

**К.У. БОБОХҮҖЖАЕВ  
Б. Х. КҮҮҖҚОРОВ  
О. О. МАМАТКАРИМОВ**

**ЯР ИМҮТҮТКАЗГИЧЛИ  
АСБОБЛАР ФИЗИКАСИ**



ЎЗБЕКИСТОН RESPUBLIKASI  
OLIN VA Y'RTA MAXSUS TAYLIM VAZIRLIGI  
TOHKENT VILOYATI CHIRCHIK DAVLAT  
PEDAGOGIKA INSTITUTI  
NAMANGAN DAVLAT UNIVERSITETI

**БОБОХЎЖАЕВ КУДРАТ УМАРОВИЧ**

**БЕХЗОД ХОШИМЖАНОВИЧ КЎЧКОРОВ**

**ОДИЛЖОН ОХУНДАДАЕВИЧ МАМАТКАРИМОВ**

**60110700-Физика ва астрономия**

**70530905-Яримўтказгичлар физикаси**

**Яримўтказгичли асбоблар физикаси  
(Ўқув кўлланма)**

**Чирчик 2022**

УДК 530.1  
ББК 22.3

Б - 79

**Яримўтказгичли асбоблар физикаси**

**БОБОХҲЖАЕВ КУДРАТ УМАРОВИЧ  
БЕХЗОД ХОШИМЖАНОВИЧ КҮҶҚОРОВ  
ОДИЛЖОН ОХУНДАДАЕВИЧ МАМАТКАРИМОВ**

Мазкур кўланмада хозирги замон яримўтказгичли асбобларнинг асосий иш тамойиллари тахлил этилиб, яримўтказгичли диод ва транзисторлар асосидати интеграл схемагар, майдонли транзисторларни кўлланиш соҳалари, уларни турли температура ва частоталарда характеристикаларини ўзгараши ва амалиётда фойдаланиши усулларини кўрсатиб берилган. Ушбу кўланма Давлат таълим стандартларининг 60110700-физика ва астрономия бакалавр ва 70530905-Яримўтказгичлар физикаси магистратура йўналишларининг ўқув дастурига мос ҳолда яратилган бўлиб, ундан «Яримўтказгичлар ва диэлектриклар физикаси» «Каттик жисм физикаси» «Микроэлектроника» «Яримўтказгичли асбоблар» шу соҳа талаба ва магистлари, физика-техника муҳандислари, илмий тадқиқодчилар, радиоэлектроника соҳасида яримўтказгичли асбобларниамалиётда кўлланиши хохловчилар фойдаланишлари мумкин.

**Тақризчиллар:** физ-мат. фанлари доктори  
И. Г. Турсунов (ТВЧДПИ);  
физ.-мат. фанлари номзоди  
И. Х. Холматович (ЎзМУ);

ISBN 978-9943-9169-2-0

2

**Кириш**

Бугунги кунда фан ва техника соҳасида энг тез фан-бу яримўтказгич асбоблари физикасидир. Бунга сабаб, яримўтказгичли асбобларнинг инсон фаолиятини барча соҳаларида-тибиётдан то космик тадқиқотларгача кенг қўлланишидир. Бундай тез тараққиётга яримўтказгичли материалларнинг физик хоссаларини узоқ ва чуқур текширишлар олиб келди. 1900 йилдан бошлаб жаҳоннинг турли давлатларининг олимлари металл-яримўтказгич нуқтавий контактни детектирлаш-тўғрилаш хоссаларини ўргана бошладилар. Бунда асосан яримўтказгич материал сифатида кремний карбиди, кремний, теллурилар ишлатилди. 1922 йилда манфий дифференциал каршиликка эга бўлган контактлар аниқланди ва ўрганилди. Булар асосида каттик жисм электр тебранишлари генераторлари яратилди. 1937 йилда эса экспериментлар асосида ҳар хил турдаги ярим ўтказгичлар четарсида токни тўғрилаш назарияси вужудга келди. 1940 йилда эса бу назария кўп сонли экспериментларда тасдиқланди.

Шу даврдан бошлаб, турли турдаги яримўтказгич-яримўтказгич контактидати оралик катламдати бўладиган жараёнлар ўрганила бошланди. Лекин, катор эксперимент натижалари металл-яримўтказгич контактидан ўтувчи ток назариясига мос эмас эди. 1947 йилда яримўтказгич юзасида, у бошка яримўтказгич ва металл билан контактда бўлмаган ҳолда ҳам, электрон ҳолатлар мавжудлиги ҳақидаги фикр илгари сурилди. Бу асосида иккита яримўтказгич контактидан ток ўтиш механизмнинг назарияси вужудга келди ва у кенг тарқалиб, эксперимент натижаларига мос натижаларни берди. Бу назария замонавий яримўтказгичли тўғрилагичли диодларнинг ишлаш механизмига асос бўлди.

Турли турдаги икки яримўтказгич четарсида катта электр майдон бўлгандаги жараёнларни ўрганиш р-п ўтишининг тешилиш назариясини вужудга келишига ва бу асосда ишловчи яримўтказгичли асбоб-стабилитроннинг яратилишига олиб келди.

3

Шу жумладан, иккита яримўтказгич контактини ёрۇғлик энергиясини электр энергиясига айлантиришда кўллаш мумкинлиги кўрсатилди. Бу тамойилда ишлаб чиқилган фотозлементлар ёрۇғлик сигналларини кайд қилишда ҳамда фотознергетикада кўлланилмоқда.

1948 йилда каттик жисмли яримўтказгичли кучайтиргич-трансформатор яратилди. Бу асбоб ишлаш асосини иккита ўзаро якин жойлаштирилган р-п ўтишларнинг ўзаро таъсири ташкил этади ва ток ўтказиш жараёнида икки ишорали заряд ташувчилар-электрон ва коваллар иштирок этади. 1952 йилга келиб, нуктавий ва ясси бикутбый транзисторлар каби яримўтказгичли асбоблар яратилди. Кейинчалик бикутбый яримўтказгичли транзисторларнинг кучайтириш хусусиятларини яхшилаш, ишлаш частота диапазонини кенгайтириш ҳамда иш қувватини ошириш борасида таджикотлар олиб борилди.

50-йилларнинг охирида ўзаро якин жойлаштирилган учта р-п ўтишларнинг ўзаро таъсирига асосланган яримўтказгичли асбоб транзистор ишлаб чиқилди. Транзисторларнинг асосий ишлатилиш соҳаси бу кичик инерцияли қувватли тоқларни коммутация қилишдир.

Яримўтказгичлар юзасида ва яримўтказгич-диэлектрик фаза чегарасидаги физик жараёнларни чуқур ўрганилиши уни поляр ёки майдонли транзисторларни яратилишига олиб келди. Бу транзисторларда заряд ташувчилар бир хил ишорали бўлиб, транзистордан ўтувчи ток катталиги затворга кўйилувчи электр майдон кучланганлигига боғлиқ.

Охириги бир неча ўн йилларда электрон техникага бўлган талаб яримўтказгичларнинг функиционал имкониятларини ошириш ва уларнинг ўлчамларини кичрайтириш интеграл микросхемаларнинг яратилишига олиб келди. Кейинги тадқиқотлар эса наноўлчамдаги транзистор структураларини яратиш имконини туғдирди.

Яримўтказгичли асбоблар шундай катта тезликда ривожлантирилмоқдаки, бугунги тасаввур ва ютуқлар бир неча

инилдан сўнг эскириб қолмоқда. Шу сабабли, яримўтказгичли асбобларда рўй берувчи физик жараёнларни билиш аҳамиятта эътибор. Бу эса мутахассисларнинг янги усул ва тамойилларни мустиқки ўрганишига имкон беради.

$v_y$  ва  $v_z$  тезлик ташкил этувчилари турлича бўлган ҳолда  $1 \text{ см}^3$  ҳажмда  $v_x$  ва  $v_x + dv_x$  тезлик оралиғидаги тезликларга эга бўлган электронлар сонини аниқлайлик. Бунинг учун  $+\infty$  дан  $-\infty$  гача,  $v_y$  ва  $v_z$  тезликлар олиши мумкин бўлган қийматлар бўйича (1.1) ифодани интеграллаймиз

$$dn(v_x) = \frac{2m^3}{(2\pi\hbar)^3} \exp\left[-\frac{mv_x^2 - F}{kT}\right] \int_{-\infty}^{+\infty} \exp\left[-\frac{mv_y^2}{2kT}\right] dv_y \int_{-\infty}^{+\infty} \exp\left[-\frac{mv_z^2}{2kT}\right] dv_z \quad (1.2)$$

(1.2) ифодада иккага интеграл ҳам бир хил. Уларни ҳисоблаш учун, уларнинг ихтиёрий биттасига янги ўзгарувчан киритамиз

$$\xi = \left(\frac{m}{2kT}\right)^{\frac{1}{2}} v_z$$

Энди

$$v_z^2 = \left(\frac{2kT}{m}\right) \xi^2 \quad \text{ва} \quad \int_{-\infty}^{+\infty} \exp(-\xi^2) d\xi = 2 \int_0^{\infty} \exp(-\xi^2) d\xi = \pi^{\frac{1}{2}} \quad (1.3)$$

эканлигини ҳисобга олиб, (1.2) ифодадаги сўнгги интеграл учун қуйидагини ёзамиз:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \exp\left(-\frac{mv_z^2}{2kT}\right) dv_z = \left(\frac{2kT}{m}\right)^{\frac{1}{2}} \int_{-\infty}^{+\infty} \exp(-\xi^2) d\xi = \left(\frac{2\pi kT}{m}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (1.4)$$

(1.2) ифодада иккага интегралнинг ҳам тенг қучли эканлигидан қуйидаги қийматни оламиз

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \exp\left(-\frac{mv_z^2}{2kT}\right) dv_z \int_{-\infty}^{+\infty} \exp\left(-\frac{mv_y^2}{2kT}\right) dv_y = \frac{2\pi kT}{m} \quad (1.5)$$

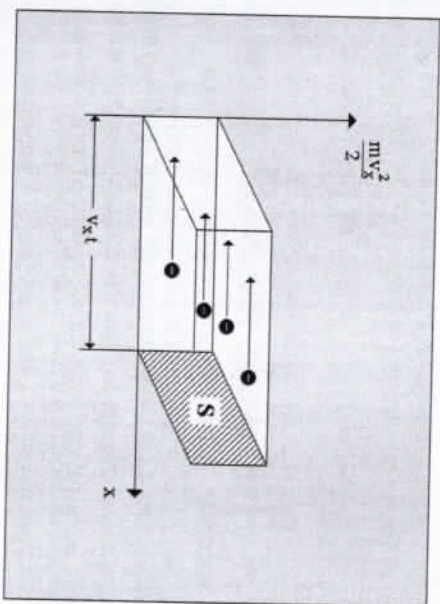
олинган (1.5) қийматни (1.2) ифодага олиб бориб қўямиз. Энди (1.2) ифода қуйидаги кўринишни олади:

$$dn(v_x) = \frac{m^2 kT}{2\pi^2 \hbar^3} \exp\left[-\frac{mv_x^2 - F}{kT}\right] \quad (1.6)$$

$x$  ўқи бўйича кристалл чегараси томон ҳарактланаётган ва  $v_x$  тезликка эга бўлган электрон  $t$  вақт ичида  $v_x t$  масофани босиб ўтади. Демак  $t$  вақт ичида  $v_x$  тезликка эга бўлиб, яримўтказгич сиртидан  $v_x t$  масофада турган, яъни  $V=v_x t$   $S$  ҳажмда (2-расм) мавжуд бўлган барча электронлар бу сиртга етиб келади.

Бундай электронларнинг тўла сони қуйидагича ифодаланади:

$dN = dn(v_x) S v_x t$ , бу ерда,  $S$ -ажратилган ҳажмнинг кесим юзаси.  $1 \text{ см}^2$  сирт орқали электронлар ҳосил қилаётган оқим қуйидагига тенг бўлади:



2-расм. Ярим ўтказгич сиртига йўналган электронлар оқими

$$dI = \frac{dN}{St} = v_x dn(v_x) \quad (1.7)$$

Барча тезликлар бўйича яримўтказгич сиртига йўналган тўла оқимни (1.7) ифодани интеграллаш орқали аниқлаш

мумкин. Шуни эсдан чиқармаслик керакки, сиртта етиб келган барча электронлар ҳам яримўтказгични тарқ этмаслиги мумкин. Сиртта мавжуд бўлган  $\chi_0$  потенциал тўсикни факатгина энгериси потенциал тўсик баландлигидан катта бўлган  $m^2/2 > \chi_0$  электронларгина енгиб ўта олади.

