белгиласак, у ҳолда (4.113)

$$\Delta G = \frac{ebd}{a} (\mu_n + \mu_p) \Delta p_{cp} \quad (4.116)$$

билан ифодаланеди. Ўзгармас ток манбаига уланган намунадан ўзгармас ток (ток генератори) режимида ток ўтказилганда, фотоинжекцияланган заряд ташувчилардан содир бўлган намунадаги кучланиш тушувининг ўзгариши

$$\Delta V = \Delta R \cdot I = R_0^2 I \Delta G = \frac{\rho^2 ea}{bd} (\mu_n + \mu_p) \Delta p_{cp} \quad (4.117)$$

кўринишда бўлади. (4.114) даги  $\Delta p(z)$  ни ёруғлик генерацияси, заряд ташувчиларнинг ҳажмий, сиртий рекомбинациялари ва диффузияси жараёнлари аниқлайди. Шунинг учун  $\Delta p(x)$  қуйидаги бир ўлчамли стационар узлуксизлик қуйидаги тенгламанинг ечимидан топилади.

$$\frac{d^2 \Delta p}{dz^2} - \frac{\Delta p}{D_p \tau_p} + \frac{\alpha \beta I_{\omega} (1 - R_v)}{D_p} e^{-\alpha z} = 0 \quad (4.118)$$

Унинг умумий ечими

$$\Delta p(z) = A \exp\left(\frac{z}{L_p}\right) + B \exp\left(-\frac{z}{L_p}\right) + \frac{D_0 \tau_p e^{-\alpha z}}{1 - \alpha^2 L_p^2} \quad (4.119)$$

кўринишда бўлади. Интеграллаш доимийлари  $A$  ва  $B$

$$D_p \left. \frac{d\Delta p(z)}{dz} \right|_{z=0} = S\Delta p(0); \quad D_p \left. \frac{d\Delta p(z)}{dz} \right|_{z=d} = -S\Delta p(d) \quad (4.120)$$

чегаравий шартлардан топилади. Топилган  $A$  ва  $B$  ларни (4.119) га қўйиб, (4.115) дан  $\Delta p_{cp}$  ҳисобланади. Умуман олганда  $\Delta p_{cp}$  ни ифодаси катта, тажриба натижаларини таҳлил қилишга мураккаблик қилади. Лекин унинг асосида кўп хусусий ҳолларни таҳлил қилиш мумкин ва амалиётда татбиқ қилиш учун қулай соддалашган ифодаларни олиш мумкин. Буларнинг баъзи бирини кўрайлик.

1. Ёруғликни кучли даражадаги ютилиш  $h\omega \geq E_g$  соҳида номувозанат заряд ташувчиларнинг сиртий генерацияси

цияси содир бўлади. Бу соҳада сиртий генерация тезлиги  $g_s$ ,  $\text{см}^2/\text{с}$   $\alpha d \gg 1$ ,  $\alpha L \gg 1$ ;  $\alpha \gg \frac{S}{D_p}$  бўлади. Булардан ташқари, намуна юпқа  $d/Z_p \ll 1$  деб фараз қилсак, унда

$$\Delta p_{\text{cp}} = \frac{g_s}{d} \frac{1}{\left( \frac{1}{\tau_p} + \frac{2S}{d} \right)} \quad (4.121)$$

кўринишга келади. Фотоўтказувчанликда ҳажмий рекомбинация аниқловчи жараён бўлса,  $\frac{1}{\tau} \gg \frac{2S}{d}$  бўлади. У ҳолда

$$\Delta p_{\text{cp}} = g_s \tau_p / d \quad (4.122)$$

билан ифодаланadi. Агар фотоўтказувчанликка сирт рекомбинациясининг таъсири ҳажмий рекомбинацияга нисбатан катта, яъни сирт рекомбинацияси тезлиги катта, намуна юпқа бўлса,  $\frac{2S}{d} \gg \frac{1}{\tau}$  бўлади ва  $\Delta p_{\text{cp}}$  нинг ифодаси

$$\Delta p_{\text{cp}} = g_s / 2S \quad (4.123)$$

кўринишга келади.

2. Намунада ёруғликни кучсиз ютилиш соҳасида номувозанат заряд ташувчиларнинг ҳажмий генерацияси, яъни текис генерацияланиши содир бўлади. Бу ҳолда ҳажмий генерация тезлиги  $g_0 = \alpha \beta I_{0v} (1 - R_v) \text{см}^{-3} \text{с}^{-1}$   $\alpha Z_p \ll 1$ ,  $\alpha d \ll 1$ , қалин намуна  $d \gg Z_p$  учун эса

$$\Delta p_{\text{cp}} = g_0 \tau_p \quad (4.124)$$

бўлади, намуна юпқа  $d \ll Z_p$  сирт рекомбинацияси тезлиги катта бўлганда,

$$\Delta p_{\text{cp}} = \frac{g_0 d^2}{12D_p} \quad (4.125)$$

кўриниш олади. Энди юқорида келтирилган муносабатлар асосида тажрибадан  $\tau$  ва  $S$  ни аниқлашни кўрайлик.

Тажрибада ёритилган намунада фотоўтказувчанликдан содир бўлган кучланиш тушувининг ўзгаришини ўлчаб, (4.117) дан  $\tau$  ни  $S$  ни аниқлаш мумкин. Стационар фотоўтказувчанликни қайси параметрлар ( $\tau$ ,  $s$ ) аниқлашини текшириш учун ҳар хил қалинликдаги намуналарда ўлчов ўтказиш мақсадга мувофиқ бўлади. Агар сигнал  $\Delta V$  намуна қалинлиги  $d$  ни камайиши билан  $\frac{1}{d^2}$  бўйича ортиб борса, (4.117) ва (4.122) ларга кўра,  $\Delta V$  га асосий таъсир кўрсатувчи параметр  $\tau$  бўлади. Агар асосий таъсир кўрсатувчи параметр  $S$  бўлса, намуна қалинлигининг камайиши билан сигнал  $\Delta V$  (4.117) ва (4.123) га кўра  $\frac{1}{d}$  бўйича ортиб боради.

Ўлчанган  $\Delta V$  бўйича  $\tau$  ёки  $S$  ни аниқлаш учун бундан ташқари заряд ташувчиларнинг сиртий ёки ҳажмий генерация тезликларини билиш керак бўлади. Коэффициентлари  $\alpha, \beta$  маълум бўлган яримўтказгичлар учун намунага тушаётган ёруғлик интенсивлиги  $I_{0\nu}$  ни билиш етарли бўлади. Бунинг учун ёруғлик спектрининг тегишли соҳасига сезгир, олдиндан даражаланган исталган фотоқабул қилгичларни қўллаш мумкин.  $\alpha$  ва  $\beta$  коэффициентлари ноаниқ бўлган ҳолларда генерация тезлиги  $g$  ни аниқлаш учун текширилаётган материаллардан ясалган потенциал тўсиқли ( $p-n$  ўтиш,  $p-i-n$  ва Шоттки диодлари) фотоқабулқилгичларни қўллаш мақсадга мувофиқдир. Бу фотоқабулқилгичлар бирга яқин ўзгартириш коэффициенти билан квант оқимини заряд ташувчилар оқимига, яъни токка айлантиради, яъни

$$\frac{I}{e} = gV_0 \quad (4.126)$$

бўлади. Бу ерда,  $V_0$  — фотоқабулқилгичнинг ёруғликка сезгир соҳасининг ҳажми. (4.126) дан фототок  $I$  ва ҳажми  $V_0$  ни билган ҳолда  $g$  аниқланади. Заряд ташувчиларнинг яшаш вақтини аниқлашда, булардан ташқари, уларнинг ҳаракатчанлиги, намунанинг геометрик ўлчамларини билиш керак бўлади. Бу усулда ҳар хил намуналарда ўлчанган кўп параметрларнинг қатнашиши туфайли, юқори бўлмаган аниқликда 20—30%, баъзан ундан катта бўлган

хатолик билан  $t_p$  ни аниқлаш мумкин. Лекин бу усул билан заряд ташувчиларнинг жуда кичик яшаш вақтларини  $10^{-9}$ — $10^{-10}$  с гача ўлчаш мумкин. Стационар фотоўтказувчанлик усули билан  $t_p$  ни ўлчашдаги асосий хатолик манбаи сифатида ёпишиш марказларининг таъсирини кўрсатиш мумкин. Ёпишиш марказининг таъсири германийда 273 К дан, кремнийда 400 К дан паст температураларда намоён бўлади.  $A_3 V_5$  бирикмаларида ёпишиш марказларининг сатҳи оддий элементар яримўтказгичларникидан юқори. Шунинг учун уларга бу усулни қўллаш чекланган. Маълумки, яримўтказгичларда ёпишиш маркази мавжуд бўлса, электрон, ковак яшаш вақтлари тенг бўлмайди. Агар ёпишиш марказлари томонидан ушланган электрон концентрациясини  $Dn_3$  билан белгиласак, электр нейтраллик шарти

$$\Delta p = \Delta n + \Delta n_3 \quad (4.127)$$

кўринишда бўлади. Электрон, ковакнинг рекомбинация тезликларининг бир-бирига тенглигидан

$$\frac{\Delta n}{\tau_n} = \frac{\Delta p}{\tau_p} = \frac{\Delta n + \Delta n_3}{\tau_p} \quad (4.128)$$

$$\frac{\tau_p}{\tau_n} = 1 + \frac{\Delta n_3}{\Delta n} \quad (4.129)$$

бўлишлигини кўрамиз. Бу стационар фотоўтказувчанликнинг ўзгаришига ҳамда ностационар фототокнинг ўсиши ва пасайишига таъсир кўрсатади. Бу ҳолда янги характеристик катталиқ фотоўтказувчанликнинг эффектив стационар яшаш вақти тушунчаси киритилади. Стационар фотоўтказувчанликни

$$\Delta \sigma_{\text{ст}} = e\mu_n g \tau_n + e\mu_p g \tau_p = e\tau_{\text{эф}} (\mu_n + \mu_p) g \quad (4.130)$$

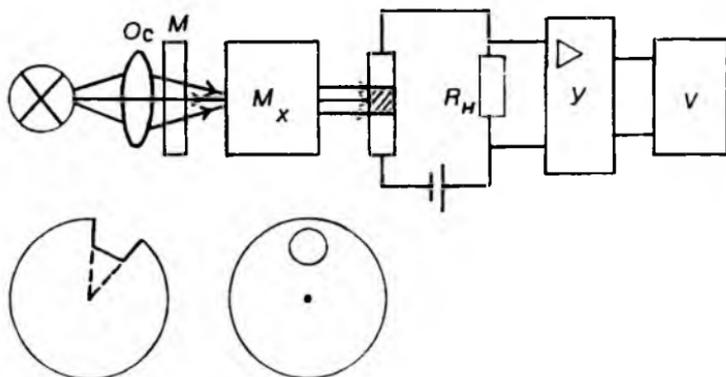
ифодасидан,  $\tau_{\text{эф}}$  ни

$$\tau_{\text{эф}} = \frac{\mu_n \tau_n + \mu_p \tau_p}{\mu_n + \mu_p}$$

билан аниқланишини кўрамиз. Стационар фотоўтказувчанликдан топилган заряд ташувчилар яшаш вақти умумий ҳолда электрон, ковак яшаш вақтларига, ҳаракат-

чанликларига боғлиқ. Агар ёпишиш марказларининг концентрацияси кичик  $\Delta n_3 \ll \Delta n$  бўлса, уларнинг таъсирини эътиборга олмаслик мумкин. У ҳолда  $\tau_{\text{эф}} = \tau_n = \tau_p$  бўлади. Стационар фотоўтказувчанликни ўлчаш усулига асосланган  $\tau$  ни аниқлаш қурилмаларидан бирининг чизмаси 4.14-расмда келтирилган. Одатда, фотоўтказувчанлик сигнали  $\Delta V$  кичик даражали инжекцияда  $\Delta G \ll G_0$  ўлчанади.  $\Delta V$  ни ўлчаш шундай режимда ўтказилиши керакки,  $\Delta V$  билан  $\Delta G$  орасидаги боғланиш чизиқли бўлсин. Юклама қаршилик  $R_H$  намуна қаршилиги  $(\Delta G + G_0)^{-1}$  дан катта  $R_H \gg (\Delta G + G_0)^{-1}$  бўлганда, занжирдан оқаятган ток намуна ёритилганда ҳам ўзгармас сақланади. Бу ўзгармас ток (ток генератори) режими деб юритилади. Бунда намунада ўлчанган  $\Delta V$  билан  $\Delta G$  орасидаги боғланиш чизиқли  $\Delta V \sim \Delta G$  бўлади. Юклама қаршилик  $R_H$  намуна қаршилиги  $(\Delta G + G_0)^{-1}$  дан кичик бўлганда,  $R_H$  дан ўлчанган кучланиш тушувининг ўзгариши  $\Delta V$  билан фотоўтказувчанлик орасидаги боғланиш ҳам чизиқли бўлади. Бу режимда намунани ёритиш намуна ва юклама қаршилик орасида муҳим даражада кучланиш (электр майдоннинг) қайта тақсимланишига олиб келмайди, бинобарин, намунага қўйилган электр майдони қоронғида ва ёритилганда ҳам ўзгармас сақланади. Шунинг учун у ўзгармас майдон (кучланиш) режими деб юритилади. Стационар фотоўтказувчанликнинг ёки бошқа фотоэлектрик ҳодисаларни ўлчашда интенсивлиги бўйича тўғри бурчакли модуляцияланган ёруғлик импульсининг давомийлиги оралиғидаги вақт ичида фотоэлектрик жараёнлар стационар ҳолатга эришиб ва иккита кетма-кет ёруғлик импульси орасидаги вақт ичида намуна термодинамик мувозанат ҳолатига келиб улгуриши керак.

Бу шартнинг бажарилиши учун импульс давомийлиги ва икки импульс оралиғидаги вақт фотоэлектрик ҳодисалар (эффектлар)нинг характеристик релаксация вақти  $t_n$ ,  $t_p > \tau_{\text{рел}}$  дан катта бўлиши керак. Лекин бунда ёруғлик импульсининг кўтарилиш, пасайиш фронтларининг вақтига ҳеч қандай чеклашлар қўйилмайди. Агар ўлчашда синусоида бўйича модуляцияланган ёруғликдан фойдаланилса, унинг даври шундай катта бўлиши керакки, натижада исталган ҳар бир вақтда жараёнларни квазистационар деб ҳисоблаш мумкин бўлсин. Кўпинча  $\Delta V$



4.12-расм. Стационар фотоўтказувчанликни ўлчаш схемаси;  
 V — вольтметр,  $M_x$  — монохраматор; Y — кучайтиргич.

уйғотувчи ёруғлик интенсивлигининг  $\frac{1}{\tau_p}$  га нисбатан етарли кичик модуляция частоталарида ўзгарувчан сигнал кучайтиргичлари билан ўлчанади. Бу ўлчаш жараёнини осонлаштиради, кичик сигналларга сезgirлигини оширади ва  $\tau_p$  ни ўлчаш чегарасини кичик қийматлар томонга кенгайтиради. Етарлича катта давомийликли тўғри бурчакли ёруғлик импульсини ҳосил қилиш учун турли модуляторлар қўлланилади. Секторли кўринишда ёриқлари бўлган диск айланганда ёруғлик оқимини даврий равишда дискнинг секторлари ёпиб туради, унинг интенсивлигини модуляциялайди. (4.12-расм): унда тўғри бурчакли ёруғлик импульси ҳосил қилинади. Кўзгусимон модуляторларда айланувчи кўзгудан қайтган ёруғлик нури оптик тизим кириш тирқишини кесиб ўтиб, тўғри бурчакли ёруғлик импульсини шакллантиради. Электродинамик затворли модулятор электр токи ўтиб турган ғалтак билан магнит майдоннинг таъсирлашишига асосланган. Агар ғалтакдан ток импульси ўтказилса, у магнит майдонида силжийди ва ёруғлик оқимини тўсиб турган пардани ҳаракатга келтиради. Бу модуляторлар билан олинган ёруғлик импульсларининг кўтарилиш ва пасайиш вақтларига нисбатан катта ( $10^{-4}$ : $10^{-5}$ )C бўлгани учун фотоэлектрик жараёнлар кинетикасини ўрганишга қўлла-

нилмайди. Фотоўтказувчанликни ўлчашда манба нурланишининг керакли спектрал оралиғини ажратиб олиш учун монокроматорлар ишлатилади. Заряд ташувчиларни намунанинг бутун ҳажмида бир текис пайдо қилиб туриш учун оптик филтрлардан фойдаланилади, улар ёрдамида ютиш коэффицентини кичик бўладиган хусусий ютилиш чегарасига тўғри келадиган узун тўлқинларнинг тор оралиғи ажратиб олинади. Амалда кўпинча бу мақсад учун текшириладиган намунада ясалган яримўтказгич модданинг ўзидан қилинган филтрлардан фойдаланилади ёки ҳар хил лазерларнинг нурланишидан фойдаланилади.

*б. Фотоўтказувчанликнинг спектрал боғланишидан яримўтказгичлар параметрларини аниқлаш усуллари*

Фотоўтказувчанлик  $\Delta G$  нинг спектрал (ёруғлик тўлқин узунлигига) боғланиши бўйининг узунлиги  $a$ , энининг узунлиги  $b$ , қалинлиги  $d$  дан катта  $a > b \gg d$  бўлган пластина шаклидаги намуна стационар фотоўтказувчанлик (4.113) ифодасига кирган (4.114) билан ифодаланган  $\Delta P$  нинг таҳлили асосида ўрганилади. Номувозанат заряд ташувчилар тақсимооти  $\Delta p(z)$  узлуксизлик тенглама (4.11)сининг чегаравий шартлари (4.120) ни қаноатлантирувчи ечимидир.

Ютилиш коэффицентини (тўлқин узунлиги) ҳар хил бўлган ёруғлик орқали яримўтказгични уйғотиш билан, унинг ҳажмида, сиртида заряд ташувчиларнинг диффузия, рекомбинация жараёнлари учун ҳар хил шароит яратиш мумкин. Тажриба натижаларидан, назарий текширишлардан маълумки, ёруғликнинг хусусий ютилиш чегарасининг кичик спектрал оралиғи  $\Delta h\nu = 0,1 \div 0,2$  эВ да ютилиш коэффицентини зоналар тузилишига қараб 0 дан то  $10^5$  см<sup>-1</sup> гача ўзгаради. Ёруғликнинг хусусий ютилиш спектрининг қисқа тўлқин узунлик соҳасида ютилиш коэффицентини катта, шунинг учун заряд ташувчиларнинг сиртий генерацияланиши содир бўлади. Ҳисоблашларнинг кўрсатишича  $\alpha d \gg 1$  бўлганда, (4.114) ифода

$$\Delta P = \frac{g_0 \tau}{\alpha} \frac{\left[ 1 + \frac{sZ}{D} \frac{1}{1 + \alpha Z} \right]}{\left[ 1 + \frac{sZ}{D} \cdot \operatorname{cth} \frac{d}{2Z} \right]} \quad (4.131)$$

билан аниқланади. Ёруғликни намунадан қисман қайтишини ҳисобга олганда генерация тезлиги  $g_0 = \alpha \beta I_0 (1 - R_0) / h\nu$  кўринишда бўлади. Намуна қалин  $d \gg 2L$  бўлса, ( $d > 4Z$  етарли),  $\sinh \frac{d}{2L} \simeq 1$  бўлади ва (4.131)

$$\Delta P = \frac{g_0 \tau}{\alpha} \frac{1}{1 + sL/D} \cdot \left( 1 + \frac{sL}{D} \frac{1}{1 + \alpha L} \right) \quad (4.132)$$

кўринишда бўлади. Ёруғликнинг кучли ютилиш  $\alpha Z \gg 1$  соҳасида

$$\Delta P = \frac{g_0 \tau}{\alpha} \frac{1}{(1 + sL/D)} \cdot \left( 1 + \frac{s}{D} \frac{1}{\alpha} \right) \quad (4.133)$$

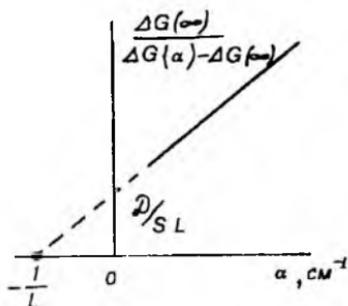
билан ифодаланади.  $\Delta P$  ютилиш коэффициентининг ортиши билан  $\alpha$  га боғлиқ бўлмаган, лекин сиртий рекомбинация тезлигига боғлиқ бўлган асимптотик қийматга интилади.  $\alpha \rightarrow \infty$  да

$$\Delta P(\infty) = \frac{I_0 \beta}{h\nu} \frac{1}{(1 + sL/D)} \quad (4.134)$$

кўринишни олади. Хусусий ютилиш спектрининг узун тўлқини узунлик соҳасида ютилиш коэффициенти  $\alpha$  камайиши туфайли, фотоўтказувчанлик  $\Delta G$  кескин камаяди. Шундай қилиб, хусусий ютилиш соҳасида  $\Delta G$  максимумга эришади (4.13-расм). (4.131) ва (4.134) ифодалар билан аниқланадиган стационар фотоўтказувчанлик  $\Delta G$

4.13-расм.  $\frac{\Delta G(\infty)}{\Delta G(\alpha) - \Delta G(\infty)}$

нисбатнинг ёруғликни отилиш коэффициенти  $\alpha$  га боғлиқлиги.



нинг ифодаси (4.113) га тўғридан-тўғри фотон энергияси ёки ёруғлик тўлқин узунлиги кирмаган бўлса ҳам  $\Delta G (h\nu)$  ёки  $\Delta G (\lambda)$  боғланиш мавжудлигини кўраемиз.  $\Delta G$  нинг бу спектрал боғланиши ёруғликнинг ютилиш коэффициенти  $\alpha$  ни, заряд ташувчилар квант чиқиш коэффициенти  $\beta$  ни, ёруғликнинг намунадан қайтиш коэффициенти  $R$ , ни ёруғлик тўлқин узунлигига боғлиқлиги туфайли намоён бўлади. Фотоўтказувчанликнинг спектрал боғланиши  $\Delta G (\alpha)$  ёки  $\Delta G (\lambda)$  ни уч соҳага ажратиш мумкин.  $\Delta G$  ни  $\frac{1}{\alpha}$  билан чизиқли боғланиш соҳасига  $\Delta G$  ни асимптотик қиймат  $\Delta G (\infty)$  га эришиш соҳасига ҳамда  $\alpha$  нинг камайиши билан  $\Delta G$  ни камайиш соҳасига ажратиш мумкин.  $\Delta G$  нинг  $\frac{1}{\alpha}$  билан боғланиш соҳаси (4.133) ифодага кўра,

$$\Delta G \left( \frac{1}{\alpha} \right) = h_1 \left( 1 + \frac{1}{a_1} \frac{1}{\alpha} \right) \quad (4.135)$$

билан ифодаланиши мумкин. Бу боғланишдан  $h_1$  ва  $a_1 = \frac{D}{S}$  катталиклар топилади. Бунинг учун ёруғлик инжекциясининг тегишли соҳасидаги ҳар хил тўлқин узунликда ҳар хил ютилиш коэффициенти  $\alpha$  да  $\Delta G$  ни ўлчаб  $\Delta G = f \left( \frac{1}{\alpha} \right)$  боғланиш чизилади. Агар намунанинг бошқа томонида сиргий рекомбинация тезлиги  $S_2$  бўлса, бу томонини ёритишдаги фотоўтказувчанлик

$$\Delta G' = h_2 \left( 1 + \frac{1}{a_2} \frac{1}{\alpha} \right) \quad (4.136)$$

бўлади ва ундан  $h_2$  ва  $a_2$  катталиклар топилади. Топилган  $h_1$ ,  $h_2$ ,  $a_1$ ,  $a_2$  катталиклар асосида диффузион узунлик  $Z_D$

$$L_D t h \left( \frac{d}{2L} \right) = \frac{h_2 - h_1}{h_1/a_1 - h_2/a_2} \quad (4.137)$$

формула билан ҳисобланади. Агар қарама-қарши томонларида  $S_1 = S_2$  бўлса, у ҳолда намуна сиртига икки хил ишлов берилади. Икки хил ишловдан ўтган намуна фотоўтказувчанликдан топилган  $a_2, a_1$  катталиклар орқали  $Z$  ни

$$L_D \operatorname{cth} \left( \frac{d}{2L} \right) = \frac{h_2 - h_1}{h_1/a_1 - h_2/a_2} \quad (4.138)$$

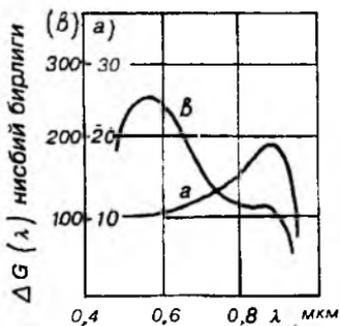
ифода билан топилади. Қалин  $\frac{d}{2Z_D} \gg 1$  намуналарда икки ҳолатда ҳам

$$Z_D = \frac{h_2 - h_1}{h_1/a_1 - h_2/a_2} \quad (4.139)$$

формула билан топилади. Бу усул билан  $Z_D$  ни топишда  $\Delta G$  ни мутлақ қийматини билиш шарт эмас ҳамда  $Z_D$  ни ҳисоблашга керакли маълумотлар битта тажрибадан олинади. (4.133) ва (4.134) формулалар асосида

$$\frac{\Delta G(\alpha)}{\Delta G(\alpha) - \Delta G(\infty)} = \frac{\Delta P(\alpha)}{\Delta P(\alpha) - \Delta P(\infty)} = \frac{D}{S} (1 + \alpha L) \quad (4.140)$$

кўринишдаги боғланишни оламиз. Ундан фойдаланиш учун тажрибада аниқланган фотоўтказувчанлик  $\Delta G(\alpha)$  нинг спектрал боғланишидан  $\frac{\Delta G(\infty)}{\Delta G(\alpha) - \Delta G(\infty)}$  нисбатнинг  $\alpha$  га боғланиш графиги чизилади. Бу боғланишнинг горизонтал ўқ билан кесишиш кесмасидан  $L = -\frac{1}{\alpha}$  вертикал ўқ билан кесишишидан  $\frac{D}{SL}$  лар қиймати топилади (4.14-расм). Шундай қилиб, фотоўтказувчанликнинг спектрал боғланишидан заряд ташувчиларнинг диффузион узунлигини, агар диффузия коэффициенти маълум бўлса, сиртий рекомбинация тезлигини аниқлаш мумкин. Ёруғликнинг ютилиш коэффициентининг тўлқин узунлигига боғланиши юпқа намуналарнинг шаффофлик коэффициентидан ўлчаниши мумкин. (4.135) боғланишдан ярим-ўтказгич параметларини аниқлашда  $\Delta G$  нинг  $\frac{1}{\alpha}$  га боғланиш



4.14-расм. Солиштирма қаршилиги  $\gamma = 150 \text{ Ом} \cdot \text{см}$   $n$ -тип кремний намунаси зоналарида эгриланиш кичик (а) ва катта (б) бўлганида фотоўтказувчанликнинг спектрал тақсимои.

графикда унинг чизиқли боғланиш ҳамда асимптотик соҳаси мавжуд бўлишлигини,  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $R_s$  ларни текширилаётган спектрал соҳасида тўлқин узунлигига, сиртий ишловига кучсиз боғланишда бўлишлигини назарда тутиш лозим. Шунини эслатиб ўтиш жоизки, юқорида ёритилган фотоўтказувчанликнинг спектрал боғланишидан яримўтказгичлар параметрларини аниқлаш усули намуна ҳажмида сиртида электр нейтраллик шартини бажариладиган ҳолдаги стационар фотоўтказувчанлик тақлилига асосланган.

Бошқача айтганда, сиртга яқин соҳадаги ҳажмий, заряд заряд ташувчилар рекомбинациясига ва фотоўтказувчанликка таъсир кўрсатмайдиган, сиртий ҳолат эса сиртий рекомбинация тезлиги билан аниқланадиган ҳолат кўрилган эди. Сиртий рекомбинация тезлигини киритишда сиртдаги заряд ташувчилар билан ҳажмдаги заряд ташувчилар орасида квазимувозанат мавжуд деган фараз ётади. Энди баъзи бир ҳолатларда намуна сирт соҳасида пайдо бўладиган энергиявий зоналар эгриланишини фотоўтказувчанликнинг спектрал боғланишига таъсирини кўрайлик.

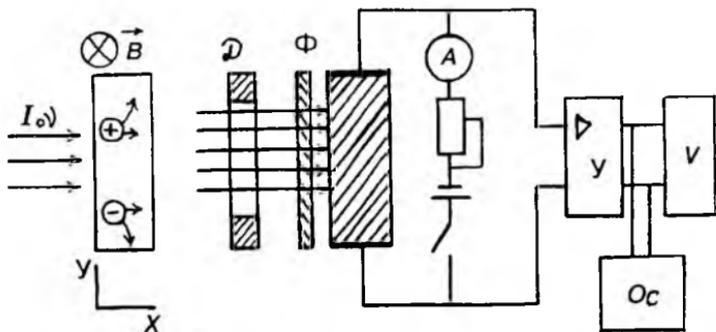
Сирт яқинида заряд ташувчилар энергиясидан катта бўлган энергиявий зоналарнинг эгриланиши сиртдаги кичик интенсивликдаги рекомбинация жараёни мувозанатнинг бузилишига ва фотоўтказувчанликни сифатий ўзгаришига олиб келади. Энергиявий зоналар эгриланиши катта бўлган ҳолда фотоўтказувчанликнинг люкс-ампер, спектрал, кинетик характеристикаларида муҳим ўзгаришлар кузатилади. Бу хусусиятларни заряд ташувчиларнинг квазимувозанатига асосланган фотоўтказувчанликнинг назарияси билан тушунтириб бўлмайди. Улар намуна сиртидаги ва ҳажмий заряд соҳасидаги заряд ташувчилар ре-

комбинация жараёнларини ўзгариши билан, яъни заряд ташувчиларнинг эффектив яшаш вақтининг ортиши билан тушунтирилади. Ҳажмий заряднинг электр майдон ёки энергиявий зоналарнинг эгриланишидан ҳосил бўлган потенциал тўсиқ асосий бўлган заряд ташувчиларнинг сиртга келишига тўсқинлик қилади ва сиртда, ҳажмий заряд соҳасида рекомбинация интенсивлигини камайтиради. Бу жараёнлар заряд ташувчилар эффектив яшаш вақтини электр нейтраллик шарти ўринли бўлган ҳолга нисбатан ошиши ва фотоўтказувчанлик хоссаларига таъсир кўрсатади. Маълумки, яримўтказгич намуналарининг сиртий қатламига яқин соҳасида энергиявий зоналар эгриланиши (изгиб) сиртнинг маълум бир кимёвий ишловларидан, электр майдон таъсиридан, электролитларда қутбланишдан пайдо бўлиши мумкин. Энергиявий зоналар эгриланиши катта бўлган кремнийда фотоўтказувчанликнинг спектрал боғланишида катта ўзгариш кузатиладиган, хусусий ютилишнинг қисқа тўлқин узунлиги соҳасида одатдаги хусусий ютилиш чегарасида кузатиладиган максимумдан катта бўлган янги максимум пайдо бўлади (4.13, в-расм). Буни энергиявий зоналар эгриланиши мавжуд бўлганда сирт соҳасида рекомбинация тезлигининг камайиши билан, яъни заряд ташувчилар эффектив яшаш вақтининг катталаниши билан тушунтирилади. Фотоўтказувчанлик  $\Delta G$  нинг спектрал боғланиши ҳам 4.12-расмда келтирилган қурилмадан фойдаланиб ўлчанади. Бу ерда шуни назарда тутиш керакки, ҳар хил тўлқин узунликда ёки ҳар хил  $\alpha$  га мос келган  $\Delta G$  ни ўлчашда уларни бир хил интенсивликдаги ёруғлик оқимига келтиради.

$\Delta G(\lambda)$  ни ўлчаш тартиби стационар фотоўтказувчанлик  $\Delta G$  ни ўлчаш тартибидан фарқ қилмайди.

#### **4.6-§. Номувозанат заряд ташувчилар параметрларини фотозлектромагнит ҳодисаси (Кикоин-Носков эффекти) дан фойдаланиб аниқлаш усули**

Магнит майдонига жойлаштирилган яримўтказгич намунани кучли даражада ютиладиган ёруғлик оқими билан ёритилганда магнит майдони, ёруғлик оқими йўна-



4.15-расм. Фотоэлектромагнитик ҳодисасини электр юритувчи кучи (ЭЮК) ва қисқа туташув тоқини ўлчаш қурилмасининг схемаси.  $D$  — диафрагма;  $A$  — амперметр,  $B^{\otimes}$  — магнит майдон индукция вектори.

лишларига тик йўналишда қўндаланг электр юритувчи куч ЭЮК (қўндаланг потенциаллар айирмаси) вужудга келади. Бу ҳодиса Кикоин-Носков эффекти ёки фотоэлектромагнит ҳодисаси деб юритилади. Фотоннинг энергияси  $h\omega \geq Eg$  бўлган  $X$  ўқи йўналишидаги ёруғлик оқими билан намуна ёритилганда, унинг сиртий қатламида ҳосил бўлган ортиқча электронлар ва каваклар намуна ичкари-сига томон  $X$  ўқи йўналишида диффузияланади.  $Z$  ўқи йўналишида магнит майдони пайдо қилинганда диффузияланувчи электронлар ва коваклар Лоренц кучи  $\vec{F}_n = -e[\vec{V}\vec{B}]$ ;  $\vec{F}_p = e[\vec{V}\vec{B}]$  таъсирида  $y$  ўқи томон ўз йўналишидан мос равишда  $\theta_n$ ,  $\theta_p$  бурчакка (холл бурчакларига) оғадилар (4.15-расм) ва электрон, кавакнинг магнитодиффузион (холл) тоқлари  $j_{ny}$ ,  $j_{py}$  ҳосил бўлади. Бу тоқлар  $U$  ўқига тик қўндаланг кесимларининг бирида мусбат, иккинчисида манфий зарядларнинг тўпланишига олиб келади.  $U$  ўқи йўналишидаги магнитодиффузион ток зичликлари  $j_{ny}$ ,  $j_{py}$  нинг холл бурчаклари орқали боғланиши

$$j_{ny} = j_{nx} \operatorname{tg} \theta_n; \quad j_{py} = j_{px} \operatorname{tg} \theta_p \quad (4.141)$$

билан ифодаланади. Бу ерда

$$\operatorname{tg}\theta_n = -\mu_{nH} B = -r_H B \mu_n; \quad \operatorname{tg}\theta_p = \mu_{pH} \cdot B = r_H \mu_p B \quad (4.142)$$

Бундаги  $\mu_{nH}$ ,  $\mu_{pH}$  — электрон, кавакларнинг холл ҳаракатчанликлари,  $\mu_n$ ,  $\mu_p$  дрейф ҳаракатчанликлари мос равишда  $r_H = \frac{\mu_{nH}}{\mu_n}$  холл омили (унинг қиймати бирга яқин ва сочилиш механизмига боғлиқ). Электрон, ковакни тўла магнитодиффузион ток зичлиги (4.141) ва (4.142) ларга кўра

$$j_y = j_{ny} + j_{py} = r_H B (\mu_n j_{nx} - \mu_p j_{px}) \quad (4.143)$$

бўлади.  $X$  ўқи йўналишидаги диффузион тоklar зичликлари ёпишиш маркази бўлмаганда ( $\Delta n = \Delta p$ )

$$j_{nx} = -j_{px} = -e D_{\text{эф}} \frac{\partial \Delta n}{\partial x} = e D_{\text{эф}} \frac{\partial \Delta p}{\partial x} \quad (4.144)$$

бўлади, чунки  $j_{nx} + j_{px} = 0$  деб ҳисобланади.  $D_{\text{эф}}$  — эффектив диффузия коэффициенти бўлиб, магнит майдони мавжуд бўлганда

$$D_{\text{эф}} = (n+p) \left[ (1 + \theta_n^2) \frac{n}{D_n} + (1 + \theta_p^2) \frac{p}{D_p} \right]^{-1} \quad (4.145)$$

билан ифодаланади. Кучсиз магнит майдонида, оғиш бурчаги кичик бўлганда

$$\operatorname{tg}\theta_n \approx \theta_n = r_H B \mu_n \ll 1$$

$$\operatorname{tg}\theta_p \approx \theta_p = r_H B \mu_p \ll 1$$

бўлади. Бу ҳолда эффектив диффузия коэффициенти бикутбий диффузия коэффициентига тенг бўлади, яъни у  $B=0$  ҳолидаги қийматига тенг бўлади. Масалан,  $P$  — типли яримўтказгичда  $p \gg n$  бўлгани учун (4.145) дан,  $D_{\text{эф}} = D_n$ ,  $n$  — типда  $n \gg p$  бўлгани учун (4.145) дан  $D_{\text{эф}} = D_p$  бўлишлигини кўраимиз. (4.143) га (4.144) ни кўйсак, тўла магнитодиффузион ток зичлигининг ифодаси

$$j_y = j_{ny} + j_{py} = -r_H e B D_{\text{эф}} (\mu_n + \mu_p) \frac{\partial \Delta p}{\partial x} \quad (4.146)$$

кўринишни олади. Намуна ён сиртларида сиртий рекомбинация тезлиги кичик, бинобарин, ён сиртлардаги рекомбинацияни ҳисобга олмаслик мумкин деб фараз қилсак, заряд ташувчиларнинг ортиқча концентрацияси фақат  $X$  нинг функцияси бўлади. Шунинг учун (4.146) ни

$$j_y = -r_H e B \cdot D_{\text{эф}} (\mu_n + \mu_p) \frac{\partial \Delta p(x)}{\partial x} \quad (4.147)$$

кўринишда ёзиш мумкин. Занжир узук бўлганда тўла магнитодиффузион ток  $J$  фэм ифодаси

$$I_{\text{фэм}} = b \int_0^d j_y dx = -e r_H b B D_{\text{эф}} (\mu_n + \mu_p) [\Delta p(t) - \Delta p(d)] \quad (4.148)$$

кўринишда бўлади. Мувоzanат шароитида бу ток ташқи занжирда фотомангнитик электр юритувчи куч (ЭЮК)нинг ҳосил қиладиган тўла ўтказувчанлик (қисқа туташув) токи  $I_G$  га тенг бўлади. Агар фотомангнитик ЭЮК ни  $U_{\text{фэм}}$  билан, тўла ўтказувчанликни  $G = G_0 + \Delta G$  билан белгиласак, у ҳолда қисқа туташув фототокининг ифодаси

$$I_G = U_{\text{фэм}} G = U_{\text{фэм}} (G_0 + \Delta G) = -I_{\text{фэм}} \quad (4.149)$$

кўринишда бўлади. Намунанинг мувоzanатдаги (қоронғиликдаги) ўтказувчанлиги  $G_0 = \frac{1}{R_0} = \sigma_0 \frac{bd}{a}$  бўлади. Фотоўтказувчанлик  $\Delta G$  электронейтраллик шарти  $\Delta n = Dp$  бажарилганда (4.113) га кўра

$$\Delta G = \frac{be(\mu_n + \mu_p)}{a} \int_0^d \Delta p(x) dx \quad (4.150)$$

билан ифодаланади.  $G_0$  ва  $\Delta G$  ларнинг ифодаларини (4.149) га қўйиб, аниқланган  $U_{\text{фэм}}$  ифодаси

$$U_{\text{фэм}} = \frac{r_H a B D_{\text{эф}} e (\mu_n + \mu_p) [\Delta p(0) - \Delta p(d)]}{\sigma_0 d + e (\mu_n + \mu_p) \int_0^d \Delta p(x) dx} \quad (4.150)$$

кўринишда бўлади. Кучсиз магнит майдонида ( $\mu^2 B^2 \ll 1$ ) ўзгаришлар фақат бир  $X$  ўқи йўналишида содир бўлганда

кавакнинг узлуксизлик тенгламаси (4.118) кўринишда бўлади. Унинг сиртларида ўринли бўлган чегаравий шартлар (4.120) ни қаноатлантирувчи ечими ёруғликни кучли даражада ютилиши кузатилганда  $\alpha d \gg 1$  ва намуна қалин  $d \gg L_p$  бўлса,

$$\Delta p(x) = \frac{\alpha I_v \beta (1 - R_v) \tau_p}{h\nu} \left[ \frac{\alpha^2 L}{L + S\tau_p} e^{-\frac{x}{2\tau_p}} - e^{-\alpha x} \right] \quad (4.151)$$

кўринишда бўлади. Қалин намунада ёритилмаётган сиртда  $\Delta p(d)=0$  деб олиш мумкин. У ҳолда қисқа туташув токи  $I_{\text{фэм}}$  (4.148)  $\Delta p(0)$  билан аниқланиб,

$$J_{\text{фэм}} = \frac{e(\mu_n + \mu_p) \beta B (1 - R_v) \alpha L}{h\nu \left( \frac{SL}{D} + 1 \right) (\alpha L + 1)} \quad (4.152)$$

кўринишга келади. Ютилиш коэффициенти ортиб бориши билан  $\alpha L \gg 1$  тенгсизлик ўринли бўла бошлаганда қисқа туташув токи (4.152) ютилиш коэффициентига боғлиқ бўлмаган доимий қийматга интилади:

$$I_{\text{фэм}} = eB(\mu_n + \mu_p) \frac{I_v \beta (1 - R_v)}{h\nu} eB(\mu_n + \mu_p) \frac{Z}{(1 + SZ/D)} \quad (4.153)$$

Намунанинг сирт рекомбинацияси тезлиги кичик  $S \ll \frac{D_p}{L_p}$  ва паст даражали уйғотиш  $\Delta n, \Delta p \ll n_0, p_0$  ёки  $\Delta G \ll G_0$  да (4.153) ифода

$$I_{\text{фэм}} = e(\mu_n + \mu_p) B \frac{I_v \beta (1 + R_v)}{h\nu} L \quad (4.154)$$

кўринишни олади. Намунанинг сирт рекомбинацияси тезлиги катта  $S \gg \frac{D_p}{L_p}$  бўлганда,

$$I_{\text{фэм}} = e(\mu_n + \mu_p) B \frac{I_{ov} \beta (1 - R_v)}{h\nu} \cdot \frac{D}{S} \quad (4.155)$$

бўлишлигини кўрамыз. Тажрибада ўлчанган қисқа туташув токи бўйича диффузион узунликни аниқлашда (4.153) ва (4.154) формулалар қўлланилади.  $L$  ни аниқлашда,  $I_{\text{фэм}}$ ,  $V$  ларни ўлчашдан ташқари, заряд ташувчиларнинг ҳаракатчанликларини, ёруғлик интенсивлигини ва бошқа катталарни бошқа тажрибалардан топишга ёки адабиёт манбаларидаги натижалардан фойдаланишга тўғри келади. Агар заряд ташувчилар яшаш вақти ва сирт рекомбинацияси тезлиги доимий катталиклар бўлса, (4.154) формула юқори даражали инжекция  $\Delta n$ ,  $\Delta p \gg n_0$ ,  $p_0$  да ҳам ўринли бўлади. Кучли даражали инжекция  $\Delta n$ ,  $\Delta p \gg n_0$ ,  $p_0$  да диффузия коэффициенти (4.145) ни заряд ташувчиларнинг концентрациясига боғлиқлиги тўхтайди:

$$D = \frac{2 D_n D_p}{(1 + \theta_n^2) D_n + (1 + \theta_p^2) D_p} \quad (4.156)$$

Шуни назарда тутиш керакки, юқори даражали инжекцияда (4.154) формула билан аниқланган диффузион узунлик бир қийматли маънога эга бўлади, қачонки намунанинг исталган нуқтасида, ёритилмаётган сирти яқинида ҳам  $\Delta n$ ,  $\Delta p \gg n_0$ ,  $p_0$  бўлса. Акс ҳолда уйғотиш даражаси бўйича ўрталаштирилган қандайдир қийматни беради, энди  $I_{\text{фэм}}$  ни спектрал боғланишдан яримўтказгич параметрларини аниқлашни кўрайлик. Фотомагнитик ток  $I_{\text{фэм}}$  нинг спектрал боғланишини (4.152) ва (4.153) ифодалар асосида таҳлил қилиш мумкин. Ёруғликнинг хусусий ютилиш чегарасида ёруғлик тўлқин узунлигининг камайиб бориши билан ютилиш коэффициенти ортади ва фотомагнитик токнинг ўсишига олиб келади. Лекин фотоўтказувчанликка нисбатан фотомагнитик токнинг ўсиши катта фототок энергиясида бошланади ва тикроқ бўлади. Фотомагнитоэлектрик ҳодисасининг пайдо бўлиши учун нафақат заряд ташувчиларнинг генерацияланиши, балки яна улар концентрациясининг градиенти пайдо бўлиши керак. Бу фақат ёруғлиқ намуна сирт соҳасида ютилган ҳолдагина кузатилади. (4.152) ва (4.153) формулалардан кўринадики, ҳар қандай сирт рекомбинацияси тезлигида  $\alpha L = 1$  да қисқа туташув токи  $\alpha \rightarrow \infty$  даги қийматидан икки марта кичик бўлади. Фотоўтказувчанликнинг,  $I_{\text{фэм}}$  дан

фарқли ўлароқ, икки марта камайиши бошқа параметрларга боғлиқ бўлган  $\alpha L$  ни қийматида кузатилади. Тўлқин узунлиги ўзгариши билан ютилиш коэффициентининг катта ўзгарадиган спектр соҳасида қайтиш коэффициенти  $R_\nu$  квант чиқиш коэффициенти тўлқин узунлигига кучсиз боғланган. (4.152) формуладан

$$\frac{1}{I_{\text{фэм}}} = \frac{(1 + SL/D)}{e(\mu_n + \mu_p)BL} \frac{h\nu}{\beta I_{0\nu}(1 - R_\nu)} \left(1 + \frac{1}{L} \cdot \frac{1}{\alpha}\right) \quad (4.157)$$

боғланишни оламиз. Ундан кўринадики,  $\frac{1}{I_{\text{фэм}}}$  билан  $\frac{1}{\alpha}$  орасидаги боғланиш чизиқли бўлади. Тажрибадан олинган натижаларнинг  $I_{\text{фэм}} \left(\frac{1}{\alpha}\right)$  кўринишдаги графигини чизиб, горизонтал, абсцисса ўқлари билан кесишгунча давом эттирилади ва у горизонтал ўқни кесишидан  $\left(L = \frac{1}{\alpha}\right)$  топилади. Фотоэлектромагнит токи  $I_{\text{фэм}}$  нинг спектрал боғланишидан диффузион узунликни ўлчаш усули фотоўтказувчанликнинг спектрал боғланишидан ўлчаш усулига нисбатан аниқроқ натижа беради, чунки ютилиш коэффициенти катталаш билан  $I_{\text{фэм}}$  тез тўйинади ва  $I_{\text{фэм}}(\alpha^{-1})$  боғланиши (4.157)  $\alpha$  ни катта ўзгариш соҳасида чизиқли бўлади. Энди  $U_{\text{фэм}}$  ни ўлчашга асосланган усулни кўрайлик. Қалин  $d \gg L$  намуна учун, кичик сирт рекомбинацияси тезлиги  $S \ll \frac{D}{L}$  да, паст даражали инжекция  $\Delta G \ll G_0$  ёки  $\Delta p, \Delta n \ll n_0, p_0$  да ёруғликнинг кучли ютилиши соҳаси  $\alpha L \ll 1, \alpha d \ll 1$  да (4.150) формула

$$U_{\text{фэм}} = \frac{e(\mu_n + \mu_p)Ba}{\sigma d} \frac{\beta I_\nu(1 - R_\nu)}{h\nu} L \quad (4.158)$$

кўринишга келади. Агар юқори даражали уйғотишда фотоўтказувчанлик  $\Delta G$  мувозанатдаги ўтказувчанлик  $G_0$  дан катта  $\Delta G \gg G_0$  бўлса, кучли ютилиш соҳасида  $\alpha L \gg 1$  бўлганда (4.150) формула

$$U_{\text{фэм}} = \frac{aBD}{L} = \frac{aBD}{\sqrt{D\tau}} \quad (4.159)$$

билан ифодаланеди. Намуна юпқа  $d \ll L$  бўлганда сиртий рекомбинация тезлигининг жуда катта бўлмаган қийматида аниқланади. Бу ифодалар ҳар хил шароитда ўлчанган  $U_{\text{фэм}}$  қиймати бўйича яримўтказгич параметрларидан  $\tau$ ,  $L$ ,  $S$  ни аниқлаш имконини беради. Шунини таъкидлаш керакки, (4.150) формула бўйича аниқланган сиртий рекомбинация тезлиги  $S_1 \neq S_2$  да ёритилмаган сиртники бўлади. Амалиётда заряд ташувчилар яшаш вақтини аниқлашда фотомангнетик ток ва фотоўтказувчанликни, аниқроғи, улар нисбатини аниқлашга асосланган усул кўпроқ қўлланилади. Намуна ёритилиб, унда сиртий генерация содир бўлганда, яъни  $\alpha L \gg 1$ ,  $\alpha d \gg 1$ ,  $\alpha \gg \frac{S}{D}$  тенгсизликлар ўринли бўлганда (4.134) ва (4.154) формулаларга кўра  $I_{\text{фэм}}/\Delta G$  нисбат

$$\frac{I_{\text{фэм}}}{\Delta G} = B \frac{L}{\tau} = B \left( \frac{D}{\tau} \right)^{1/2} \quad (4.160)$$

билан ифодаланеди. Бу формулага генерация тезлигини аниқловчи катталиклар ( $\beta$ ,  $I_v$ ,  $R_v$ ) кирмаган. Тажриба ўтказиш нуқтаи назаридан бу бирмунча қулай, чунки ёруғлик интенсивлигининг мутлақ қийматини ўлчаш, квант чиқиш коэффициентини билиш талаб этилмайди. Бундан ташқари, у сиртий рекомбинация тезлигига боғлиқ эмас. Шунинг учун бу ифодани ҳар қандай ишловдаги намунага қўллаш мумкин. Юпқа намуналар учун  $Z > \frac{D}{S} \gg \frac{d}{2}$  тенгсизлик ўринли бўлганда

$$\frac{Z_{\text{фэм}}}{\Delta G} = \alpha BS \quad (4.161)$$

содда бўлиб, у намунанинг ёритилмаган сиртидаги нисбат сиртий рекомбинацияни аниқлашга имкон беради. Фотоэлектромангнетик эффектнинг электр юритувчи

кучи  $U_{\text{фэм}}$  ни ва қисқа туташув токи  $I_{\text{фэм}}$  ни ўлчаш қурил-масининг чизмаси 4.15-расмда келтирилган. Ёруғлик ман-баидан ёруғлик оқими, (монохроматик) фокусловчи оп-тик система ОС ва фильтр Ф орқали намунага йўналти-рилади. Тўғри бурчакли пластина шаклидаги намуна ўзгармас ток манбаи ТМ ўзгарувчан қаршилик ва милли-амперметр  $mA$  дан иборат электр занжирга уланади. Ёруғ-лик интенсивлиги кичик частоталарда модуляцияланади. Намунадан фототок ва фотомагнитик ток ўтишидан ҳосил бўлган ўзгарувчан кучланиш селектив кучайтиргич билан кучайтирилади ва вольтметр ёки осциллограф билан қайд қилинади. Қисқа туташув токини ўлчайтганда ташқи куч-ланиш нолга тенг бўлади. Агар намуна қаршилиги шун-чалик кичик бўлса, қисқа туташув шартини бажариш мумкин бўлмаса, у ҳолда фотомагнитик ЭЮК ўлчанади ва магнит майдонда жойлаштирилган намуна ўтказувчан-лиги ўлчанади ва қисқа туташув токи

$$I_{\text{фэм}} = U_{\text{фэм}} \cdot G \quad (4.161,6)$$

дан топилади.  $I_{\text{фэм}}$  ва  $U_{\text{фэм}}$  ларни ўлчашда модомики жа-раёнларнинг стационарлик шarti назарда тутилар экан, ёруғликнинг модуляция частотаси шундай бўлиши керак-ки, фотомагнитик ЭЮК импульс давомийлиги ичидаги вақтда мувозанат ўрнатилишига, импульслар орасидаги вақтда нольга тушиб улгириши керак. (4.160) ва (4.161) муносабатлар асосида  $\tau$ ,  $L$ ,  $S$  ларни аниқлашда фотомаг-нитик токни ўтказувчанликнинг фототоки билан компен-сация қилиб, ўлчаш усули тажрибада бирмунча қулайлик туғдиради. Бу усул билан ўлчаш тартибини кўрайлик. Ин-тенсивлиги модуляция қилинган ёруғлик билан ёритил-ган намунадан оқайтган ток ўтказувчанлик ва қисқа туташув токлари йиғиндисидан иборат бўлади:

$$I = I_{\text{фэм}} + U(\Delta G + G_0) \quad (4.162)$$

$U\Delta G$  ёруғлик интенсивлигига боғлиқ бўлган намуна фото-ўтказувчанлиги токи (фототок). Унинг ёруғлик оқимининг модуляция частотаси билан ўзгариши фотомагнитик ток  $I_{\text{фэм}}$  каби бўлади. Ташқи кучланиш ишораси ва каттали-гини шундай танлаш керакки, фототок билан қисқа ту-ташув токини компенсациялаш мумкин бўлсин, яъни:

$$I_{\text{фэм}} + U \cdot \Delta G = 0 \quad (4.163)$$

Шундай қилиб,  $\frac{I_{\text{фэм}}}{\Delta G}$  нисбатни аниқлаш учун намунадан оқаётган токнинг ўзгарувчан ташкил этувчиси нольга тенг бўлгани ҳолда намунага қўйилган ўзгармас компенсация кучланишини ўлчаш керак. Кичик ёруғлик интенсивлигида ва кучсиз магнит майдонида компенсация кучланиши  $U_H$  фотомангнетик ЭЮК дан анча катта бўлади:

$$\frac{U_K}{U_{\text{фэн}}} = \frac{G_0 + \Delta G}{\Delta G} = 1 + \frac{G_0}{\Delta G} \quad (4.164)$$

Ёруғликнинг катта интенсивлигида компенсацияловчи кучланиш фотомангнетик ЭЮК га яқин бўлади. Одатда, фотомангнетик ЭЮК кичик, бирқанча ҳолларда  $10^{-8} : 10^{-9}$  В ва ундан кичик бўлиши мумкин. Шу сабабли, уни ўлчашда юқори даражада бир жинсли бўлган намуна танлаш ҳамда магнит майдони бўлмаганда намунани ёритганда ҳажмий фото ЭЮК йўқлигини текшириш керак. Фотоэлектромагнит эффекти заряд ташувчилар яшаш вақтини кенг ораликда  $10^{-4}$  дан то  $10^{-9}$  с 30—35% хатолик билан аниқлашда қўлланилади. Бу усул, асосан  $A_3B_5$  ва  $A_2BV$  бирикмаларда номувозанат заряд ташувчиларнинг кичик яшаш вақтини аниқлашда қўлланилади.  $A_3B_5$  ва  $A_2B_6$  бирикмаларда бу усулни чекловчи омиллар бўлиб, уларга оддий яримўтказгичларга нисбатан катта концентрацияли ёпишиш марказларининг ҳамда сирт қатламидаги ҳажмий заряд соҳасининг таъсирини кўрсатиш мумкин.

#### **4.7 §. Яримўтказгич параметрларини номувозанат заряд ташувчилар тақсимотидан (тўғридан-тўғри) фойдаланиб аниқлаш усуллари**

*Ёруғлик зондининг қўзғатиладиган усули*

Бу усул намунани узун, энсиз (ингичка) фотон энергияси  $h\omega \geq E_g$  бўлган ёруғлик зонди билан ёритилганда генерация, рекомбинация ва диффузия жараёнларидан юзга келган номувозанат заряд ташувчилар тақсимотини

ўрганишга асосланган бўлиб, у асосан асосий бўлмаган заряд ташувчилар диффузион узунлигини ўлчашда қўлланилади. Бунинг учун намуна сиртига металл зонд (тўғриловчи нуқтавий контакт-коллектор) ўрнатилади ёки планар технология билан кичик юзали  $p$ - $n$  ўтиш, шоттки тўсиғи (барьери) олинади ва унга ёпувчи йўналишда тесқари кучланиш берилади. Намуна остига ёки ён сиртига юзаси катта омик контакт олинади. Намунада ёруғлик таъсирида генерацияланган заряд ташувчилар намуна сирти бўйлаб, ички томон бўйлаб диффузияланади ва бу контактларга етиб келиб, биринчи яқинлашишда асосий бўлмаган заряд ташувчилар концентрациясига пропорционал бўлган фототокни ёки фото ЭЮК ни ҳосил қилади. Демак, фототокни ёки фото ЭЮК ни ёруғлик зонди билан коллектор контакти орасидаги ҳар хил масофа  $X$  да ўлчанган қийматлари  $\Delta p(x)$  нинг тақсимотини ифодалайди. Кўриляётган усулнинг назарияси ёруғлик зонди билан генерацияланган заряд ташувчилар концентрацияси  $\Delta p(x)$  нинг тақсимотини аниқловчи ифодасини топишга асосланган. Бунинг учун намуна  $n$ -тип бўлсин, яримчексиз (жуда қалин) унинг бир томони ясси сиртдан иборат ва ёруғлик зонди энсиз, чексиз узун (ингичка) бўлсин, деб фараз қилинган ҳолни кўрайлик. Агар ёруғлик зонди ён сиртларидан (2 : 3)  $L$  дан катта бўлган масофада жойлашган бўлса, ён сиртлардаги рекомбинацияни ҳисобга олинмайди ва масала бир ўлчамли бўлади. Бу ҳолда номувозанат асосий бўлмаган заряд ташувчилар (кавак) тақсимоти цилиндрик симметрия бўйича содир бўлади. Шунинг учун узлуксизлик тенглама (4.118) нинг цилиндрик координата системасида

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left( r \frac{d\Delta p}{dr} \right) - \frac{\Delta p}{\tau_p D_p} + \frac{\alpha \beta I_v (1 - R_v) e^{-\alpha r}}{h\nu D_p} = 0 \quad (4.165)$$

кўринишда бўлади. Бу ерда  $r$  ёруғлик зонди (чизиғи)дан коллектор контактигача бўлган (масофа) цилиндр радиуси. (4.165) тенгламанинг ечими нолинчи тартибдаги мавҳум аргументли Ханкел функцияси билан ифодаланadi.

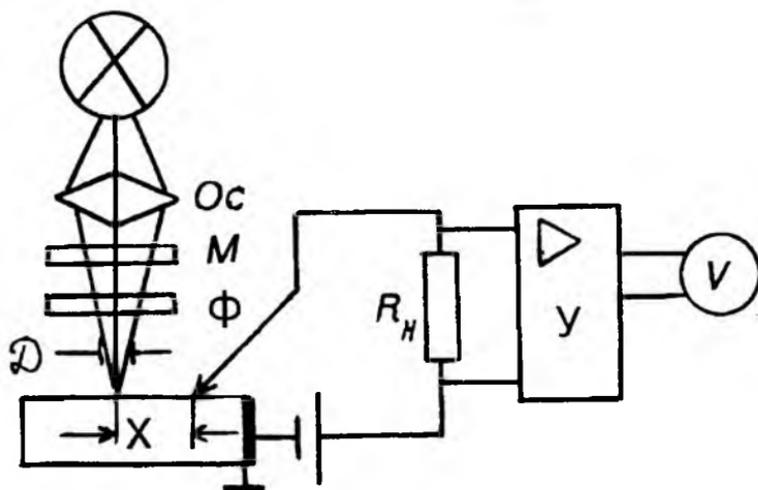
$$\Delta p(r) = \Delta p(0) i H_0^1(ir/Z) \quad (4.166)$$

Масалани умумий ҳолда, яъни ёруғлик зонди маълум бир чекли ўлчамларга эга (узунлиги  $l$ , эни  $W$ ) бўлган ҳол деб қаралганда, ҳисоблашларнинг кўрсатишича, координата  $r$  нинг  $5w < r < \frac{l}{4}$  оралиғида умумий ечимининг апроксимацияси ҳам (4.166) билан ифодаланади.  $r/L$  ни катта қийматларида Ханкел функцияси ўша аргументнинг экспоненциал функциясига ўтади. Координата боши ёруғлик зонди билан кўзғалгани учун намуна сиртида  $r = x$  деб қараб, қалин  $d \gg L$  яримчексиз намуна учун  $x$  ни  $5w < r < \frac{l}{4}$  оралиқдаги қийматлари учун (4.166) формула

$$\frac{\Delta p(x)}{\Delta p(0)} = \frac{\exp(x/L)}{\sqrt{(x/L)}} \quad (4.167)$$

(4.167) кўринишни олади. Юпқа намуна  $d \gg L$  учун эсаномувзанат заряд ташувчилар концентрациясининг тақсимооти

$$\Delta p(x) = \Delta p(0) \exp\left(-\frac{x}{L}\right)$$



4.16-расм. Асосий бўлмаган заряд ташувчилар диффузион узунлигини ўлчаш қурилмаси схемаси: (Вальдес усули):  $D$  — диафрагма;  $K$  — металл зонд — коллектор контакти;  $R_H$  — юклама қаршилик;  $Y$  — кўчайтиргич;  $V$  — вольтметр.

бўлади.  $X$  нинг ҳар хил қийматларини олиш учун ёруғлик зонди коллектор контактига нисбатан қўзғатилади (силжитилади) ва ўлчаш вақтида ёруғлик зонди тинч ҳолатда туради. Диффузион узунлик  $L$  ни ўлчаш қурилмаларидан бирининг чизмаси 4.16-расмда келтирилган. Ёруғлик манбаидан ёруғлик оқими фокусловчи оптик система  $OC$ , фильтр  $\Phi$ , модулятор  $M$ , тирқишли диафрагма  $D$  орқали намунага тушади. Тирқишли диафрагма  $D$  ёрдамида ёруғлик зондининг кенглигини  $50 + 500$  мкм ораликда ўзгартириш мумкин. Интенсивлиги бўйича модуляцияланган ёруғлик чети сектор шаклида қирқилган ёки доира шаклида тешикли дискни айлантириш билан ҳосил қилинади. Модуляцияланган ёруғликни қўллаш катта коллектор тоқидан номувозанат заряд ташувчилар диффузияси туфайли, юзага келган кичик қисм фототокни қайд қилиш имконини беради. Ёруғликнинг импульсли модуляциясида импульснинг давомийлиги, частотаси ҳамда интенсивлиги синусоида бўйича ўзгарувчи ёруғликнинг модуляция частотаси номувозанат заряд ташувчилар концентрациясининг стационарлик шартидан танланади. Импульсли модуляцияда импульснинг давомийлиги  $t_u$  қуйидаги тенгсизликни

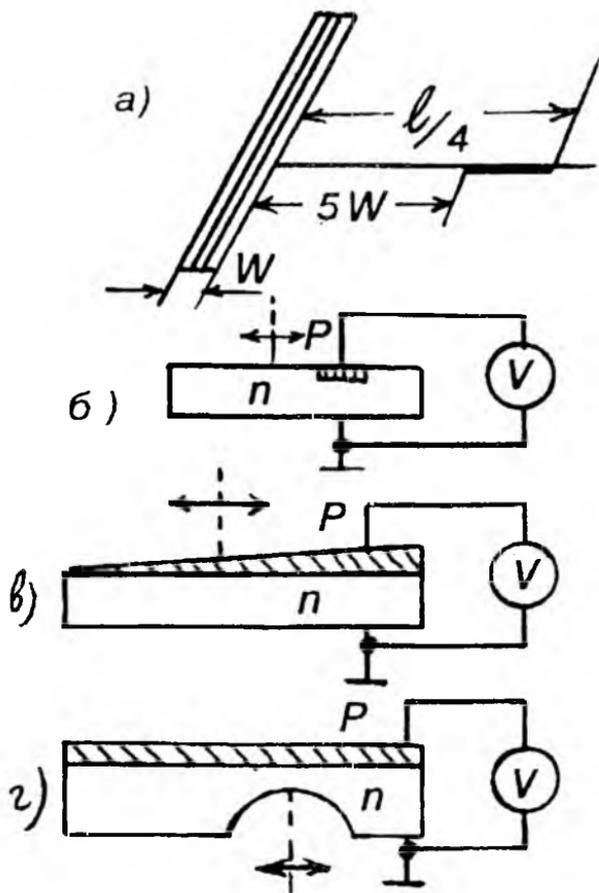
$$t_u \gg \pi\tau \text{ ва } t_u > \frac{r^2}{4D}; \quad t_u > \frac{r}{(D/\tau)^{1/2}}$$

қаноатлантириши керак. Ёруғлик оқимининг модуляция частотаси  $50 \div 300$  Гц тартибида бўлади. Модуляция частотаси  $\frac{1}{\tau}$  га нисбатан анча кичик бўлиши керак. Юқорида таъкидланганига кўра, коллектор контактига тескари йўналишдаги кучланиш қўйилади ва коллектор занжирига уланган юклама қаршилик  $R_H$  дан кучланишнинг ўзгарувчан ташкил этувчиси орқали фототок ўлчанади.

$R_H$  дан ўзгарувчан кучланиш тушуви селектив кучайтиргич орқали кучайтирилади ва синхрон детектор ва вольтметр орқали қайд қилинади. Синхрон детекторни қўллаш қурилманинг ўлчаш сезгирлигини оширади. Яримўтказгич намуна кристалл тутгичга қотирилади ва манипулятор (микромметр) билан ёруғлик зондига нисбатан коллектор контактининг ҳолати ўзгартирилади. Металл

зонд намунанинг исталган жойига ўрнатилиши мумкин ва у намуна билан бирга силжийди. Курилманинг шовқин даражасини камайтириш учун контактнинг турфунлигини ошириш учун контактга ток импульси билан ишлов берилади. Ток импульсининг амплитудаси керакли сигнал-шовқин нисбатига эришгунча ошириб борилади. Ўлчанаётган сигнал катталиги шовқин кучланишига яқинлашгунча ёки (4.166) ифодани қўллаш шарти бузилгунча давом этади. Бу усул, асосан германий намуналарида диффузион узунликни ўлчашда қўлланилган, чунки германийда  $L$  анча катта, бундан ташқари, қисиладиган металл зонд билан потенциал тўсиқли контактни олиш нисбатан енгил. Бу усулни кремний намуналарида сирт рекомбинация катта, шовқин даражаси юқори, коллектор контактида ВАХни ночизигий бўлиши, сирт яқинида инверсион қатлам (ҳосил) вужудга келиши туфайли кремнийда  $L$  ни ўлчашда кенг қўлланилмаган.  $L$  ни ўлчашда иложи борича сирт рекомбинацияни ҳар хил ишловлар билан камайтириш керак. Масалан, германийни  $M10$  ва  $M14$  сайқалловчи кукунларда сайқаллаш ва 30% ли  $H_2O_2$  (водород пероксида) кимёвий ишлов бериш тавсия этилади. Агар  $n$ -тип германийда ўлчаш ўтказиладиган бўлса, вольфрам зонди  $p$ -типта эса кумуш қотишмасининг зонди ишлатилади. Бу усул асосий бўлмаган заряд ташувчилар диффузион узунлигини 0,1 дан то бир неча миллиметр гача бўлган оралиқда 15—20% хатолик билан ўлчашга имкон беради. Тор зонали яримўтказгич бирикмалари  $A_3B_5$  да кичик диффузион узунликларни ўлчаш учун планар технология билан олинган  $p$ - $n$  ўтишли ёки шоттки тўсиқли намуналар тайёрланади. Қўзғалувчан зонд усулига 4.17 б, в, г-расмда келтирилган ҳолларни ҳам кўрсатиш мумкин. Бу ҳолда асосий бўлмаган заряд ташувчилар коллектори вазифасини  $p$ - $n$  ўтиш ўтайди. Ёруғлик зонди бир томонга нишаб ёки шар шлифлари бўйича қўзғатилади. Бу усулларда заряд ташувчиларнинг  $p$ - $n$  ўтишини йиғиш коэффиценти

$$Q_n + Q_p = \frac{I_{\text{кст}}}{(I_{\text{кст}})_{\text{max}}}$$



4.17-расм. Диффузион узунликни кўзгалувчан ёруғлик (электрон) зонди билан ўлчаш усуллари: а) Вальдес усули билан ўлчаш соҳаси; б)  $p$ - $n$  ўтишни; в) нишаб сферик сиртларни қўллаш усуллари.