Бундан электронлар тезлиги учун куйидаги шартни оламыз:

$$v_x > v_0 = \left( \frac{2\chi_0}{m} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (1.8)$$

Шу сабабли, ярим ўтказгични ташлаб чиқиб кетаётган электронларни тўла окимини топишда факатгина тезлиги  $v_x > v_0$  бўлган электронларининга хисобга олиш лозим. Бундай электронлар хосил қилаётган окимини  $v_0$  дан  $\infty$  бўлган тезликлар оралиғидаги барча тезликлар бўйича (1.7) ифодани интеграллаб топамиз:

$$I = \int_{v_0}^{\infty} dI(v_x) = \int_{v_0}^{\infty} v_x dn(v_x) \quad (1.9)$$

(1.9) ифодага (1.6) ифодадан  $dn$  нинг қийматини куйиб ва Ферми сатхи ҳолати яримўтказгичларда электронлар тезлигига боғлиқ эмаслигини хисобга олиб, куйидагини оламыз:

$$I = \frac{m^2 kT}{2\pi^2 \hbar^3} F \int_{v_0}^{\infty} \exp\left(-\frac{mv_x^2}{2kT}\right) v_x dv_x \quad (1.10)$$

(1.10) ифода таркибига кирувчи интегрални ечиш учун янги интеграллаш ўзгарувчисини киритамиз:

$\xi = \frac{mv_x^2}{2kT}$  бу ҳолда  $d\xi = \frac{m}{kT} v_x dv_x$  ва  $v_x dv_x = \frac{kT}{m} d\xi$  куйидаги кўринишни олади:

$$v_x dv_x = \frac{kT}{m} d\xi \quad (1.11)$$

$\xi$  катталиқни ва (1.11) ифодани (1.10) га куйиб интеграл қийматини аниқлаймыз:

$$\int_{\frac{2\chi_0}{m}}^{\infty} \exp\left(-\frac{mv_x^2}{2kT}\right) v_x dv_x = \frac{kT}{m} \int_{\frac{2\chi_0}{m}}^{\infty} \exp(-\xi) d\xi = \frac{kT}{m} \exp\left(-\frac{\chi_0}{kT}\right) \quad (1.12)$$

ва мос равишда яримўтказгич сирти орқали ўтаётган электронлар окими ифодасини оламыз:

$$I = \frac{m(kT)^2}{2\pi^2 \hbar^3} \exp\left(-\frac{\chi_0 - F}{kT}\right) \quad (1.13)$$

олинган ифодада, экспонента даражасида  $\chi_0 - F$ , катталиқ мавжуд. Бу катталиқ яримўтказгичнинг Ферми сатхида жойлашган электронни вакуумга чиқариш учун сарфланадиган ишга тенг (1-расмга қаранг). Бу катталиқ

$$\chi = \chi_0 - F \quad (1.14)$$

га тенг бўлиб, Ферми сатхибу битта заррачата келтирилган Гиббс термодинамик потенциалга бўлганлиги сабабли, *термодинамик чиқши иши* деб аталади.

Термодинамик чиқши иши, одатда содда қилиб, чиқши иши деб аталади. (1.13) ифода яримўтказгич сиртининг  $1 \text{ см}^2$  юзасидан  $I$  с вақт мобайнида вакуумга чиқаётган электронлар сонини кўрсатади. (1.13) ифодадан кўринадики, яримўтказгични тарқ этаётган электронлар микдори факатгина яримўтказгич чикши иши ва температураси орқали аниқланади.

каттик жисмдан исиклик харакати энергияси хисобига электронларнинг чикишига *термоэлектрон эмиссия* дейилады.

Агарда, вакуумдаги яримўтказгыч яккаланган бўлса, яъни унинг бевосята якинда бошка жисмлар бўлмаса, у холда термоэлектрон эмиссия узок давом эта олмайди. Хакикатан хам, яримўтказгычда электронлар сони камайиши билан у мусбат зарядланади ва хосил бўлган электр майдони электронларнинг кейинги чикишига тўскинлик килади.

Энди яримўтказгыч ва металлни якин контактта келтирганда нима содир бўлишини караб чикайлик (3-расмга каранг). Дастлабки вақт моментида улар ўртасида электр майдони йўк, яъни яримўтказгыч ва металл чегараларида электронларнинг потенциал энергиялари бир хил. Бу деган сўз, яримўтказгычнинг ташлаб чикаётган электронлар металлга ўтади, металлни ташлаб чикиб кетаётган электронлар эса яримўтказгычга ўтади.

(1.13) ифодага мувофик яримўтказгычнинг ташлаб чикиб кетаётган электронлар эса яримўтказгычга ўтади.

(1.13) ифодага мувофик яримўтказгычнинг ташлаб чикиб кетаётган электронлар окими яримўтказгыч температураси ва материал параметри чикиш иши катталигига боғлик бўлады. Бу окимни куйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$I_1 = \frac{m(kT)^2}{2\pi^2\hbar^3} \exp\left(-\frac{\chi_1}{kT}\right), \quad (1.15)$$

бу ерда  $\chi_1$ -яримўтказгычнинг чикиш иши. Металлда эркин электронлар сони яримўтказгычдагидан етарлича кўп. Бу электронлар ўтказувчанлик зонасида унинг тубидан то Ферми сатхигача бўлган барча энергетик сатхларни тўлдиреди. Лекин энергияси Ферми сатхи энергиясидан катта бўлган электронлар сони хам етарлича катта. Бундай тез электронлар, худди яримўтказгычдаги электронлар каби Максвелл тақсимотида бўйсунади.

Термоэлектрон эмиссия ходисасини караб чикишда факат тез электронларгина эътиборга олинади, чунки металлни энергияси Ферми сатхи энергиясидан катта бўлган электронларгина ташлаб чикиб кетиши мумкин. Бундан келиб

чикилки, металлдан чикиб кетаётган электронлар окими (1.15) ифодага ўхшаш ифода оркали аникланади:

$$I_2 = \frac{m(kT)^2}{2\pi^2\hbar^3} \exp\left(-\frac{\chi_2}{kT}\right) \quad (1.16)$$

Бу ерда  $\chi_2$  металлнинг чикиш иши. Аксарият металл ва ярим-ўтказгычларда чикиш ишининг киймати 1,2 эВ дан 6 эВ гача бўлган киймагларини ташкил килади.

Металлнинг чикиш иши  $\chi_2$  яримўтказгычнинг чикиш иши  $\chi_1$  дан катта бўлган, яъни электрон металлни ташлаб чикиб кетиши учун енгини лозим бўлган потенциал тўсик етарлича катта бўлган холни караб чикайлик. Бу холда (1.15) ва (1.16) ифодаларга кўра яримўтказгычдан чикаётган электронлар окими, металлдан чикаётган электронлар окимидан катта. Бундан келиб чикадики, электронларнинг бир кисми чикиб кетиши сабабли яримўтказгычнинг сиртта якин кисмлари мусбат зарядланиб қолады. Металлнинг сиртта якин кисмлари эса кўшимча электронлар хисобига манфий зарядланиб қолады. Ярмўтказгыч ва металл ўртасида  $\psi$  потенциаллар фарқи пайдо бўлады. Бу хол яримўтказгычдан чикаётган электрон металл сиртига бориб тушиши учун  $\phi = q \psi$  кўшимча потенциал тўсикни енгиб ўтиши керак бўлады. Энергияси потенциал тўсик бағандлигидан кичик бўлган электронлар яримўтказгычга кайтиб келади. Бу деган сўз, яримўтказгыч ва металл ўртасидаги потенциал тўсик ортади ва  $\chi_1 + \phi$  га тенг бўлады. Демак, яримўтказгычдан металлга ўтадиган электронлар окими, куйидаги ифода билан аникланувчи катталикка тенг бўлады:

$$I_1 = \frac{m(kT)^2}{2\pi^2\hbar^3} \exp\left(-\frac{\chi_1 + \phi}{kT}\right) \quad (1.17)$$

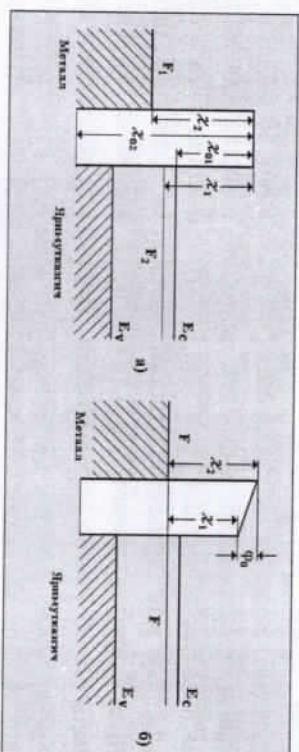
Металлдан яримўтказгычга ўтадиган электронлар окими эса, аниқлигидек (1.16) ифода ёрдамида аникланади, чунки металлни ташлаб яримўтказгычга ўтадиган электронлар учун потенциал тўсик бағандлиги ўзгармайди (3-расмга каранг) ва  $\chi_2$  га тенг

бўлади. Пайдо бўлган  $U$  потенциаллар фарқи яримўтказгич ва металлдан чиқаятган электронлар оқими бир бирига тенг бўлгунча қадар давом этади. Мувозанат вазиятида бу оқимлар тенг  $I_1 = I_2$ , яъни

$$\frac{m(kT)^2}{2\pi^2\hbar^3} \exp\left(-\frac{\chi_1 + \Phi}{kT}\right) = \frac{m(kT)^2}{2\pi^2\hbar^3} \exp\left(-\frac{\chi_2}{kT}\right) \quad (1.18)$$

Олинган ифодадан кўринадики, мувозанат ҳолатида металл-яримўтказгич чегарасида пайдо бўладиган  $\Phi_0$  потенциаллар фарқи металл ва яримўтказгич чикши ишлари фарқига тенг бўлади:

$$\Phi_0 = \chi_2 - \chi_1 \quad (1.19)$$



3-расм. Ярмўтказгич ва металл ўртасида потенциал тўсикнинг хосил бўлиши

Демак, ўзаро контактда бўлган металл ва яримўтказгич чикши ишлари фарқи канча катта бўлса, металл-яримўтказгич чегарасида пайдо бўладиган потенциал тўсик баландлиги шунча катта бўлади. Ва аксинча ўзаро контактда бўладиган материаллар чикши ишлари фарқи камайиши билан бўлимлар чегарасида пайдо бўладиган потенциал тўсик баландлиги камайди.

## 1.2. Металл-яримўтказгич контактни турлари

Контакт потенциаллар фарқининг мавжудлиги металл-яримўтказгич қатлами чегарасида электр майдонининг мавжудлигидан далолат беради.

Бу майдон яримўтказгичдан металл сиртига ўтган ортикча электронлар хосил қилган манфий заряд ва яримўтказгичнинг сиртоқди қатлаמידан электронларнинг кетиши туфайли хосил бўладиган мусбат заряд туфайли пайдо бўлади. Металлда ортикча электронлар сиртоқди атомларда жойлашган бўлади, чунки эркин электронлар концентрацияси бу ерда старлича катта ( $\sim 10^{22} \text{ см}^{-3}$ ) диэлектрик синдирувчанлик эса кичик. Ярмўтказгичда камбағаллашган қатлам бу электронлар металлга ўтган соҳа бўлиб-старлича катта ва бир неча минг атом қатламини ташкил қилади. Бу эса контакт потенциаллар фарқи туфайли пайдо бўладиган электр майдони яримўтказгичча старлича катта чуқурликда қиради демакдир. Бу электр майдон яримўтказгичча кириб кристалл панжара атомлари хусусий майдонига кўшилади. Кристалл панжара атомлари хусусий электр майдони кучланганлиги  $10^8 \text{ В/см}$  га яқин қийматни ташкил қилади. Контакт майдон кучланганлиги қиймати эса  $10^6 \text{ В/см}$  дан ортмайди. Демак, контакт майдон панжара майдонига нисбатан кучсиз майдон ҳисобланади. Бу майдон чикши иши, ман этилган зона кенглиги ёки яримўтказгич энергетик зоналари тузилишини ўзгартира олмайди. Бу майдон яримўтказгичлар энергетик зоналаринин «этриланиши» га олиб келади холос. Ярмўтказгичда электроннинг тўла энергияси контакт майдон бўлмаган ҳолдаги электрон энергияси контакт майдон таъсиридаги энергия йиғиндисига тенг ва  $\Phi(x) = qU(x)$  контакт майдон таъсири туфайли оладиган энергиялари йиғиндисига тенг бўлади. Контакт майдон бўлмаган ҳолда яримўтказгичнинг ўтказувчанлик зонаси тубида жойлашган электроннинг энергияси координатага боғлиқ бўлмайди: у барча нуқталарда бир хил бўлади, шу сабабли 1- ва 3-расмларда ўтказувчанлик зонаси горизонт чизиклар кўринишида тасвирланган. Ярмўтказгичча кирувчи контакт майдон мавжуд бўлган ҳолда,



яримўтказгичнинг ўтказувчанлик зонаси тубида жойлашган электроннинг энергияси ортади, чунки унга  $\phi(x)$  контакт майдон энергияси кўшилади. Электрон энергиясининг ортиши ўтказувчанлик зонаси тубининг юқорига  $\phi(x)$  катталikka эгилишга олиб келади (4-расмга қаранг). Контакт майдон катталиги яримўтказгич ман этилган зонаси кенглигини ўзгартириш учун етарли бўлмагани сабабли, валент зонанинг юқори чегараси ҳам худди шу катталikka эгриланади. Натижанда яримўтказгич-металл чегараси яқинида яримўтказгичнинг зоналар диаграммаси эгриланади. Ҳар қандай системада мувозанат ҳолатида F-Ферми сатҳи бир хил бағандликка бўлганлиги сабабли, бизнинг ҳолимизда ҳам, металл-яримўтказгичда Ферми сатҳи бир хил бўлиши керак (3-расм). Демак, контакт майдон мавжуд бўлган ҳолда, Ферми сатҳидан ўтказувчанлик зонаси тубигача бўлган масофа доимий катталик бўлмасдан, координатага боғлиқ бўлади. Фақат яримўтказгич ҳажмининг чуқур қисмларида бу катталик доимий сақланади. Бу ерда биз контакт майдон яримўтказгичнинг бутун катталикга кирадиган ноқа яримўтказгич ҳолини қараб чиқмаймиз. Қараётган ҳолда яримўтказгич-металл бўлими чегарасида контакт майдон бирор қисм электронларнинг яримўтказгичдан металлга ўтиши натижасида пайдо бўлади. Демак, яримўтказгичнинг контакт олди соҳасида электронлар концентрацияси, унинг ҳажмидагидан кам.

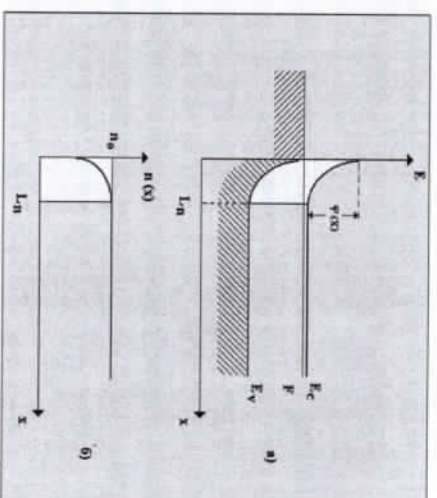
Контакты олди соҳасида электронлар концентрацияси қамайиши содир бўладиган металл-яримўтказгич контакти-камбағалланган контакти деб аталади.

**Камбағалланган контакт.** Металл-яримўтказгич контактининг яримўтказгич контактолди соҳасидаги эркин электронлар концентрацияси ўзгариши ва контакт майдон катталиги ўртасидаги боғланиши батафсил қараб чиқамиз. Шۇни эслатиб ўтиш лозимки қараб чиқилаётган контактда, контакт майдон яримўтказгичдан бир қисм электронларнинг металлга ўтиши натижасида пайдо бўлади, чунки яримўтказгичнинг чиқиш иши  $\chi_1$ , металлнинг  $\chi_2$  чиқиш ишидан кичик. Яримўтказгичга кирувчи контакт майдон

мавжуд бўлганда яримўтказгичдаги электронлар энергияси  $E$  координатага боғлиқ бўлмаган ва  $\phi(x)$  контакт майдон билан характерланадиган кристалл панжара ҳусусий майдони энергиялари йгиндилари билан аниқланади: Энергиянинг бу қисми координата функцияси ҳисобланади, чунки контакт майдон яримўтказгичнинг бутун ҳажмига кирмайди:

$$E = \frac{mv^2}{2} + \phi(x)$$

Яримўтказгич чуқурлигида (ичида), яъни  $x = \infty$  да контакт майдон билан характерланувчи электронлар энергияси нолга тенг, чунки  $\phi(x) = 0$ . Яримўтказгичнинг ўтказувчанлик зонасида электронлар концентрацияси координата функцияси каби қуйидагича ифодаганиши мумкин:



**4-расм.** Электрон турдаги ўтказувчанликка эга бўлган яримўтказгичнинг контактолди соҳасида яримўтказгичнинг зона диаграммаси (а) ва электронлар концентрацияси тақсимооти (б).

$$n(x) = n_0 \exp\left(-\frac{\phi(x)}{kT}\right) \quad (1.20)$$

Бу ерда  $p_0$ -яримўтказгич ичида эркин электронларнинг мувозанатий концентрацияси,  $k$ -Больцман доимийси,  $T$ -температура.

(1.20) ифодадан кўринадики,  $\varphi(x)$  ортиши билан  $n(x)$  катталик кескин камаydi, яъни ажраллиш соҳасига яқинлашгансари эркин электронлар концентрацияси камаydi. Яримўтказгичнинг электронларга камбағаллашган контактолди соҳасида камбағаллашиш мусбат заряднинг пайдо бўлишига олиб келади, яъни ионлашган донор аралашма атомларининг мусбат заряди электронларнинг манфий заряди билан компенсациялашмайди.  $p$ -турдаги ўтказувчанликка эга бўлган яримўтказгичда заряднинг хажмий зичлиги куйидагига тенг:

$$\rho(x) = q[N_1 - n(x)] \quad (1.21)$$

Бу ерда  $q$ -электроннинг заряди,  $N_1$ -донор аралашманинг ионлашган атомлари концентрацияси. Аксарият яримўтказгичларда хона температурада ҳам барча майда донор аралашмалар тўла ионлашади, яъни  $p_0 = N_1$ . Шу сабабли (1.21) ифодани куйидагича ёзиш мумкин:

$$\rho(x) = q[n_0 - n(x)] \quad (1.22)$$

Пуассон тенгламаси ёрдамида яримўтказгичларда заряднинг хажмий зичлиги  $\rho(x)$  ни  $\varphi(x)$  оркали ифодалаш мумкин (бу ерда ва келгусида  $\varphi = \varphi(x)$  ва  $\rho = \rho(x)$  деб хисоблаймиз):

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = \frac{\rho}{\epsilon\epsilon_0} \quad (1.23)$$

Бу ерда  $\epsilon$ -яримўтказгичнинг диэлектрик синдирувчанлиги,  $\epsilon_0$ -электр доимийси бўлиб, сон киймати  $8,85 \cdot 10^{-12}$  Ф/м га тенг.

(1.20) ифодани (1.23) га кўйиб  $\varphi(x)$  ning кийматини топиш учун куйидаги тенгламани оламиз:

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = \frac{q}{\epsilon\epsilon_0} n_0 \left[ 1 - \exp\left(-\frac{q\varphi(x)}{kT}\right) \right] \quad (1.24)$$

18

на  $\varphi(x) > 0$  ва  $\varphi(x) > (2-3) kT$  бўлган холни қараймиз ( $\varphi(x)$  ning кичик кийматларида контакт майдон туйфайли электронлар энергиясининг ортиши эътиборга олмаса бўладиган даражада ким). Бундай шартларда (1.24) ифода таркибида экспонента бўлган квадрат кавс ичидаги ҳад бирдан етарлича кичик ва (1.24) тенглама куйидагича ёзилиши мумкин:

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = \frac{qn_0}{\epsilon\epsilon_0} \quad (1.25)$$

(1.25) ифодани координата бўйича интеграллаб куйидагини оламиз:

$$\frac{d\varphi}{dx} = \frac{q n_0}{\epsilon\epsilon_0} x + c_1 \quad (1.26)$$

Интеграллаш доимийси  $C_1$  ни топиш учун чегаравий шартларни қараб чиқамиз. Юқорида айтиб ўтилганидек, контакт майдон яримўтказгичнинг бутун чуқурлигига қира олмайди ва шу сабабли хажмий заряд катлами чекли узунликка эга. Бу катлам чегарасида, яъни  $x=L_n$  да майдон йўқ деб хисоблаймиз:

$$\varphi(L_n) = 0 \quad \text{ва} \quad E(L_n) = \frac{1}{q} \frac{d\varphi}{dx} = 0 \quad (1.27)$$

Бу ерда  $x$  координата ажраллиш чегарасидан яримўтказгич чуқурлиги бўйлаб хисобланади, яъни чегаранинг ўзиди  $x=0$  (4-расмга қаранг). (1.27) шартни (1.26) тенгламага кўйиб, интеграллаш доимийси  $C_1$  ни топамиз:

$$C_1 = -\frac{qn_0}{\epsilon\epsilon_0} L_n \quad (1.28)$$

19

(1.28) ва (1.26) тенгламалардан фойдаланиб  $\frac{d\varphi}{dx}$  нинг киймати аниқлаймиз:

$$\frac{d\varphi}{dx} = -\frac{q\mu_0}{\varepsilon\varepsilon_0}(L_n - x) \quad (1.29)$$

Энди (1.27) ифодадан фойдаланиб электр майдон кучланганлиги  $E$  нинг  $x$  координатага боғлиқлигини олаемиз:

$$E(x) = -\frac{q\mu_0}{\varepsilon\varepsilon_0}(L_n - x) \quad (1.30)$$

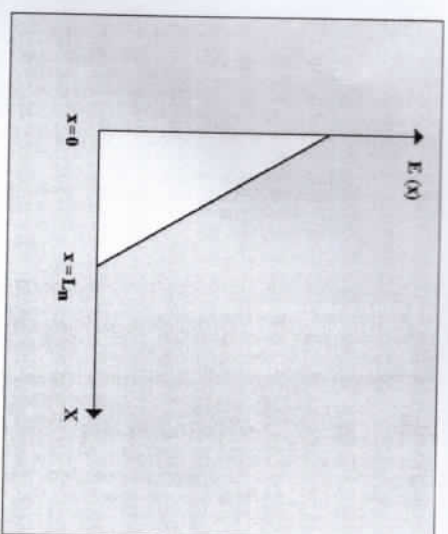
(1.30) муносабатдан кўринадики,  $x=0$  холдада электр майдон кучланганлиги ўзининг энг катта кийматига эришади:

$$E_{\max} = -\frac{q\mu_0}{\varepsilon\varepsilon_0}L_n \quad (1.31)$$

5-расмда (1.30) муносабат орқали чизилган  $E(x)$  боғланиш графиги келтирилган. Расмдан кўриниб турибдики, электр майдони яримўтказгич қалинлиги бўйича чизикли ўзгарад экан.  $\varphi(x)$  боғланиш аниқлаш учун (1.29) тенгламани интеграллаймиз:

$$\varphi(x) = -\frac{q\mu_0}{\varepsilon\varepsilon_0} \int (L_n - x) dx + C_2,$$

$$\varphi(x) = -\frac{q\mu_0}{\varepsilon\varepsilon_0} L_n x + \frac{q\mu_0}{\varepsilon\varepsilon_0} \frac{x^2}{2} + C_2 \quad (1.32)$$



5-расм. Металл-ярымўтказгич контактида электр майдон кучланганлигининг яримўтказгич қалинлиги бўйича тақсимооти

$x=L_n$  да  $\varphi(x)$  нинг киймати  $\varphi(x)=\varphi(L_n)=0$  эканлигини эътиборга олиб (1.32) ифодадан интеграллаш доимийси  $C_2$  ни топамиз:

$$C_2 = \frac{q\mu_0}{\varepsilon\varepsilon_0} \frac{L_n^2}{2} \quad (1.33)$$

Шундан сўнг (1.33) ифодани (1.32) тенгламата кўйиб,

$$\varphi(x) = \frac{q\mu_0}{2\varepsilon\varepsilon_0} (L_n - x)^2 \quad (1.34)$$