диффузион узунликка, ёруғликни ютиш коэффициентига ва  $S/D$  нисбатга боғлиқ. Назарий ҳисоблашларнинг кўрсатишича, шлиф сиртидан то  $p$ - $n$  ўтишгача бўлган етарлича катта (диффузион узунлик  $L$  га нисбатан) масофа  $x > x_{кр}$  да  $x_{кр} \alpha > 1$ ,  $x_{кр} > L_p$  ва  $\alpha L > 1$  тенгсизлик ўринли соҳада йиғиш коэффициенти  $\exp\left(-\frac{x}{L}\right)$  ҳад билан аниқланади.

$$Q = \frac{I_{\text{кр}}}{(I_{\text{кр}})_{\text{max}}} \sim \exp\left(-\frac{x}{Z}\right)$$

боғланишнинг оғишидан диффузион узунликни

$$L = \frac{\Delta X}{\ln(I_{\text{кр}}/(I_{\text{кр}})_{\text{max}})}$$

орқали топилади. Агар коллектор токи  $\Delta p$  катталиқ билан ночизигий боғланган бўлса, доимий (ўзгармас) фототок усули қўлланилади. Бу ҳолда номувозанат заряд ташувчиларнинг генерацияланиш соҳасида концентрация  $\Delta p(0)$  ёруғлик интенсивлигига чизиқли боғланган деб фараз қилинади. У вақтда

$$AI_{0v} \exp\left(-\frac{x}{Z}\right) = \text{const}$$

бўлади. Шундай қилиб, ҳар хил масофада бир хил ўзгармас коллектор фототокини таъминловчи ёруғлик интенсивлигини билиб,  $L$  ва  $\tau$  ларни топиш мумкин. Масалан, иккита масофада бир хил фотосигналларни ҳосил қилувчи  $I_{0v1}$  ва  $I_{0v2}$  ёруғлик интенсивликларининг қийматини билган ҳолда

$$AI_{0v1} e^{-\frac{x_1}{Z}} = AI_{0v2} e^{-\frac{x_2}{Z}} = \text{const} \quad (4.173)$$

ифодадан диффузион узунлик  $L = \frac{X_2 - X_1}{\Delta \ln \left( \frac{I_{0v1}}{I_{0v2}} \right)}$  билан топи-

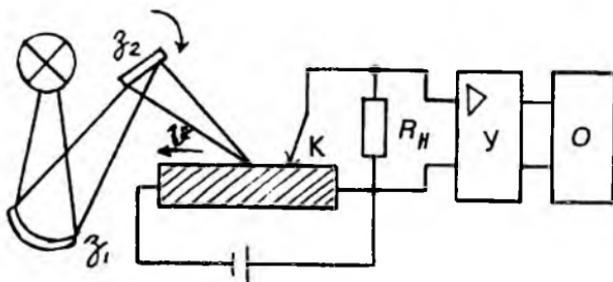
лади.  $\Delta p$  ёки  $\ln I_{0v}$  ларни  $x$  га боғланишининг оғишидан  $L$  ни бу усул билан аниқлашда ҳеч қандай қўшимча параметрларни билиш талаб этилмайди.  $\tau$  ни аниқлаш учун  $D$  ни билиш талаб қилинади. Амалиётда ёруғлик зондининг кўзғалувчан усули билан диффузион узунликни  $L > 50$  мкм соҳада ўлчаш мумкин. Диффузия коэффициенти  $D = 40$  см<sup>2</sup>/с  $n$ -тип кремнийда, яшаш вақтининг  $\tau = 10^{-6}$  сек қий-

мати тўғри келади. Кейинги йилларда ёруғлик манбаи сифатида лазер нурларидан фойдаланилмоқда, фокусловчи оптик тизим сифатида микроскоп (масалан, МБИ—11) қўлланилади.

*б. Ёруғлик нури (зонди)нинг ҳаракатланувчи усули*

Яримўтказгичлар параметрларини ўлчашнинг бу усули намуна ясси сирти бўйлаб ўзгармас тезлик  $V$  билан ҳаракатланувчи фотон энергияси  $h\omega \geq Eg$  бўлган узун, ингичка ёруғлик (зонди) нури генерациялаган асосий бўлмаган номувозанат заряд ташувчиларнинг тақсимооти  $\Delta p(x, y, z, t)$  ни ўрганишга асосланган.  $\Delta p(x, y, z, t)$  ни тескари кучланиш берилган, тўғриловчи яримўтказгич-металл нуқтавий контакти (зонди) ёки кичик юзали  $p$ - $n$  ўтиш, шоттки тўсиғи орқали қайд қилинади (4.18-расм).

Ёруғлик зондидан ҳосил бўлган номувозанат заряд ташувчилар намунанинг ёритилмаган қисмига диффузияланади. Ёруғлик зондининг ҳаракатланиши туфайли, заряд ташувчиларнинг фазодаги тақсимооти намуна бўйлаб ёруғлик зонди билан кўчиб юради.  $\Delta p(x, y, z, t)$  нинг назарий ифодасини аниқлашда яримўтказгич намунаси  $n$ -тип бўлсин, унинг бўйи ( $a$ ), эни ( $b$ ) қалинлиги  $d$  дан катта  $a > b \gg d$  бўлсин, деб оламиз. У ҳолда намуна ён сиртларидаги рекомбинация ҳисобга олинмайди ва номувозанат заряд ташувчилар концентрацияси фақат икки  $x, z$  координаталар ҳамда вақт функцияси бўлади. Намунанинг ёритилмаган соҳасида генерация тезлиги  $g = 0$  бўлгани учун, асосий бўлмаган заряд ташувчилар концентра-



4.18-расм. Номувозанат заряд ташувчилар параметрларини ҳаракатланувчан ёруғлик зонди усули билан ўлчаш қурилмасининг схемаси.

циясининг намуна қоронғи қисмидаги тақсимоти  $\Delta p$  ( $x$ ,  $z$ ,  $t$ )

$$\frac{\partial \Delta p}{\partial t} = D_p \operatorname{div}(\operatorname{grad} \Delta p) - \frac{\Delta p}{\tau_p} \quad (4.174)$$

узлуксизлик тенгламининг

$$\begin{aligned} D_p \frac{\partial \Delta p}{\partial z} \Big|_{z=0} &= -S \Delta p \\ D_p \frac{\partial \Delta p}{\partial z} \Big|_{z=d} &= S \Delta p(d) \end{aligned} \quad (4.175)$$

чегаравий шартларни қаноатлантирувчи ечими орқали топилади. Ёруғлик зонди билан бирга ҳаракатланувчи координата системасида

$$\begin{aligned} \xi &= x + vt \\ \eta &= z \end{aligned} \quad (4.176)$$

номувозанат заряд ташувчиларнинг тақсимоти вақтга боғлиқ бўлмайди, яъни стационар бўлади. (4.174) тенглама янги координата системасида ўзгарувчанларни ажратиш усули орқали ечилади, сўнг қўзғалмас координата системасига ўтилади. (4.174) тенгламининг қўзғалмас координата системасида ёруғлик нурининг ўнг томонидаги ечими

$$\Delta p(x, z, t) = C_1 \exp\left(-\frac{x}{l_1}\right) \exp\left(\frac{vt}{l_1}\right) \left(\frac{S_2}{D_4} \sin \alpha_1 z + \cos \alpha_1 z\right) \quad (4.177)$$

ёруғлик нурининг чап томонида

$$\Delta p(x, z, t) = C_2 \exp\left(-\frac{x}{l_2}\right) \exp\left(\frac{vt}{l_2}\right) \left(\frac{S_2}{D\alpha_2} \sin \alpha_2 z + \cos \alpha_2 z\right) \quad (4.178)$$

кўринишда бўлади.  $C_1, C_2$  — интеграллаш доимийлари

$$\begin{aligned}
 I_1 &= \left\{ \left[ \left( \frac{v}{2D_p} \right)^2 + L_{\alpha_1}^{-2} \right]^{1/2} + \frac{v}{2D_p} \right\}^{-1} \\
 I_2 &= \left\{ \left[ \left( \frac{v}{2D_p} \right)^2 + L_{\alpha_1}^{-2} \right]^{1/2} - \frac{v}{2D_p} \right\}^{-1}
 \end{aligned}
 \tag{4.179}$$

$$I_1 \cdot I_2 = L_{\alpha_1}^{-2}$$

$Z_{\alpha_1}$  ва  $\alpha_1$  катталиклар

$$\frac{1}{D_p \tau_p} = \frac{1}{L_p^2} = Z_{\alpha_1}^{-2} - \alpha_1^2 \tag{4.180}$$

ифода билан боғланган. Интеграллаш доимийларини топишда (4.175) чегаравий шартларни қўллаш

$$\left( D_p \alpha + \frac{S^2}{D_p \alpha} \right) \operatorname{tg} \alpha d = 2S \tag{4.181}$$

кўринишдаги трансдент тенгламага олиб келади. Бу трансдент тенглама  $\alpha$  нинг кўп илдизлари  $\alpha_n$  га эга, бунга мос келган  $L_{\alpha_1}, I_1, I_2$  ларнинг ҳам кўп қийматлари мос келади. Бу тенглама илдизларининг таҳлили кўрсатишича,  $I_{1n}$  ва  $I_{2n}$  ларнинг қиймати  $n$ -ортиши билан тез камайиб (боради) кетади. Шунинг учун  $I_{12}$  ва  $I_{22}$  дан катта масофада (4.177) ва (4.178) кўринишдаги ечими ўринли бўлади. Ҳақиқатда, агар ёруғлик нури  $x$  ўқи бўйича чапдан ўнгга кўчса, намуна сиртига жойлашган бирор нуқтадаги заряд ташувчилар концентрацияси унга ёруғлик нури яқинлашиши билан ортади. Бу ўзгариш (4.177) дан кўринадикки, вақт доимийси  $\frac{I_1}{v}$  бўлган экспонента қонуни билан содир бўлади. Ёруғлик нури  $y$  нуқтадан ўтиб кети-

ши билан заряд ташувчиларнинг концентрацияси вақт бўйича камаё бошлайди.  $\Delta p$  нинг камайиши вақт доимийси  $\frac{l_2}{v}$  бўлган экспонента қонуни билан бўлади. Агар ўлчаш зондини, яъни коллектор контактини намунанинг координаталари  $x_1, z_1$  бўлган нуқтасига жойлашган деб қарасак, номувозанат заряд ташувчиларнинг шу нуқтадаги ҳаракатланувчи ёруғлик зонди ҳосил қилган концентрациясининг вақт бўйича ўзгаришини (4.178) ва (4.179) ларга кўра

$$\Delta p(x, z, t) = \text{const} \cdot \exp\left(\frac{v}{l_1} t\right) \quad (4.182)$$

$$\Delta p(x, z, t) = \text{const} \cdot \exp\left(\frac{v}{l_2} t\right) \quad (4.183)$$

кўринишдаги формулалар билан ифодалаш мумкин. Шундай қилиб, намуна сирти бўйлаб  $U$  тезлик билан ҳаракатланувчи ёруғлик зонди (нури) координатаси  $(x, y, o)$  бўлган нуқтага жойлашган коллектор контактига яқинлашганда  $\Delta p$  га пропорционал равишда фототок ёки фото ЭДС (юклама қаршиликка тушган ўзгарувчан кучланиш) орта боради, контактга етиб келганда максимумга эришади ва ундан ўтгандан сўнг камаё боради. Демак, бу фотосигналнинг вақт бўйича ўзгариши муайян белгиланган нуқтадаги заряд ташувчилар концентрациясининг вақт бўйича ўзгариш қонуниятини кўрсатади. Ёруғлик нури тезлиги  $v$  ни билган ҳолда фотосигналнинг вақтга боғланишидан  $l_1$  ва  $l_2$  топилади ва улар орқали диффузия коэффициенти

$$D_p = \frac{l_1 l_2}{l_1 - l_2} v \quad (4.184)$$

формула билан ҳисоблаб топилади. Сирт рекомбинация ва диффузион узунликни аниқлаш учун сирт рекомбинацияси тезликлари бир хил бўлган икки хил қалинликдаги намуналарда ўлчаш ўтказилади ва ҳар бир намуна учун  $l_1$  ва  $l_2$  топилади ва  $D_p$  ни билган ҳолда

$$\left( D_p \alpha_1 - \frac{S^2}{D_p \alpha_1} \right) \operatorname{tg} \alpha_1 d = 2S$$

$$\left( D_p \alpha_2 - \frac{S^2}{D_p \alpha_2} \right) \operatorname{tg} \alpha_2 d_2 = 2S$$
(4.185)

трансдент тенгламалар системасидан биринчи илдизлари  $\alpha_1$  ва  $\alpha_2$  ҳамда  $S$  топилади.  $a_1$  ва  $\alpha_2$ ,  $l_1$  ва  $l_2$  лар ни билган ҳолда

$$\frac{1}{L_p^2} = \frac{1}{l_1 l_2} + \alpha_1^2$$

$$\frac{1}{L_p^2} = \frac{1}{l_1' l_2'} + \alpha_2^2$$
(4.186)

ифодалар орқали диффузион узунлик  $L_p$  ҳисобланади. Сирт рекомбинацияси тезлиги кичик  $S \ll D_p \alpha_1$  бўлганда,  $\operatorname{tg} \alpha$ ,  $\alpha_1 \approx \alpha_1 d_1$  бўлади ва сирт рекомбинацияси тезлиги

$$S = \frac{D_p}{2} \frac{d_1 d_2}{d_1 - d_2} (L \alpha_2^{-2} - L \alpha_1^{-2})$$
(4.187)

дан ҳисобланади. Топилган  $S$  бўйича диффузион узунлик

$$L_p = \left( \frac{L_{a1}^2 D_p a_1}{D_p d_1 - 2S L_{a1}^2} \right)^{1/2}$$

$$L_p = \left( \frac{L_{a2}^2 D_p d_2}{D_p d_2 - 2S L_{a2}^2} \right)^{1/2}$$
(4.188)

бўйича ҳисобланади.  $D_p$  ва  $L_p$  ларни билган ҳолда заряд ташувчиларнинг яшаш вақти

$$\tau = L_p^2 D_p^{-1}$$
(4.189)

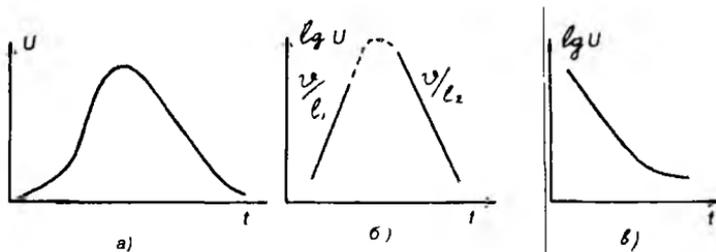
билан, бикутбий диффузион ҳаракатчанлик Эйнштейн муносабатидан

$$\mu = D \frac{e}{kT} \quad (4.190)$$

топилади. Агар сирт рекомбинациясини эътиборга олмаслик мумкин бўлса, масаланинг ечими соддалашади. Ҳақиқатда  $S = 0$  да чегаравий шартлар (4.175) дан фойдаланишга ҳожат қолмайди ва масала бир ўлчамли бўлади. Трансдент тенглама ечими  $\alpha_1 = 0$  бўлади. У вақтда диффузион узунлик

$$L_p = (l_1 l_2)^{1/2} \quad (4.191)$$

билан, диффузия коэффициентини (4.184) билан, заряд ташувчиларнинг яшаш вақти  $\tau = \frac{l_1 - l_2}{u}$  формулалар билан ҳисобланади. Ёруғлик нурунинг ҳаракатланувчи усули билан номувозанат заряд ташувчилар параметрларини ўлчаш қурилмасининг чизмаси 4.19 а, б-расмда келтирилган. Монохроматик ёруғлик оқими  $S_1$  ва  $S_2$  кўзгулар, тирқишли диафрагма Д ёрдамида намуна сиртига йўналтирилади. Ёруғлик оқимининг кенглиги  $10^{-2}$  дан то 1 мм гача ўзгаради. Ёруғлик нурунинг намуна сирти бўйлаб ҳаракати айланувчи кўзгудан ёруғликнинг қайтиши орқали пайдо қилинади. Коллектор токига пропорционал бўлган кучланиш юклама қаршилиқ  $R_H$  дан кучайтиргич  $U$  га ва осциллографга берилади. Осциллограмма ўлчаш зондини контактланиш нуқтасидаги заряд ташувчиларнинг вақт бўйича (4.182) ва (4.183) ифодалар билан аниқланадиган тақсимотини кўрсатади. Осциллограммадан  $\ln V_k = f(t)$  боғ-



4.19-расм. Коллектор фото ЭЮК нинг чизиқли (а) яримлогарифмик (б, в) масштаблардаги осциллограммаси.

ланиш чизилади ва унинг тўғри чизиқли боғланиш соҳасидан  $\frac{V}{l_1}$  ва  $\frac{V}{l_2}$  лар, ёруғлик нуридан ўнгда

$$\frac{\Delta \ln U_k}{\Delta t} = \frac{\Delta \ln \Delta p}{\Delta t} = \frac{V}{l_1}$$

ва ёруғлик нуридан чапда

$$\frac{\Delta \ln V_k}{\Delta t} = \frac{V}{l_2}$$

экспонентанинг вақт доимийлари топилади. Намуна сирти бўйлаб ҳаракатланувчи ёруғлик зондининг тезлиги  $V$  ни аниқлаш учун биринчи коллектор зондидан қандайдир масофа, иккинчи коллектор зонд ўрнатилади. Икки зонд орасидаги масофани ёруғлик зонди босиб ўтган вақтга нисбати  $V$  ни беради. Бу усул олдин германий, кейинчалик кремний, индий, сурьма (*InSb*) ва бошқа яримўтказгич намуналарининг параметрларини ўлчашда қўлланилган. Ўлчаш давомида индий, сурьма ва германий намуналарида ёпишиш марказларининг таъсири кучлироқ намоён бўлган. Бу марказлар томонидан эркин заряд ташувчиларнинг тугилиши осциллограмманинг горизонтал ўқ билан бироз чўзилишига ва ниҳоят экспонента вақт доимийсининг ошишига олиб келган. Шунинг учун осциллограмманинг бу соҳасига температура ўзгаришининг ва кучсиз ёритишнинг таъсири кўрсатилган. Юқорида муҳокама қилинган ёруғлик зондининг кўзгалувчан, ҳаракатланувчи усуларидаги ёруғлик зондининг ўрнига электрон зондини қўллаш орқали диффузион узунлиги кичик бўлган  $A_3V_5$  ва  $A_2V_6$  яримўтказгич бирикмаларини текшириш ва уларда диффузион узунликни ўлчаш имкони туғилди.

Диффузион узунликни электрон зонди усули билан ўлчашда, одатда намунанинг электрон зондига тик ёки параллел сиртларида планер технология билан кичик юзали  $p$ - $n$  ўтиш ёки шоттки тўсиғи олинган структуралар қўлланилади.

Электрон концентрацияси  $10^{17} \text{ см}^{-3}$  бўлган  $n$ -тип *CdTe* да заряд ташувчилар диффузион узунлигини ўлчаш учун

намуна сиртига шоттки тўсиғи олинган ва шоттки тўсигидан  $0,1 \div 14$  мкм масофада энергияси  $5 : 25$  кэВ бўлган электрон нури билан асосий бўлмаган заряд ташувчилар (кавак) уйғотилган. Шоттки тўсигига  $0,1$  В дан ортқ бўлмаган кучланиш уланган. Бу диффузион узунликни  $0,4 \div 3$  мкм оралиқда ўлчаш имконини беради. Электрон зонди усулининг кенг қўлланишини чекловчи бир неча омиллари мавжуд бўлиб, улардан муҳимлари сифатида қуйидагиларни кўрсатиш мумкин:

1. Электрон зонди билан номувозанат асосий бўлмаган заряд ташувчилар генерацияланиш соҳаси энининг чекли бўлиши. Электронни  $5 \div 30$  кВ кучланиш билан тезлантрилганда заряд ташувчилар генерацияланиш соҳаси  $0,1$  дан то  $2,1$  мкм гача ўзгарган. Электрон зонди усули, ёруғлик зонди усули каби,  $x > L$  да яхши натижалар беради. Бу шартни юпқа эпитаксиал қатламларда қаноатлантириш қийин, шунинг учун бу ҳолда электрон зондининг қўзғалувчан усули қўлланилмайди.

2. Кенг тақиқланган зонали яримўтказгичларни, масалан, кремнийни сирт соҳасида маълум бир шароитда камбағаллашган ёки инверсион қатламнинг ҳосил бўлиши. Бу ҳолда ҳажмий заряд соҳасининг электр майдони ва  $p-n$  ўтишга, шоттки тўсигига уланган ташқи майдон сирт бўйича тарқалиши мумкин ва асосий бўлмаган заряд ташувчиларнинг дрейф ташкил этувчисини юзага келтиради, натижада ўлчанаётган диффузион узунликнинг ортишига олиб келади. Бундан ташқари,  $p-n$  ўтишнинг йиғувчи юзасининг ортишига ва, ниҳоят ҳисоблашда хатоликнинг ошишига олиб келади. Атроф муҳитни ўзгартириб, сиртий потенциални бошқариш орқали бу чекловчи омилнинг таъсирини йўқотиш мумкин. Намуна сиртида “ясси зона” ёки заряд ташувчилар билан кучсиз бойиган режими амалга оширилиши мақсадга мувофиқ бўлади.

3. Рекомбинацион нурланиш кучли намоён бўладиган тўғри зонали яримўтказгичларда асосий бўлмаган заряд ташувчиларнинг коллектори яқинида рекомбинацион нурланиш фотонининг қайта ютилиши.

Бу бир неча диффузион узунликдаги (бирламчи асосий бўлмаган заряд ташувчилар томонидан) юзага келган кичик коллектор сигналидан аниқланадиган диффузион узунлик қийматининг ортишига олиб келади (4.19в-рasm).

Қўзғалувчан, ҳаракатланувчи электрон зондини олишда растрли электрон микроскопнинг исталган типи ишлатилиши мумкин.

#### 4.8-§. *P-n* ўтишнинг ва Шоттки гўсигининг қисқа туташув фототокини ўлчашга асосланган диффузион узунликни аниқлаш усули

Бу усул билан олдин *p-n* ўтиш (эпитаксиал структура)-нинг таркибий қисми бўлмиш эпитаксиал қатламда заряд ташувчиларнинг диффузион узунлигини ўлчашни кўрайлик.

Аниқлик киритиш учун *n*-типдаги тагликка қалинлиги *W* бўлган *p*-типдаги эпитаксиал қатлам ўстирилган ва намунани эпитаксиал қатлам томонидан  $x=0$  текислиги фотон энергияси  $h\omega \geq Eg$  бўлган ёруғлик оқими билан ёритилган бўлсин деб олайлик. Умуман олганда, ёруғлик оқими эпитаксиал қатламда, *p-n* ўтишнинг ҳажмий заряд соҳасида, тагликда номувозанат электрон-кавак жуфтларини генерациялайди ва фототокка ҳар бир соҳадаги номувозанат асосий бўлмаган заряд ташувчилар ўз ҳиссаларини қўшадилар. Шунинг учун *p*-тип эпитаксиал қатлам учун асосий бўлмаган номувозанат заряд ташувчилар (электрон) концентрациясининг тақсимоти  $\Delta n$  ни ва у билан боғлиқ фототок ифодасини таҳлил қилайлик. *P*-тип эпитаксиал қатламда рекомбинацион нурланишни ва уни қайта намунада ютилишини ҳисобга олмаганда, номувозанат электроннинг концентрацияси  $a > b \gg w$  да бир ўлчамли

$$D_n \frac{d^2 \Delta n}{dx^2} - \frac{\Delta n}{\tau n} + g_0 e^{-\alpha x} = 0$$

узлуксизлик тенгламанинг

$$D_n \left. \frac{d\Delta n}{dt} \right|_{x=0} = S\Delta n(0)$$

$$D_n \left. \frac{d\Delta n}{dx} \right|_{x=d} = 0$$

чегаравий шартларини қаноатлантирувчи ечими орқали топилади. Бу ҳолда қисқа туташув фототоки фақат  $p$ -тип эпитаксиал қатламда генерацияланган асосий бўлмаган заряд ташувчилар бўлмиш электроннинг диффузион ток зичлиги

$$j_{к,т} = eD_n \left. \frac{d\Delta n}{dx} \right|_{x=w} \quad (4.193)$$

билан аниқлашни кўрамыз. Ҳисоблашларнинг кўрсатишича,  $j_{к,т}$  нинг ифодаси

$$j_{к,т} = \frac{eg_0 L_n}{\alpha^2 L_n^2 - 1} \left\{ - \frac{(S + \alpha D_n) \operatorname{sech}(w/L_n)}{L_n + \operatorname{sth} \frac{w}{L_n}} + \right. \\ \left. + \left[ \alpha Z_n \frac{S + L_n(\tau_n) \operatorname{th}(w/L_n)}{(L_n/\tau_n + \operatorname{Sth} w/L_n)} \right] e^{-\alpha w} \right\} \quad (4.194)$$

кўринишни олади. Агар эпитаксиал қатлам қалинлиги етарлича катта, ёруғлик кучли ютилсин, сирт рекомбинацияси тезлиги кичик бўлсин деб фараз қилсак, яъни

$$\alpha w > 3 \quad (4.195a)$$

$$\alpha Z_n > 3 \quad (4.195б)$$

$$S = 0 \quad (4.195в)$$

да шартлар ўринли бўлади. (4.194) ифоданинг иккинчи ҳадини ташлаб юбориш мумкин. У вақтда (4.194) содда-лашади ва  $j_{к,т}$  нинг ифодаси

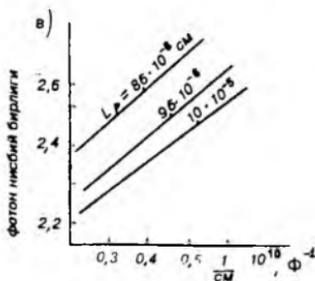
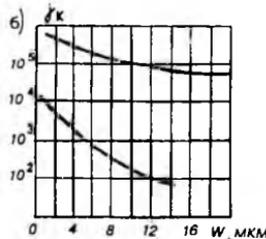
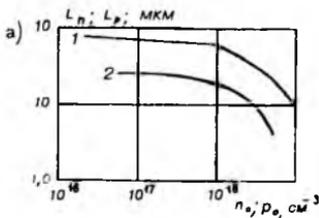
$$j_{к,т} = \frac{e(1 - R_v)}{h\nu} \operatorname{sech}\left(\frac{w}{L_n}\right) \quad (4.196)$$

кўринишга келади. (4.195 а, б, в) шартларни арсенид-галлий эпитаксиал қатлам мисолида баҳолаб кўрайлик. Эпитаксиал қатлам гелий-неон лазер нури  $h\nu = 1,96\text{эВ}$  ( $\lambda = 0,6328$  мкм) билан ёритилган бўлсин. Ёруғликнинг бу тўлқин узунлигидаги хусусий ютилиш коэффициенти  $\alpha \approx 4,4 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$  бўлади. (4.194а) шартни қаноатлантирувчи эпитаксиал

қатлам қалинлиги  $1 \div 10$  мкм, (4.1956) шартни қаноатлан-тирувчи заряд ташувчилар диффузион узунлиги  $L_n > 1$  мкм бўлиши керак. Агар (4.1956) шарт бузилиб,  $L_n < 1$  мкм,  $\alpha L_n < 3$  бўлганда  $j_{к.т.}$  қисқа туташув фототоки (4.194) дан

$$j_{к.т.} = \frac{eI_{0v}(1 - R_v)}{hv} \frac{\alpha^2 L_n^2}{\alpha^2 L_n^2 - 1} \operatorname{sech}\left(\frac{w}{L_n}\right) \quad (4.197)$$

ифода билан аниқланишини кўрамиз. Суюклик эпитаксия технологияси билан ўстирилган, қалинлиги  $1 \div 10$  мкм ораликда бўлган *GaAs* эпитаксиал қатламда  $L_n$  ни ўлчаш натижалари, унинг заряд ташувчилар концентрациясига боғлиқлигини кўрсатди. Асосий заряд ташувчилар концентрациясининг  $P_0 = (10^{16} \cdot 10^{19}) \text{ см}^{-3}$  оралиғида  $Z_n$  0,1 дан то 1 мкм гача ўзгарган (4.20а-расм). Сирт рекомбинацияси тезлигини камайтириш мақсадида одатда эпитаксиал қатлам устига шу типдаги *GaAlAs* қатлам ўстирилади. Тажрибадан аниқланган  $L_n$  қийматлари учун (4.194) му-



4.20-расм. а) *GaAs* эпитаксиал қатламида электрон-ковак диффузион узунликларининг асосий заряд ташувчилар концентрациясига боғланиши. 1 — германий билан легирланган *p* — *GaAs* учун, 2 — қалай билан легирланган *n* — *GaAs* учун. б) *GaAs* ли *p-n* ўтиш қисқа туташув фототокининг *p*-қатлам қалинлигига боғланиши. 1 —  $p = 1,1 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ,  $L_n = 5,5 \text{ мкм}$ ; 2 —  $p = 6,0 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ,  $L_n = 200 \text{ мкм}$ ; в) Шоттки диоди фототокининг тескари сифимига боғланиши.

носабатнинг таҳлили шуни кўрсатадики, (4.195а) ва (4.195б) тенгсизликлар сирт рекомбинациясининг  $S < 10^4$  см/с қийматларида ўринли бўлар экан. Бундан (4.195в) шартни  $S < 10^4$  см/с билан алмаштириш мумкинлиги кўрсатилган. Тажрибадан  $L_n$  ни аниқлашда  $p$ - $n$  ўтишнинг юзаси  $5 \cdot 10^{-4}$  см<sup>2</sup>, юклама қаршилик 1 Ом бўлган ёруғлик манбаи сифатида гелий-неон лазери қўлланилган.  $L_n$  ни аниқлашда қисқа туташув фототок ўлчаздан ташқари, ёруғлик интенсивлигини, ёруғликни намунадан қайтиш коэффициентини билиш лозим. Эпитаксиал қатлам қалинлиги шар ёки қия (нишаб) шлиф усули билан ёки тўғридан-тўғри растрли электрон микроскоп билан аниқланиши мумкин.

Диффузион узунлик  $p$ - $n$  ўтиш қисқа туташув фототокининг эпитаксиал қатлам қалинлигига боғлиқлигидан ҳам аниқланиши мумкин.

$\alpha w > 1$  ва  $\alpha L_n > 1$  да  $p$ - $n$  ўтиш қисқа туташув фототоки (4.197) дан

$$j_{\text{к.т.}} \sim [e^{w/L_n} - \kappa e^{-w/L_n}]^{-1} \quad (4.198)$$

бўлади. Бунда коэффициент:

$$\kappa = \frac{(S/D_n - 1/L_n)}{(S/D_n + 1/L_n)} < 1 \quad (4.199)$$

Қалинлиги диффузион узунликдан катта  $w > L_n$  эпитаксиал қатламлар учун (4.198) нинг биринчи ҳади устунлик қилади. Шунинг учун  $j_{\text{к.т.}}$  нинг  $W$  га чизиқли боғланиш графигидан  $L_n$  ни ҳисоблаш мумкин. Агар намуна қалинлиги диффузион узунлик тартибда ёки ундан кичик  $w \leq L_n$  бўлса, қисқа туташув фототоки  $S/D_n$  ва  $1/Z_n$  ларга боғлиқ бўлади. Бу ҳолда тажрибадан аниқланган ҳамда назарий ҳисобланган  $j_{\text{к.т.}}$  ( $w$ ) боғланишларининг бир-бирига мос тушиш шартидан коэффициент  $\kappa$ -ни ва у орқали  $S/D_n$  аниқланади.  $D_n$  нинг қийматини  $p$ -тип материалларда электрон ҳаракатчанлиги орқали боғланиши мумкин. Бунинг учун  $p$ -типдаги электрон ҳаракатчанлиги, шундай концентрациядаги заряд ташувчиларга эга бўлган  $n$ -типдаги электрон ҳаракатчанлигига тенг деб қаралади. Энди

$p$ - $n$  ўтишда ва шоттки тўсиғида ҳажмий заряд соҳасининг кенглиги диффузион узунлиги  $L_n$  тартибида бўлган ярим-ўтказгичлар учун  $L_n$  ни аниқлашни кўрайлик. Юқори Омли намуналарда олинган  $p^+ - n$ , ёки  $n^+ - p$  ўтишлар ёки шоттки тўсиқларидир. Бу структураларнинг фотоэффект назариясига кўра қисқа туташув фототоки

$$j_{\text{х.т}} \sim \frac{\alpha(w + L_n)}{(1 + \alpha L_n)} = f(\alpha, w, L_n) \quad (4.200)$$

бўлади. Бу ифодани қўллаб,  $L_n$  ни тажрибадан аниқлаш асосида қисқа туташув фототокининг ҳажмий заряд соҳаси кенглигига боғлиқлиги ётади. Маълумки, потенциал тўсиқли структураларда ҳажмий заряд соҳасининг кенглиги унга қўйилган кучланишга боғлиқ.  $P$ - $n$  ўтишни ҳажмий заряд соҳа кенглигининг кучланиш билан ўзгариши ўз навбатида потенциал тўсиқ сиғимининг ўзгаришига олиб келади. Бундан  $p$ - $n$  ўтиш ва Шоттки тўсиқлари қисқа туташув фототокларининг ҳажмий заряд соҳаси қалинлигига қараб ўзгаришини потенциал тўсиқнинг сиғим ўзгариши орқали ифодалаш мумкинлиги кўринади. Тўсиқ сиғимининг ҳажмий заряд соҳаси кенглиги  $W$  билан  $C(u) = \frac{\epsilon_0 \epsilon}{w} A$  боғланишда бўлишлигини назарда тутсак, (4.198) ифодани  $\frac{\epsilon \epsilon_0 A}{C(u)}$  билан тўғри чизиқли боғланишда бўлишлигини кўрамиз. Бу ерда  $A$ - $p$ - $n$  ўтиш ёки Шоттки тўсиғининг юзаси  $\epsilon$  — яримўтказгичнинг диэлектрик сингдирувчанлиги  $C(u)$  ҳар хил кучланишдаги тўсиқ сиғими.