ни олаемиз. Олинган ифодадан кўринадики, яримўтказгичнинг четарақли соҳасида металл-ярымўтказгич контактида қаралаётган электронлар потенциал энергияси тақсимооти парабolik функция орқали ифодаланар экан. (1.34) ифодадан фойдаланиб, контакт майдонининг яримўтказгичга максимал кириш чуқурлигини кўрсатувчи  $L_n$  катталикни топишимиз мумкин. Ҳақиқатан ҳам  $x=0$  холда (1.34) ифодадан кўйидагини олаемиз:

$$\varphi(0) = \varphi_0 = \frac{qn_0}{\epsilon\epsilon_0} L_n^2 \quad (1.35)$$

бу ердан

$$L_n = \left( \frac{2\epsilon\epsilon_0\varphi_0}{qn_0} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (1.36)$$

ёки (1.19) ифодани хисобга олган ҳолда

$$L_n = \left[ \frac{2\epsilon\epsilon_0(\chi_2 - \chi_1)}{qn_0} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (1.37)$$

ни оламиз. Олинган ифодадан кўринадики, яримўтказгич ва металл чикши ишлари фарқи канчалик катта бўлса, контакт майдони яримўтказгичга шунчалик чуқурроқка кира олар экан. Шу билан бир вақтда эркин заряд ташувчилар концентрацияси  $n_0$  ортishi билан  $L_n$  катталик камавр экан. Бу ҳол хосил бўладиган электр майдонининг эркин заряд ташувчилар билан экранилашуви туфайли содир бўлади. Мисол тариқасида *n-Si-Au* металл-яримўтказгич контактини караб чикамиз. Кремнийда *Si* эркин заряд ташувчилар концентрацияси  $1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  деб хисоблайлик, яъни  $n_0 = 1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ . (1.36) ифода ва  $\epsilon = 11,7$ ;  $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-14} \text{ Ф/см}$ ;  $q = 1,62 \cdot 10^{-19} \text{ К}$ ,  $\varphi_0 = 0,8 \text{ эВ}$ , катталиклардан фойдаланиб яримўтказгичда контакт майдонининг кириш чуқурлиги  $L_n = 1 \cdot 10^{-4} \text{ см}$  эканлигини оламиз. Сўнгра, (1.31) ифодадан ва  $L_n$  нинг топилган киймати билан фойдаланиб кремний-олтин (*Si:Au*) ажралыш чегарасидаги электр майдон кучланганлигининг максимал кийматыни топамиз  $E_{\text{max}} = 1,6 \cdot 10^4 \text{ В/см}$ . *n-Si-Si* контакти учун  $\varphi_0 = 0,58 \text{ эВ}$ . Агарда кремнийнинг солиштирма каршилиги  $15 \text{ Ом}\cdot\text{см}$  га тенг бўлса, (1.36) ифодага кўра контакт майдонининг яримўтказгичда кириш чуқурлиги  $L_n = 5 \cdot 10^{-5} \text{ см}$  га тенг катталikka эга бўлади. Бу ҳол металл-яримўтказгич ажралыш чегарасида электр майдон кучланганлигининг максимал кийматы  $0,2 \cdot 10^4 \text{ В/см}$  ни ташкил қилади. (1.31 ифодага қаранг).

**Бойитилган контактлар.** Яримўтказгичнинг чикши иши металлнинг чикши ишидан катта бўлган, яъни  $\chi_1 > \chi_2$  шароитда

металл-яримўтказгич контактинин караб чикамиз. Бу ҳолда яримўтказгични ташлаб кетиш учун электрон металлга нисбатан юқорроқ потенциал тўсиқни енгиб ўтиши зарур. Демак, яримўтказгичдан металлга ўтадиган электронлар окими металлдан яримўтказгичга ўтадиган электронлар окимидан старрнча кам бўлади. Бу ўз навбатида яримўтказгичнинг чегара олди катламида электронлар концентрациясининг унинг кажминдагига нисбатан кўп тулланишига олиб келади, яъни чегара олди катлами электронлар билан бойитилади. Бу ҳолда бойитилган катлам чуқурлиги, худди камбағаллашган ҳолдаги каби, бир неча юз атом катламини ўз ичига олади. Яримўтказгич қалинлиги бўйича электронлар концентрацияси тахсимотини бу ҳолда куйидаги кўринишда ёзилыши мумкин:

$$n(x) = n_0 \exp \left[ \frac{\varphi(x)}{kT} \right] \quad (1.38)$$

ҳажмий заряд зичлиги эса

$$\rho(x) = q[n_0 + n(x)] \quad (1.39)$$

кўринишида ёзилади, бу ерда  $n_0$ —яримўтказгич чуқурлигида электронларнинг мувозанатли концентрацияси,  $n(x)$ —контакт майдон таъсирида электронлар концентрациясининг ўзгариши. Бу ҳолда Пуассон тенгламаси куйидаги кўринишни олади:

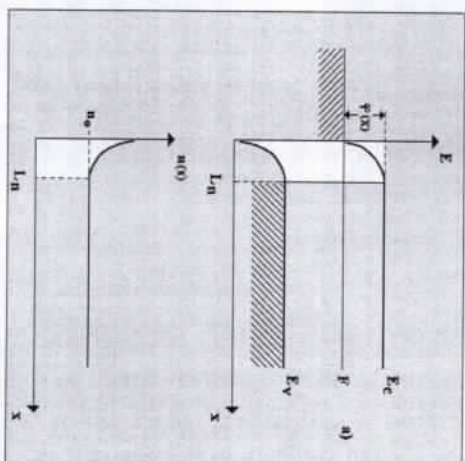
$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = \frac{qn_0}{\epsilon\epsilon_0} \left[ 1 + \exp \frac{\varphi(x)}{kT} \right] \quad (1.40)$$

Худди камбағаллашган соҳа ҳолидаги каби  $\varphi > (2-3)kT$  бўлсин, бу ҳолда (1.40) ифодада экспонентани ўз ичига олган ҳол бирдан старрнча катта бўлади ва Пуассон тенгламаси куйидаги кўринишда ёзилыши мумкин:

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = \frac{qn_0}{\epsilon\epsilon_0} \exp \frac{\varphi}{kT} \quad (1.41)$$

(1.41) тенгламанинг иккала томонини ҳам  $d\varphi$  га кўпайтириб ва бу ўзгартувчи бўйича  $x = \infty$  да  $\varphi(x) = 0$  шартни

Хисобга олиб интеграллашни амалга оширсак, куйидаги ифодани оламиз:



6-расм. Бойитилган контактларда яримўтказгичнинг зоналар диаграммаси (а) ва электронлар концентрацияси тақсими

$$\frac{d\phi}{dx} = \sqrt{\frac{2q n_0 kT}{\epsilon \epsilon_0}} \left( \exp \frac{\phi}{2kT} - 1 \right) \quad (1.42)$$

Сўнгра ўзгарувчиларни бўлаклаб, (1.42) ифодани иккага қисмини интеграллаб, бойитилган контактлар ҳолида яримўтказгичда электронлар потенциал энергиясининг координатата боғланишини ифодаловчи боғланиш графигининг ифодасини оламиз:

$$\phi = -2kT \ln \left[ \frac{\alpha(x + L_n)}{2kT} - 1 \right]$$

бу ерда  $\alpha$  катталик куйидаги кўринишда аниқланиши мумкин:

$$\alpha = \sqrt{\frac{2q n_0 kT}{\epsilon \epsilon_0}} \quad (1.43)$$

бўлган катталик.

Олинган ифодадан кўринадикки, яримўтказгичнинг чегара олдидан катламлари асосий заряд ташувчи билан бойитилган ҳолда, металл-яримўтказгич контактида яримўтказгичдаги электронлар потенциал энергиялари тақсими логарифмик функция орқали ёзилар экан. Бу ҳолда контакт майдонининг яримўтказгичга кириш чуқурлиги мувозанат ҳолида худди шу шартдаги камбағаллашган контактлардаги нисбатан етарлича кичик бўлар экан. Бундай контактлар антиёнувчи контактлар деб юритилади. 1-жадвалда энг кўп ишлатиладиган яримўтказгичли асбобларда металл-яримўтказгич контакти учун контакт потенциаллар фарқининг тажрибада олинган кийиматлари келтирилган.

1-жадвал

Ярим-ўтказгич	Тип	Ag	Al	Au	Cu	Pt	Mo	Ti	W	Ni
Si	n	0,78	0,72	0,80	0,61		0,42	0,61	0,45	0,51
Si	p	0,54	0,58	0,34	0,46					
Ge	n	0,54	0,48	0,59	0,52					
Ge	p	0,50		0,30		0,90	0,68	0,50	0,67	0,61
GaAs	n	0,88	0,80	0,90	0,82	0,84			0,80	
GaAs	p	0,63		0,42						
GaP	n	1,20	1,07	1,30	1,20	1,45	1,13	1,12		1,21
GaP	p			0,72						
InP	n	0,54		0,52						
InP	p			0,76						
CdS	n	0,56		0,78	0,50	1,10		0,84		0,45
CdSe	n	0,43		0,49	0,33	0,37				
ZnS	n	1,65	0,80	2,00	1,75	1,84				

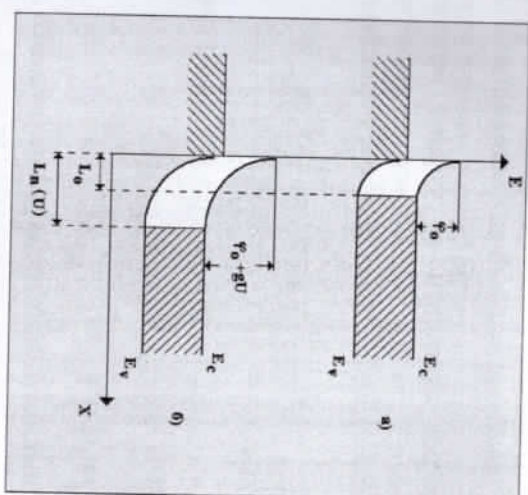
### 1.3. Металл-яримўтказгич контактларининг снгимий хусусиятлари.

Металл-яримўтказгич контактига  $U$  тескари кучланиш берилганда,  $\varphi_0$  контакт потенциаллар фарки билан боғлиқ бўлган потенциал тўсик баландлиги куйилган  $U$  кучланиш катталигича ўсиб,  $\varphi_0 + qU$  катталиқка тенг бўлади. Бу ҳолда яримўтказгич ҳажмий заряди катлами  $L_n$  ҳам ортади. Ҳажмий заряд кристалл панжара билан боғланган кўзгалмас, донор ёки акцептор арамалмаларнинг ионлашган атомлари орқали ҳосил қилинганлиги сабабли, ҳажмий заряднинг ортиши фақат унинг яримўтказгич ичига томон кенгайиши тўғрисида содир бўлиши мумкин. Бошқача қилиб айтганда, контактта куйилган тескари кучланишнинг ортишида электронлар ёки коваклар каби ҳаракатчан заряд ташувчилар деярли бўлмаган  $L_n(U)$  яримўтказгич соҳаси кенгайди. Бу ҳолда металлдаги электронлар концентрацияси ва яримўтказгич чуқурлигидаги заряд ташувчилар концентрацияси-электронейтрал соҳада-деярли ўзгармайди. Демак, металл-яримўтказгич контактни қопламлари металл ва яримўтказгич бўлиб, ҳажмий заряд катлами билан ажратилган ясси конденсатор сифатида қараш мумкин. Мисол тариқасида  $U$  тескари кучланиш берилган металл- $n$ -турдаги яримўтказгич контактини қараб чиқамиз (1.7-расм). Яримўтказгичнинг чиқши шиши  $\chi_1$  металлнинг чиқши шиши  $\chi_2$  дан кичик, яъни  $\chi_1 < \chi_2$  шарт бажарилсин. Бу ҳолда яримўтказгичнинг чегаровалди соҳасида, металл билан ажралниш чегарасида, электронларга камбағаллашган ҳажмий заряд катлами ҳосил бўлади. Бу катламнинг кенглиги  $L_n$  контактта куйилган кучланиш катталигича боғлиқ бўлади, яъни  $L_n = L_n(U)$  ва кучланиш ортиши билан ортади. (1.36) ифодада мос равишда бир бирлик юзага эга бўлган металл-яримўтказгич контакти учун  $L_n$  нинг куйилган кучланишга боғлиқлиги куйидаги муносабат орқали ифода қилиниши мумкин:

$$L_n = \sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_0(\varphi_0 + qU)}{qn_0}} \quad (1.44)$$