Шундай қилиб,  $p$ - $n$  ўтиш ва шоттки тўсиқларининг қисқа туташув фототоки орқали диффузион узунликни аниқлашнинг иккинчи усулида уларга қўйилган ҳар хил кучланишларда бир вақтда бир хил интенсивликдаги ёруғлик билан ёритишдан ҳосил бўлган қисқа туташув фототокининг сўниш сиғими ўлчанади ва ўлчанган  $j_{\text{х.т}}$  нинг  $\frac{\epsilon_0 \epsilon}{C(u)} A$  га боғланиши чизилади. (4.20 в-расм). Бу боғланишнинг тўғри чизиқли соҳасини абсцисса ўқи билан кешишгунча давом эттириб, у кесма узунлигидан диффузион узунлик топилади  $L_n = \frac{\epsilon \epsilon_0 A}{C(u)}$ . Бундай ўлчашни ўтказишда ёруғликнинг  $\alpha w < 1$  тенгсизлик ўринли бўлган спектрал соҳаси танланади. Бундан ташқари, заряд та-

шувчилар яшаш вақти ҳажмий заряд соҳасининг дрейф вақтидан катта бўлиши кераклиги кўрсатилган.  $GaP$  учун  $t_{др} \approx 10^{-12} \text{C}$ . Сигим  $C(u)$  намуна ёритилган ҳолатда 1 МГц частотада ўлчанган. Юқорида изоҳланганлардан кўринадики, бу усул эпитаксиал қатламларда номувозанат асосий бўлмаган заряд ташувчиларнинг кичик диффузион узунлигини ўлчаш мумкин. Ҳамда ҳар хил шароитда ҳар хил қалинликда ўтказилган тажриба натижалари диффузия коэффицентини, сирт рекомбинацияси тезлигини, заряд ташувчилар яшаш вақтини аниқлашга имкон беради.

## ЧУҚУР САТҲЛИ МАРКАЗЛАР ПАРАМЕТРЛАРИНИ ЎЛЧАШ УСУЛЛАРИ

### 5.1-§. Чуқур сатҳли марказларнинг параметрлари

Яримўтказгич материалларининг тақиқланган зоналарида чуқур энергия сатҳларини ҳосил қиладиган кристалл панжара нуқсонлари чуқур сатҳли марказ (тутқичлар) деб юритилади. Бу нуқсонларга киришма атомларини, радиацион нуқсонларни, термик ишлов жараёнларида пайдо бўлган термик нуқсонларни кўрсатиш мумкин. Чуқур сатҳли марказлар рекомбинация марказлари ёки тутқич марказлари каби бўладилар. Биринчи ҳолда чуқур сатҳлар заряд ташувчиларнинг яшаш вақтини, диффузион узунлигини камайишига олиб келади ва яримўтказгич асбобларининг характеристикаларига кучли таъсир кўрсатади. Чуқур сатҳ (ЧС) лар рекомбинацион марказлар сифатида лазер ва ёруғлик (свето) диодларининг нурланиш интенсивлигини камайтиради. Чуқур сатҳли марказлар тутқич марказлари сифатида заряд тўпланишига таъсир қилиши мумкин. Назорат остида киритилган чуқур сатҳли марказ (ЧСМ)лар бир қанча ҳолларда яримўтказгичларда керакли хусусиятлар ҳосил қилиши мумкин. Масалан, арсенидгаллий (*GaAs*) га киритилган хром киришма атоми юқори Ом ли (қаршилиги катта бўлган) намуналар олишга имкон беради. Кремнийни тилла (*Au*), платина (*Pt*) киришма атомлари билан легирлаб, заряд ташувчилар яшаш вақтини бир неча тартибга камайтиришга эришилди ва у намуналар асосида саноатда тезкор импульсли диод ва транзисторлар ишлаб чиқариш йўлга қўйилди. Демак, яримўтказгичларда ЧСМлар мақбул ва номақбул ҳодисаларни содир қилар экан. Шунинг учун чуқур сатҳлар хоссаларини ўрганиш, технологик жараёнларда пайдо бўлишлигини назорат қилиш, улар табиатини аниқлаш яримўтказгичлар физикасида муҳим ўрин тутди.

Заряд ташувчилар бўлмиш электронни, ковакни ЧСларга тутиб олгунча, тутгандан сўнг қандай зарядланган ҳолатида бўлишига қараб, саёз сатҳлар каби, чуқур марказ донор ёки акцептор характериға эға бўлиши мумкин. Чуқур сатҳлар хоссалари тақиқланган зонадағи ҳолати  $E_p$ , концентрацияси  $N_p$  дан ташқари, электронни, ковакни мос равишда сатҳдан термик чиқариш коэффициентлари  $e_n$ ,  $e_p$  ҳамда электронни, ковакни сатҳға тутилиш кесимлари  $S_n$ ,  $S_p$  билан аниқланади. Электрон, ковакни марказға тутилиш коэффициентлари  $\gamma_n$ ,  $\gamma_p$  тутилиш кесимлари  $S_n$ ,  $S_p$  орқали қуйидағи

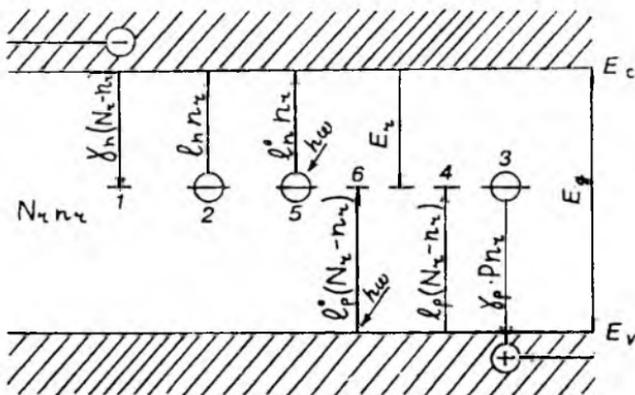
$$\gamma_n = S_n v_i; \quad \gamma_p = S_p v_i \quad (5.1)$$

муносабатлар билан боғланган. Бу ерда:  $v_i$  — заряд ташувчилар ўртача тезлиғи бўлиб, унинг қиймати

$$v_i = (kT/\pi m)^{1/2} \quad (5.2)$$

ифодадан топилади. Маълумки, заряд ташувчиларнинг  $E_p$  сатҳға тутилиш кесими чуқур марказнинг қандай зарядланган ҳолатда бўлишиға боғлиқ.

Зарядланган марказ кулон тортишиш маркази бўлганда тутилиш кесими  $10^{-14}$  см<sup>2</sup>, кулон итарувчи маркази бўлганда тутилиш кесими  $10^{-19}$  см<sup>2</sup>, марказ нейтрал бўлганда тутилиш кесими  $10^{-16}$ :  $10^{-17}$  см<sup>2</sup> тартибда бўлади. Баъзан, ЧСМларда тутилиш кесимлари юқорида келтирилган қийматларидан катта фарқ қилиши мумкин. Шундай қилиб, чуқур энергия сатҳлари  $E_p$ ,  $N_p$ ,  $e_n$ ,  $e_p$ ,  $S_n$ ,  $S_p$  параметрлар орқали аниқланар экан. Бу параметрларни ўлчаш усуллари устида тўхташдан олдин уларнинг боғланишларини аниқловчи баъзи бир муносабатларни кўриб чиқайлик. Яримўтказгич  $n$ -тип бўлсин ва унда саёз сатҳли концентрацияси  $N_{CD}$  бўлган донор марказидан ташқари концентрацияси  $N_p$ , тақиқланган зонада энергия сатҳи  $E_p$  бўлган ЧСМлар бўлсин ҳамда электр нейтраллик соҳаси (ЭНС)да  $F - E_p > 4kT$  тенгсизлик бажарилсин. Бундай намуналарда чуқур сатҳда электрон концентрациясининг вақт бўйича ўзгаришиға олиб келадиган жараёнларни кўрайлик (5.1-расм).



5.1-расм. Яримўтказгич чуқур сатҳда электрон концентрациясининг ўзгаришига олиб келувчи жараёнлар (электрон ўтишлар схемаси).

1. Ўтказувчан зонадаги электроннинг чуқур сатҳга тутилиш жараёни. Бу жараёнда сатҳдаги электронлар концентрацияси ошади ва унинг ўсиш тезлиги

$$g_n = \gamma_n (N_r - n_r) n \quad (5.3)$$

билан аниқланади. Бу ерда,  $n_r$  — чуқур сатҳдаги электрон концентрацияси,  $n$  — электроннинг ўтказувчан зонадаги коцентрацияси:  $N_r - n_r$  электрон билан тўлатилмаган бўш чуқур марказ коцентрацияси,  $\gamma_n$  — электроннинг марказга тутилиш коэффиценти.

2. Чуқур сатҳдан ўтказувчан зонага электронни термик чиқариш жараёнида  $E_r$  сатҳдаги электрон концентрацияси  $n_r$  камайди ва унинг тезлиги

$$r_n = -e_n n_r = -\gamma_n n_1 n_r \quad (5.4)$$

билан аниқланади. Бу ерда,  $e_n$  — электронни сатҳдан термик чиқариш коэффиценти Шокли --Рид статистикасига кўра,  $e_n = \gamma_n n_1$  ифодадан топилади.

$n_1$  — ферми сатҳи  $F$  чуқур сатҳ  $E_r$  га мос келганда, ўтказувчан зонадаги электрон концентрацияси бўлиб, унинг қиймати

$$n_1 = N_c \exp \left[ -\frac{(E_c - E_r)}{\kappa T} \right] \quad (5.5)$$

билан аниқланади. Бу ерда,  $N_c$  — ўтказувчан зонадаги эффектив ҳолат зичлиги.

3. Электронни  $E_r$  сатҳдан валент зонага ўтиш (ёки ковакнинг  $E_r$  сатҳга тугилиш) жараёни. Бу жараён сатҳдаги электрон концентрациясини камайтиради ва унинг тезлиги

$$r_p = -\gamma_p p n_r \quad (5.6)$$

ифода билан аниқланади. Бу ерда,  $p$  — ковак концентрацияси,  $\gamma_p$  — ковакнинг сатҳга тугилиш коэффициенти.

4. Валент зонадан электронни  $E_r$  сатҳга (ёки ковакни  $E_r$  сатҳдан валент зонага) термик чиқариш жараёни. Бу жараён  $F_r$  сатҳдаги электрон концентрациясини оширади ва унинг тезлиги

$$g_p = e_p (N_r - n_r) = \gamma_p p_1 \cdot (N_r - n_r) \quad (5.7)$$

ифода билан топилади. Бу ерда,  $P_1$  — электр нейтраллик соҳасида Ферми сатҳи,  $E_r$  билан мос келганда валент зонадаги ковак концентрацияси. Унинг қиймати

$$P_1 = N_v \exp \left[ -\frac{(E_r - E_v)}{\kappa T} \right] \quad (5.8)$$

ифодадан топилади.  $N_v$  — валент зонадаги эффектив ҳолат зичлиги. Шундай қилиб,  $E_r$  ЧС электрон концентрациясининг вақт бўйича ўзгариш тезлиги Шокли-Рид статистикасига кўра

$$\frac{dn_r}{dt} = \gamma_n (N_r - n_r) n - \gamma_n n_1 n_r - \gamma_p p n_r + \gamma_p p_1 (N_r - n_r) \quad (5.9)$$

узлуксизлик тенгламаси орқали ифодаланadi. Стационар ҳолатда  $\left( \frac{\partial n_r}{\partial t} = 0 \right)$  электроннинг стационар концентрацияси (5.9) тенгламага кўра

$$n_{rc} = N_r \frac{\gamma_n n_c + \gamma_p p_1}{\gamma_n (n_c + n_1) + \gamma_p (p_c + p_1)} = \frac{\gamma_n n_c + e_n}{\gamma_n n_c + e_n + \gamma_p p_c + e_p} \quad (5.10)$$

кўринишда бўлади.  $n_1$  ва  $p_1$  концентрациялар ( $E_e - E_r$ ) ва ( $E_r - E_v$ ) энергияларга экспоненциал боғланган бўлгани туфайли, улар бир-биридан камида бир тартибда фарқ қилдилар. Одатда  $e_n \gg e_p$  ёки  $e_p \gg e_n$  тенгсизлик ўринли бўлади. Агар тутилиш коэффициентлари  $\gamma_n$  ва  $\gamma_p$  бир-биридан катта фарқ қилмасалар, n-тип материалларда тақиқланган зона ярмининг юқори қисмида жойлашган  $E_r$  сатҳ учун  $e_n \gg e_p$  бўлади ва у асосий заряд ташувчилар учун тутқич марказ бўлади. Агар  $E_r$  сатҳ тақиқланган зона ярмининг қуйи қисмида бўлса,  $e_p \gg e_n$  бўлади ва асосий бўлмаган заряд ташувчилар учун тутқич марказ бўлади. P-тип материал учун эса тескари тенгсизликлар ўринли бўлади. ЧСнинг электронлар билан тўлдирилганлик даражасининг ўзгариши (ЧС)ни фотоионланиши, яъни ЧС билан ўтказувчан ёки валент зоналар орасидаги оптик ўтишлар туфайли содир бўлиши мумкин (5,6-ўтишлар). Бу ҳолда сатҳдан электронни ва ковакни оптик чиқариш коэффициентлари  $e_n^0 = \chi_n I_v$   $e_p^0 = \chi_p I_n$  киритилади ( $\chi_n \chi_p$  — фотоионланиш кесими,  $I_n$  — ёруғлик интенсивлиги) у вақтда уларнинг  $E_r$  сатҳдан чиқариш коэффициентлари  $e_n^+ + e_n^-$  ёки  $e_p^+ + e_p^-$  га тенг бўлади. Шундай қилиб, намуна фотон энергияси  $h\nu \gg \Delta E_r$  ёруғлик билан ёритилганда (5.9) узлуксизлик тенглама

$$\frac{dn_r}{dt} = \gamma_n (N_r - n_r)n - \gamma_n n_1 n_r + \gamma_p p_1 (N_r - n_r) - \chi_n n_r I_v + \chi_p (N_r - n_r) I_v \quad (5.10a)$$

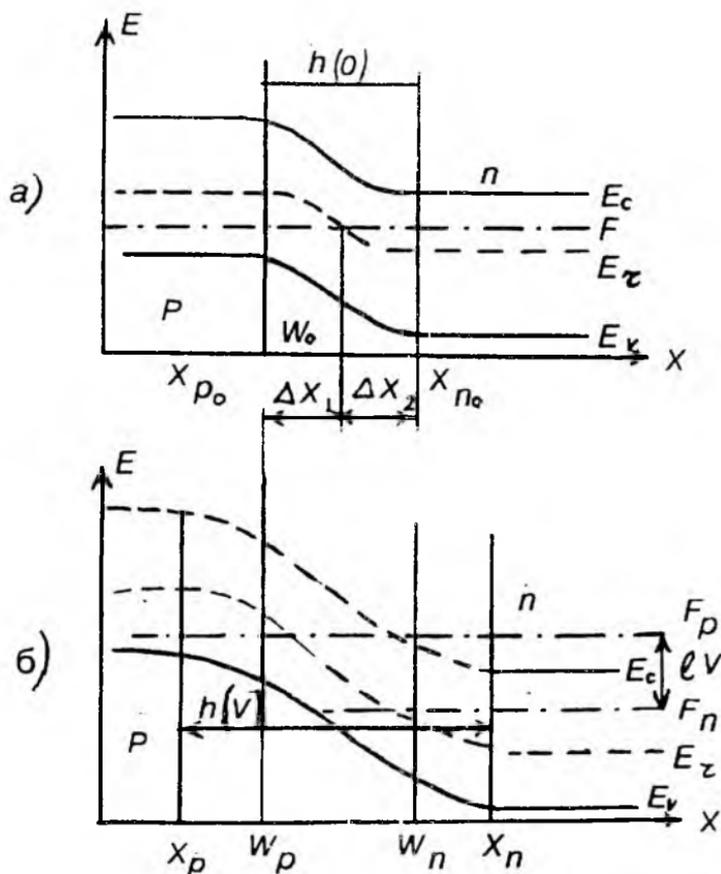
билан ифодаланadi. Паст температураларда термик чиқариш тезлиги унча катта бўлмаган шароитда оптик ўтишларда чиқариш тезлиги температурага боғлиқ бўлмасдан ёруғлик интенсивлигига боғлиқ бўлганлиги туфайли  $e_n^+ \gg e_n^-$  ёки  $e_p^+ \gg e_p^-$  шарт осон бажарилади.

ЧС -- нинг электрон билан тўлдирилганлик даражасини оптик усул билан ўзгартириш орқали чуқур сатҳ энергиясини тўғридан-тўғри фотон энергияси бўйича

аниқлаш мумкин. Буни унинг афзаллиги сифатида кўра-тиш мумкин. Шундай қилиб, юқорида келтирилган изоҳ-лардан кўринадики, чуқур  $E_r$  сатҳни электронлар билан тўлдирганлик даражаси, сатҳнинг тақиқланган зонадаги ва ферми сатҳига нисбатан қандай вазиятда бўлишига, материал типига, сатҳни донор ёки акцептор характери-га эга бўлишига, концентрацияси  $N_r$  га ҳамда ташқи таъсир (температура, ёруғликнинг фотон энергияси  $h\nu$  ва ин-тенсивлиги)га боғлиқ.

## 5.2-§. P-n ўтишда чуқур сатҳларнинг электронлар билан тўлдирилганлиги

Оҳиста  $p$ - $n$  ўтишда саёз сатҳли донор ва акцепторлар-дан ташқари, энергия сатҳи  $E_r$ , концентрацияси  $N_r$  бўлган ЧСМ бўлсин, шу билан бирга, чуқур марказ атоми битта электронни қабул қилиши ёки бериши мумкин бўлсин (бир зарядли). Бу ҳолда ҳажмий заряд соҳаси (ХЗС)да чуқур сатҳ электрон концентрациясининг вақт бўйича ўзгаришини кўрайлик. Электр нейтраллик соҳаси (ЭНС)-да, яъни ХЗС дан ташқарида чуқур марказ концентраци-яси  $N_r$  саёз марказ концентрацияси  $N_{CD}$  билан бир тар-тибда, лекин  $N_r < N_{CD}$  бўлсин, деб олайлик.  $P$ - $n$  ўтишнинг  $n$  соҳасида  $N_c = N_{CD} - N_{CA}$  ва  $p$  — соҳасида  $N_c = N_{CA} - N_{CD}$  би-лан аниқланади ( $N_{CD}$  — саёз донор концентрацияси,  $N_{CA}$  — саёз акцептор концентрацияси). Бундан ташқари,  $n$  соҳанинг ЭНС да  $F - E_r > 4kT$   $p$  — соҳанинг ЭНС да эса  $E_r - F > 4kT$  тенгсизликлар бажарилади деб қараймиз. Ҳисоблашларни соддалаштириш учун  $p$ - $n$  ўтишга кучла-ниш кўйилмаган ( $V=0$ ) да стационар ҳолатда ферми сат-ҳидан пастда  $x > w_0$  соҳада жойлашган чуқур сатҳ  $E_r$  ни электрон билан тўлатилган, а ферми сатҳидан юқорида  $x > w_0$  соҳада жойлашган  $E_r$  сатҳни электрон билан тўла-тилмаган деб қабул қиламиз (5.2а-расм).  $P$ - $n$  ўтишга тес-кари кучланиш уланганда  $E_r$  сатҳда электрон концентра-циясининг ўзгаришини кўрайлик (5.2б-расм).  $P$ - $n$  ўтиш тескари кучланишда мувозанатда бўлмаса ҳам  $E_r$  сатҳни тескари кучланиш уланган  $p$ - $n$  ўтишга ёруғлик туширил-ганда  $n_r$  ни қўшимча ўзгаришига олиб келадиган қуйида-ги оптик ўтиш жараёнлари кузатилади.  $P$ - $n$  ўтишга фо-



5.2-расм. Оқиста (равон)  $p$ - $n$  ўтишда энергетик зоналарнинг жойланиши ва чуқур сатҳларнинг кучланиш қўйилмаган  $U=0$  да (а) ва тескари кучланиш қўйилган  $U \neq 0$  да электрон билан тўлиши.

тон энергияси  $E_r - E_v > h\omega > E_c - E_r$  бўлган монохроматик ёруғлик билан ёритилганда  $E_r$  сатҳни фотоионланиш жараёни содир бўлади, яъни сатҳдан электрон ўтказувчан зонага чиқади. Шунинг учун бу жараёнда сатҳда электроннинг концентрацияси камаяди ва унинг тезлиги

$$r_n^p = -e_n^o n_r = \chi_n I_{\text{ph}} n_r \quad (5.11)$$

билан ифодаланади. Бу ерда,  $\chi_n$  — чуқур марказдаги электронда фотонни тутилиш кесими,  $I_{0v}$  намунага тушаётган фотон интенсивлиги (вақт бирлигида, юза бирлигига тушаётган квантлар сони). Фотон энергияси  $E_g > \hbar\omega > E_r - E_v$  бўлган ёруғлик билан намуна ёритилганда ковакни  $E_r$  сатҳдан валент зонага (ёки электронни валент зонадан  $E_r$  сатҳга) чиқариш жараёни кузатилади, яъни ковакнинг фотонланиш жараёни содир бўлади. Бу жараёнда сатҳдаги электрон концентрацияси ортади ва у

$$g_p^{\circ} = -e_p^{\circ}(N_r - n_r) = \chi_p(N_r - n_r)I_{0v} \quad (5.12)$$

ифода билан аниқланади.  $\chi_p$  — ковакда фотоннинг тутилиш кесими. Демак, монохроматик ёруғлик билан ёритилган  $p$ - $n$  ўтишга тескари кучланиш қўйилганда сатҳдаги электрон концентрациясининг вақт бўйича ўзгариши ўнг томонида (5.11) ва (5.12) ҳадларни ҳисобга олган (5.9) тенглама орқали ифодаланади. Тескари кучланиш қўйилган  $p$ - $n$  ўтиш ёритилмаган ( $I_v = 0$ ) да ва стационар ҳолат  $\frac{dn_r}{dt} = 0$  да сатҳдаги электрон концентрацияси  $n_{rc}$  ҳам (5.10)

ифода билан аниқланади.  $P$ - $n$  ўтиш ҲЗС нинг  $x < w_n$  қисмида ўтказувчан зонадаги электроннинг стационар концентрацияси  $n_c < n_1$  бўлади.  $x > w_p$  қисмида эса ковакнинг валент зонадаги стационар концентрацияси  $P_c < P_1$  бўлади, шунинг учун ҲЗС нинг  $w_p < x < w_n$  қисмида (5.10) ни тахминан

$$n_{rc} = N_r \frac{\gamma_p P_1}{\gamma_n n_1 + \gamma_p P_1} = N_r \frac{e_p}{e_n + e_p} \quad (5.13)$$

қўринишда ифодалаш мумкин. Тескари кучланишнинг катта қиймати  $V \gg V_k$  да (5.13) ифода ҳамма қисмида ўринли бўлади. (5.10) да  $\gamma_n n_c$  ва  $\gamma_p P_c$  ҳадларни ташлаб юборишлик электронни ўтказувчан зонадан, ковакни валент зонадан  $E_r$  сатҳга тутилишини инобатга олмасликни англайди. (5.13) ифодани

$$e_n n_{rc} = e_p (N_r - n_r)$$

кўринишда ифодалаймиз. Бундан кўринадики, стационар ҳолатда электроннинг  $E_r$  сатҳдан ўтказувчан зонага термик чиқариш тезлиги ( $e_n \cdot n_c$ ) электронни валент зонадан термик чиқариш тезлиги  $e_p(N_r - n_r)$  га тенг бўлади. Чуқур  $E_r$  сатҳ учун  $e_n > e_p$  тенгсизлик ўринли бўлсин. Бу тенгсизлик, юқорида кўрганимиздек, одатда тақиқланган зона ярмининг юқори қисмида жойлашган сатҳлар учун бажарилади (қачонки  $\gamma_n$  ва  $\gamma_p$  лар жуда катта фарқ қилмасалар). Бу сатҳлар учун (5.13) дан  $n_c \ll N_r$  бўлишлигини кўрамиз. Яъни  $x < w_n$  соҳада ЧС деярли бўш бўлади.  $P-n$  ўтишининг  $x > w_n$  соҳасида сатҳ электронлар билан батамом тўлатилган.  $e_p \gg e_n$  тенгсизлик одатда тақиқланган зона кенлиги ярмининг қуйи қисмида жойлашган сатҳлар учун бажарилади. Бу ҳолда  $p-n$  ўтишининг  $x > w_p$  соҳасида (5.13) дан  $n_c \approx N_r$  бўлишини, яъни бу соҳада чуқур сатҳ электрон билан деярли (батамом) тўлатилган,  $x < w_p$  соҳадаги сатҳ эса бўш бўлишини кўрамиз. Энди ностационар жараёнда ХЗС даги чуқур сатҳдаги электрон концентрациясининг вақт бўйича ўзгаришини кўрайлик. Маълумки,  $p-n$  ўтишининг ХЗСда кучли электр майдони мавжудлиги туфайли бу соҳада электроннинг ўтказувчан зонадаги, ковакнинг валент зонадаги стационар концентрациялари ЧС даги электроннинг стационар концентрациясига нисбатан тез қарор топади. Бу ўтказувчан зонадаги электронни ҳамда валент зонадаги ковакни ХЗС даги кучли электр майдон томонидан ташқари соҳага тез чиқариб юбориш билан тушунтирилади. Шунинг учун ХЗС да электрон концентрациясини  $n = n_c$ , ковакникини  $p = p_c$  деб қабул қилса ХЗС да  $E_r$  сатҳдаги электрон концентрациясининг вақт бўйича ўзгариши (5.9) дан

$$\frac{d\Delta n_r}{dt} = -[\gamma_n(n_c + n_1) + \gamma_p(p_c + p_1)]\Delta n_r \quad (5.14)$$

узлуксизлик тенглама билан аниқланишини кўрамиз. Бу ерда,  $\Delta n_r(t) = n_r(t) - n_c$  тенгламанинг ечими

$$\Delta n_r(t) = \Delta n_c \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \quad (5.15)$$

кўринишда бўлади. Бундан кўринадикки, сатҳни электрон билан тўлдириш вақт доимийси

$$\tau = [\gamma_n(n_c + n_1) + \gamma_p(p_c + p_1)]^{-1} \quad (5.16)$$

бўлган экспотенциал қонуни бўйича бўлади.  $\tau$  сатҳнинг бошланғич ҳолатда қандай тўлдирилганлигига, чуқур марказ концентрациясига боғлиқ бўлмай, у  $n_c$  ва  $p_c$  лар  $x$  га боғлиқ бўлгани учун координатага боғлиқ. ҲЗС нинг четларида  $\tau$  ўрта қисмига қараганда кичик. Вақт доимийси  $\tau$  ни сатҳнинг тўлдириш релаксацияси вақти ҳам деб юрилади. ҲЗС нинг  $w_n > x > w_p$  қисмида (5.16) ифода

$$\tau = (\gamma_n n_1 + \gamma_p p_1)^{-1} = (e_n + e_p)^{-1} \quad (5.17)$$

кўринишни олади. Катта тескари кучланиш  $v > v_{кр}$  да (5.17) ифода ҲЗС нинг ҳамма қисмида ўринли бўлади. Агар чуқур марказ тортувчи марказ бўлса, кучли электр майдони унинг атрофидаги потенциал тўсиқ (барьер)ни камайтиради ва у электронни термик чиқишини осонлаштиради, яъни Пул-Френкел эффекти юзага келади. Бу ҳодисани мувозанатдаги система статистикаси асосида олинган. (5.17) ифодада ҳисобга олинмаган.  $v = 0$  да ЧС ли диодга тескари ЧС стационар тўлатилган бўлсин ва  $e_n \gg e_p$  бўлган кучланиш уласак, ҲЗС нинг  $\Delta x$  қатламидаги сатҳдан электрон ўтказувчан зонага  $\tau = e_n^{-1}$  вақт доимийси билан чиқа бошлайди, сўнг улар электр майдон таъсирида ЭНС га кетказиб юборилади. Оқибатда  $p$ - $n$  ўтишнинг  $n$  — соҳасига жойлашган ҲЗС нинг  $\Delta x_1$  қатламида ЧС ни ионланиши туфайли ҳажмий заряд зичлиги чуқур марказ донор ёки акцептор бўладими, бундан қатъи назар ортади. Вақт доимийси  $\tau = (e_n)^{-1} = (\gamma_n n_1)^{-1}$  га (5.5) ифодани кўйсак ва (5.1) ни назарда тутсак уни

$$\tau = (S_n V_r N_c)^{-1} \exp \left[ \frac{Ec - Er}{\kappa T} \right] = (S b_n T^2)^{-1} \exp \left[ \frac{Ec - Er}{\kappa T} \right] \quad (5.18)$$

билан ифодаланишини кўрамыз. Бу ерда,  $b_n$  — яримўтказгич параметри, германий учун  $b_n = 3,6 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ К}^{-2}$

кремний учун  $b_n = 6,6 \cdot 10^{-21} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ К}^{-2}$  ни қабул қилади (5.18) формуладан кўринадики, сатҳни электрон билан тўлдириш релаксация вақти температура ошиши билан кескин камай бошлайди. (5.18) ни логарифмлаб

$$\ln(\tau T^2) = \ln(S_n b_n) + \frac{E_c - E_r}{kT} \quad (5.19)$$

кўринишга келтирамиз. Марказнинг ионланиш энергияси ( $E_c - E_r$ ) ни ва электроннинг марказга тугилиш кесими  $S_n$  ни температурага боғлиқлигини ҳисобга олмасак  $\ln(T^2 \tau)$  нинг  $\frac{1}{kT}$  боғланиши тўғри чизиқни беради. Унинг оғиш бурчаги тангенс чуқур марказнинг ионланиш энергиясини, ордината ўқининг кесишидан ҳосил бўлган  $-\ln(b_n S_n)$  га тенг кесма узунлигидан электронни тугилиш кесими  $S_n$  топилади. Энди ЧС ни тўлдирилганлиги стационар ҳолатга эришгандан сўнг тескари кучланишни нолгача камайтирганда  $n_r$  ўзгаришини кўрайлик. Кучланишни ўчирган ( $v \rightarrow 0$ ) дан сўнг  $\Delta X_1$  қатлам соҳасидаги ЧС  $\tau_{Tn}$  вақт доимийси билан тўла бошлайди.  $\tau_{Tn}$  нинг қиймати

$$\tau_{Tn} = [\gamma_n (n_c + n_1)]^{-1} = (e_n + \gamma_n n_1)^{-1} \quad (5.20)$$

формула билан топилади.

Вақт доимийси  $\tau > 10^{-2} \div 10^{-3} \text{ с}$  бўлганда  $n_1 \ll n_c$ ,  $\tau_{Tn} \ll \tau$  тенгсизлик бажарилади. Бошқача айтганда,  $E_r$  сатҳни электрон билан тўлдириш, сатҳдан электронни термик чиқаришга нисбатан тез содир бўлади. Лекин юқори Ом ли намуналардан ясалган диодларда улар бир тартибда бўлиши мумкин.

$P$ - $n$  ўтишга тескари кучланиш берилгандан ( $0 \rightarrow V$ ) сўнг  $p$  — соҳадаги жойлашган ҳажмий заряд соҳасининг  $\Delta X_2$  қисмидаги  $e_p \gg e_n$  бўлган сатҳни  $\tau = e_p^{-1}$  вақт доимийси билан электрон тўлдира бошлайди. Бу  $\Delta X_2$  қатламда сатҳни донор ёки акцептор бўлишидан қатъи назар ҳажмий заряд зичлиги ортади.