Бу ердан, ифоданинг иккага томонини ҳам квадратга кўтариб ва қавс ичидаги ҳадларни ажратиб, куйидагини оламиз:

$$\frac{L_n^2 qn_0}{2\epsilon\epsilon_0} = \varphi_0 + qU \quad (1.45)$$



1.7-расм. Тескари  $U$  кучланиш берилганда металл-яримўтказгич контактида яримўтказгич ҳажмий заряди катлами кенглиги  $L_n$  нинг ўзгариши

Контактта куйилган кучланиш етарлича катта, яъни  $qU \gg \varphi_0$  бўлсин. Бу шарт бажарилганда контактидаги потенциал тушув кўнчилиги муносабат орқали ифода қилиниши мумкин:

$$U = \frac{L_n^2 qn_0}{2\epsilon\epsilon_0} \quad (1.46)$$

Камбағаллашган катлам заряди катталиги эркин электронлар концентрацияси  $n_0$  ва катлам қалинлиги  $L_n$  ларга пропорционал:

$$Q = qn_0 L_n \quad (1.47)$$

Ясси конденсаторнинг электр сигими куйидагича аниқланади:

$$C = \frac{dQ}{dU} \quad (1.48)$$

Хажмий заряд катталиги ва ундаги потенциал тушуви катлам қаллиниги  $L_n$  га боғлиқ эканлигини эътиборга олсак,  $dL_n$  нинг ўзгаришида  $dQ$  ва  $dU$  катталиклар ўзгаришини топамиз:

$$dQ = qn_0 dL_n; \quad dU = \frac{qn_0}{2\epsilon\epsilon_0} 2L_n dL_n = \frac{qn_0}{\epsilon\epsilon_0} L_n dL_n \quad (1.49)$$

Олинган ифодани (1.48) га кўйиб, сигим учун куйидаги ифодани оламиз:

$$C = \frac{qn_0 dL_n \epsilon\epsilon_0}{qn_0 L_n dL_n} = \frac{\epsilon\epsilon_0}{L_n} \quad (1.50)$$

(1.50) муносабат, бирлик юзага эга бўлган  $L_n$  қаллиниклаги ясси конденсатор сигими ифодасидир. (1.50) ифодани контакт юзаси  $S$  га кўпайтириб, ясси конденсатор сигими учун куйидаги формулани оламиз:

$$C = \frac{\epsilon\epsilon_0 S}{L_n} \quad (1.51)$$

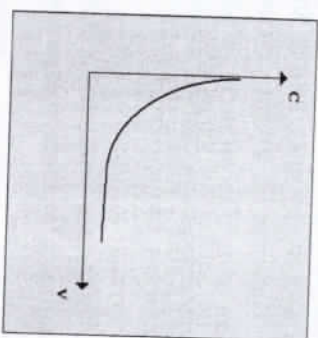
бу ерда  $L_n$ -Хажмий заряд катлами қаллиниги.

Металл яримўтказгич контактида яримўтказгич хажмий заряди катламининг қаллиниги контактта кўйилган кучланиш катталигига боғлиқ  $L_n = L_n(U)$ . Бу боғланиш (1.44) ва (1.51) ифодадан фойдаланиб контактта кўйилган кучланиш катталигининг ўзгариши натижасида металл-яримўтказгич контакти сигими ўзгаришини ифодаловчи куйидаги аналитик муносабатни аниқлашимиз мумкин. Келтирилган боғланишдан

кўринадикки, контактта кўйилган тесқари  $U$  кучланишининг орттиб бориши натижасида контакт сигими параболик конуният бўлишга камазди:

$$C = \frac{\epsilon\epsilon_0 S}{\sqrt{2\epsilon\epsilon_0 (q_0 + qU)}} \quad (1.52)$$

1.8-расмда металл-яримўтказгич контактининг типик вольт-фурдада характеристикаси келтирилган



1.8-расм. Металл-яримўтказгич контактининг вольт-фарадада характеристикаси

#### 1.4 Диффузион ва дрейд тоқлар.

Электр ташувчилар-электронлар ва коваклар концентрацияси бир нуқтадан иккинчи нуқтасигача ўзгариб турадиган бир жинсли бўлмаган ярим ўтказгични караб чикайлик. Концентрациянинг бундай ўзгаришига караб, мисалан аралашманинг бутун яримўтказгич хажми бўйича нотекис тақсимланиши бўлиши мумкин. Бундай нобиржинслилик мавжуд бўлганда яримўтказгич хажмида ковак ни электронларнинг диффузияси юзага келади. Бу холда яримўтказгич электр ташувчиларнинг концентрация кам бўлган соҳида диффузияси натижасида ток пайдо бўлади. Бу ходисани бир ўлчовли электрон яримўтказгич мисолида караб чикайлик. Ярмўтказгичда электронлар-заряд ташувчилар

концентрацияси 1.9-расмда кўрсатилгандек  $x$  ўқи йўналишида ортиб борсин.  $x$  ўқиға перпендикуляр ихтиёрий текислик олағиз ва бу текисликдан ўнг ва чап томонда жойлашган  $dx$  қалинлиқдаги 1- ва 2-катламлардаги электронларнинг ҳаракатини қараб чиқамиз.

Хаотик-иссиқлик ҳаракати натижасида электронлар бир катламдан иккинчисига ўтади. Ҳар бир электрон бир хил эҳтимоллик билан ўнг тараф ёки чап тарафга ҳаракатланиши мумкин. Шу сабабли, электронларнинг бир қисми 1-катламдан 2-катламга ўтади ва худди шу вақт ичида электронларнинг бир қисми 2-катламдан 1-катламга ўтади. 2-катламда электронлар сони 1-катламдагидан кўп бўлганлиги сабабли, 2-катламдан 1-катламга ўтадиган электронлар оқими 1-катламдан 2-катламга ўтадиган электронларнинг оқими фарқлангани учун 1-катламда электронларнинг ўртача концентрацияси  $n(x-dx/2)$  га тенг бўлса, 2-катламдаги уларнинг концентрацияси  $n(x+dx/2)$  га тенг бўлади. Бу катламлардаги концентрациялар фарқи қуйидагига тенг бўлади:

$$n\left(x - \frac{dx}{2}\right) - n\left(x + \frac{dx}{2}\right) = -\frac{dn}{dx} dx \quad (1.53)$$

(1.53) ифодадан кўринадики, электронлар концентрациялари фарқи улар концентрациялари градиентига пропорционал бўлар экан. Шу сабабли, электронларнинг  $x$  ўқи йўналишидаги диффузияси натижасида ҳосил бўладиган электронлар оқими- $I_n$  шу йўналишдаги концентрация градиентига пропорционал бўлади:

$$I_n = -D_n \frac{dn}{dx} \quad (1.54)$$

бу ерда  $D_n$ -электронларнинг диффузия коэффициенти.

Мос равишда ковакларнинг диффузион оқимини қуйидагича ёзишимиз мумкин:

$$I_r = -D_r \frac{dp}{dx} \quad (1.55)$$

бу ерда  $D_r$ -коваклар диффузияси коэффициенти. Ҳар иккала тенгламадаги минус ишора электрон ва ковакларнинг диффузион оқимлари заряд ташувчилар концентрацияси кам бўлган томонга йўналганлигини кўрсатади. Диффузион оқимларга мос электрон ва ковакларнинг диффузион тоқлари мос равишда

$$j_{n \text{ дифф}} = qD_n \frac{dn}{dx} \quad \text{ва} \quad j_{r \text{ дифф}} = qD_r \frac{dp}{dx} \quad (1.56)$$

га тенг бўлади.

Умумий ҳолда электронлар ва коваклар концентрациялари  $(x, y, z)$  координаталар функцияси бўлганда диффузион тоқлар қуйидаги кўринишда ёзилиши мумкин:

$$j_{n \text{ дифф}} = qD_n \text{grad } n(r) \quad \text{ва} \quad j_{r \text{ дифф}} = qD_r \text{grad } p(r)$$

Концентрация градиенти мавжудлиги сабабли пайдо бўлган диффузион тоқлар зарядларнинг фазовий ажралишига сабаб бўлади. Зарядларнинг яримўтказгич ҳажмида ажралиши электр майдонини юзата келтиради. Бу майдон ўз навбатида ковак ва электронларнинг дрейф тоқини юзата келтиради.

$$j_{\text{дрп}} = qn_{nr} E, \quad j_{\text{дрп}} = qn_{nr} E \quad (1.57)$$

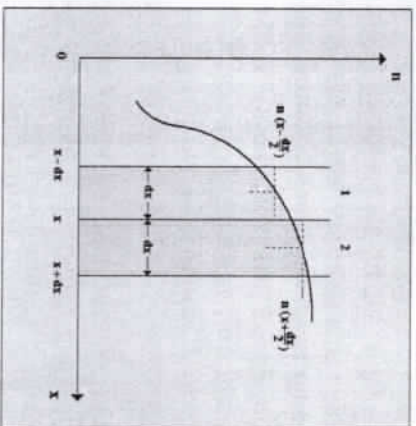
бу ерда  $n_r$  ва  $n_n$  лар — мос равишда ковак ва электронларнинг ҳаракатчанлиги. Яримўтказгичда оқадиган тўла ток электрон ва ион ташкил этувчилар дрейф ва диффузион тоқлари йиғиндисидан иборат бўлади:

$$j_n = qn_{nr} E + qD_n \frac{dn}{dx} \quad j_r = qn_{nr} E - qD_r \frac{dp}{dx} \quad (1.58)$$

ва қуйидаги кўринишга эга бўлади:



$$j = j_n + j_p = q(n_i \mu_n + p_i \mu_p) \left( E + q \left( D_n \frac{dn}{dx} - D_p \frac{dp}{dx} \right) \right) \quad (1.59)$$



1.9-расм. Бир жинсли бўлмаган яримўтказгичда дрейф ва диффузион тоқларни ҳисоблашга доир

### 1.5. Металл-яримўтказгич контактининг ВАХ

Металл-яримўтказгич контактига тўғри кучланиш берилганда потенциал тўсик баландлиги кўйилган кучланиш катталигига камаяди (пасаяди). Потенциал тўсик баландлигининг камайиши асосий заряд ташувчиларнинг осон тўсикни енгиб ўтиши ва контакт орқали ток ҳосил қилишига олиб келади. Ток ташишнинг бир неча механизмлари мавжуд.

1.10 - расмда n-турдаги ўтказувчанликка эга бўлган яримўтказгич асосида тайёрланган металл-яримўтказгич контакти орқали, камбағаллашган контакт ҳолида, ток ташишнинг асосий механизмлари кўрсатилган. Бу барьер усти механизми - 1, барьер орқали тунеллашиши - 2, ҳажмий заряд соҳасида рекомбинация - 3, электронейтрал соҳадаги рекомбинация 4 - механизмларидир. Барьер усти механизми яримўтказгичли асбобларда энг кенг татбиқ этиладиган механизм ҳисобланади. Шу сабабли уни баътафсил қараб чиқамиз. Кремний ёки германий каби старинча катта эркин

ташувчилар концентрацияси ва ҳаракатчанлигига эга бўлган яримўтказгичларда металл билан контактга учраганда ҳажмий заряд катлами эркин югуриш йўлидан старлича кичик. Бундай яримўтказгичларда ташувчилар ҳажмий заряд катламини тўқнашувларсиз панжара билан таъсирлашмасдан босиб ўтади. Бундай катламга асосланган ток ташиш назариясидиод тўғрилаш назарияси номини олди. Диод тўғрилаш назариясига мос равишда металл-яримўтказгич контактининг вольтампер характеристикасини ҳисоблаймиз. Юкорида кўрсатилганидек  $\chi$  потенциал тўсикни енгиб ўта оладиган электронлар окими куйидаги ифода орқали ёзилади:

$$I_1 = \frac{m(kT)^2}{2\pi^2 \hbar^3} \exp\left(-\frac{\chi}{kT}\right) \quad (1.60)$$

Бу ерда  $\chi$  - яримўтказгичнинг термодинамик чиқиб иши.

Металл-яримўтказгич контактига тўғри кучланиш берилганда ажраллиш чегарасида пайдо бўладиган потенциал тўсик баландлиги камаяди ва  $\phi_0 - qU$  катталиқка тенг бўлади (1.11-расмга қаранг). Потенциал тўсикнинг баландлигининг камайиши яримўтказгичдан металлга электронлар окимининг ортишига олиб келади. (1.60) ифодада  $\chi$  катталиқ ўрнига  $\phi(0) = \phi_0 - qU$  катталиқни кўйиб, бу окимни топамиз:

$$I_1 = \frac{m(kT)^2}{2\pi^2 \hbar^3} \exp\left(-\frac{\phi(0) - F}{kT}\right) \quad (1.61)$$

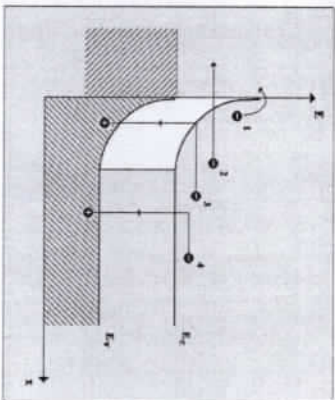
(1.61) ифодадан кўринадики, бу оким асосан яримўтказгичнинг ўтказувчанлик зонасидаги электронларнинг енртий концентрацияси орқали аниқланади:

$$n_1 = n_0 \exp\left(-\frac{\phi_0}{kT}\right) \quad (1.62)$$

Бу ерда  $n_0$  - яримўтказгичдаги электронларнинг мувозанат ҳолатидаги концентрацияси:

$$n_0 = N_c \exp \frac{E}{kT} = \frac{2}{h^3} \left( \frac{mkT}{2\pi} \right)^{3/2} \exp \frac{E}{kT} \quad (1.63)$$

Бу ерда  $N_c$ -ўтказувчанлик зонасидаги ҳолатларнинг эффектив зичлиги,  $m$ -электроннинг массаси.



**1.10-рasm.** Металл-яримўтказгич контакти орқали ток ўтишининг асосий механизмлари: 1-барьерусти механизми; 2-потенциал барьер орқали тунелланиш; 3-ҳажмий заряд соҳасидаги рекомбинация; 4-электронейтграл соҳадаги рекомбинация.

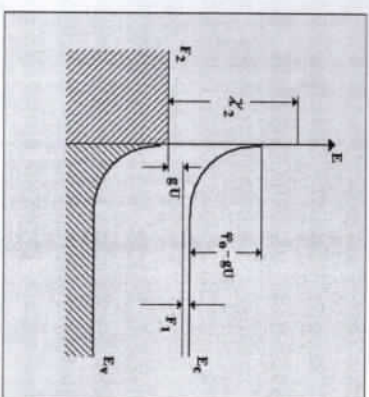
Электронларнинг мавлудм ўртача иссиқлик ҳаракати тезлиги

$$v = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}} \quad (1.64)$$

ифодасидан фойдаланиб яримўтказгичдан металлга, металл-яримўтказгич контактида потенциал тўсик пасайиши натижасида ўтаётган электронлар оқимини ёзиш мумкин:

$$I_1 = \frac{1}{4} n_s v q \exp \frac{qU}{kT} \quad (1.65)$$

**1.11-рasm.** U тесқари кучланиш берилган пайтда металл-яримўтказгич контактининг зона диаграммаси.



Металлдан яримўтказгичга ўтаётган электронлар оқими кўйилган кучланиш катталигига боғлиқ бўлмайди ва (1.16) ифода орқали аниқланиши мумкин:

$$I_2 = \frac{m(kT)^2}{2\pi^2 h^3} \exp \left( -\frac{\chi_2}{kT} \right) = \frac{1}{4} q n_s v$$

Нагжжавий ток  $j$ ,  $I_1$  ва  $I_2$  оқимлар фарқи аниқланади, яъни,  $j = (I_1 - I_2)q$  ва

$$j = \frac{1}{4} q n_s v \left( \exp \frac{qU}{kT} - 1 \right) \quad (1.66)$$

Олинган ифодадан кўринадики,  $U > 0$  бўлган ҳолда токнинг кучланишга боғлиқлиги эксотенциал функция орқали аниқланади,  $U < 0$  бўлган ҳолда эса, ток ишорасини ўзгартиради ва кучланишга боғлиқ бўлмай қолади. Ҳақиқатан ҳам металл-яримўтказгич контактига тўғри кучланиш берилган ҳолда потенциал тўсик баландлиги камади ва электронларнинг яримўтказгичдан металлга ўтиши кескин ортади. Тесқари кучланиш уланганда эса, потенциал тўсик баландлиги ортади, у эса яримўтказгичдан металлга ўтаётган электронлар оқими

деярли нолгача камаяди. Тескари катта кучланишларда контакт орқали ўтувчи барча тоқлар электронларнинг металлдан яримўтказгичга ўтаётган окими туфайли хосил бўлади. Кам концентрацияли, кичик ҳаракатчанликка ва кичик эркин югуриш йўлига эга бўлган эркин заряд ташувчиларга эга бўлган яримўтказгичлар учун тўғрилашнинг диод назариясидан фойдаланиб бўлмайди. Бунга сабаб, металл билан контактдаги яримўтказгичларда ҳажмий заряд катлами эркин югуриш йўлидан етарлича катталигидир  $L \gg \lambda$ . Электронлар ва коваклар ҳажмий заряд катлиидан ўтаётиб кристалл панжара тўғунлари билан кўп қаррали тўқнашишлар содир қилади, яъни уларнинг ҳаракати диффузия конунларига бўйсунмади.

Бу ўз навбатида бундай яримўтказгичлар контактлари вольтампер характеристикаларини муваффақиятли кўлланиладиган назария номини бериб бу-тўғрилашнинг диффузион назарияси деб аталди. Бу назарияда металл-яримўтказгич контактининг вольтампер характеристикаларини ҳисоблашда токнинг ҳам, дрейф ҳам диффузион ташкил этувчилари ҳисобга олинмади (1.59). Электр майдон кучланилиги ва заряд ташувчилар ҳаракатчанлиги учун маълум муносабатлар:

$$E = \frac{1}{q} \frac{d\phi}{dx}, \quad \mu_n = \frac{qD_n}{kT} \quad (1.66 \text{ а})$$

ни ҳисобга олсак, контакт орқали ўтаётган токни куйидаги ифода ёрдамида ифодалаш мумкин:

$$j = qn \frac{qD_n}{kT} \frac{1}{q} \frac{d\phi}{dx} + qD_n \frac{dn(x)}{dx}; \quad \frac{j}{qD_n} = \frac{n(x)}{kT} \frac{d\phi}{dx} + \frac{dn(x)}{dx} \quad (1.67)$$

ва куйидаги

$$\frac{dn(x)}{dx} + \frac{n(x)}{kT} \frac{d\phi}{dx} = \frac{j}{qD_n} \quad (1.68)$$

кўринишда ёзилган (1.67) ифода-диффузион тенглама номини олди.

Контактнинг вольтампер характеристикасини ҳисоблаш куйидаги четаравий шартларда диффузион тенгламани ечишга келтирилади:

$$\text{агар } x=0 \text{ бўлса, } \psi(0) = \psi_0 - q\psi \text{ ва } n(0) = n_0 \exp\left(-\frac{\psi_0}{kT}\right); \quad (1.69)$$

$$\text{агар } x = L \text{ бўлса, } \psi(L) = 0 \text{ ва } n(L) = 0 \quad (1.70)$$

(1.68) тенгламани ечиш учун доимийлар вариацияси усулидан фойдаланамиз ва  $n$  к  $n(x)$  эканлигини эътиборга оламиз:

$$n(x) = n_0(x) \exp\left(-\frac{q\psi}{kT}\right) \quad (1.71)$$

(1.71) ифодани координаталар бўйича дифференциаллаб куйидагини оламиз:

$$\frac{dn(x)}{dx} = \frac{dn_0(x)}{dx} \exp\left(-\frac{q\psi}{kT}\right) - \frac{n_0(x)}{kT} \exp\left(-\frac{q\psi}{kT}\right) \frac{d\psi}{dx} \quad (1.72)$$

(1.72) ифодани (1.68) га кўйиб

$$\frac{dn_0(x)}{dx} \exp\left(-\frac{q\psi}{kT}\right) = \frac{j}{qD_n} \quad (1.73)$$

ифодани оламиз. (1.73) ифодадан куйидаги ифодани тонамиз:

$$dn_0(x) = \frac{j}{qD_n} \exp\left(\frac{q\psi}{kT}\right) dx \quad (1.74)$$

(1.70) ифодани эътиборга олиб, (1.47) ифодани куйидаги кўринишга келтирамиз:

$$n_0(L) - n_0(x) = \frac{j}{qD_n} \int_x^L \exp\left(\frac{q\psi}{kT}\right) dx, \quad (1.75)$$

бу тенгламадан  $n_0(x)$  учун ифодани оламиз:

$$n_0(x) = n_0(l) - \frac{j}{qD_n} \int_{x_0}^l \exp\left(\frac{\phi}{kT}\right) dx \quad (1.76)$$

Энди олинган (1.76) ифодани (1.71) га кўйиб ва (1.69) ҳамда (1.70) шартларни ҳисобга олиб кўйидаги ифодани аниқлаймиз:

$$n_0 = \left[ n_0 \exp\left(\frac{qU}{kT}\right) - \frac{j}{qD_n} \int_{x_0}^l \exp\left(\frac{\phi}{kT}\right) dx \right] \exp\left(\frac{qU}{kT}\right) \quad (1.77)$$

Шундан сўнг, квадрат кавсларни очиб ва  $j$  катталикини ажратиб,  $j$  ни аналитик боғланиш кўйилган  $U$  кучланиш функцияси сифатида оламиз:

$$j = \frac{qn_0 D \left[ 1 - \exp\left(-\frac{qU}{kT}\right) \right]}{\int_{x_0}^l \exp\left(\frac{\phi}{kT}\right) dx} \quad (1.78)$$

(1.78) ифода энг умумий ҳолда ёзилган металл-яримўтказгич контакти вольтампер характеристикаси тенгламасидир. Бу ифода ихтиёрый  $\phi(x)$  боғланиш учун ўринлидир. Лекин, бу аниқ ифода амалий ишлар учун қулай эмас. Бу ифодани тақрибий баҳолашнинг бир неча усуллари мавжуд. Улардан бирини қараб чиқамиз. Бунинг учун (1.78) ифодага кирувчи интегрални

$$\int_{x_0}^l \exp\left(\frac{\phi}{kT}\right) dx = \int_{\phi_0}^0 \exp\left(\frac{\phi}{kT}\right) \left(\frac{d\phi}{dx}\right)^{-1} d\phi$$

кўринишда ёзамиз. Интеграл остидати  $\exp(\phi/kT)$  функция  $\phi(x)$  ортиши билан тез ортади,  $x=0$  нуқта яқинида ўзининг максимал қийматига эришади. Бу ерда  $\phi(x)$ -максимал қиймат ҳисобланади. Шу сабабли  $x=0$  нуқта яқинида интегралда бу функция интегралга энг катта улуш кўшади. Шу билан бирга  $(d\phi/dx)^{-1}$  нинг қиймати бу нуқта яқинида унчалик катта эмас ва уни интеграл белгиси ташқарисига чиқариш мумкин. Бу ҳолда кўйидаги ифодани оламиз:

$$\int_{x_0}^l \exp\left(\frac{\phi}{kT}\right) \left(\frac{d\phi}{dx}\right)^{-1} d\phi = \left(\frac{d\phi}{dx}\right)^{-1} \int_{\phi_0}^0 \exp\left(\frac{\phi}{kT}\right) d\phi =$$

$$= kT \left(\frac{d\phi}{dx}\right)^{-1} \left[ 1 - \exp\left(\frac{\phi_0 - qU}{kT}\right) \right] \approx kT \left(\frac{d\phi}{dx}\right)^{-1}_{x=0} \exp\left(\frac{\phi_0 - qU}{kT}\right) \quad (1.79)$$

Бу ерда  $\phi_0 - qU \gg kT$  шарт бажарилганда экспоненциал ҳад бирдан старилча катта бўлганлиги сабабли квадрат кавс ичидаги бир соннинг экспоненциал ҳадга нисбатан эътиборга олмадик. (1.79) ифодани (1.78) га кўйиб, кўйидаги соддарок ифодани оламиз:

$$j = \frac{qDn_0 \left(\frac{d\phi}{dx}\right)_{x=0} \exp\left(-\frac{\phi}{kT}\right) \left[ \exp\left(\frac{qU}{kT}\right) - 1 \right]}{kT} \quad (1.80)$$