Вақт доимийси  $\tau = e_p^{-1} = (\gamma_p p_1)^{-1}$  нинг қиймати (5.8) ни назарда тутсак,

$$\tau = (S_p V_i N_v)^{-1} \exp \left[ \frac{E_r - E_v}{\kappa T} \right] = (S_p b_p T^2)^{-1} \exp \left( \frac{E_r - E_v}{\kappa T} \right) \quad (5.21)$$

билан аниқланади. Бу ерда  $b$  — яримўтказгич параметри, германий учун  $b = 1,2 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ К}^{-2}$ , кремний учун  $b_p = 2 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ К}^{-2}$ . Юқорида кўрилгандек, (5.21) ни логарифмлаб, ундан ЧС ионланиш энергияси ( $e_r - E_v$ ) ни ҳамда ковакни ЧС да тугилиш кесими  $S_p$  ни топиш мумкин. Тескари кучланишни ўчиргандан сўнг  $\Delta X_2$  қатламдаги сатҳдан электрон

$$\tau_{\text{тп}} = [(p_1 + p_c) \gamma_p]^{-1} = (e_p + \gamma_p p_c)^{-1}$$

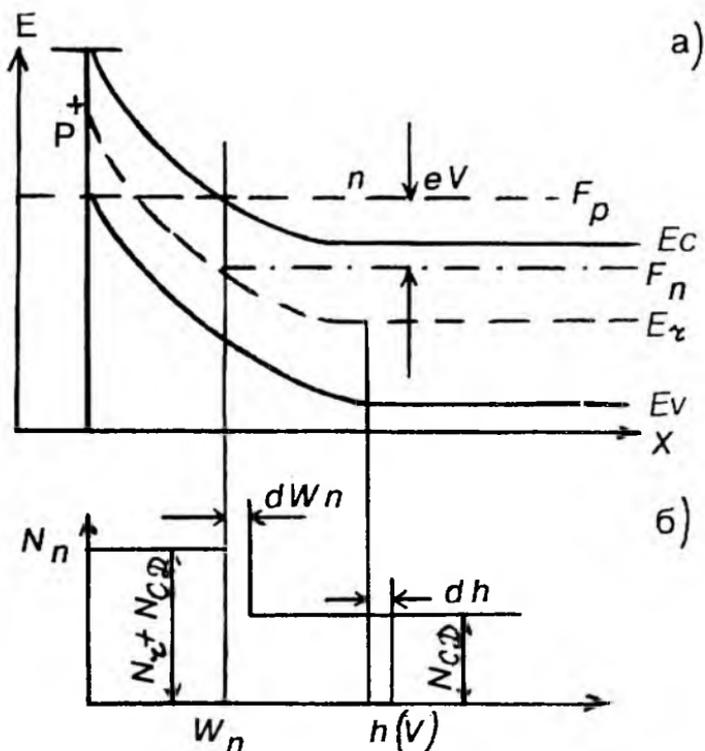
вақт доимийси билан кета бошлайди (бошқача айтганда, сатҳ ковак билан тўла бошлайди). Бу ҳолда ҳам  $\tau_{\text{тп}} \ll \tau$  бўлади. Юқорида изоҳланган усул билан  $E_r$  сатҳнинг ионланиш энергиясини, сатҳда электрон, ковакнинг тугилиш кесимларини аниқлашдаги асосий хатолик уларнинг температурага боғлиқлигини (5.9) да ҳисобга олмаслик туфайли содир бўлган.

Ҳисобларнинг кўрсатишича, сатҳнинг ионланиш энергияси  $\pm \kappa T$  тартибдаги хатолик билан  $S_n$  ва  $S_p$  ларни эса катталиклар тартибдаги хатолик билан ўлчанар экан. Сатҳ энергиясини аниқлашда шуни назарда тутиш керакки, ҳар қандай нуқсон ёки киришма атоми тақиқланган зонада иккита (ёки ундан ортиқ) сатҳ ҳосил қилиши мумкин. Бу сатҳлардан қайси бирини намоён бўлиши ферми сатҳининг вазиятига боғлиқ. Бунга мисол сифатида тилла киришма атоми билан  $Si$  ни легирланганда юзасига келадиган сатҳни кўрсатиш мумкин. У ўтказувчан зона тубидан 0,56 эВ пастда акцептор, валент зона шипидан 0,45 эВ юқорида донор сатҳини ҳосил қилади.

### 5.3 §. Чуқур марказли диодларнинг барьер сифими

Чуқур марказ (ЧМ)ли диодларнинг сифими хоссаларини  $p$ - $n$  — ўтиш мисолида кўрайлик.  $P^+$ - $n$  диод базаси (асосида) концентрацияси  $N_{cd}$  бўлган саёз сатҳли донордан ташқари, энергиявий сатҳи  $E_r$ , концентрацияси  $N_{rd}$  бўлган





5.4-расм.  $p^+-n$  ўтишга тескари кучланиш қўйилган ҳолатда энергетик зоналарнинг жойлашиши (а) ва ионлашган киришма атомларининг тақсимооти (б).

$$N_{rDU} = N_{rD} \exp \left[ -\frac{F_n - E_r}{kT} \right] \ll N_{CD}$$

бўлсин. У вақтда  $p^+-n$  ўтишга қўйилган тескари кучланишда ХЗС нинг  $0 < x < w_n$  қисмида ЧС ферми сатҳидан юқорида бўлиб, тўла ионлашган ҳолатда бўлади. Бу соҳада ионлашган марказлар концентрацияси  $N_{CD}$  ва  $N_{rD}$  лар йиғиндисига  $N_u = N_{CD} + N_{rD}$  ХЗС нинг  $w_n < x$  қисмида эса  $N_u = N_{CD}$  га тенг бўлади.  $t=0$  да диодда тескари кучланиш  $dV$  га сакраб (кескин) ошсин. У вақтда ХЗС нинг кенглигини  $dh$  га,  $W_n$  — қатлам қалинлигини  $dW_n$  га ошишига олиб келади. (5.4-расм)  $dh$  қатламдан электронни кетиш

вақти максвелл вақти  $\tau_M$  тартибда бўлади, чунки бу қатламда ҳамма саёз донорлар кучланиш ошгунча ионлашиб бўлган. Чуқур донорларнинг  $dW_n$  қатламида ионланиши эса кучланиш ошгандан сўнг содир бўлади. Шунинг учун бу қатламда электронни кетиш вақти сатҳнинг тўлдириш релаксация вақти билан аниқланади.  $dW_n$  қатламда чуқур донорларнинг ионланиши туфайли ҳажмий заряди ортади ва барьер сифимининг ўзгаришига олиб келади. Одатда барьер сифимини ўлчашда  $p^+-n$  ўтишга доимий тескари кучланишдан ташқари синусоидал кичик кучланиш қўйилган бўлади.  $p^+-n$  ўтиш ва шоттки диодлар барьер сифимининг ифодаларини ҳисоблаш устида тўхталмасдан чуқур марказ параметрларини аниқлашга керак бўладиган барьер сифимининг формулаларининг баъзи бир хоссаларини таҳлил қилайлик. Синусоидал кичик кучланишнинг паст частоталари  $\omega\tau \ll 1$  да сатҳни тўлдириш релаксацияси вақтини ҳисобга олмаслик мумкин ва барьер сифимини стационар заряддан кучланиш бўйича олинган ҳосила орқали ҳисобланиши мумкин. Назарий ҳисоблашларнинг кўрсатишича, паст частотада барьер сифими

$$C_{nr} = \frac{d\theta_c}{dU} = S \sqrt{\frac{\varepsilon_a e (N_{CD} + N_{rD})}{2(U + U_x - \Delta U_x)}} \quad (5.23)$$

формула билан аниқланади. Бу ерда  $\varepsilon_a = \varepsilon_0 \varepsilon_r$  яримўтказгичнинг абсолют диэлектрик сингдирувчанлиги,  $U_x$  — контакт потенциаллар айирмаси

$$\Delta U_x = \frac{N_{rD}(F_n - E_r)h}{e(N_{CD} + N_{rD})} \quad (5.24)$$

$(F_n - E_r)_h$  — катталиқ  $F_n - E_r$  нинг  $x=h$  даги қиймати (5.21) дан кўринадики, паст частотали сифимнинг кучланиш билан боғланиши худди базасида фақат саёз донор сатҳлар мавжуд бўлган ҳолдаги  $C^{-2}(U)$  каби, лекин бу ерда  $C^{-2}(U)$  тўғри чизиқнинг оғиш бурчаги тангенеси киришмалар концентрациялари йиғиндиси  $N_{CD} + N_{rD}$  га тескари пропорционал. Бундан ташқари, сифим формуласидаги  $U_x$  ни ўрнига  $(U_x - \Delta U_x)$  кирган. Юқори частота  $\omega\tau \gg 1$  да чуқур донорларнинг  $X = W_n$  текислиги яқинида зарядининг

ўзгаришини ҳисобга олмаслик мумкин, чунки улар кучланиш ўзгариши билан қайта зарядланиб улгурмайдилар.  $X=h$  текислиги яқинида фақат саёз сатҳли донорларнинг заряди ўзгаради. Юқори частотали сиғим қиймати

$$C_{Br} = \frac{\epsilon_a S}{h(V)} \quad (5.25)$$

формула билан ҳисобланади. Бу ерда  $S$   $p$ - $n$  ўтиш юзаси,  $h$  — ҳажмий заряд соҳасининг кенглиги. Назарий ҳисоблашларнинг кўрсатишича,

$$h(V) = \frac{N_{CD}(h - w_n)}{N_{CD} + N_{rD}} + \sqrt{\frac{2\epsilon_a(U + U_k - \Delta U_k)}{e(N_{CD} + N_{rD})}} \quad (5.26)$$

формула билан аниқланади.  
 $(h - w_n)$  — қатлам қалинлиги

$$h - W_n = \left( \frac{2\epsilon_a(F_n - E_r)_h}{e^2 \cdot N_{CD}} \right)^{1/2}$$

ифода билан ҳисобланади. (5.27) дан кўринадики,  $(h - w_n)$  қатлам қалинлиги кучланишга боғлиқ эмас. (5.25) формула саёз киришма мавжуд бўлган  $p$ - $n$  ўтишнинг барьер сиғимига ўхшаш. Чуқур донорларнинг заряди ўзгарувчан кучланиш ўзгариши орқасидан кетма-кет улгуролмаса ҳам ҲЗСнинг кенглиги ва юқори частотали сиғим  $C_{Br}$  га таъсир кўрсатади.  $C_{Hr}$  ва  $C_{Br}$  формулаларнинг бир-бирига солиштиришдан кўринадики, юқори частотали сиғим  $C_{Br}$  паст частотали сиғим  $C_{Hr}$  га нисбатан кичик  $C_{Br} < C_{Hr}$  бўлиб, у кучланишга  $C_{Hr}$  га нисбатан кучсизроқ боғланган, бунинг устига  $C^{-2}(U)$  тўғри чизиқли боғланишда эмас. Тесқари кучланишнинг ортиши билан  $C_{Br}/C_{Hr}$  нисбат ўса бориб бирга интилади. Яъни  $C_{Br}^{-2}(U)$  га яқинлашади. Шу пайтгача чуқур сатҳни стационар тўлдиришдаги барьер сиғимини кўрдик, энди кучланиш сакраб ўзгаргандаги барьер сиғимини таҳлил қилайлик. Агар кучланиш сакраб ошганда, ўлчаш асбобларининг вақт доимийси  $\tau_{\text{ўлч}}$  сатҳни тўлдириш релаксация вақти  $\tau$  дан катта ( $\tau_{\text{ўлч}} > \tau$ )

бўлса, чуқур марказларни стационар тўлдиришдаги сифимнинг (паст ёки юқори частотадаги) қиймати ўлчанади.  $\tau_{\text{ўлч}} \ll \tau$  тенгсизлик бажарилган ҳолда, чуқур сатҳни тўлдирилганлигининг вақт бўйича ўзгаришига мос ўзгарувчан юқори частотали сифимнинг қандайдир ўткинчи қиймати  $C(t)$  ўлчанади. Паст частотали сифим қиймати маъносига кўра ҳамма вақт чуқур марказни стационар тўлдиришда ўлчанади. Ҳақиқатда агар ЧС нинг тўлдирилганлиги ўзгарувчан кучланиш ўзгариши орқасидан улгурса, у вақтда шак-шубҳасиз у ўзгармас кучланиш ўзгариши орқасидан ҳам улгуради.  $U = 0$  да чуқур сатҳ стационар тўлатилган бўлсин. Тескари кучланиш улангандан ( $0 \rightarrow -U$ ) сўнг бошланғич вақт  $t = 0$  да сатҳни тўлдирилиши, қайта улангунча бўлган ҳолатдаги қийматига тенг бўлади. Яъни  $t = 0$  да ХЗС нинг  $0 < x < w_0$  қисмида  $N_u = N_{CD} + N_{rD}$  ва  $W_0 < x < h_0$  қатламида  $N_u = N_{CD}$  ХЗС нинг бошланғич кенглиги ва юқори частотали сифимнинг бошланғич қийматлари қуйидаги формулалар билан аниқланади:

$$h_0 = \sqrt{\frac{2\varepsilon_a(U + U_k - \Delta U_k)}{eN_{CD}}} \quad (5.28)$$

$$C_{\delta Br} = \frac{S\varepsilon_a}{h_0} = S \left[ \frac{\varepsilon_a e \cdot N_{CD}}{(U + U_k - \Delta U_k)_0} \right]^{1/2} \quad (5.29)$$

Бу ерда

$$\Delta U_{k0} = eN_{rD}W_0^2/2\varepsilon_a \quad (5.30)$$

(5.29) формулани таҳлилидан  $C_{\delta Br}$  нинг  $U$  билан боғланиши диод базасида фақат саёз донор бўлгандаги каби эканлигини кўраимиз.  $C_{\delta Br}^{-2}(U)$  тўғри чизик оғиш бурчагининг тангенси  $N_{CD}^{-1}$  га пропорционал. Бундай боғланиш бошланғич пайтда кучланишнинг ўзгариши билан чуқур киришма заряди ўзгармаганлиги билан тушунтирилади. Стационар ҳолатда чуқур донор ХЗС нинг  $x > w_n$  қисмида тўлатилган бўлади. Шунинг учун тескари кучланиш уланиши ( $0 \rightarrow U$ ) билан  $\Delta X$  қатламдаги сатҳдан электрон кета бошлайди ва натижада бу қатламда ҳажмий заряд зичлиги-

нинг ошишига олиб келади. Демак,  $\chi_{3C}$  нинг қалинлигини ва сигимини вақт бўйича камайишига олиб келади ( $\Delta x$  қатлам қалинлиги ҳам камаяди). (5.25) ва (5.26) формулалар билан аниқланган юқори частотали сигимнинг стационар қиймати  $C_{CB_r}$  ни  $C_{\delta Br}$  қиймати билан солиштиришдан  $C_{CB_r} > C_{\delta Br}$  бўлишлигини кўрамиз.

Чуқур сатҳли киришмаларнинг стационар сигимга ва ЭНС даги ўтказувчанлигига таъсирини кўрайлик. Катта тескари кучланишда, стационар юқори частотали сигим тахминан паст частотали сигимга тенг  $C_{CB_r} = C_{Hr}$ .  $\chi_{3C}$  нинг ҳамма қисмида чуқур донорлар деярли ионлашган бўлади, шунинг учун бу ҳолда сигим саёз донорлар бўлган ҳолдагидан катта бўлади. Лекин электронейтраллик соҳаси  $X > h$  да чуқур донорлар батамом электрон билан тўлатилган ва ЭНС нинг ўтказувчанлигига таъсир кўрсатмайди. Чуқур донорлар учун  $e_p \gg e_n$  тенгсизлик бажарилган ҳолда чуқур донорлар  $\chi_{3C}$  нинг ҳамма қисмида электрон билан батамом тўлатилган ( $N_u + N_{CD}$ ), шунинг учун чуқур донорлар сигимга деярли таъсир кўрсатмайди,  $C^{-2}(U)$  тўғри чизиқ оғиш бурчагининг тангенци  $N_{CD}^{-1}$  га пропорционал бўлади. Чуқур донорларнинг бўлишлиги ЭНС нинг ўтказувчанлигига ҳам таъсир кўрсатмайди, чунки ЭНС да улар батамом электрон билан тўлатилган бўлади.

Диод базасида саёз донордан ташқари, концентрацияси  $N_{rA}$  бўлган чуқур акцептор марказ бўлган ҳолни кўрайлик.

1) Чуқур акцепторлар учун  $e_p \gg e_n$  тенгсизлик ўринли бўлсин.  $\chi_{3C}$  нинг деярли ҳамма қисмида чуқур акцептор сатҳ электрон билан тўлатилмаган, яъни ионлашмаган ( $N_u = N_{CD}$ ), шунинг учун чуқур сатҳнинг мавжудлиги сигим қийматига деярли таъсир кўрсатмайди.  $C^{-2}(U)$  тўғри чизиқ оғиш бурчагининг тангенци  $N_{CD}^{-1}$  га пропорционал бўлади. Лекин ЭНС да чуқур акцептор бор бўлиши ЭНС нинг ўтказувчанлигини камайтиради (компенсациялайди).

2) Чуқур акцептор сатҳ учун  $e_p \gg e_n$  бўлган ҳолда эса  $\chi_{3C}$  нинг ҳамма қисмида чуқур акцептор сатҳ электрон билан тўлатилган, яъни ионлашган ( $N_u = N_{CD} - N_{rA}$ ) бўлади. Шунинг учун бундай сатҳни диод базасида мавжуд бўлиши сигим ҳамда ЭНС ўтказувчанлигининг камайишига олиб келади.

#### 5.4 §. Яримўтказгичлар чуқур марказлари параметрларини аниқлашнинг сифим спектроскопия усуллари

Чуқур сатҳли марказ (ЧСМ)лар параметрларини ўлчашнинг сифим спектроскопия усули асосида  $p-n$  ўтиш (ёки шоттки баръери)нинг ҳажмий заряд соҳаси (ХЗС)даги чуқур сатҳ (ЧС) ларни электрон билан тўлдирилганлик даражасига, барьер сифимига, қўйилган тескари кучланиш, ўлчаш кучланиш частотаси, ёруғлик, ҳароратларнинг таъсиридан юзага келган қонуниятларни қайд қилиш (ўлчаш) ётади. Ҳозирги пайтда бир-биридан ЧСни электрон билан тўлдириш, камбағаллаштириш шароитлари билан фарқ қиладиган сифим спектроскопия усулининг бир қанча турлари мавжуд. Уларга сифимнинг изотермик релаксация усулини, иссиқлик билан рағбатлантирилган сифим релаксация усулини, фотосифим, частотавий усулни кўрсатиш мумкин. Бу усуллардан бирини қўллаб юқорида кўрилган ташқи омиллар таъсиридан содир бўлган сифим ўзгаришининг умумий қонуниятлари асосида чуқур марказга тутилиш кесимларини, термик, фотоионланиш коэффицентларини ўлчаш мумкин. Бу усулларнинг асосий камчилиги ўлчаш учун махсус структуралар, масалан,  $p-n$  ўтишли диод: Шоттки баръери ёки металл-диэлектрик яримўтказгичли структуралардан бирини тайёрлашни кўрсатиш мумкин.

Яримўтказгичларда чуқур сатҳ параметрларини аниқлашнинг сифим спектроскопия усуллари, физик параметрларни сифим орқали аниқлаш усулининг бир кўриниши бўлгани учун уларга характерли бўлган ҳамма хатолик манбалари юқоридаги усулларга ҳам тааллуқлидир. Ўлчашдаги хатоликни баҳолаш шуни кўрсатадики, ЧС нинг тақиқланган зонадаги энергиявий ҳолатини, концентрациясини аниқлашдаги хатолик 10% дан ошмайди, киришма ионланиш кесимининг ўз катталиги тартибидаги хатолик билан ўлчаш мумкин.

*а. Сифимнинг изотермик релаксацияси усули*

Бу усул билан ЧСМ параметрларини ўлчашнинг физик асосини кескин  $p^+-n$  ўтиш ёки металл- $n$  тип яримўтказгич структурали (шоттки баръери) мисолида кўрайлик. Бу таҳлил тескари типдаги диод базаси учун ҳам ўхшаш

бўлади. Аниқлик киритиш учун кескин  $P^+$ - $n$  ўтишли диод  $n$ -типдаги яримўтказгич намуна асосида олинган. Яримўтказгичда концентрацияси  $N_{CD}$  бўлган саёз сатҳли донор билан бир қаторда, энергиявий сатҳи  $E_r$ , концентрацияси  $N_{rD}$  бўлган чуқур сатҳли донор бўлиб, у тақиқланган зона ярмининг юқори қисмида жойлашган ва  $e_n \gg e_p$  тенгсизлик, диоднинг электр нейтраллик соҳаси (ЭНС)да  $E_F - E_r > 4$  кТ тенгсизлик бажарилади. Диодга  $V$  тескари кучланиш улангандан сўнг стационар ҳолатда заряд ташувчилар билан камбағаллашган (соҳа) қатлам (ХЗС нинг кенглиги) чегараси  $h_c$  нуқтага мос келиб, у кескинлашади. Ферми сатҳи чуқур сатҳни  $W_c$  нуқтада кесади. Стационар ҳолатда чуқур донорлар  $0 < X < W_c$  соҳада ферми сатҳидан юқорида бўлгани учун улар тўла ионлашган ҳолатда бўлади. Бу соҳадаги ионлашган марказ концентрацияси

$$N_U = N_{CD} + N_{rD} \quad (5.31)$$

бўлади.  $W_c < x < h_c$  соҳада чуқур сатҳ тўлатилган, шунинг учун бу соҳада ионлашган марказ концентрацияси ионлашган саёз донор концентрацияси билан аниқланади:

$$N_U = N_{CD} \quad (5.32)$$

ва  $X = W_c$  текисликда киришмалар концентрацияси кескин (сакраб) ўзгаради. Энди структурага тескари кучланиш уланган ( $0 \rightarrow -V$ ) да юзага келган ностационар жараёнда чуқур сатҳ тўлдирилганлигини, барьер сифимининг вақт бўйича ўзгаришини, яъни улар кинетикасини кўрайлик. Структурага тескари кучланиш қўйилгандан сўнг  $t = 0$  да ҳажмий заряд соҳаси кенгайиб,  $h(0)$  га етади. Чуқур сатҳни электрон билан қашшоқланиш тезлиги унча катта бўлмагани сабабли, бошланғич вақт  $t = 0$  да тескари кучланиш улангандан сўнг ҳажмий заряд фақат саёз донор киришма иони  $N_{CD}$  билан юзага келган бўлади. Вақт ўтиши билан чуқур сатҳни  $e_n = \tau_n^{-1}$  тезлик билан қашшоқланиши ҳажмий зарядни ўзгаришига олиб келади.

Чуқур сатҳнинг ионлашиб боришидан ўтказувчан зонасига чиқарилган электронни электр майдони ХЗС дан ташқарига тез чиқариб ташлайди. Бу эса электроннинг чуқур сатҳга қайта тутилиш тезлигини камайтиради. На-

тижада вақт ўтиши билан ҳажмий заряднинг стационар тақсимои ўрнатилади. Тескари кучланиш уланганда ҳажмий заряд соҳаси  $W(t)$  нинг кенгайиши ҳам содир бўлади, у ҳам вақт ўтиши билан ўзининг стационар  $W_c$  қийматиға интилади. Ностационар жараёнда ХЗС ни уч қисмға бўлиб кўриш мумкин.

1.  $t = 0$  да структураға 0 дан  $V$  гача бўлган тескари кучланиш улаймиз у кейинчалик ўзгармайди. ХЗС нинг бошланғич қалинлиги  $h_0$  базанинг қалинлиги  $l$  дан кичик бўлсин деб қабул қиламиз. Бу шарт

$$N_{ub} > \frac{2\varepsilon_0(V + V_k)}{eZ^2} \quad (5.33)$$

тенгсизлик ўринли бўлса бажарилади. Бу ерда  $N_{ub}$  — ХЗС даги ионланиш марказнинг бошланғич концентрацияси, юқорида кўрганимиздек,  $t > 0$  да ХЗС нинг  $0 < X < W_c$  қисмида ионлашган марказ концентрацияси

$$N_u = N_{CD} + N_{rD} \quad (5.34a)$$

бўлади, чунки бу соҳада чуқур донор сатҳ ферми сатҳидан юқорида бўлгани учун у тўла ионлашган ҳолатда бўлади.

2.  $W_c < X < Wh(t)$  соҳада ҳажмий заряд вақт ўтиши билан чуқур донорнинг ионланиши туфайли ортиб боради. ХЗС даги тўла ионлашган марказ концентрациясининг вақт бўйича ўзгариши

$$N_a = (N_{CD} + N_{rD}) \left[ 1 - a \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \right] \quad (5.34b)$$

орқали ифодаланади. Бу ерда  $a = N_{rD} / (N_{rD} + N_{CD})$ .

3.  $W_n(t) < x < h(t)$  соҳасида, чуқур донор сатҳи ферми сатҳидан пастда жойлашган бўлиб, у электрон билан тўлатилган. Шунинг учун ҳажмий заряд зичлиги ионлашган саёз донор концентрацияси  $N_{CD}$  билан аниқланади.

$$N_u = N_{CD} \quad (5.35)$$

Булардан кўринадики, структура барьер сифимининг вақт бўйича ўзгариши ҲЗС нинг  $W_c < X < W_n(t)$  қисмидаги чуқур сатҳли донорларнинг ионланиши туфайли содир бўлади. Бу уч соҳани ўз ичига олган ҲЗС нинг чегарасида Пуассон тенгламасини интеграллаб, аниқланган кескин  $p^+ - n$  ўтиш потенциаллар айирмаси

$$U + U_x = \frac{e}{\epsilon_a} \int_0^{h(t)} x N_u(x, t) dx \quad (5.36)$$

ҲЗС нинг кенглиги  $h(t)$  ни топишга имкон беради ва уни билган ҳолда (5.25) дан вақт бўйича ўзгарувчан барьер сифимининг формуласи топилади. Ҳисоблашларнинг кўрсатишича,  $\left(\frac{C(t)}{S}\right)^2$  нинг умумий ифодаси орқали тажриба натижаларидан ЧС параметрларини аниқлаш анча мураккаб. Шунинг учун барьер сифимининг ифодасини соддалаштирувчи баъзи бир хусусий ҳолларни таҳлил қилайлик.

а)  $P^+ - n$  ўтиш ёки шоттки барьерига қўйилган тескари кучланиш катта  $U > U_x$  ва чуқур, саёз донорлар концентрация  $N_{CD}, N_{rD}$  лари катталиги бир тартибда бўлсин, у вақтда  $w \ll h$ ;  $h - w_n \ll h$  ва  $w_n = h$  бўлади, яъни (5.34 б) муносабат ҲЗС нинг ҳамма қисмида ўринли бўлади. Бу ҳолда (5.36) ни интеграллаб ва (5.25) ни қўллаб, структура барьер сифими

$$\left(\frac{C(t)}{S}\right)^2 = \frac{\epsilon_a(N_{CD} + N_{rD})}{2(V + V_x)} [1 - ae^{-\frac{t}{\tau}}] \quad (5.37)$$

билан аниқланишини кўрамиз (5.37) га  $t \rightarrow \infty$  қўйиб, сифимнинг стационар қиймати  $C_c$  ҳисобланади. Уни ва (5.37) ни қўллаб сифимнинг

$$\frac{C_c^2 - C^2(t)}{C_c^2} = a \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \quad (5.38)$$

кўринишдаги формула билан аниқланишини кўрамиз. Бу ифодани қўллаб тажрибада аниқланган  $C_c^2 - C^2(t)$  нинг вақтга боғланишидан  $\tau$  — қийматини аниқлаш мумкин-

лигини кўрамиз (5.38) га  $t=0$  ни қўйиб концентрациялар нисбатининг

$$\frac{N_{rD}}{N_{CD}} = \left(\frac{C_c}{C_\delta}\right)^2 - 1 \quad (5.39)$$

билан аниқланишини кўрамиз. Бу ерда  $C_\delta$  — юқори частотали сифимнинг бошланғич  $V=0$  даги қиймати  $C_\delta$ ,  $C_c$  ларни тажрибадан аниқланган қийматларини билган ҳолда (5.39) дан концентрация  $N_{rD}$  ни ўлчаш мумкин.  $N_{CD}$  ни эса  $C^2(V)$  боғланишдан топилади:

б) чуқур сатҳли донор концентрацияси кичик  $N_{rD} \ll N_{CD}$  ҳамда тескари кучланиш катта бўлсин  $V \gg V_k$ . У вақтда (5.38) ва (5.39) ифодалар

$$\frac{C_c - C(t)}{C_c} = \frac{N_{rD}}{2N_{CD}} \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \quad (5.40)$$

$$\frac{N_{rD}}{N_{CD}} = \frac{2\Delta C}{C_c} \quad (5.41)$$

кўринишни оладилар. Энди структуранинг  $n$ -тип базасида чуқур сатҳли акцептор бўлган ҳолни кўрайлик. Унинг концентрацияси  $N_{rA}$  саёз донор концентрацияси  $N_{CD}$  дан кичик  $N_{rA} < N_{CD}$ . Бу ҳолда ҳам (5.34) (5.35) муносабатлар ўринли бўлиб,  $N_{\delta C}$  ва  $a$  лар

$$N_{\delta C} = N_{CD}; \quad a = N_{rA}/N_{CD} \quad (5.42)$$

$$N_{\delta C}(1-a) = N_{CD} - N_{rA}$$

ифодалар орқали аниқланади. Структурага қўйилган тескари кучланиш катта  $V \gg V_k$  ва  $N_{CD}$ ,  $N_{rA}$  бир тартибда бўлган ҳолда,  $N_{rA}$  ни қиймати

$$\frac{N_{rA}}{N_{CD} - N_{rA}} = \left(\frac{C_c}{C_\delta}\right)^2 - 1 \quad (5.43)$$

билан аниқланади.  $N_{CD} - N_{rA}$  нинг қиймати  $C^{-2}(V)$  боғланишдан топилади.  $V \gg V_k$  ва  $N_{rA} \ll N_{CD}$  бўлган ҳолда эса,  $\tau$ ,  $N_{rA}$  қийматлари

$$\frac{C_c - C(t)}{C_c} = \frac{N_{rA}}{2N_{CD}} \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \quad (5.44a)$$

$$\frac{N_{rA}}{N_{CD}} = \frac{2\Delta C}{C_c} \quad (5.446)$$

ифодадан топилади;

в) ЧС учун  $e_n \ll e_p$  бўлган ҳолни кўрайлик. Структурага тескари кучланиш уланган ( $0 \rightarrow -V$ ) дан сўнг сатҳнинг тўлатилганлик даражаси деярли ўзгармайди, ХЗС нинг  $\Delta X_0$  — юпқа қатлами электрон билан тўла бошлайди, у деярли сифимга таъсир кўрсатмайди. Сатҳларни қайта зарядланишини кузатиш учун сатҳни (электрон билан тўлдириш масаласи тўғри ток ўтказиш билан) уйғотиш тўхта-тилгандан сўнг сатҳ (5.21) орқали аниқланувчи вақт доимийси  $\tau$  билан тўла бошлайди. Бунда ҳажмий заряд зичлиги камаяди. У ўз навбатида чуқур марказ донор, акцептор бўлишидан қатъи назар сифимнинг камайишига олиб келади.  $V \gg V_x$  бўлган ҳолда сифим релаксациясини кўрайлик. У вақтда ХЗСнинг ҳамма қисмида уйғотиш тўхтагандан сўнг, ионлашган марказ концентрациясининг вақт бўйича ўзгариши

$$N_u(t) = N_{6c} \left[ 1 + d \cdot b \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \right] \quad (5.45)$$

билан аниқланади. Агар чуқур марказ донор бўлса, у ҳолда

$$N_{6c} = N_{CD}, \quad b = N_{rD}/N_{CD}$$

Агар чуқур марказ акцептор бўлса, у ҳолда  $N_{6c} = N_{CD} - N_{rA}$ ,  $b = N_{rA}/(N_{CD} - N_{rA})$ ,  $d$  — коэффициент асосий бўлмаган заряд ташувчилар билан сатҳни тўлдирилганлик даражаси бўлиб, у  $d = 1 - f_{np}$  орқали ифодаланadi. Бу ерда заряд ташувчилар кучли инжекциялашда,  $f_{np} = \frac{\gamma_n}{\gamma_n + \gamma_p}$  тўғри ток ўтганда сатҳни тўлдирганлик даражаси, транзистор структурани қўллашда ёки оптик усул билан уйғотишда  $d = \frac{P_c}{P_c + P_1}$  билан ифодаланadi.  $P_c$  — ковакнинг стационар концентрацияси. Хусусий ҳолда  $\tau_{3a} \ll \tau$  бўлганда  $d \approx 1$  бўлади. (5.37) ва (5.45) ларни қўллаб

$$\frac{C^2(t) - C_c^2}{C_c^2} = b d \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \quad (5.46)$$

(5.46) дан чуқур марказ агар донор бўлса,

$$\left(\frac{C_6}{C_c}\right)^2 - 1 = d \frac{N_{rD}}{N_{CD}}, \quad (5.47)$$

чуқур марказ агар акцептор бўлса,

$$\left(\frac{C_6}{C_c}\right)^2 - 1 = d \frac{N_{rA}}{N_{CD} - N_{CA}} \quad (5.48)$$

бўлишлигини кўрамиз. Барьер сигмининг релаксацияси оптик уйғотиш (ёруғлик) орқали ҳам кузатилиши мумкин.  $P^+$ -н ўтишда саёз донор ҳамда чуқур донор бўлган ҳолни кўрайлик. Аниқлик киритиш учун  $e_n \gg e_p$  ва  $V \gg V_n$  бўлсин деб олайлик. Шундай температура олинадики, сатҳнинг бошланғич тўлатилганлиги узоқ муддатда сақлансин. Бошланғич вақтда сатҳ стационар тўлдирилганликка эга бўлсин, яъни ХЗС нинг ҳамма қисмида электрон билан деярли тўлатилмаган бўлсин,  $t = 0$  да диодни фотон энергияси  $h\nu \geq E_g$  бўлган ёруғлик орқали  $P^+$  томонидан ёритамиз. Бу вақт доимийси  $\tau_{zn}$  билан сатҳни электрон билан тўлишига ва натижада сигмининг камайишига олиб келади. ХЗС да электроннинг дрейф тезлиги тўйинишига эришгани учун  $\tau_{zn}$  координатага боғлиқ бўлмайди деб қараш мумкин. У вақтда  $N_u(t)$  қуйидаги ифода

$$N_u(t) = N_{CD} + N_{rD} \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \quad (5.49)$$

билан аниқланади. (5.49) ни  $\left(\frac{C(t)}{S}\right)^2 = \frac{e \epsilon_a N_u(t)}{2(V + V_x)}$  га қўйиб сигмининг вақт бўйича боғланиши

$$\frac{C^2(t) - C_c^2}{C_c^2} = \frac{N_{rD}}{N_{CD}} \exp\left(-\frac{t}{\tau_{zn}}\right) \quad (5.50)$$

билан аниқланишини кўрамиз. Тажрибадан аниқланган  $f(t) = c^2(t) - C_c^2$  боғланишдан  $\tau_{3п}$  ни топиш мумкин ва

$$\tau_{3п} = \frac{eV_{др}}{j\gamma_n} = \frac{eV_{др}}{jS_n U_m}$$

орқали  $\gamma_n$  аниқланади. Бу ерда  $j$  — ток зичлиги,  $V_{др}$  — дрейф тезлиги  $N_{rd} \ll N_{CD}$  бўлган ҳолда сифим релаксацияси

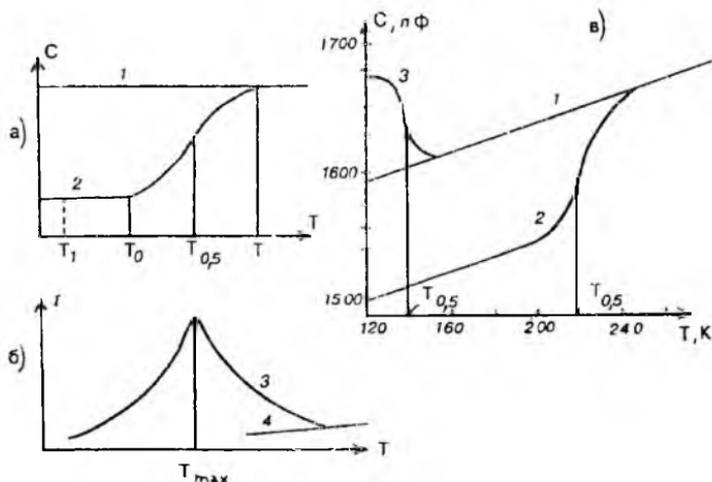
$$\frac{C(t) - C_c}{C_c} = \frac{N_{rd}}{2N_{CD}} \exp\left(-\frac{t}{\tau_{3п}}\right) \quad (5.51)$$

билан ифодаланади. Энди  $x > w_6$  соҳа электрон билан тўлтилган бўлсин.  $t = 0$  да диодни  $n$ -соҳасидан фотон энергияси  $hw \geq E_g$  бўлган ёруғлик билан ёритилса, сатҳни ковак  $\tau_{sp}$  вақт доимийси билан тўлдира бошлайди ва натижада сифимнинг ошишига олиб келади. Бу ҳолда ковак дрейф тезлигининг майдонга боғлиқлигини, яъни  $\tau_{sp}$  нинг масофага боғлиқлигини инобатга олиш керак.