ёки электр майдон кучланганлиги ва заряд ташувчилар харакатчанлиги (1.66а) учун мавлум бўлган муносабатларни ҳисобга олиб, металл-яримўтказгич контактининг вольтампер характеристикаси учун янада қулайроқ ифодани оламиз:

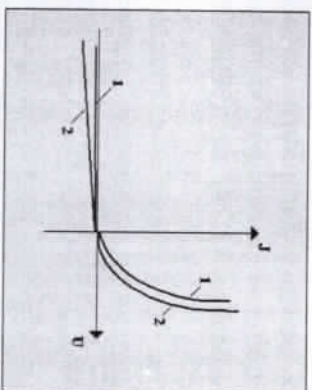
$$j = qn_0 \mu_n E_s \left( \exp\left(\frac{qU}{kT}\right) - 1 \right) \quad (1.81)$$

Олинган ифодадан кўринадики, кучланишнинг мусбат қийматларида ( $U > 0$ ), контакт орқали ўтаётган ток экспоненциал функция орқали ёзилади, яъни мусбат кучланишнинг ортиши билан ток кескин ортади. Ҳақиқатан ҳам, мусбат кучланишнинг ортиши билан металл-яримўтказгич контактидаги потенциал тўсик бағандлиги камаяди ( $\phi_0 - qU$ ) ва яримўтказгичдан металлга электронлар окими кескин ортади. Кучланишнинг манфий қийматларида ( $U < 0$ ), таркибида экспонента бўлган ҳад эътиборга олмайдиган даражада кичик бўлади ва ток учун ифода кўйидаги кўринишни олади:

$$j = -qn_p \mu_p E_s \quad (1.82)$$

Бу ҳолда потенциал тўсик бағандлиги кўйилган кучланишга тенг қийматга ( $\phi_0 + qU$ ) ортади, яримўтказгичдан металлга

Электронлар окими амалда кузатилмайдди, контакт оркали ўтаётган ток металдан яримўтказгичга ўтаётган электронлар туфайли пайдо бўлади.



1.12-расм. Металл-яримўтказгич контактининг диод (1) ва диффузион назарияларга мос вольтампер характеристикалари (ВАХ)

Кўриниб турибдики, кучланишнинг мусбат кийматларида контакт оркали тўғри ток иккала ҳолда ҳам кескин ортади. Диод назариясига кўра кучланишнинг манфий кийматларида тескари ток тўйиништа интилади ва тескари кучланиш ортиши билан бирмунча ортади. Бу эса яримўтказгич-металл ажралиш чегарасида  $E_s$  электр майдон кучланганлигинининг ортиши билан тушунтирилади. Металл-яримўтказгич контакти вольтампер характеристикаларини аниқлашда биз яримўтказгичда аралашмалар тўла ионлашган ва уларнинг концентрациялари бутун яримўтказгич қалинлиги бўйича доимий бўлган ҳолни қараб чиқдик. Шунини эътиборга олиш лозимки, бу шарт ҳар доим ҳам бажарилмавермайдди. Бундан ташқари яримўтказгичда юпка катламлар ҳосил қилувчи легирланган аралашмалардан ташқари чуқур энергетик марказлар ҳосил қилувчи аралашмалар ҳам мавжуд бўлиши мумкин. Бундай марказлар металл-яримўтказгич контактининг барча параметрларида ўзига хос таъсирлар кўрсатиши мумкин.

1.6. Чуқур марказларнинг контакт параметрларига таъсири

Яримўтказгичларда саёз катламлар ҳосил қилувчи легирланган аралашмалардан ташқари, чуқур сатхлар ҳосил қилувчи аралашмалар ҳам мавжуд бўлиши мумкин. Эслатиб ўтамиз, энергетик сатхлар чуқур сатхлар дейилади, атарда сатхлар яримўтказгичининг ман қилинган зоналарида локаллашган бўлиб, руҳсат этилган зона четларидан 0,1 эВ дан кўпроқ узоқлашган бўлса. Чуқур энергетик сатхлар хона хароратида кисман ионлашган бўлиб, мос равишда кўшимча заряд ҳосил қилади. Чуқур сатхлар мос ташувчиларни тугтиб олганига қадар ва ундан кейинги заряд ҳолатига қараб донор ёки акцептор хусусиятига эга бўлиши мумкин. Ионлашган донор сатхи мусбат зарядланган, акцептор сатхи эса манфий зарядланган. Металл-яримўтказгич контактида чуқур сатхларнинг мавжуд бўлиши ҳажмий заряд катламини таъсир қилади ва бутун контакт характеристикаларни ўзгартиради.  $n$ -тур\*даги ўтказувчанликка эга бўлган яримўтказгич-металл контактини қараб чиқамиз. Фараз қилайлик, яримўтказгичда юпка катламлар ҳосил қилувчи донор турдаги аралашмалардан ташқари, чуқур энергетик сатхлар ҳосил қилувчи донор аралашмалар ҳам мавжуд бўлсин. Юпка сатхлар ҳосил қилувчи донор аралашмалар концентрацияси  $N_1$  ва чуқур сатхлар ҳосил қилувчи донор аралашмалар концентрацияси  $N_2$  бўлсин (1.13-расм). Контактга тескари кучланиш берилганда яримўтказгичининг ҳажмий заряди катлами кенгайди. Ҳажмий заряд зичлиги бу ҳолда икки қисмга ажралади:

$$\rho(x) = q(N_1 + N_2) \quad 0 < x < L_1 \quad \text{да}$$

$$\text{ва} \quad \rho(x) = qN_1 \quad L_1 < x < L_n \quad \text{да}$$

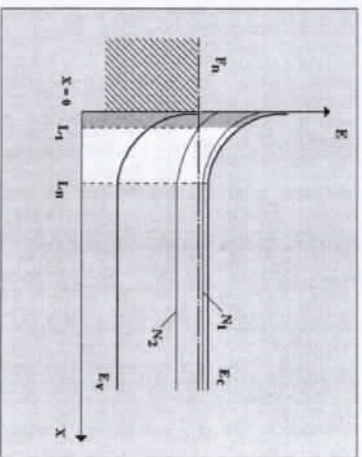
Ҳар бир оралик учун чегаравий шартларни ҳисобга олган ҳолда Пуассон тенгламасини ечиб қуйидагиларни оламиз:

$$\varphi = 0 \quad \text{ва} \quad d\varphi / dx = 0 \quad x = L_n \quad \text{бўлган ҳолда}$$

ва  $\frac{d\varphi}{dx} = \frac{q^2 N_1}{\epsilon \epsilon_0} (L - L_1)$   $x = L_1$  бўлган ҳолда

$$E_{x=0} = \frac{q}{\epsilon \epsilon_0} (N_1 L_n + N_2 L_1) \quad (1.53)$$

Олинган ифодани (1.30) тенглама билан солиштириб, куйидагиларни кўриш мумкин. Яримўтказгичнинг ман қилинган зонасида, биттаси тўла ионлашмаган, икки донор сатхи мавжуд бўлганда яримўтказгич-металл чегарасида электр майдон кучланганлиги ортади. Мос равишда бутун  $\varphi(x)$  боғланиш ўзгаради.



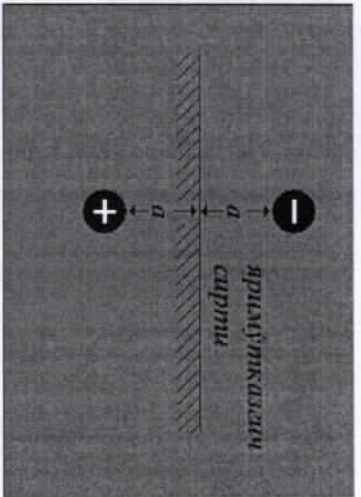
1.13-расм.  $N_2$  концентрацияли чуқур қатламда етувчи донор сатҳига эга бўлган металл-яримўтказгич контактининг зона диаграммаси

Диод назариясида ток учун ёзилган ифода  $\varphi(x)$  тақсимооти кўринишига боғлиқ бўлмайди, чунки потенциал тўсиқдан ўтаётган электронлар окими катталиги асосан потенциал тўсиқ бағандлиги билан аникланади. Диффузион назарияда, унинг таркибига кирувчи  $E_s$  электр майдон кучланганлиги яримўтказгич-металл контактида  $\varphi(x)$  боғланиш бу майдон катталигини аниқлайди. Бу деган сўз электр майдон кучланганлиги катталиги чуқур марказлар мавжуд бўлган ҳолда ўзгаради демакдир. Яримўтказгичнинг ман қилинган

зоналарда чуқур энергетик сатҳларни ҳосил қилувчи киришмаларнинг мавжуд бўлиши улар асосида тайёрланган қурилма да яримўтказгичли материалларнинг кўпчилик параметрларини ўзгаришига олиб келади. Яримўтказгичнинг ман қилинган зонасида турли фаоллаштириш энергиясига эга бўлган чуқур донор ва акцептор аралашмалар мавжуд бўлиши мумкин. Бу аралашмаларнинг ҳар бири куйилган ўзгарувчан сингил частотасига турлича боғлиқ бўлади. Бу ҳолда паст ва юқори частотали ситгим ўзаро фарк қилади. Паст частотали сингил ионлашган саёз ва чуқур қатламли киришмалар марказлари, юқори частотали ситгим эса эркин заряд ташувчилар концентрацияси билан аникланади. Деярли барча яримўтказгичли асбоб ва қурилмаларнинг температуравий қарактеристикалари чуқур энергетик сатҳларнинг мавжудлиги, турли ва концентрацияси орқали аникланади. Ҳақиқатан ҳам аксарият яримўтказгичли материалларда хона температурасига яқин температурада саёз сатҳлар ҳосил қилувчи киришма марказлари тўла ионлашган бўлиб, чуқур сатҳлар ҳосил қилувчи киришма марказлари қисман ионлашган бўлади. Температуранинг ортиши чуқур сатҳлар ҳосил қилувчи киришма марказларининг тўла ионлашишига руҳсат этилган энергетик зоналарда эркин заряд ташувчилар концентрациясининг ортишига ва яримўтказгичлар параметрларининг ўзгаришига олиб келади.

### 1.7. Шоттки эффекти.

Агар электрон яримўтказгич сиртини ташлаб чиқиб кетилган бўлса, у ҳолда унда мусбабат зарядланган «бўш жой» пайдо бўлади. (1.14-расм). У ҳолда Кулон конунига мувофиқ электрон ва «бўш жой» ўртасида тортишиш кучи пайдо бўлади, бу тортишиш кучи-кўзгу (акселаниш) натижасидаги кучдир.



1.14-расм. Кўзгү акслантириш кучининг пайдо бўлиши (таъбири).

$$F = \frac{q^2}{4\pi\epsilon_0(2a)^2} = \frac{q^2}{16\pi\epsilon_0 a^2} \quad (1.84)$$

Металл-яримўтказгич системасига E ташки электр майдони кўйилганда электронга яна битта qE куч таъсир қилади. Яримўтказгич сиртидан бирор «а» масофада бу иккала куч бир-бирига тенг бўлади, яъни, F к qE ва

$$qE = \frac{q^2}{16\pi\epsilon_0 a^2} \quad (1.85)$$

бу ердан:

$$a = \frac{1}{2} \left( \frac{q}{4\pi\epsilon_0 E} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (1.86)$$

ифодани оламиз.

Электронни кўзгү акслантириш кучлари хосил қилган Кулон тортишиш майдонидан чиқариб юбориш учун унга «а» масофани босиб ўтиши учун етарли бўлган энергия ва уни чексизликкача кўчириш учун зарур бўлган кўшимча энергия бериш керак:

$$W = qVa + \int_a^{\infty} \left( -\frac{q^2}{16\pi\epsilon_0 y^2} \right) dy = qEa + \frac{q^2}{16\pi\epsilon_0 a} \quad (1.87)$$

(1.85) ифодага «а» ning ўрнига (1.86) ифодани кўйиб, электроннинг электр майдони тўфайли оладиган кўшимча энергиясининг қийматини олишимиз мумкин:

$$\left( \frac{q^3 E}{4\pi\epsilon_0} \right)^{\frac{1}{2}}$$

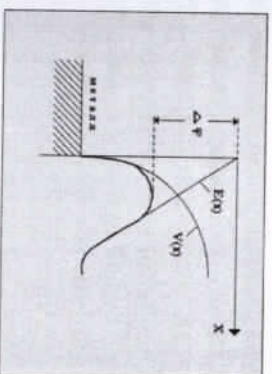
Бу кўшимча энергия яримўтказгич чиқиш йшини

$$\Delta\varphi = \left( \frac{qE}{4\pi\epsilon_0} \right)^{\frac{1}{2}}$$

катталикка камайтиради.