*б. Термик рағбатлантирилган сифимнинг релаксация усули*

Чуқур марказ параметрларини ўлчашнинг бу усули шоттки барьер (тўсиқ)ли ёки кескин  $P^+ - n$  ўтишли структура (диод) ҳароратининг ошиши билан барьер сифимининг ўзгаришини қайд қилишга асосланган. Барьер сифимининг бу ўзгариши иссиқлик таъсирида чуқур сатҳни қайта зарядланишидан содир бўлади. Бу усулнинг моҳиятини ёритишда ҳам яримўтказгичда концентрацияси  $N_{CD}$  бўлган саёз сатҳли донордан ташқари, тақиқланган зонада энергиявий сатҳи  $E_c$ , концентрацияси  $N_{rd}$  бўлган чуқур сатҳли донор бўлсин ва бу чуқур сатҳ учун  $e_n \gg e_p$  тенгсизлик бажарилади деб қабул қиламиз. Диодни иситиш, совутиш жараёнларида ундаги чуқур сатҳнинг тўлдирилганлигини ва у билан боғлиқ сифимнинг ўзгаришини кўрайлик. Дастлаб структурани шундай температура  $T > T_c$  да ушлаймизки, унда чуқур сатҳнинг электрон билан стационар тўлдирилганлиги тез ўрнатилсин ( $\tau \ll \tau_{улч}$ ) ва  $\omega\tau \gg 1$  тенгсизлик бажарилсин. Бунда ўлчанган сифим юқори частотали барьер сифимнинг стационар  $C_c$  қийматини беради. Кейин диодни тескари  $V$  кучланиш уланган ҳолда

чуқур сатҳнинг бошланғич ҳолатдаги тўлдирилганлиги узоқ сақланидиган  $T_1$  температурагача совутамиз. Бу жараёнда сатҳнинг тўлдирилганлик даражаси деярли ўзгармайди. Шунинг учун сигимнинг температурага кучсиз боғланиши кузатилади (5.5а-рasm, боғланиш). Бу боғланиш чуқур сатҳнинг стационар тўлдирилганлиги  $n_c$  ва стационар тўлдирилганликка мос келган стационар барьер сифими  $C_c$  ни англатади. Энди тескари  $V$  кучланиш қўйилган ҳолда диодни  $T_1$  дан бошлаб қиздирамиз. Бу жараёндаги сигимнинг температурага боғланиши ҳам 1-боғланиш каби бўлади. Сўнг диодни, яна қайтадан тескари кучланиш қўйилмаган  $V=0$  ҳолда,  $T_1$  температурагача совутамиз, сўнгра тескари кучланиш улаймиз. Бу температурада сатҳнинг бошланғич тўлдирилганлиги  $n_c$  ва унга мос си-



5.5-рasm. Бир зарядли чуқур маркази бўлган  $p-n$  ўтишда сигим (а), тескари токнинг (б) температурага боғланиши. 1,4 — термик рағбатлантирилмаган; 2,3 — термик рағбатлантирилган чуқур сатҳ разряди бўлган ҳол учун. Тилла билан легирланган  $p^+-n$  ўтишли кремний диоди сигимининг температурага боғланиши (б).

$N_c=1,5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ,  $N_A=1,6 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ ,  $S=2,2 \text{ см}^2$ ,  $U=20\text{В}$ ,  $b=1 \text{ К/с}$ .

1 — термик рағбатлантириш бўлмаганда чуқур сатҳ разряди;  
 2 — акцептор сатҳи рағбатлантирилганда чуқур сатҳ разряди;  
 3 — термик рағбатлантирилганда донор сатҳини электрон билан тўлиши ( $DE_A=E_C-E_A=0,5\text{эВ}$ ,  $DE_D=E_D-E_V=0,36\text{эВ}$ ,  $e_s \ll e_p$ )

ғимнинг бошланғич қиймати  $C_6$  узоқ сақланади.  $C_6$ нинг қиймати  $C_c$  га нисбатан кичик. Энди диодга тескари  $V$  кучланиш уланган ҳолда унинг температурасини қўтара борамиз. Температуранинг  $T_1$  дан  $T_0$  оралиғида сатҳнинг бошланғич тўлдирилганлиги сақланиши туфайли сиғимнинг температурага кучсиз боғланиши содир бўлади. Температуранинг  $T_0$  дан  $T_c$  гача бўлган оралиғида эса структура сиғимининг тез ўсиши кузатилади. Бу температура оралиғида сатҳнинг тўлдирилганлик релаксация вақти камаюди ва сатҳнинг термик рағбатлантирилган разряди (сатҳдан электроннинг иссиқлик таъсирида чиқиши) кузатилади. Бу ўз навбатида сиғимнинг тез ўсишига олиб келади. Сатҳнинг термик рағбатлантирилган разряди тугагандан сўнг, ( $T > T_c$  да) 1- ва 2-боғланишлар бир-бирига мос тушади. Сатҳнинг термик рағбатлантирилган разряди тескари ток релаксациясини ҳам юзага келтиради, яъни диодда тескари ток импульсининг оқишига олиб келади (5.5, б-расм). Температура ошиши билан тескари  $V$  кучланиш қўйилган диодда ток қўтарилади ва маълум бир температурада максимумга эришиб, камаю бошлайди. Сатҳнинг термик рағбатлантирилган разряди тугаши билан ток одатдаги диод стационар тескари токигача камаюди. Энди диоднинг термик рағбатлантирилган сиғим ва ток релаксациялари орқали чуқур сатҳ параметрларини аниқлашни кўрайлик.

Ҳажмий зарядни ҳосил қилувчи ионлар концентрацияси  $\text{ХЗС}$  нинг ҳамма қисмида бир хил бўлганда, ионлашган марказ концентрацияси

$$N_u(t) = N_{CD}^+ + N_{rD}^+(t) \quad (5.52)$$

билан аниқланади. Шу билан бирга, ионлашган чуқур донорлар концентрацияси

$$N_{rDu}(t) = N_{rD} \left[ 1 - \exp \left( - \int_0^t e_n(t) dt \right) \right] \quad (5.53)$$

қонуният бўйича ошади. Унга мувофиқ нейтрал сатҳлар концентрацияси камаюди

$$n_r(t) = N_{rD} \exp \left[ - \int_0^t e_n(t) dt \right]$$

Маълумки, тескари ток зичлиги чуқур сатҳидан ўтказувчан зонага вақт бирлигида ўтаётган электронлар сонига

$\left( \frac{dn_r}{dt} \right)$  пропорционал

$$j_{\text{тес.ток}} = e \frac{dn_r}{dt} = e \frac{d}{dt} N_{rD} \exp \left[ - \int_0^t e_n(t) dt \right] = -e_n(t) n_r(t) \cdot e \quad (5.55)$$

Термик рағбатлантирилган тескари ток қандайдир температура  $T$  да максимумга эришгани учун (5.53) дан вақт бўйича олинган ҳосила  $T = T_{\text{max}}$  да нольга тенг бўлади.

$$\left( \frac{dj_{\text{тес.ток}}}{dt} \right)_{T=T_{\text{max}}} = -e \frac{d}{dt} (e_n(t) \cdot n_r(t)) = e \frac{de_n}{dt} + e e_n \frac{dn_r}{dt} \Big|_{T_{\text{max}}} = 0 \quad (5.56)$$

Модомики сатҳнинг термик рағбатлантирилган разряди кичик температура оралиғида содир бўлар экан, бу ораликда температуранинг вақт бўйича ошишини

$$T = T_0 + \beta t$$

кўринишдаги чизиқли қонуният бўйича боради деб ҳисоблаш мумкин. Бу ерда  $\beta$  — температуранинг ўсиш тезлигини аниқловчи коэффициент  $\text{Kc}^{-1}$

$$dT = \beta dt \quad (5.58)$$

бўлишлигини назарда тутиб ва (5.18) ифодани қўллаб, (5.56) дан чуқур сатҳ ионланиш энергиясининг

$$\ln \left( \frac{T_{\text{max}}^4}{\beta} \right) = \frac{\Delta E_r}{KT_{\text{max}}} + \ln \left( \frac{\Delta E_r}{\kappa b V_n} \right) + \ln \left( 1 + \frac{2\kappa T_{\text{max}}}{\Delta E_r} \right) \quad (5.59)$$

ифода билан аниқланишини кўрамыз.

Амалиётда кўп ҳолларда  $2KT_{\text{max}} < \Delta E_r$  бўлади. У вақтда (5.59) ифода

$$\ln\left(\frac{T_{\max}^4}{\beta}\right) = \frac{\Delta E_r}{KT_{\max}} + \ln\left(\frac{\Delta E_r}{kbV}\right) \quad (5.60)$$

кўринишга келади. Бу формулани қўллаб, тажрибадан чуқур сатҳнинг ионланиш энергиясини аниқлаш учун структуранинг ҳар хил иситиш тезликлари  $\beta$  да термик рабатлантирилган тескари тоқлари қайд қилинади ва токнинг максимумга эришган температуралари орқали  $\ln\left(\frac{T_{\max}^4}{\beta}\right)$  ни  $\frac{1}{T_{\max}}$  га боғланиши чизилади. Унинг оғиш бурчаги тангенсидан  $\left(\frac{\Delta E_r}{k}\right)$ , абсцисса ўқи  $\left(\frac{1}{T_{\max}}\right)$  нинг кесишиш нуқтаси орқали  $V_b$  топилади. Энди термик рабатлантирилган сифимнинг релаксациясидан чуқур сатҳ ионланиш энергиясининг аниқланишини кўрайлик. Бунинг учун диод температураси чизиқли қонуният билан ўсиб бораётганида чуқур сатҳнинг ярмигача разрядланиши учун кетган вақт ҳисобланади, яъни  $N_{rDU}(t_{0,5}) = 0,5 N_{CD}$  ни (5.53) ифодага қўйиб ва  $e_n = \tau_n^{-1}$  лигини назарда тутиб, (5.18) ни қўллаган ҳолда чуқур сатҳ ионланиш энергиясининг

$$\frac{\Delta E_r}{KT_{0,5}} = \ln\left(\frac{\gamma_n N_c T_{0,5}}{\beta \ln 2}\right) - \ln\left(\frac{\Delta E_r}{KT_{0,5}}\right) \quad (5.61)$$

кўринишдаги тақрибий ифодасини оламиз.

Бу  $T_{0,5} = T_0 + \beta t_{0,5}$  ни  $t = 0,5$  вақтдаги диод температураси иккинчи томондан  $t = t_{0,5}$  даги сифими

$$\frac{C^2(t) - C_6^2}{C_c - C_6} = 0,5 \quad (5.62)$$

муносабат билан аниқланади.  $T_{0,5}$  температура  $C(t)$ ,  $C_6$ ,  $C_c$  лар тажриба натижаларидан топилади.

$N_{CD} \ll N_{rD}$  тенгсизлик бажарилганда (5.62) ифода

$$\frac{\Delta C(t_{0,5})}{\Delta C} = 0,5 \quad (5.63)$$

кўринишни олади. Бу ерда  $\Delta C(t_{0,5}) = C(t_{0,5}) - C_6 \Delta C = C_e - C_6 \cdot \Delta C(t)$  сифимнинг 1- ва 2-боғланишлари айирмасини ифодалайди. Назарий ҳисоблашларнинг кўрсатишича, чуқур сатҳ ионланиш энергиясини термик рағбатлантирилган ток максимуми бўйича аниқлашда (5.61) формуладан фойдаланиш ҳам мумкин, унда  $T_{0,5}$  ни  $T_{\max}$  га ўзгартирилади, холос.

Юқоридаги мулоҳазалардан кўринадики, термик рағбатлантирилган ток, сифим релаксациялари бўйича чуқур сатҳ параметрларини аниқлашда  $T(t)$  нинг чизиқли боғланишда бўлишлик шarti бажарилиши керак.  $T(t)$  нинг чизиқли боғланишига кенг температура оралиғида автоматик қурилмалар билан эришиш мумкин. Одатда, сатҳнинг термик рағбатлантирилган разряди кичик температура оралиғида содир бўлгани учун, бу соҳада  $T(t)$  нинг ночизиғий боғланишини (5.58) муносабат орқали апроксимациялаш мумкин.

Энди чуқур сатҳ концентрацияси  $N_{rd}$  ни аниқлашни кўрайлик. Структуранинг бошланғич ҳолатдаги температураси  $T_6 = T_c$  ва унга тескари  $V$  кучланиш қўйилган бўлсин. Бу ҳолда ҳажмий заряд соҳасининг кенглиги  $h(V, T)$ , сифими  $S(V, T)$  бўлсин. Тескари кучланиш  $V$  ни сақлаган ҳолда структурани  $T_1$  температурагача совутсак, унинг ХЗС нинг кенглиги  $h(V, T_1)$  ва сифими  $S(U, T_1)$  бўлади. Бунда ХЗС нинг ҳажмий заряд зичлиги  $\rho = e(N_{cd} + N_{rd})$  сақланади.  $T_1$  температурада структура тескари  $V$  кучланишини  $V_1$  гача камайтирсак, ХЗС нинг кенглиги  $h(V_1, T_1)$  ва сифими  $S(V_1, T_1)$  бўлади. Бунда ҳажмий заряд соҳасининг кенглиги бир мунча камаяди. Шу билан бирга, бу соҳада чуқур сатҳ заряди ўтказувчан зонадаги электрон билан компенсацияланади.  $T_1$  температурада тескари  $V$  кучланишни  $V$  гача қайтадан тикласак, бу соҳа янгитдан асосий заряд ташувчилар билан камбағаллашади, лекин чуқур сатҳ ҳажмий заряд зичлигига таъсир кўрсатмайди, ХЗС нинг ҳажмий заряд зичлиги  $\rho = eN_{cd}$  билан аниқланади. Тескари  $V$  кучланиш қўйилган ҳолда  $T_1$  температурадан бошланғич ҳолатдаги температура  $T_c$  гача кўтарсак, у ҳолда сатҳнинг термик рағбатланган разряди туфайли, структура сифими ҳамда ХЗС нинг кенглиги ўзларининг бошланғич қийматлари  $h(V, T)$  ва  $S(V, T)$  га қайтадилар. Ҳисоблашларнинг кўрсатишича, юқорида кўрсатилган шароит-

ларда ўлчанган  $C(V, T)$ ,  $C(V, T_1)$ ,  $C(V_1, T_1)$  сифимлар орқали чуқур сатҳ концентрацияси

$$N_{rD} = -N_{CD} \frac{C^2(V_1, T_1)[C^2(V, T_1) - C^2(V, T)]}{C^2(V, T_1)[C^2(V_1, T_1) - C^2(V, T)]}$$

формула билан аниқланиши мумкин. Агар  $V_1=0$ ,  $h(V_1, T_1)=0$  ва структура сифимлари  $C(V, T)$  ва  $C(V, T_1)$  нинг қийматлари бир-биридан кам фарқ қилса, у ҳолда  $N_{rD}$

$$N_{rD} = 2N_{CD} \frac{C(V, T) - C(V, T_1)}{C(V, T_1)}$$

билан аниқланади. Шуни таъкидлаш керакки, чуқур сатҳ параметрларини аниқлашнинг термик рағбатлантирилган сифим, ток усулларининг ЧС параметрларини тез ва тақрибий баҳолашга қўллаш мақсадга мувофиқдир. Бу усуллар билан ўлчашнинг хатолигини камайтириш учун сифимнинг  $C(t)$  ва токнинг  $I(t)$  боғланишларини структура температурасининг ҳар хил ўсиш тезлиги ( $\beta$ ) да ўлчаш зарур, лекин бу билан усулнинг асосий ютуғи, яъни усулнинг соддалиги ўз маъносини йўқотади.

#### в. Фотосифим усули

Бу усулда текшириладиган намуна металл-яримўтказгич,  $p$ - $n$  ўтишли (структура) оптик криостатга жойлаштирилади ва кучланиш қўйилмаган  $U=0$  ҳолатда совитилади, сўнгра тескари кучланиш қўйиб киришмавий ютилиш соҳасига мос келадиган ҳар хил тўлқин узунликдаги монохроматик ёруғлик билан ёритилиб, структура сифими ўлчанади. Қуйида ўлчанган сифимнинг спектрал боғланишидан ЧС параметрларини аниқлашнинг назарий асосини ва баъзи бир ифодаларини қисқача таҳлил қилайлик. Одатда паст температура (77К) да чуқур донор сатҳ  $E_{rD}$  дан электроннинг ўтказувчан зонаси  $E_C$  га, валент зонаси  $E_V$  дан чуқур акцептор сатҳ  $E_{rA}$  га иссиқлик таъсирида ўтиши, яъни термик генерация тезлигини кичик деб қаралади. Шунинг учун биз кўраётган ҳолда структура сифимининг ўзгариши ХЗС даги ЧС нинг фотоионланиши туфайли содир бўлади. Бундай ҳолат температураси 77К бўлан германий, кремний-арсенид-галлий намуна-

ларида ионланиш энергияси  $\Delta E_p \geq 0,18$  эВ бўлган ЧС лар учун кузатилади. Маълумки, диоднинг ХЗС да эркин заряд ташувчилар концентрациялари Больцман тақсимооти билан аниқланади. ХЗС даги электр майдони эркин заряд ташувчиларни бу соҳадан ташқарига сиқиб чиқаргани учун уларнинг концентрацияси жуда кичик бўлади.

Тескари қўйилган кучланиш  $V > \frac{kT}{e}$  бўлганда, паст температураларда ХЗС да  $p=0$  ва  $n=0$  деб олиниши билан катта хатоликка йўл қўйилмайди. Шунинг учун (5.9а) тенгламадаги эркин заряд ташувчиларни ЧС га тутилиши билан боғлиқ ҳадларни инобатга олмаслик мумкин. У ҳолда ЧС даги электроннинг концентрациясини вақт бўйича ўзгариши фақат фотоионланиш туфайли содир бўлади ва у (5.9а) дан

$$\frac{dn_r}{dt} = [\chi_p \cdot (N_r - n_r) - \chi_n n_r] I, \quad (5.66)$$

кўринишдаги тенглама билан аниқланишини кўрамиз.

Стационар ҳолат  $\frac{dn_r}{dt} = 0$  да (5.66) дан ЧС нинг электрон билан тўлдирилганлик даражаси

$$\frac{n_{rc}}{N_r} = \frac{\chi_p(h\nu)}{\chi_p(h\nu) + \chi(h\nu)} \quad (5.67)$$

билан аниқланади. (5.66) тенгламанинг  $t=0$  да  $n_r = N_r$  бошланғич шартни қаноатлантирувчи ечими, яъни чуқур донор сатҳнинг ностационар жараёнда электрон билан тўлдирилганлик даражаси

$$\frac{n_{rc}}{N_r} = \frac{\chi_p(h\nu)}{\chi_n(h\nu) + \chi_p(h\nu)} + \frac{\chi_n(h\nu)}{\chi_n(h\nu) + \chi_p(h\nu)} \exp\left(\frac{t}{\tau}\right) \quad (5.68)$$

билан аниқланади. (5.66) тенгламанинг  $t=0$  да  $n_r=0$  бошланғич шартни қаноатлантирувчи ечими, яъни чуқур акцептор сатҳнинг электрон билан тўлдирилганлик даражаси

$$\frac{n_r}{N_r} = \frac{\chi_p(h\nu)}{\chi_n(h\nu) + \chi_p(h\nu)} \left[ 1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \right] \quad (5.69)$$

билан аниқланади. Бу ерда

$$\tau^{-1} = [\chi_n(h\nu) + \chi_p(h\nu)] I_\nu \quad (5.70)$$

(5.68) ва (5.69) ифодалардан кўринадики, ЧС ларни оптик қайта зарядлаш экспонента қонунияти бўйича бир хил вақт доимийси  $t$  билан содир бўлади. Фотосиғимнинг фотон энергиясига боғланишини урта соҳага ажратиш мумкин.

1. Фотон энергиясининг ЧС ионланиш энергиясидан кичик бўлган  $h\nu < \Delta E_f$  соҳаси. Бу соҳада сатҳни қайтадан оптик ўтишлар билан зарядлашнинг иложи бўлмайди ва натижада сатҳнинг тўлдирилганлик даражаси ўзгармайди.

2. Фотон энергиясининг  $\Delta E_f < h\nu < E_g - \Delta E_f$  соҳаси. Бу соҳада сатҳнинг тақиқланган зона ярмидан юқори ёки паст қисмида жойланишига қараб,  $\chi_n(h\nu) > 0$ ,  $\chi_p(h\nu) = 0$  ёки  $\chi_n(h\nu) > 0$ ,  $\chi_p(h\nu) = 0$  бўлади. Донор чуқур сатҳнинг тўлдирилганлик даражаси бу соҳада  $\chi_n \neq 0$ ,  $\chi_p = 0$  бўлишлигини назарда тутсак, (5.68) дан

$$\frac{n_r}{N_r} = \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \quad (5.71)$$

билан аниқланишини кўрамыз. Чуқур акцептор сатҳининг тўлдирилганлик даражаси  $\frac{n_r}{N_r}$  (5.69) дан бу соҳада  $\chi_p > 0$ ,  $\chi_n = 0$  бўлишини назарда тутсак,

$$\frac{n_r}{N_r} = 1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \quad (5.72)$$

келиб чиқади. Шундай қилиб, фотон энергиясининг электронни  $E_{rD}$  дан  $E_c$  га  $E_v$  дан  $E_{rA}$  га чиқаришнинг етарли соҳасида структурани узоқ муддатли ёритишдан чуқур донор сатҳининг электрон билан тўла қашшоқланиши, чуқур акцептор сатҳининг тўлиши содир бўлади.

3. Фотон энергиясининг  $E_g - \Delta E_f < h\nu \leq E_g$  соҳаси. Бу спектрал соҳада иккита оптик ўтиш, яъни электронни ёруғлик таъсирида  $E_{rD}$  дан  $E_c$  га ва  $E_v$  дан  $E_{rA}$  га ўтиши кузатилади. Узоқ муддатли ёритишдан сўнг, яъни  $t \rightarrow \infty$  да

$t \gg \tau$  бўлади. (5.68) ва (5.69) ларга кўра сатҳнинг тўлдирилганлик даражаси

$$\frac{n_r}{N_r} = \frac{\chi_p(h\nu)}{\chi_n(h\nu) + \chi_p(h\nu)} \quad (5.73)$$

билан аниқланади. Бундан кўринадики, сатҳнинг тўлдирилганлик даражаси фақат электронни, ковакни фотоионланиш кесимлари  $\chi_n(h\nu)$  ва  $\chi_p(h\nu)$  нинг спектрал боғланиши билан аниқланиб, у на ёруғлик интенсивлигига, на сатҳнинг бошланғич ҳолатда қандай тўлдирилганлигига боғлиқ эмас. Агар диоднинг  $p$ -тип базасида ЧС тақиқланган зона ярмининг юқори қисмида ёки  $n$ -тип базасида тақиқланган зона ярмининг қуйи қисмида жойлашган бўлса, фотосиғимни ўлчашда уни қайта зарядлаш фақат иккита  $E_r \rightarrow E_c$ ,  $E_v \rightarrow E_r$  оптик ўтишлар фотон энергиясининг  $h\nu > (E - \Delta E_p)$  соҳасида мумкин бўлади. Бундай сатҳларни текширишдан олдин улар асосий бўлмаган заряд ташувчилар билан қайта зарядланади ва сўнг  $N_u = f(t)$  боғланиш ўлчанади. Бундай усул билан ЧС параметрларини ўлчаш индукцияланган фотосиғим усули деб юритилади.

Фотосиғимни ўлчашда ЧС ни қайта зарядлаш одатда диод сирти энергияси  $h\nu \geq E_g$  бўлган ёруғлик билан ёритиш орқали амалга оширилади. Бу соҳада ютилиш коэффициенти  $\alpha \gg d^{-1}$  ( $d$  — диод сиртидан  $p$ - $n$  ўтиш чегарасигача бўлган масофа) бўлади. Структурани ёритишдан ҳосил бўлган электрон ковак жуфтлари  $p$ - $n$  ўтиш чегараси томон диффузияланадилар ва ХЗС да ажраладилар. ХЗС дан фақат асосий бўлмаган заряд ташувчилар ўтади. Хусусий ютилиш соҳасида ЧС нинг қайта зарядланишидан юзага келган диод сиғимини ўзгаришига олиб келади:

$$N_u(t) = N_{CD} + N_{rD} \exp\left(-\frac{t}{\tau_{3n}}\right) \quad (5.74)$$

экспоненциал қонуният бўйича ўзгаради. ЧС ни тўлдириш жараёнининг вақт доимийси  $\tau_{3n}$  ни ўлчаб,

$$\tau_{3n} = \frac{e \cdot V_{др}}{f \cdot \gamma_n} \quad (5.75)$$

ифодасидан заряд ташувчиларнинг марказга тутилиш кесими  $\gamma_n$  ни аниқлаш мумкин. Диффузион диодларда эса битта чуқур сатҳ узун электроннинг ҳам ковакни тутилиш кесимларини аниқлаш мумкин. Фотосигим усули билан ЧС энг кичик концентрациясини қайд қилиш, ўлчаш қурилмасининг сезгирлиги диоднинг тўла сигимига, сатҳнинг фотоионланиш кесимига боғлиқ бўлиб, у изотермик сигим релаксацияси усули каби

$$N_r = N_u \cdot \frac{2\Delta C}{C} \quad (5.76)$$

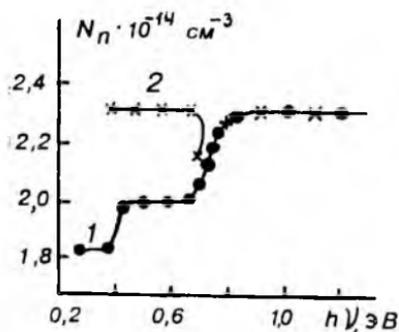
билан аниқланади. Тажрибаларнинг кўрсатишича, сигимни ўлчашда ўзгарувчан ток кўприги қўлланилганда  $\frac{\Delta C}{C}$  нинг кичик қиймати  $10^{-2}$ - $10^{-3}$  тартибида бўлади. Модомики, намунада киришмалар умумий концентрацияси  $10^{13}$  см<sup>-3</sup> бўлганда, чуқур сатҳнинг концентрацияси  $10^{10}$ - $10^{11}$  см<sup>-3</sup> бўлсагина кузатиш мумкин. Бошқача айтганда, юзаси 0,1 см<sup>2</sup> ХЗС кенглиги 30 мкм бўлган диодда  $3 \cdot 10^8$ - $3 \cdot 10^7$  тагача киришма атомини қайд қилиш мумкин. Бу усулнинг камчилиги сифатида ЧС нинг фотоионланиш кесими билан чекланганлигини ва киришмавий ютилишни ёруғлик интенсивлигига боғлиқлигини кўрсатиш мумкин. Узлуксиз монохроматик ёруғлик спектрлари одатда иссиқлик манбаларини (глобар, Нернст штифт) қўллаш орқали олинади. Уларнинг интенсивлиги нисбатан кичик бўлади. Диод сиртига тушаётган монохроматик ёруғлик интенсивлиги  $10^{15} \div 10^{16}$  квант/см<sup>2</sup> · с дан ошмайди. Агар  $x < 10^{20}$  см<sup>2</sup> бўлса, ЧС ни оптик ўтишлар билан қайта зарядлашнинг вақт доимийси  $\tau \geq 10^{-1}$  с бўлади. Сигимнинг бундай секин релаксациясини фақат ЧС нинг катта концентрациясида, қурилма турғун ишлаганда ўлчаш мумкин. ЧС энергия ионизацияси фотосигим спектридан унинг ўзгариши кузатиладиган энг кичик фотон энергияси орқали топилиши мумкин. Унинг аниқ қиймати кўрилатган сатҳда ёруғликнинг ютилиш назарияси билан аниқланган боғланишдан топилади. Яримўтказгичларда баъзи бир киришмалар кўп зарядли ҳолатда бўлган тутқич марказларни ҳосил қилади. Улар кристалл панжарада ҳар хил ҳолатда бўлиши ва комплекслар, атомлар комп-

лекси ҳосил қилиши мумкин. Бу ҳолатда диоднинг тўла фотосигим спектри ҳар бир сатҳ, фотосигим спектри йиғиндисидан иборат бўлади. Фотосигимнинг ўзгариш табиатига қараб, сатҳ энергияси ўзгарувчан зона *тубига* ёки валент зона *шпига* нисбатан ўлчашни аниқлайди. Биринчи ҳолда чуқур сатҳнинг камбағаллашидан ҳажмий заряд зичлиги ортиши туфайли, структура сизими ўсади (сизим ўзгариши мусбат), иккинчи ҳолда чуқур сатҳдан ковакни валент зонага чиқариш туфайли, сизим камаяди. (Сизим ўзгариши манфий.)

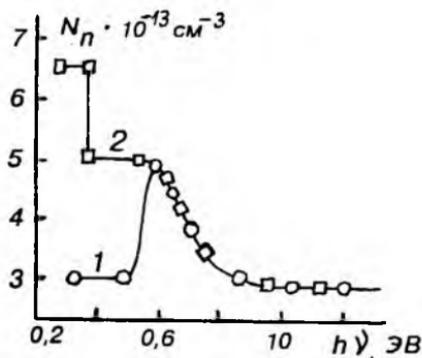
Фотосигим усули билан тутқич асосий бўлмаган заряд ташувчилар унинг марказ параметрларининг аниқланиши унинг асосий ютуғидир.

Тилла киришмали кескин  $n^+p$  ўтишнинг фотосигим индукцияланган фотосигим спектрлари 5.6-расмда келтирилган. Фотосигим, яъни ХЗС да ионлашган марказ концентрацияси  $N_u$  нинг биринчи поғонаси фотон энергиясининг  $h\nu=0,34$  эВ дан бошлаб кузатилади. У бошқа усуллар билан аниқланган тилла киришмасининг қуйи сатҳи ионланиш энергиясига мос келади.

$N_u$  нинг бу энергияда кескин ўзгариши кўрилатган сатҳнинг муайян фотоионланиш энергиясига эга эканлигидан далолат беради. Фотон энергиясини  $h\nu \geq 0,7$  эВ соҳасида  $N_u$  нинг янгитдан ортиши кузатилади. Бу спектрал соҳада тилла юқори сатҳи орқали иккита оптик ўтишлар бўлиши мумкин. ( $E_r \rightarrow E_c$  ва  $E_v \rightarrow E_r$ ).  $N_u(t)$  боғланиш бу сатҳ учун  $\frac{x_p}{x_n} = f(h\nu)$  боғланишга мос тушади. Фотон энергиясининг  $h\nu > 0,8$  эВ соҳасида  $N_u$  тўйинишга инти-



5.6-расм. Тилла киришмали  $n^+p$  диоднинг фотосигим спектри (1) индукцияланган фотосигим спектри (2).



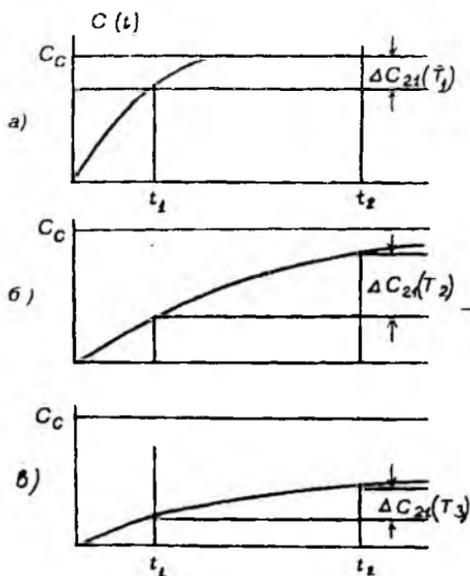
5.7-расм. Тилла киришмали  $n^+ - p$  диоднинг 77 К даги фотосигим (1), индукцияланган фотосигим (2) спектрлари.

лади ва хусусий ёруғлик  $h\nu > E_g$  билан қайта зарядлашдан ўзгармайди. Бу спектрал соҳада тилла юқори сатҳи учун  $\chi_p \gg \chi_n$  бўлади. Фотон энергиясини  $h\nu > 0,8$  эВ дан бошлаб кучсиз ўзгариши, тилла қуйи сатҳи орқали иккита оптик ўтиш мумкин бўлганда шуни кўрсатадики, бу сатҳ учун ҳам  $\chi_p \gg \chi_n$  муносабат ўринли бўлади. Текширилаётган диоднинг индукцияланган фотосигим спектри 5.6-расмда 2-боғланиш орқали ифодаланган. Унинг таҳлили кўрсатишича, фотон энергиясини  $h\nu \approx 0,56$  эВ бўлган қийматда ХЗС да ионлашган марказ концентрациясининг кескин камайиши хусусий ёруғлик таъсирида электрон билан тўлатилган юқори тилла сатҳининг камбағаллашиши туфайли содир бўлган деб тушунтирилади.

$P^+ - n$  диоднинг фотосигим спектри (5.7-расм)  $n^+ - p$  — диоднинг фотосигим спектри билан яхши мос келади. Бу ҳолда  $N_n$  нинг кескин ортиши фотон энергиясининг  $h\nu \approx 0,56$  эВ соҳасида содир бўлади. Фотон энергияси ортиши билан  $\chi_n / \chi_p$  нисбатнинг камайиши туфайли,  $N_n$  камая бошлайди. Индукцияланган фотосигим спектри (2-боғланиш)да тилла қуйи сатҳининг электрон билан тўлиши туфайли содир бўлган поғона кузатилади.

в. *DLTS* — *сигимнинг автоматлашган релаксация усули*

Сигимнинг изотермик релаксация усули диодга қўйилган кучланишни, уйғотувчи ёруғликни қўлда бир каррали (марта) қайта ўлчашдан даврий қайта улашга ўтиш орқали такомиллаштирилиб борилади. Бунда диодга тескари йўналишда уланган кучланиш устига чуқур сатҳни тўлдирувчи тескари қутбли даврий частотаси  $f$  — бўлган кучла-

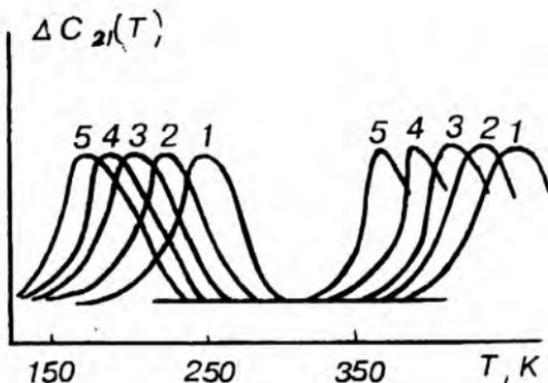


5.8-расм. Кучланишни қайта улаш  $O \rightarrow U$  дан сўнг ҳар хил температураларда сифимнинг вақтга боғланиши  
 а- $T=T_1$ , б- $T=T_2$ , в- $T=T_3$ ,  $T_1 > T_2 > T_3$ .

ниш импулси берилди. Ланг томонидан даврий қайта улаш усули ривожлантирилди ва автоматлаштирилган усуlining назарий ва амалий асоси яратилди. Бу усул ЧС ни спектроскопик тадқиқ қилишнинг даврий қайта улаш усули *DLTS* деб юритила бошланди. Шундай қилиб, *DLTS* автоматлаштирилган изотермик сифим релаксация усулидир. Бу усулга кўра намуна температурасининг секин ўзгариш жараёнида тўлдирувчи кучланиш ҳар бир қайта улашидан сўнг сифим релаксациясидан берилган  $t=t_1$  ва  $t=t_2$  вақтлардаги  $C(t_1)$  ва  $C(t_2)$  сифимларни (5.8-расм), улар фарқини

$$\Delta C_{21} = C(t_1) - C(t_2)$$

ҳамда температурани (масалан, термопара ишлатилганда термо ЭЮКни) автоматик тарзда ўлчаб боради ва  $\Delta C$  нинг температурага боғланиши  $\Delta C(T)$  топилади.  $t_1$  ва  $t_2$  ларни ўзгартириб,  $\Delta C_2(T)$  нинг “оиласи” (5.9-расм) чизилади



5.9-расм.  $P^+$ - $n$  типдаги GaAs диодда  $U_{np} \rightarrow -U$  га қайта улашдан сўнг  $C_{21}(T)$  нинг температурага боғланиши.

1.  $t_1=0,02$  мс;  $t_2=0,2$  мс; 2.  $t_1=0,05$  мс;  $t_2=0,5$  мс;
3.  $t_1=0,1$  мс;  $t_2=1,0$  мс; 4.  $t_1=0,2$  мс;  $t_2=2,0$  мс;
5.  $t_1=0,5$  мс;  $t_2=5,0$  мс.

ва улар ёрдамида релаксация вақтининг температурага боғланиши  $\tau(T)$  аниқланади. Бу ўлчанган боғланишлар орқали ЧС параметрларини топишни таҳлил қилайлик.

Чукур сатҳ (ЧС) учун  $e_n \gg e_p$  ҳамда  $U \gg V_K$  ва  $N_{CD} \gg N_r$  тенгсизликлар бажарилсин деб қарайлик. Бу ҳолда сифимнинг вақт бўйича ўзгариши  $0 \rightarrow U$  қайта улашдан кейин (5.40) ифода билан аниқланади. Бу ифодадан  $C(t)$  ни  $t=t_1$  ва  $t=t_2$  даги қиймати ҳамда уларнинг фарқи  $\Delta C_{21}(t) = C(t_2) - C(t_1)$  ни ўлчаш орқали

$$\frac{\Delta C_{21}}{C} = \frac{N_r}{2N_{CD}} \left[ \exp\left(-\frac{t_1}{\tau}\right) - \exp\left(-\frac{t_2}{\tau}\right) \right] \quad (5.76)$$

аниқланишини кўриш қийин эмас.  $\Delta C_{21}/C$  нисбат берилган  $t_1$  ва  $t_2$  ларни қийматида намуна температурасига боғлиқ ва у қандайдир температура  $T_{\max}$  да максимумга эришади. (5.76) ифодани температура бўйича дифференциаллаб, ҳосиласини нольга тенглаштириб, бироз соддалаштиришдан сўнг

$$\tau_{\max} = \frac{t_2 - t_1}{\ln(t_2/t_1)} \quad (5.77)$$

билан ифодаланишини кўрамиз.

Берилган  $t_1$  ва  $t_2$  вақтлардаги  $\frac{\Delta C_{21}}{C} = f(T)$  боғланиш, унинг  $T = T_{\max}$  даги қиймати,  $T_{\max}$  температуранинг ўзи эса тажрибадан аниқланади. Сўнг  $t_{\max}$ ,  $t_1$  ва  $t_2$  лар ҳамда  $(\Delta C_{21}/C)_{\max}$  берилган ҳолда ЧС концентрацияси (5.76) га кўра

$$N_{rD} = 2N_{CD} \left( \frac{\Delta C_{21}}{C} \right)_{\max} \left[ \exp\left(-\frac{t_1}{\tau_{\max}}\right) - \exp\left(-\frac{t_2}{\tau_{\max}}\right) \right] \quad (5.78)$$

ифодадан ҳисобланади.

Одатда  $e_n \ll e_p$  бўлган ҳолда сатҳни тўлдиришда тўғри токдан тескари кучланишга ( $I_{\text{пр}} \rightarrow U$ ) тез қайта улаш қўлланади. Бу ҳолда ЧС учун  $\gamma_n \gg \gamma_p$  бўлса, сатҳнинг бошланғич тўлдириш даражаси

$$f = \frac{\gamma_n}{\gamma_n + \gamma_p}$$

учун  $f = 1$  тенгсизлик бажарилмайди. Шунинг учун  $I_{\text{пр}} \rightarrow U$  қайта улаш сатҳни тўлдирилганлик даражасини ва у билан боғлиқ структура сиғимини ўзгартирмайди, бошқача айтганда, сиғим релаксацияси кузатилмайди. Демак,  $e_n \gg e_p$  бўлган чуқур сатҳ параметрларини  $DLTS$  билан аниқлаш учун  $f \neq 1$  тенгсизлик бажарилиши керак экан. Бу  $p^+-n$  ўтишли GaAs диодида яхши намоён бўлган.

Диод концентрацияси  $N_{CD} = S \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  бўлган  $n$ -типдаги арсенид галлийдан ясалган. Диодда кучланишни  $0 \rightarrow I$  қайта улашдан сиғим релаксацияси кузатилмаган.

$I_{\text{пр}} \rightarrow U$  қайта улашдан сўнг эса иккита чуқур сатҳни тўлдириш релаксациясига боғлиқ икки хил температура оралиғида сиғим релаксацияси (сиғимнинг камайиши) кузатилган. Демак, бундан кўринадики, икки сатҳ учун  $e_n \ll e_p$  тенгсизлик бажарилади.  $\Delta C_{21}$  нинг температурага боғланиши  $t_1$  ва  $t_2$  ларнинг бешта қийматида олинган ҳар бир боғланишидан  $T_{\max}$ ,  $\tau_{\max}$  (5.77) билан аниқланиб,  $\tau_{\max} = f(T_{\max})$  боғланишдан сатҳларнинг энергетик ҳолати  $E_1^{\max} = E_v + 0,44$  ЭВ,  $E_2 = E_v + 0,77$  ЭВ билан аниқланишини кўрсатади.  $DZTS$  нинг кўп чизмаларида  $N_v/N_{\text{саё3}}$  нисбат билан аниқланадиган сезгирлиги  $10^{-4}$  тартибда бўлади. Корреляция усулла-

рини қўллаш билан унинг сезгирлигини  $N_r/N_{\text{свез}} \sim 10^{-7}$  гача етказиш мумкинлиги кўрсатилган.

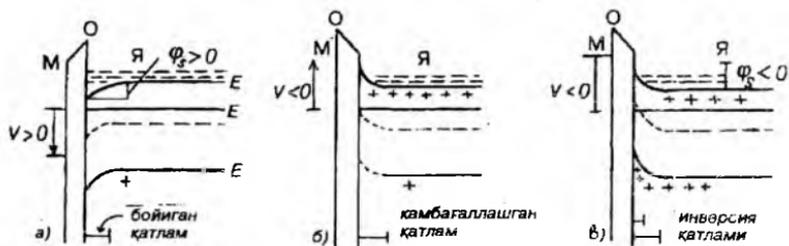
*DLTS* усули билан ЧС лар тўғрисида кўп маълумотлар олиш имконига эга бўлгани учун кейинги йилларда уларнинг кўпдан кўп чизмалари яратилиб, илмий лабораторияларда қўлланиб келинмоқда.

### **5.5-§. Металл-диэлектрик — яримўтказгич структура параметрларини ўлчашнинг C—V усули**

*а. Идеал металл-диэлектрик-яримўтказгич (МДЯ) структура C—V тавсифи*

Яримўтказгичлар сиртида, аниқроғи, диэлектрик-яримўтказгич чегарасида сирт ҳолатлари, яъни яримўтказгичнинг тақиқланган зонасида рухсат этилган энергия сатҳлари бўлмаган, диэлектрик (масалан, оксид, шиша) қатламида қўзғалувчан (K, Na, Cs ионлари) ва қўзғалмас тутқич марказ зарядлари, бошқача айтганда, сирқиш токи бўлмаган, яримўтказгич билан металл чиқиш ишларининг фарқи нолга тенг бўлган МДЯ структура бенуқсон (идеал) структура дейилади. Идеал МДЯ структурасида яримўтказгичнинг сирт потенциали ҳажмидаги потенциалига тенг бўлади ва структурага ташқи кучланиш қўйилмаганда яримўтказгичда энергиявий зоналари ясси (текис) бўлади. *n*-тип яримўтказгич асосида олинган МДЯ структурага ташқи кучланиш уланганда кечадиган жараёнларни қисқача таҳлил қилайлик.

Структурага мусбат силжиш кучланиши (металл томонига ўзгармас ток манбаининг мусбат қутби) уланса, яримўтказгич ҳажмидан электронларни сирт (диэлектрик-яримўтказгич чегараси) томон тортувчи электр майдони пайдо бўлади ва яримўтказгичнинг сирт соҳасида асосий заряд ташувчилар (электрон) билан бойиши кузатилади. Бу соҳада электр нейтраллик шарти бузилади ва ҳажмий заряд соҳаси (ҲЗС) содир бўлади. ҲЗС нинг ҳажмий заряди яримўтказгич-диэлектрик чегарасида сирт потенциалининг ортишига, энергиявий зоналарининг эгриланишига олиб келади (5.10-расм). ҲЗСнинг кенглиги заряд ташувчилар билан бойиш режимида етарлича кичик  $100\text{Å}^{\circ}$  бўлади, шунинг учун кучли бойиш режимида сиртий за-



5.10-расм. Нуқсонсиз (идеал) МОЯ структуранинг бойиш (а), камбағаллашиш (б), инверсия (в) режимдаги энергетик диаграммаси.

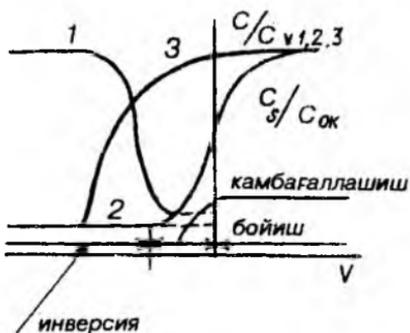
ряд сифими шундай катта бўладики, МДЯ структура сифими диэлектрик (масалан, оксид) сифимига тенг бўлади. Агар кучланишни  $V=0$  гача камайтирсак, асосий заряд ташувчилар туфайли юзага келган сифим камаяди. Ярим-ўтказгич киришма атомларининг концентрацияси  $10^{14} - 10^{15} \text{ см}^{-3}$  тартибда, диэлектрик қатламининг қалинлиги 0,1:1 мкм чамасида бўлганда, структура сифими (0,6±0,9)  $C_D$  ни ташкил этади. Мутлақ МДЯ структуранинг  $V=0$  даги сифими ясси (текис) зоналар сифими  $C_{яс}$  деб юритилади. Структурага нисбатан катта бўлмаган манфий силжиш кучланиши уланганда яримўтказгичнинг сирт соҳаси асосий заряд ташувчилар (электрон) билан камбағаллашади, компенсацияланмаган қўзғалмас мусбат зарядланган киришма донор ионидан ташкил топган ХЗС пайдо бўлади ва оқибатда энергия зоналарининг эгрилиниши кузатилади (5.10 б-расм). Бу ердаги ХЗС  $p-n$  ўтишга тескари йўналишда қўйилган кучланишдан ҳосил бўлган ХЗСга ўхшаш бўлади. ХЗС нинг сифими заряд ташувчилар билан камбағаллашган қатлам кенглиги  $W_{ХЗС}$  билан аниқланади.  $W_{ХЗС}$  қўйилган кучланишга, яримўтказгичнинг легирловчи киришма атом концентрациясига боғлиқ бўлиб, у сиртда потенциалнинг ортиши билан катталашади. Сирт соҳасининг камбағаллашиш режимида кучланишнинг ортиши ХЗС сифимининг камайишига олиб келади. Кўрилаётган ҳолда асосий заряд ташувчилар (электронлар)ни яримўтказгич сиртида ҳам, ҳажмида ҳам ўтказувчанлик зонасида ҳаракатланишини назарда тутсак, улар диффузион-дрейф мувозанати ўрнатилиши (максвелл) вақт доимийси  $10^{-12} \text{ С}$  билан силжиш кучланиши изидан

борадн. Шунннг учун снртннг заряд ташувчнлар бнлан камбағаллашншн, бонншндан юзага келган структуранннг юқорн, паст частоталн С—V характернстнкарн бнр-бнрнга мос тушаднлар. (5.11-расм, 1,2 чнзнқлар). Манфнй снлжнш кучланншнн катталаштнрнб, ярнмўтказгнчнннг энержн зоналарнда шундай эгрнланншга эрншнш мумкннкн, унннг снрт соҳаснда хусуснй ярнмўтказгнч ҳоснл қнлнш мумкнн. Бунда ярнмўтказгнчнннг снрт соҳаснда ҳаракатчан асоснй ва асоснй бўлмаган заряд ташувчнлар концентрнцннйсн бнргалнқда мнннмумга эрншадн. Бу ҳолатдагн снрт потенцнналнга мос равшнда МДЯ структурннг паст частоталн С—V характернстнкарн мнннмумга эрншадн. Маълумкн, манфнй снлжнш кучланншн ортншн бнлан ҲЗС нннг кенгайншндан ташқарн, ҲЗС нннг кенглнгндан анча кнчнк бўлган соҳада асоснй бўлмаган заряд ташувчнлар концентрнцннйсн орта борадн.

Асоснй бўлмаган заряд ташувчнлар концентрнцннйсн асоснй заряд ташувчнларннкндан ортншн бнлан снрт соҳаснда ўтказувчанлнк тнпн ўзгарадн, яънн ўтказувчанлнкнннг ннверсннйсн кузатнлади (5.10 в-расм). Ннверснон қатлам кенглнгн ҲЗСнннг кенглнгндан анча кнчнк бўлганн учун, бу қатламнннг снғнмн жуда катта бўлади ва ннтнжада ўтказувчанлнкнннг ннверснн соҳаснда паст частоталн С—V характернстнкарн днэлектрнк (окснд) снғнмн-гача тез тўйннадн (5.11 расм—1-чнзнқ). Ннверснон қатламда ковак ўтказувчанлнгн мавжуд бўлганлнгн туфайлн, ковакнн кўчншндан ёкн ҲЗС да генернцнон-рекнмбнннцнон жараянлар туфайлн, қатлам зарядн ўзгарншн мумкнн. Бу жараянлар ннсбатан секин кечаднган жараянлар, шунннг учун частотанннг ўсншн бнлан асоснй бўлмаган заряд ташувчнлардан пайдн бўлган снғнм нолга нннтнлади.

Кузатншларнннг кўрсатншнча, генернцнн жараянларн критнк частотанн аннқлайдн. Бу частота шундай частотаки, ундан катта частотада С—V характернстнкарн юқорн частоталн характернстнкарн (2) нннг кўрннншнн оладн. Ярнмўтказгнчнннг снртнй снғнмн, камбағаллашган қатлам снғнмндан нборат бўлади. Ннверснон қатлам пайдн бўлгандан сўнг ҲЗС нннг кенгайншн тўхтайдн. Асоснй бўлмаган заряд ташувчнлар МДЯ (МОЯ) структура снғнмн-га ҳнсса қўшмаса ҳам, юқорн частоталн снғнмнн нн-

5.11-расм. Нуқсонсиз МОЯ структуранинг  $C-V$  хара­ктеристикаси. 1,2 чизиқлар ва ҳақиқий МОЯ структура хара­ктеристикаси (3 чизиқ). Паст (1), юқори (2) частотали  $C-V$  хара­ктеристикалар, (3) — оксиддаги қўзғалмас зарядни, чиқиш ишлари фарқининг таъсирини ҳисобга олгандаги МОЯ нинг  $C-V$  хара­ктерис­тикаси.



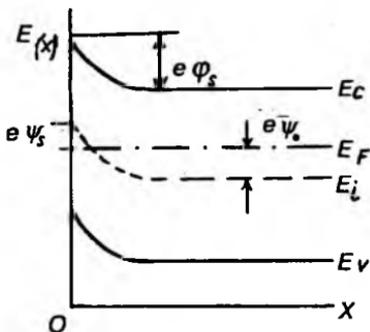
версия режимидаги сифим  $C_{инв}$  сатҳида тўйинишга олиб келади. Критик частота  $\sim 1\text{кГц}$  тартибида, баъзи бир ҳолда, ундан кичик  $0,1\text{кГц}$  бўлган қийматларни қабул қилади. Оралиқ частоталарда  $C-V$  хара­ктеристика инверсия ре­жи­ми­да шубҳасиз 1- ва 2-ҳолатлар орасини эгаллайди. Шунини эслатиш жоизки, биз юқорида муҳокама қилган идеал МДЯ структура,  $C-V$  хара­ктеристикаси юқори паст частотали ўлчаш сигналидан силжиш кучланиши доимий ёки секин (квазистатик) ўзгариш кузатиладиган ҳолга (та­ал­луклидир) тегишлидир.

**б. Идеал МДЯ структуранинг  $C-V$  хара­ктеристикаси­ни назарий ҳисоблаш**

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

$$e\psi = E_i - E_f \quad (5.79)$$

ифода билан аниқланадиган электр потенциали тушун­часи киритилади (5.12-расм). Бу ерда  $E_f$  — яримўтказгич­да ферми сатҳи  $E_i$  — берилган температурадаги хусусий



5.12-расм. Яримўтказгич сирт соҳасининг энергетик диаграммаси.

яримўтказгичнинг ферми сатҳига мос келадиган сатҳ. Сирт соҳаси яқинида энергия зоналарида эгриланиши мавжуд бўлса,  $E_c$  ва  $E_v$  сатҳлар  $x$  — координатанинг функциялари бўлади.  $E_i(x)$  сатҳ ва потенциал  $\psi(x)$  ҳам  $x$  — координатага боғлиқ.

Яримўтказгич сиртидан узоқда, энергия зоналарида эгриланиш бўлмаганда,  $E_i$  сатҳ хусусий яримўтказгичнинг ферми сатҳи билан

тушади. Потенциал  $\psi(x)$  ни  $x$  координатага боғлиқ ва боғлиқ бўлмаган икки ҳаддан иборат деб қараш мумкин:

$$\psi(x) = \psi_0 + \varphi(x) \quad (5.80)$$

$\psi_0$  — энергия зоналарида эгриланиш бўлмаган яримўтказгич ҳажмидаги потенциал. Яримўтказгич сирти ( $x=0$ ) да потенциал

$$\psi(0) = \psi_s$$

бўлади.

Энергия зоналарининг эгриланиши сирт соҳаси яқинидаги ҳажмий заряд туфайли юзага келган бўлиб, у ихтиёрый  $x$  — нуқтада ҳажмий заряд электр майдони билан боғлиқ электростатик потенциал  $\varphi(x)$  билан аниқланади. Яримўтказгич сиртида потенциал

$$\varphi(0) = \varphi_s$$

бўлиб, сиртнинг электростатик потенциалига мос келади.

$e\varphi_s$  катталиқ сирт соҳасининг энергия зоналари эгриланишига тенг бўлиб, сиртда электрон энергиясини аниқлайди. Сиртдан ичкарида электростатик потенциал  $\varphi_s=0$  бўлади. Агар сиртда электростатик потенциал нолга тенг, яъни  $\varphi_s=0$  бўлса, у ҳолда энергия зоналарида эгриланиш бўлмайди, бу ясси зона шарти деб юритилади. Агар  $\psi(0) = \psi_s = 0$  бўлса, яримўтказгич сиртида хусусий яримўт-

казгичлик шартни амалга ошади ва сиртда ферми сатҳи  $E_f$  билан мос тушади.

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

$$\begin{aligned} n(x) &= N_c \exp\left(-\frac{E_c(x) - E_f}{kT}\right) = n_i \exp\left(\frac{e\psi(x)}{kT}\right) = n_0 \exp\left(\frac{e\varphi(x)}{kT}\right) \\ p(x) &= N_v \exp\left(-\frac{E_f - E_v(x)}{kT}\right) = p_i \exp\left(-\frac{e\psi(x)}{kT}\right) = p_0 \exp\left(-\frac{e\varphi(x)}{kT}\right) \end{aligned} \quad (5.81)$$

ифодалардан аниқланади. Бу ифодалар таҳлилидан кўриладики,  $\psi_s$  ва  $\psi_0$  бир хил ишорада бўлса, ХЗС эса бойинган, ҳар хил ишорада бўлса, камбағаллашган ва инверсион қатламлар ҳосил бўлиши мумкин. Маълумки, сирт соҳасидаги ҳажмий заряднинг, ҳажмий заряд соҳасининг сифимини Пуассон тенгламаси

$$\operatorname{div} \mathbf{E} = \frac{d\varepsilon}{dx} = \frac{1}{\varepsilon_0 \varepsilon_1} \rho(x) \quad (5.82)$$

ечими асосида топилади. Бу ерда  $\zeta$  — яримўтказгичнинг диэлектрик сингдирувчанлиги,  $\varepsilon_0$  — вакуумнинг диэлектрик сингдирувчанлиги,  $\varepsilon$  — ҳажмий заряд соҳасининг электр майдони,  $\rho(x)$  — ҳажмий заряд зичлиги.

Донор концентрацияси  $N_D$ , акцептор концентрацияси  $N_A$  бўлган  $n$ -тип яримўтказгич сиртидан узоқда (ҳажмида) электр нейтраллик шартни

$$n_0 - p_0 = N_D - N_A \quad (5.83)$$

билан ифодаланади. Сирт соҳасида бу шарт бузилади ва ҳажмий заряд зичлиги  $\rho(x)$

$$\rho(x) = -e(n(x) + N_A) + e(p(x) + N_D) \quad (5.84a)$$

ёки (5.83) шартни ҳисобга олганда,

$$\rho(x) = e(p(x) - p_0) - e(n(x) - n_0) \quad (5.84b)$$

билан ифодаланеди,  $n_0, p_0$  — мос равишда мувозанатдаги электрон, ковак концентрацияси  $\psi(x)$  ва  $\varphi(x)$  потенциал-ларни ўлчамсиз потенциаллар

$$u(x) = \frac{e\psi(x)}{\kappa T}, \quad v(x) = \frac{e\varphi(x)}{\kappa T} \quad (5.85)$$

орқали ифодаланса, Пуассон тенгламаси (5.82)

$$\frac{d^2 u}{dX^2} = -\frac{e^2 n_i}{\kappa T \epsilon_1 \epsilon_0} [\lambda(e^{-u} - 1) - \lambda^{-1}(e^u - 1)] \quad (5.86)$$

кўринишга келади. Бу ерда  $\lambda$  — катталиқ

$$\lambda = \frac{p_0}{n_i} = \frac{n_i}{p_0} = \left(\frac{p_0}{n_0}\right)^{1/2}$$

орқали топилади.

(5.86) тенгламани  $x \rightarrow \infty$  да  $\frac{du}{dX} = 0$  бўлган чегаравий шартни қаноатлантирувчи биринчи интегралли

$$\frac{du(x)}{dX} = \pm 2 l F(\lambda, u) \quad (5.87)$$

бўлади. Бу ерда  $F(\lambda, u)$  функция, у

$$F(\lambda, u) = [\lambda^{-1}(e^u - u - 1) + \lambda(e^{-u} + u - 1)] \quad (5.88)$$

орқали ифодаланеди (5.87) тенглама  $u > 0$  да мусбат ишора билан  $u < 0$  да манфий ишора билан олинади. Энергия зоналари эгриланиши пастга бўлса,  $u$  нинг ишораси мусбат ҳисобланади.

$l_i$  — узунлик бирлигидаги катталиқ бўлиб,

$$l_i = \left(\frac{\epsilon_1 \epsilon_0 \kappa T}{2e^2 n_i}\right)^{1/2} \quad (5.89)$$

билан аниқланади, у хусусий яримўтказгичда электр майдонининг Дебай экранлаш узунлиги деб юритилади. Ярим-

ўтказгич кристалли сиртида электр майдон кучланганлиги (5.87) га кўра

$$\varepsilon_s = - \left. \frac{d\varphi(x)}{dx} \right|_{x=0} = \pm 2 \frac{KT}{e} l_i^{-1} F(\lambda, u_s) \quad (5.90)$$

кўринишни олади.

Остраградский-Гаус теоремасига мувофиқ сиртга яқин соҳадаги юза бирлигига келтирилган сирт заряди  $Q_s$  электр майдон кучланганлиги  $E$  орқали

$$Q_s = -\varepsilon_1 \varepsilon_0 E = \pm 2 \frac{KT}{e} \varepsilon_0 \varepsilon_1 l_i^{-1} F(\lambda, u_s) \quad (5.91)$$

муносабат билан топилади.

Потенциалнинг координатага боғланиши (5.87) ни интеграллаш орқали топилади

$$x(u) = \pm \frac{l_i}{2} \int_{u_1}^u \frac{du}{F(\lambda, u)} \quad (5.92)$$

ҳисоблашларнинг кўрсатишича (5.92) тенглама баъзи бир хусусий ҳоллардагина аналитик ечимга эга.

Таърифга кўра структура сирт соҳаси ҳажмий зарядининг дифференциал сифими

$$C = \frac{dQ_s}{dV} \quad (5.93)$$

орқали ифодаланиши мумкин. Структурага қўйилган ташқи силжиш кучланиши диэлектрикка тушган кучланиш  $V_D$  ва сирт электростатик потенциали  $\varphi_s$  йиғиндисига тенг бўлади:

$$V = V_D + \varphi_s = \frac{Q_{x3}}{C_D} + \varphi_s \quad (5.94)$$

МОЯ структура сифими  $C$  (5.93) ва (5.94) ларга кўра

$$\frac{1}{C} = \left( \frac{dV}{dQ_s} \right) = \frac{dV_D}{dQ_s} + \frac{d\varphi_s}{dQ_s} = \frac{1}{C_D} + \frac{1}{C_s} \quad (5.95)$$

орқали аниқланади. Бу ерда

$C_D = \frac{dQ_s}{dV_D}$  — диэлектрикнинг геометрик сифими бўлиб, у иккита металл пластина (контакт) орасига олинган диэлектрик ҳосил қилган конденсатор сифимига тенг,  $C_S = \frac{dQ_s}{dV_S}$  — сирт электростатик потенциалнинг ўзгаришидан ҳосил бўлган сирт сифими. У мутлақ МДЯ структура учун сирт яқинидаги ҳажмий заряд  $Q_s = Q_{x3}$  дан юзага келган сифим  $C_{x3}$  тенг бўлиб, у

$$C_{x3} = \frac{dQ_{x3}}{d\varphi_s} = \frac{\varepsilon_1 \varepsilon_0}{2l_i} \frac{[\lambda(1 - e^{-u_s}) + \lambda^{-1}(1 - e^{u_s})]}{[\lambda(e^{-u_s} - 1) + \lambda^{-1}(e^{u_s} - 1) + (\lambda - \lambda^{-1})u_s]^{1/2}} \quad (5.96)$$

билан топилади.

Шундай қилиб мутлақ МДЯ структурага қўйилган силжиш кучланиши (5.94) нинг электростатик потенциалга боғланишини (5.91) ва (5.85) дан

$$V = \pm \frac{l_i^{-1} \varepsilon_0 \varepsilon_1 [\lambda^{-1}(e^{u_s} - u_s - 1) + \lambda(e^{-u_s} + u_s - 1)]^{1/2}}{e C_D} + \frac{kT}{e} u_s \quad (5.97)$$

билан аниқланишини кўраимиз. Юқорида айтилганидек, биринчи ҳади  $u_s > 0$  бўлганда мусбат,  $u_s < 0$  бўлганда манфий ишора билан олинади. Диэлектрикнинг юза бирлигига келтирилган геометрик сифими формуладан ҳисобланади.

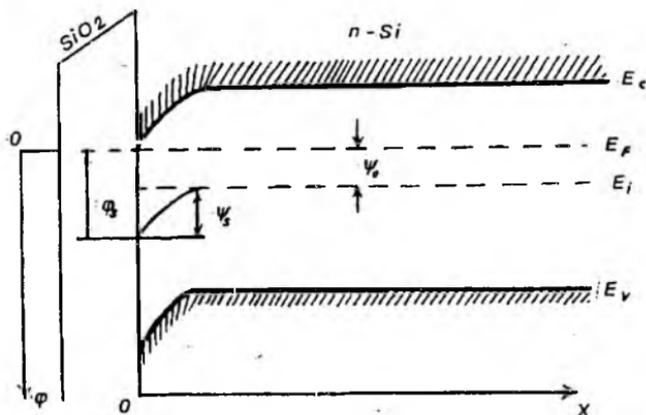
$$C_D = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_D}{w_D}$$

Бу ерда:

$\varepsilon_D$  — диэлектрикнинг диэлектрик сингдирувчанлиги;

$w_D$  — диэлектрик қатлам қалинлиги.

ТошДУ нинг яримўтказгичлар ва диэлектриклар физикаси кафедрасининг илмий ходимлари, ўқитувчилари МДЯ структура хоссаларини ўрганиш борасида ўзлари-



5.13-расм. *n*-типдаги кремний МДЯ структурасининг энергетик зоналар диаграммаси модели.

нинг муносиб ҳиссаларини қўшиб келмоқдалар. Улар МДЯ структура  $C-V$  характеристикасининг ҳисоблаш ифодаларини бирмунча соддалаштирганлар. Соддалаштириш асосида юқорида изоҳланган мутлақ МДЯ структура учун қабул қилинган фаразлар ҳамда *n*-тип яримўтказгичда  $N_A \ll N_D$  ва юқори частотада асосий бўлмаган заряд ташувчиларнинг ҳажмий зарядга камбағаллашган, бойиган режимларда қўшадиган ҳиссаси жуда кичик, инobatта олмаса бўлади, деган фараз ётади. Шунинг учун Пуассон тенгламаси (5.82) даги ҳажмий заряд зичлиги

$$\rho(x) = -e(n(x) - n_0) = -e(n(x) - N_D)$$

кўринишда олинган бўлиб, Пуассон тенгламаси ечилган. Ҳисоблашни соддалаштириш учун энергиянинг ноль қиймати қилиб ферми сатҳига мос режимдаги энергетик сатҳ қабул қилинган ва ҳисоб паст томонга қараб олиб борилади (5.13-расм). Потенциал эса

$$\varphi(x) = \psi(x) + \varphi_0 \quad (5.99)$$

кўринишда олинган. Бу ерда  $e\varphi$  — электрон энергияси,  $e\varphi_0$  — яримўтказгич ҳажмидаги электрон энергияси,  $e\varphi_s$  — диэлектрик яримўтказгич чегарасидаги электрон энергия-

си. Сиртда  $X=0$  да сирт потенциали  $j_s = \psi_x + \varphi_0$  га тенг, бўлишликни назарда тутсак ва  $u_s = e\psi_s/kT$  ўлчамсиз сирт потенциали киритганда ҳисоблашларнинг кўрсатишича, юза бирлигидаги сирт сифими  $C_s$  ни, яъни ҳажмий заряд сифими

$$C(u_s) = \frac{e(N_D - n_0 \exp u_s)}{(2n_0 kT/\epsilon_1 \epsilon_0)^{1/2} [e^{u_s} - u_s - 1]^{1/2}} \quad (5.100)$$

орқали аниқланади.

$u_s$  — мусбат (зоналарнинг бошланғич эгриланиши па-стга қараган бўлса) ҳамда манфий (зоналар эгриланиши юқорига бўлса) қийматлар қабул қилиши мумкин. Ҳаж-мий заряд сифимини (5.100) ифодадан мураккаб бўлмаган алмаштиришдан сўнг  $u_s > 0$  да сиртний заряд ташувчилар билан бойиш соҳасида

$$C(u_s) = \frac{e n_0 (\exp u_s - 1)}{(2n_0 kT/\epsilon_1 \epsilon_0)^{1/2} (\exp u_s - u_s - 1)^{1/2}} \quad (5.101)$$

$u_s < 0$  да заряд ташувчилар билан камбағаллашиш соҳасида

$$C(u_s) = \frac{e n_0 (1 - \exp(-u_s))}{(2n_0 kT/\epsilon_1 \epsilon_0)^{1/2} [u_s + \exp(-u_s) - 1]^{1/2}} \quad (5.102)$$

билан аниқлашишини кўраимиз. МДЯ структурага қўйилган тўла кучланишнинг сирт потенциалига боғланиши  $u_s > 0$  да

$$V = \left( \frac{2n_0 kT}{\epsilon_1 \epsilon_0} \right)^{1/2} [e^{-u_s} + u_s - 1]^{1/2} \frac{\epsilon_1 \epsilon_0}{C_D} S + \frac{kT}{e} u_s \quad (5.103)$$

$u_s < 0$  да

$$V = \left( \frac{2n_0 kT}{\epsilon_1 \epsilon_0} \right)^{1/2} [e^{-u_s} + u_s - 1]^{1/2} \epsilon_1 \epsilon_0 \frac{S}{C_D} - \frac{kT}{e} u_s \quad (5.104)$$

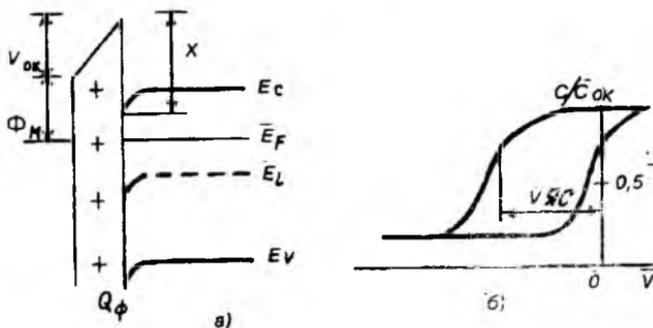
аниқланади. Бу ерда:  $S$  — контакт юзаси;  $C_D$  — диэлект-рик (ёки оксид) сифими.

в. Ҳақиқий (реал) МДЯ структуранинг  $C-V$  хара-  
теристикаси

Маълумки, МДЯ структурада металл-яримўтказгич чиқиш ишларининг фарқи нолдан фарқ қилганда унинг ишорасига қараб, структурага ташқи кучланиш қўйилма-ганда, яримўтказгич сирт соҳасида манфий ёки мусбат ишорали ҳажмий заряд пайдо бўлиши мумкин. Металл-яримўтказгич потенциаллар фарқидан ҳажмий заряддан юзага келган электр майдони структурага қўйилган та-шқи силжиш кучланишини ҳосил қилган электр майдони-  
нига қўшилади ва натижада  $C-V$  характеристикани куч-ланиш ўқи бўйича силжишига олиб келади (5.14-расм). Диэлектрик қатламда кўзгалмас (муайян ҳолатдаги заряд-нинг бўлиши ҳам характеристикани шундай силжишига олиб келади.

Шуни таъкидлаш керакки, бу зарядни металл-яримў-тказгич чегарасидан қандай масофада жойлашгани маъ-лум эмас. Шунинг учун эффектив заряд тушунчасидан фойдаланилади, у шундай зарядки, диэлектрик (оксид) — яримўтказгич чегарасига жойлаштирилганда кузатилган ҳодисани ҳосил қила олади. Ясси зоналар таърифига кўра, сирт потенциали  $\varphi_s > 0$  да ясси зоналар кучланиши

$$V_{яс} = \frac{E_{эм}}{e} + \frac{Q_{эф}}{C_D} \quad (5.105)$$



5.14-расм. Металл-яримўтказгич чиқиш ишлари фарқини, оксиддаги кўзгалмас зарядни МОЯ структура энергетик диаграммасига (а),  $C-V$  характеристикасига (б) таъсири  $\Phi_M$  — металл чиқиш иши,  $x$  — яримўтказгич электронига яқинлик,  $V_{ок}$  — оксиддаги кучланиш тушуви,  $E_{эм} = \Phi_M - (x + E_F - E_c)$  металл-яримўтказгич чиқиш ишларининг фарқи,  $Q_{ф}$  — оксид (диэлектрик)даги кўзгалмас заряд.

бўлади. Бу ерда  $E_{\text{ям}}$  — яримўтказгич — металл чиқиш ишларининг фарқи,  $Q_{\text{эф}}$  — эффектив муайян ҳолатдаги (қўзғалмас) заряд,  $C_D$  — диэлектрик (оксид) сиғими. Диэлектрик қатламдаги муайян ҳолатдаги заряд мусбат ҳам, манфий ҳам бўлиши мумкин. Энди сирт ҳолатларнинг таъсирини кўрамиз. Юқорида изоҳланганлардан кўринадики, ҳақиқий (реал) сирт бенуқсон (идеал) сиртдан сирт ҳолатлари деб номланувчи энергия сатҳлари мавжудлиги билан фарқланадилар. Уларнинг табиати ҳар хил бўлиб, кристаллнинг ажралиш (диэлектрик-яримўтказгич) чегарасида кристалл тузилишининг бузилиши туфайли юзага келадилар.

Сирт ҳолатлари асосан яримўтказгичлар билан боғланган, чунки уларнинг зарядлар билан тўлиши сирт потенциалига боғлиқ бўлиб силжиш кучланиши ўзгариши билан қайта зарядланадилар. Сирт ҳолатларини ҳосил қилган дифференциал сиғими  $C_s$  олдин кўрилган ҳажмий заряд сиғими  $C_v$  га кўшилади. Сирт ҳолатларининг мавжудлиги сирт сиғимини  $C_{ss}$  га ортишидан ташқари, сирт потенциалини МДЯ структурага қўйилган силжиш кучланишга боғланишини ўзгартиради, чунки сирт ҳолатларидаги зарядни ҳосил қилган электр майдони силжиш кучланишининг ҳосил қилган электр майдони билан диэлектрикнинг муайян ҳолатдаги заряд майдони каби кўшилади. Лекин муайян ҳолатдаги заряддан фарқли ўлароқ, сирт ҳолатларидаги заряд сирти потенциалининг ўзгариши билан у ҳам ўзгариши мумкин. Шунинг учун сирт ҳолатлари мавжуд бўлганда, уларнинг экранлаш таъсири манфий  $C-V$  характеристикани маълум соҳаларидагина назарий  $C-V$  характеристикасига нисбатан

$$\Delta V = Q_s / C_D$$

катталиқ қадар силжишига олиб келади.

Ажралиш чегарасидан  $10\text{Å}$  дан ошмаган масофада диэлектрикда бўлган сирт ҳолатлари яримўтказгич билан яхши боғланган (диэлектрик яримўтказгич ажралиш чегарасидаги потенциал тўсиқдан заряд ташувчиларнинг туннель ўтишлари туфайли) улар қайта зарядланишлари мумкин, лекин ажралиш чегарасидан масофанинг ортиши билан шундай алмашув эҳтимоллиги кескин камаяди

ва сирт ҳолатлари зарядларни қўзғалмас зарядга ўхшаш тўплашга қодир бўлади. Бундай сирт ҳолатлари одатда тутқич марказлар деб юритилади. Сирт ҳолатларини тутқич (марказларга) муайян ҳолатдаги, зарядларга бўлиниши жуда шартлидир. МДЯ структурада диэлектрик (оксид)да тутқич марказни қайта зарядланиши, қўзғалувчан заряднинг кўчиши, диэлектрик (оксид) нинг қутбланиши туфайли силжиш кучланишининг ҳар хил ўзгариши йўналишида олинган  $C-V$  характеристикалар бир-бирига мос тушмайди. Бу ҳодиса гистерезис деб юритилади, одатда бу оксиднинг турғун эмаслигидан далолат беради. Ҳодиса юқори температурада ва юқори электр майдонида кучаяди.

2. Юқори частотали  $C-V$  усул билан диэлектрик (оксид) — яримўтказгич чегараси параметрларини аниқлаш

1) Сирт ҳолатлар концентрацияси ва спектрини аниқлаш.

Бу катталиклар тажрибада олинган ва назарий ҳисобланган  $C-V$  характеристикаларини бир-бирига нисбатан кучланиш ўқи бўйича силжиши  $\Delta V(C)$  дан топилади. Диэлектрик (оксид) қатламидаги қўзғалмас заряди  $Q_\phi$  дан ва сирт ҳолатлари заряди  $Q_{ss}$  дан содир бўлган кучланишнинг силжиши қуйидагича ифодаланади:

$$\Delta V(C) = \frac{1}{C_D} (Q_\phi + Q_{ss}) \quad (5.106)$$

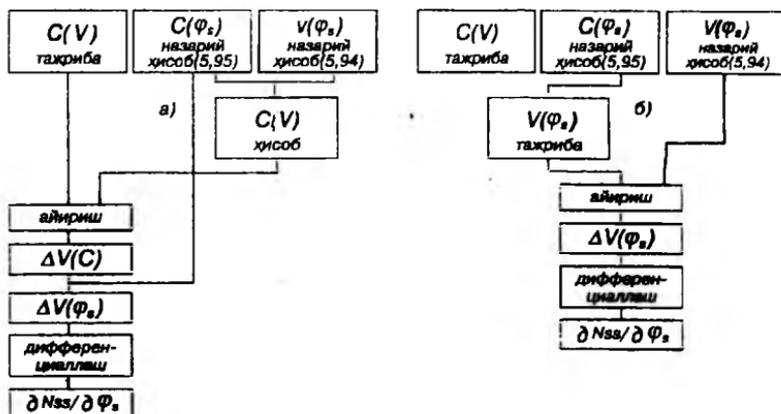
Сирт ҳолатлари концентрацияси

$$N_{ss}(\Delta V) = \frac{\Delta V \cdot C_D}{eS} \quad (5.107)$$

билан ҳисобланади. Бу ерда:  $S$  — металл контакт юзаси. (5.107) ифода сирт потенциали бўйича дифференциали

$$\frac{\partial N_{ss}}{\partial \varphi_s} = \frac{C_D}{eS} \frac{d(\Delta V)}{d\varphi_s} \quad (5.108)$$

сирт ҳолатлар спектрини беради. Сирт ҳолатлар спектрини (5.108) ифода орқали чизиш қуйидаги тартибда амалга оширилади (5.15-расм):



5.15-расм. Юқори частотали С—V усул билан С—V характеристикани чизиш ва чизмадан сирт ҳолати тақсимотини аниқлаш тартиби (кетма-кетлиги).

а) (5.96 ва 5.97) ёки (5.101 : 5.104) ифодалар орқали назарий ҳисобланган С—V характеристика чизилади;

б) тажрибада олинган ва назарий ҳисобланган С—V характеристикаларни солиштириб,  $\Delta V(\varphi_s)$  боғланиш топилади;

в) назарий ҳисобланган  $C(\varphi_s)$  ёрдамида  $\Delta V(C)$  боғланишдан  $\Delta V(\varphi_s)$  боғланишга ўтилади;

г)  $\Delta V(\varphi_s)$  ни дифференциаллаб, (5.108) ифода орқали сирт ҳолатлар спектри чизилади.  $\frac{\partial N_{ss}}{\partial \varphi_s}$  ни С—V характеристикани назарий ҳисобламасдан ҳам чизиш мумкин. Бу усулни ҳисоблаш тартиби 5.15-расмда келтирилган.

2. Сирт потенциали ва оксидда муайян ҳолатдаги (фиксированный) зарядни аниқлаш.

Назарий ҳисобланган  $C(\varphi_s)$  характеристика билан тажрибада олинган  $C(V)$  ни солиштириб, исталган силжиш кучланишидаги сирт потенциали

$$\varphi_s = \varphi_s(V)$$

олинади. Равшанки, сиртнинг инверсия ва бойиш соҳаларида сирт потенциалининг ўлчашдаги аниқлик кескин камаяди. Шунинг учун ташқи кучланиш қўйилмаганда сирт потенциали муҳим аҳамият касб этади, чунки у ташқи

электр майдони қўйилмаганда ажралиш чегарасининг ҳолатини белгилайди. У оксиддаги қўзғалмас заряд ҳамда сирт ҳолатларидаги бошланғич зарядлари билан аниқланади. Одатда сиртий зарядларни аниқлашда ясси зоналар кучланиши  $V_{\text{яс}}$  қўлланилади. Структурага ясси зоналар кучланишига тенг бўлган ташқи кучланиш уланганда яримўтказгич сиртида ХЗС зарядининг сирт ҳолатларидаги зарядининг ўзгаришини (5.106) га кўра,

$$V_{\text{яс}} C_D = V_{\text{хз}} C_D = Q_{\text{окз}} + \Delta Q_{\text{сс}} \quad (5.109)$$

кўринишда ифодалаш мумкин.

$Q_{\text{окз}}$  — кучланиш уланмагандаги ХЗС нинг заряди, яъни бошланғич сирт потенциал  $\varphi_{\text{ос}}$  даги заряд,  $\Delta Q_{\text{сс}}$  — структурага  $V_{\text{яс}}$  кучланишга тенг кучланиш улангандан сўнг сирт ҳолатлари зарядининг ўзгариши.

(5.108) ифода 0 дан  $\varphi_s$  гача бўлган ораликда интеграллаб топилади.  $V_{\text{ясб}} C_D$  ҳамда  $\Delta Q_{\text{сс}}$  ни билган ҳолда (5.109) дан  $Q_{\text{окз}}$  топилади.  $Q_{\text{хз}}(\varphi_s)$  ни ҳисоблаш орқали бошланғич сирт потенциали  $\varphi_{\text{ос}}$  топилади.  $Q_{\text{окз}}$  дан диэлектрикдаги қўзғалмас зарядни ажратиб олиш учун сирт ҳолатларининг тақиқланган зона бўйича тақсимотини билиш керак. Шунинг учун юқори частотали С—V характеристика билан тақиқланган зона бўйича тақсимланган сирт ҳолатлари зарядини, диэлектрикдаги қўзғалмас зарядларни ажратиб бўлмайди. Лекин, агар С—V характеристиканинг шакли назарий ҳисобланганга яқин, яъни  $V_{\text{яс}}$  яқинида етарлича тик ва  $V_{\text{яс}}$  нисбатан катта бўлса, сирт ҳолатлар зарядининг ўзгаришини инobatга олмаслик мумкин. У ҳолда  $V_{\text{яс}}$  қўзғалмас зарядлар билан аниқланади. Аксинча, агар С—V характеристика қия бўлса,  $V_{\text{яс}}$  потенциал  $\varphi_{\text{ос}}$  дан 0 гача ўзгарганда, сирт ҳолатлар зарядининг ўзгаришини аниқлайди. У ҳолда  $0 < \varphi_s < \varphi_{\text{ос}}$  ораликда  $N_{\text{сс}} = \text{const}$  бўлсин деб фараз қилиб, бошланғич сирт потенциали  $\varphi_{\text{ос}}$  ни

$$\varphi_{\text{ос}} = \varphi_s + \frac{V_1 C_D}{e^2 N_{\text{сс}}} \quad (5.110)$$

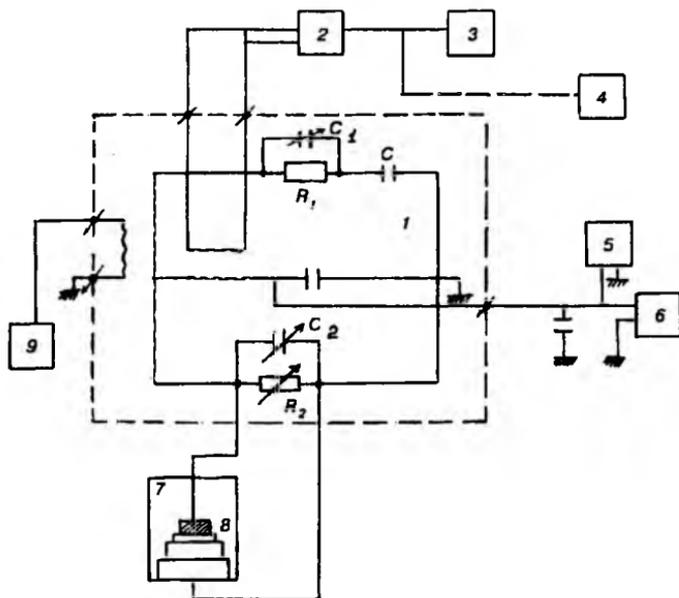
билан ҳисоблаш мумкин. Бу ерда  $N_{\text{сс}} \varphi = 0$  ( $V_1 = V_{\text{яс}}$  да аниқланган) сирт ҳолатлари концентрацияси.

Юқорида келтирилган параметрлардан ташқари, юқори частотали С—V характеристика орқали яримўтказгичнинг

легирловчи киришма концентрациясини, қалинлик бўйича тақсимотини, яримўтказгич типини, оксид қатлам (диэлектрикни) диэлектрик сингдирувчанлигини, қалинлигини ва бошқа параметрларини аниқлаш мумкин.

#### 5.6-§. Сигим спектроскопия усуллари билан чуқур сатҳ параметрларини ўлчаш қурилмаси

Чуқур сатҳли марказ параметрларини сигим спектроскопия усуллари билан аниқлашда намуна билан ўлчаш қурилмасини туташтирувчи кабел (симлар) сигими ҳамда намуна бошланғич тўсиғи сигими катта бўлган ҳолатда  $P^+$ - $n$  ўтишли диод ёки шоттки диоди тўсиғи сигимининг кичик ўзгаришини ўлчаш лозим бўлади. Одатда бунга трансформаторли юқори частотали ўзгарувчан ток кўприги (МП-300) дан фойдаланиш орқали эришилади. Юқорида кўрганларимиздан кўринадики, структура тўсиғи сигими кўп омилларга, масалан, температурага, қўйилган кучланишга, ўлчаш кучланиш частотасига, намуна ёритилса, ёруғликнинг тўлқин узунлиги, ностационар жараёнларда вақтга боғлиқ. Бу боғланишларни сигим спектроскопия усуллари билан ўлчаш қурилмаларидан бири 5.16-расмда келтирилган. Илмий текшириш лабораторияларида кўп ҳолларда трансформаторли юқори частотали ўзгарувчан ток кўпригини тўла ўтказувчанликнинг ўлчаш кўприги МП-300 га ўхшатиб йиғилади. Ўтказувчан ток кўпригини тузилиши ҳар хил бўлиб, улар юқори частотали импульслик кичик ўлчамли трансформаторлар (МИТ-8, МИТ-4) асосида йиғилиши мумкин. Юқори частотада диод барьер сигимини ёки унинг ҳар хил омиллар таъсирида ўзгариши параллел алмаштириш чизмаси бўйича ўлчанади. Бошқача айтганда, диод параллел уланган сигим ва қаршилиқдан иборат (тузилиш структура) деб қаралади. Шунинг учун ўзгарувчан ток кўпригининг бир елкасига ўзгарувчан эталон сигим ва ўзгарувчан эталон қаршилиқ уланади ва улар орқали структура барьер сигими ёки унинг ўзгариши аниқланади. Кўприкнинг иккинчи елкасига юқори аниқликдаги ўзгарувчан  $C_2$  конденсатор ўзгарувчан  $R_2$  қаршилиқ ва уларга параллел текширилаётган диод уланади. Улар махсус даражаланган бўлиб, бўлиниш да-



5.16-расм. Диод ва МДЯ структуралар  $C-V$  характеристикаларини ўлчаш қурилмасининг схемаси.

ражаси  $0,01$  пф га тенгдир.  $R_1$ ,  $R_2$  — қаршиликлар бир қанча қаршиликлар асосида йиғилиши ёки уларга ўзгарувчан ток кўпригининг қаршилик блоки қўлланиши мумкин.

Маълумки, биронта ташқи таъсир остида структура қаршилиги сиғими ўзгарса, кўприк мувозанатини бузилишига олиб келади. Кўприк мувозанати бузилишидан ҳосил бўлган кучайтирилган ўзгарувчан сигнал катталиги ўзгараётган сиғимга пропорционал бўлади. Бу сигнални ўлчаш кучланиши частотасининг  $150 : 500$  КГц оралиғида В-61 типидagi селектив вольтметри билан, частотанинг  $10 : 150$  КГц оралиғида эса ф-582 типидagi ноль индикатор ёрдамида кучайтириб, у С1-68, С1-76 типидagi осциллограф билан ёки детекторланганидан сўнг икки координатали Н-306 типидagi ўзи ёзгич билан қайд қилинади. Ўзгарувчан ток кўпригига юқори частотали Г-4-94, Г 3-112 типидagi генератордан частотаси  $f=10 \div 500$  КГц, бўлган намунага амплитудаси  $10 : 50$  мВ дан ошмаган куч-

ланиш берилади. Бу қурилма диод барьер сифимининг кинетикасини қайд қилиш имконини беради ва у орқали чуқур сатҳнинг электрон билан тўлиш релаксация вақти  $\tau$  ни аниқлаш мумкин. Агар  $\tau > 5\epsilon$  бўлса, кўприк мувозанати бузилгандан ҳосил бўлган сифим ўзгаришига пропорционал кучланиш (сигнал) икки координатали ўзи ёзгич ёрдамида, агар  $\tau < 5\epsilon$  бўлса,  $\tau$  — метр чизмасини қўллаш орқали осциллографда қайд қилинади. Бунда сатҳнинг электрон билан тўлдириш релаксация вақтини тўғридан-тўғри аниқлаш керак бўлади.  $\tau$  метр зарядланган конденсатор  $C$  ни  $R_3$  ва  $R_4$  қаршиликлар орқали разрядланишига асосланган қурилма. Зарядланган конденсаторнинг  $R_3$  ва  $R_4$  қаршиликлар орқали разрядланиши  $R_4$  қаршиликда вақт доимийси  $\tau_{RC} = C(R_3 + R_4)$  бўлган экспоненциал қонуният бўйича ўзгарувчан кучланиш ҳосил бўлади, бу кучланиш осциллографнинг горизонтал ўқ бўйича ёйиш кучайтиргич киришига берилади. Агар сатҳнинг электрон билан тўлдириш релаксация вақти, сифимнинг  $(R_3 + R_4)$  қаршилик орқали разрядланиш вақт доимийсига тенг бўлса, осциллограф экранда кўприк мувозанати бузилишидан содир бўлган кучланишнинг вақт бўйича ўзгариши чизикли бўлади. Демак, ҳар бир сатҳнинг берилган температурадаги  $\tau$  ни аниқлаш учун  $R_3$  ва  $C$  шундай танланадики, осциллограф экранда сифим релаксация кучланишининг вақт бўйича ўзгариши чизикли бўлсин. Шунини эслатиб ўтиш керакки,  $\tau$  — метрнинг сифими ( $C$ ) чуқур сатҳни тўлдириш ( $V=0$ ) ёки тўғри кучланиш пайтида зарядланади. Структура барьер сифимини ўлчашда тесқари кучланиши улангандан бошлаб,  $\tau$  метрни конденсатори  $(R_3 + R_4)$  орқали разрядланиб, у сифим релаксация кучланиши  $u(t)$  ни осциллограф горизонтал ўқи бўйича ёяди. Чуқур сатҳ параметрлари аниқланадиган структура криостатга жойлаштирилади ва у керакли температурага совитилади. Намунани белгиланган температурада турғун тутиб туриш ҳар хил тезликда чизикли қонуният бўйича иситиш, совитиш автоматик равишда бошқариладиган қурилма ёрдамида амалга оширилади. Тошкент Давлат университети қошидаги амалий физика институти ходимлари томонидан бир қанча қулайликларга эга бўлган азот буғида совитиладиган криостат ҳамда намунани ҳар хил тезликда совитиш, иситиш температура-

нинг берилган қийматида  $0,01^{\circ}\text{C}$  аниқликда турғун тутадиган температура стабилизатори яратилган. Бу қурилмада температурани ўлчаш ва бошқариш датчиги сифатида диод (КД 105Б), иситгич элементи сифатида транзистор (КТ—808) қўлланилган. Иситгич массаси кичик бўлгани учун температуранинг бошқарилиши тез содир бўлади. Намуна температурасининг ҳар хил тезликда чизиқли қонуният бўйича ортиши, пасайиши термик рағбатлантирилган сиғим ток усуллари билан чуқур сатҳнинг параметрларини тез ва етарли аниқликда ўлчаш имкони беради.

## ФЙДАЛАНИЛГАН АДАБИЁТЛАР

1. Н. Ф. Ковтанюк, Ю. А. Концевой. Измерения параметров полупроводниковых материалов. Изд. "Металлургия". М. 1970 г.
2. Л. П. Павлов. Методы определения основных параметров полупроводниковых материалов. М. "Высшая школа", 1975 г.
3. В. В. Батавин, Ю. А. Концевой, Ю. В. Федорович. Измерение параметров полупроводниковых материалов и структур. М. "Радио и связь", 1985 г.
4. Л. П. Павлов. Методы измерения параметров полупроводниковых материалов. М. "Высшая школа", 1987 г.
5. Ю. В. Воробьев, В. Н. Добровольский, В. И. Стриха. Методы исследования полупроводников. Киев "Высшая школа", 1988 г.
6. В. М. Колешко, Т. Д. Каплон. С—V методы измерения параметров МОП структуры. Обзоры по электронной технике. Сер. 3-микронэлектроника. Вып. 2/456/М. ЦНИИ, Электроника, 1977 г.
7. И. Н. Каримов. "Влияние внешних воздействий на свойства границы раздела полупроводник-диэлектрик МДП — структур". Канд. дис. Ташкент — 1986 г.
8. Л. С. Берман, А. А. Лебедев "Емкостная спектроскопия глубоких центров в полупроводниках". Изд. "Наука" 1981 г.
9. Terman Z. M. Solid State Electronics 1952, 5, 285.

## МУНДАРИЖА

Кириш .....	3
-------------	---

### **1-боб. ЯРИМЎТКАЗГИЧЛАРДА СОЛИШТИРМА ҚАРШИЛИКНИ ЎЛЧАШ УСУЛЛАРИ**

1.1-§. Яримўтказгичли намунанинг солиштира қаршилигини унинг тўла қаршилиги бўйича аниқлаш .....	5
1.2-§. Солиштира қаршиликни ўлчашнинг бир ва икки зондли усуллари .....	11
1.3-§. Тўрт зондли усул .....	20
1.4-§. Юпқа қатламларда солиштира қаршиликни тўрт зондли усул билан аниқлаш .....	34
1.5-§. Эпитаксиал, диффузион қатламларнинг солиштира қаршилигини тўрт зондли усул билан аниқлаш .....	41
1.6-§. Солиштира қаршиликни тўрт зондли усул билан ўлчашдаги хатоликлар .....	42
1.7-§. Ван-дер-Пау усули билан солиштира қаршиликни ўлчаш ....	49
1.8-§. Солиштира қаршиликни нуқтавий контактнинг тарқалган (ёйилган) қаршилик усули билан аниқлаш .....	59
1.9-§. Солиштира қаршиликни металл-яримўтказгич нуқтавий контрактнинг тешилиш кучланиши бўйича ўлчаш усули .....	67

### **2-боб. ЗАРЯД ТАШУВЧИЛАР КОНЦЕНТРАЦИЯСИ ВА ҲАРАКАТЧАНЛИГИНИ ЎЛЧАШ УСУЛЛАРИ**

2.1-§. Холл эффекти ёрдамида заряд ташувчиларнинг концентрацияси ва ҳаракатчанлигини ўлчаш усуллари .....	73
2.2-§. Холл ЭЮКини ўлчаш усуллари .....	81
2.3-§. Холл токи .....	91
2.4-§. Холл тоқларини ўлчаш ва у орқали яримўтказгич намуналарда заряд ташувчиларнинг концентрацияси ва ҳаракатчанлигини ўлчаш .....	95

2.5-§. Ван-дер-Пау ва тўрт зондли усул билан яримўтказгич намуналарда заряд ташувчилар концентрацияси ва ҳаракатчанлигини ўлчаш .....	100
2.6-§. Холл эффектини ўлчашдаги мунтазам (систематик) хатоликларга таъсир этувчи омиллар .....	105
2.7-§. Яримўтказгичларда заряд ташувчилар концентрацияси ва ҳаракатчанлигини намунанинг магнитоқаршилиги бўйича аниқлаш. ....	109
2.8-§. Яримўтказгичларда тақиқланган зона кенлигини, донор ва акцептор киришма атомларининг концентрацияси ва ионланиш энергиясини аниқлаш .....	115

### **3-боб. ЯРИМЎТКАЗГИЧЛАР ПАРАМЕТРЛАРИНИ ОПТИК УСУЛЛАР БИЛАН ЎЛЧАШ**

3.1-§. Яримўтказгичларнинг оптик параметрлари .....	128
3.2-§. Оптик параметрларни (константаларни) тажрибада аниқлаш усуллари .....	134
3.3-§. Заряд ташувчилар концентрацияси ва ҳаракатчанлигини ўлчашнинг оптик усуллари .....	140
3.4-§. Эллипсометрия усули .....	156

### **4-боб. НОМУВОЗАНАТ ЗАРЯД ТАШУВЧИЛАР ПАРАМЕТРЛАРИНИ ЎЛЧАШ УСУЛЛАРИ**

4.1-§. Номувозанат заряд ташувчилар параметрлари .....	166
4.2-§. Номувозанат заряд ташувчилар билан инжекцияланган намунанинг ўтказувчанлиги .....	173
4.3-§. Номувозанат заряд ташувчилар параметрларини ўлчашнинг ностационар усуллари .....	176
4.4-§. Ток импульси инжекциясига асосланган номувозанат заряд ташувчилар яшаш вақтини аниқлаш усуллари .....	202
4.5-§. Номувозанат заряд ташувчилар параметрларини ўлчашнинг стационар усуллари .....	213
4.6-§. Номувозанат заряд ташувчилар параметрларини фотоэлектромагнитик ҳодисаси (Жикоин-Носков эффекти)дан фойдаланиб аниқлаш усули .....	225
4.7-§. Яримўтказгич параметрларини номувозанат заряд ташувчилар тақсимотидан (тўғридан-тўғри) фойдаланиб аниқлаш усуллари .....	254

4.8-§. <i>P</i> -л ўтишининг ва Шоттки тўсифининг қисқа туташув фототокини ўлчашга асосланган диффузион узунликни аниқлаш усули .....	249
---------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------	-----

### **5-606. ЧУҚУР САТҲЛИ МАРКАЗЛАР ПАРАМЕТРЛАРИНИ ЎЛЧАШ УСУЛЛАРИ**

5.1-§. Чуқур сатҳли марказларнинг параметрлари .....	255
5.2-§. <i>P</i> -л ўтишда чуқур сатҳларнинг электронлар билан тўлдирилганлиги .....	260
5.3-§. Чуқур марказли диодларнинг барьер сигими .....	266
5.4-§. Яримўтказгичлар чуқур марказлари параметрларини аниқлашнинг сигим спектроскопия усуллари .....	273
5.5-§. Металл-диэлектрик-яримўтказгич структура параметрларини ўлчашнинг $C-V$ усули .....	296
5.6-§. Сигим спектроскопия усуллари билан чуқур сатҳ параметрларини ўлчаш қурилмаси .....	312
Фойдаланилган адабиётлар .....	316

*Зайнобиддинов Сирожиддин, Акрамов Хидой*

**ЯРИМЎТКАЗГИЧЛАР ПАРАМЕТРЛАРИНИ  
АНИҚЛАШ УСУЛЛАРИ**

*Ўзбек тилида*

Бадий муҳаррир *Т. Қаноатов*

Техник муҳаррир *У. Қим*

Мусахҳиҳ *М. Йўлдошева*

Компьютерда тайёрловчи *Е. Гильмутдинова*

Теришга берилди 6.11.2000. Босишга рухсат этилди 6.06.2001.

Бичими 84×108<sup>1/32</sup>. Офсет босма усулида босилди. Шартли босма  
табоғи 16,8. Нашр т. 17,24. Нусхаси 2 000. Буюртма № 55.

Баҳоси шартнома асосида.

“Ўзбекистон” нашриёти, 700129, Тошкент шаҳри, Навоий кўчаси, 30.

Нашр № 61-2000.

Ўзбекистон Республикаси Давлат Матбуот қўмитасининг

1-босмахонасида босилди. Тошкент ш. 700002,

Сағбон кўчаси 1-берк кўча, 2-уй.