Электр майдонда потенциал тўсик баландлигининг пайвандлигида Шоттки эффекти дейилади.

Шоттки эффекти металл-яримўтказгич контактида токнинг ўтти жарайнига сезиларли таъсир кўрсатади. 1.14 (а)-расмда металл-яримўтказгич контактида потенциал тўсик баландлигининг Шоттки эффекти хисобига камайиши кўрсатилган.

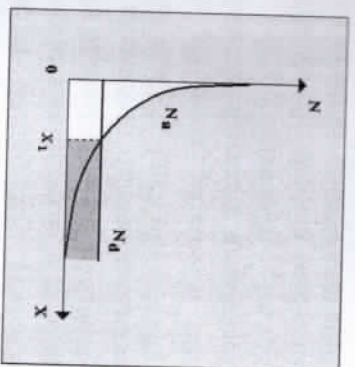


1.14 (а)-расм.

## 2-Боб. Ковакгли-электрон ўтиши

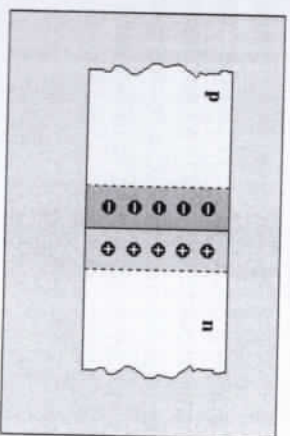
### 2.1. Электрон-(ковакгли) (р-п) ўтишининг хосил бўлиши

р-п ўтиш хосил бўлишининг физик манзарасини қараб чиқамиз.  $N_d$  концентрацияли донор қиришма бутун ҳажм бўйича текис тақсимланган, электрон турдаги ўтказувчанликка эга бўлган яримўтказгичли кристалл мавжуд бўлсин. Кристаллнинг бирор қирраси бўйича  $N_a$  концентрацияли акцептор қиришма диффузияси ўтказилсин, бу ҳолда  $N_a \gg N_d$  (2.1-расм). Бундай диффузиядан сўнг, яримўтказгич ҳажми турли турдаги ўтказувчанликка эга бўлган икки қисмга ажралади. Ҳақиқатан ҳам, бутун  $0 < x < x_1$  соҳада «коваклар» концентрацияси  $pK N_a - N_d$ , электронлар концентрацияси эса  $N_d$  га тенг.  $N_a \gg N_d$  бўлганлиги сабабли, асосий заряд ташувчилар коваклар ҳисобланади.  $x > x_1$  соҳада «коваклар» концентрацияси кам ( $N_a \ll N_d$ ), электронлар концентрацияси эса  $p = N_d$ , демак бу соҳа п турдаги ўтказувчанликка эга, яъни асосий заряд ташувчилар бу соҳада электронлар ҳисобланади. Бошқача қилиб айтганда  $x < x_1$  текислик яқинида р соҳадан п соҳага ўтиш шаклланади, яъни р-п ўтиш хосил бўлади. Соҳанинг ҳар икки тарафида (хх<sub>1</sub> текислигининг) электронлар ва «коваклар» концентрациялари турлича. Ўтишининг пайдо бўлишида электронлар юқори концентрацияли соҳадан кам концентрацияли соҳага диффузия орқали ўтади. Бу ҳолда п соҳада,  $x = x_1$  текислик яқинида эркин электронлар сони ионлашган донорлар сонидан кичик бўлади. Бу эса электронейтраллик шартининг бузилишига ва ионлашган донор аралашмалар туфайли пайдо бўладиган компенсацияланмайдиган мусбат заряднинг хосил бўлишига олиб келади.



2.1-расм. Р-п ўтишининг хосил бўлиши

У<sub>1</sub> нивабатида  $x = x_1$  текисликка тегиб турган соҳадан, р соҳадан коваклар п соҳага диффузияланади. Бу эса р соҳада ионлашган акцепторларнинг компенсацияланмайдиган манфий зарядлари хосил бўлишига олиб келади. Шундай қилиб, р ва п соҳалар ажраллиши чегарасида аралашмаларнинг ионлашган зарядлари билан характерланадиган иккиламчи электр катлами хосил бўлади (2.2-расм). Бу катлам туфайли хосил бўлган электр майдони, ҳаракатчан заряд ташувчиларнинг кейинги диффузиясига тўсқинлик қилади. Лекин бу майдон диффузион токка тесқари йўналган асосий бўлмаган электр ташувчиларнинг дрейф тоқини юзата келтиради. Ташки қувватини бўлмаган ҳолда, мувозанат ҳолатида, ўтиш орқали натижавий ток ноқта тенг бўлади.



2.2-расм. Р ва п соҳалар ажраллиш чегарасида иккиламчи электр катламининг хосил бўлиши.



Бу детан сўз, электр майдони кучлари ва заряд ташувчилар диффузиясини аниқловчи кучлар, яримўтказгичнинг ихтиёрый кесимида бир-бирини мувозанатлайди демакдир. Заряд ташувчиларнинг диффузия жараёни тўхтатилгандан сўнг р-п ўтиш термодинамик мувозанат ҳолатида бўлади. Мувозанат ҳолатида р ва п соҳалар қалинлиги бўйича эркин электронлар ва ковалларнинг концентрациялари тақсимооти ва р-п ўтишнинг энергетик зоналар диаграммаси 2.3-расмда кўрсатилган. Бундан ташқари бу расмда р ва п соҳалар ажралиши чегарасида ҳосил бўлган  $\phi_0$  бағандликка эга бўлган потенциал тўсик ҳам кўрсатилган. Потенциал тўсик катталигини батафсил қараб чиқамиз. Термодинамик мувозанат ҳолатида ихтиёрый система учун Ферми сатҳи доимий катталикдир. Агарда р-п ўтиш термодинамик мувозанат ҳолатида бўлса, р ва п соҳаларда Ферми сатҳи бир хил бағандликда бўлади (2.3-расм). п соҳадagi электронлар концентрацияси

$$n = N_c \exp\left(-\frac{E_c - E_{Fn}}{kT}\right) \quad (2.1)$$

га тенг.

Энергиянинг нол қийматини п соҳа ўтказувчанлик зонаси тўбига мос келувчи энергия деб ҳисоблаймиз, яъни  $E_c = 0$ , у ҳолда

$$n = N_c \exp\left(\frac{E_{Fn}}{kT}\right) \quad (2.2)$$

Бу ердан п турдаги ўтказувчанликка эга бўлган яримўтказгич температура, ўтказувчанлик зонасидаги эркин электронлар концентрацияси ва ҳолатларнинг эффектив зичлиги каби катталикларни ўзаро боғловчи п-соҳадagi Ферми сатҳи энергияси учун қуйидаги ифодани оламиз:

$$E_{Fn} = -kT \ln \frac{N_c}{n}$$

ёки

$$kT \ln \frac{n}{N_c} = E_{Fn} \quad (2.3)$$

р соҳада коваллар концентрацияси қуйидагича ифодалангани мумкин:

$$p = N_v \exp\left(\frac{-E_g + E_{Fp}}{kT}\right) \quad (2.4)$$

Бу ердан р соҳадagi Ферми сатҳи энергияси учун ифодани оламиз:

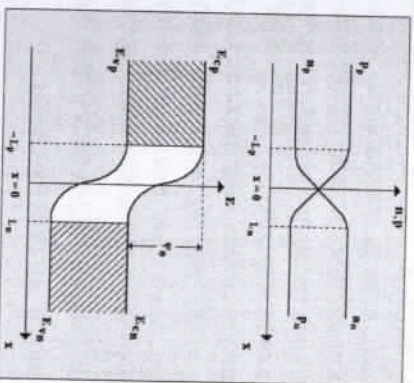
$$E_{Fp} = E_g - kT \ln \frac{N_v}{p} \quad (2.5)$$

Ноллигичи энергия сифатида ўтказувчанлик зонаси тўби олинганлигини эътиборга олиб, р ва п соҳалар ажралиш чегарасида ҳосил бўладиган потенциал тўсик бағандлигини оламиз:

$$\phi_0 = -E_g + E_{Fp} + E_{Fn}$$

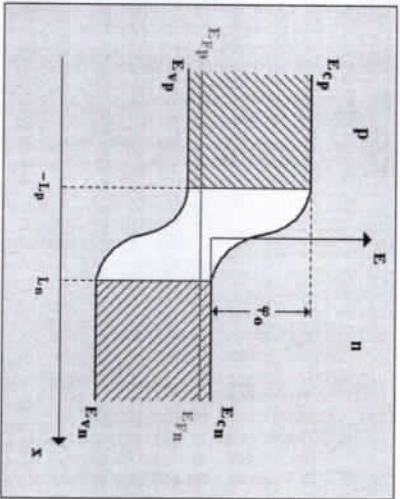
Сўнгра (2.2) ва (2.4) ифодалардан фойдаланиб  $\phi_0$  нинг қийматини оламиз:

$$\phi_0 = -kT \ln \frac{N_c N_v}{np} \quad (2.6)$$



2.3-расм. р-п ўтиш қалинлиги бўйича заряд ташувчилар концентрацияси тақсимооти ва потенциал тўсикнинг пайдо бўлиши

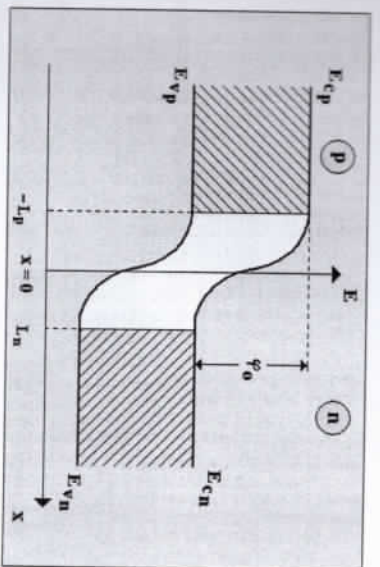
Олинган (2.6) ифодадан кўринадики р-п ўтиш потенциал тўсик бағаллиги (2.4-расмга қаранг) материал тури ҳамда р ва п соҳалардаги эркин заряд ташувчилар концентрациялари нисбати билан аниқланар экан.



2.3-расм. Мувозанат ҳолатида р-п ўтишнинг энергетик диаграммаси

### 2.2. Р-п ўтишда потенциал ва майдон тақсимооти

Электрон ва ковакли ўтказувчанликка эга бўлган икки яримўтказгич контактида ҳосил бўлган р-п ўтишни қараб чиқамиз. п соҳада донор аралашма концентрацияси- $N_d$ , р соҳадаги акцептор аралашма концентрацияси- $N_a$  бўлсин. Бунда п соҳадаги эркин электронлар концентрацияси  $n_n$ , р соҳадаги эркин коваклар концентрацияси  $p_p$ . Ўтиш етарлича юқори температурада мавжуд, демак, ҳар иккала соҳада аралашма тўла ионлашган ва  $N_d = n_n$  ва  $N_a = p_p$ . деб ҳисоблаймиз. Бундай ўтишнинг энергетик зона диаграммаси 2.4-расмда келтирилган. Бу ерда  $E_{c,p}$  ва  $E_{c,n}$ -р ва п ўтиш соҳаларидаги ўтказувчанлик зонасининг туби;  $E_{v,p}$  ва  $E_{v,n}$ -р ва п ўтиш соҳаларидаги валент зоналарнинг энг юқори энергетик сатҳи.



2.4-расм. р-п ўтиш энергетик диаграммаси

Диффузион потенциал билан характерланадиган р ва п соҳалар орасидаги потенциал тўсик  $\phi_0$  р соҳада  $L_p$  қалинлигидаги  $qN_a$  ҳажмий зарядни ва ўтишнинг п соҳасида  $L_n$  қалинлигидаги  $qN_d$  ҳажмий зарядни ҳосил қилади. Бунда атарда р-п ўтишнинг иккала соҳасида ҳам электронлар ва коваклар концентрацияси бир хил бўлса, яъни  $R_p = n_n$ , у ҳолда  $L_p = L_n$  п-соҳадаги ҳажмий заряд зичлиги (бирлик ҳажмга мос келувчи заряд) куйидагича ифодавланиши мумкин:

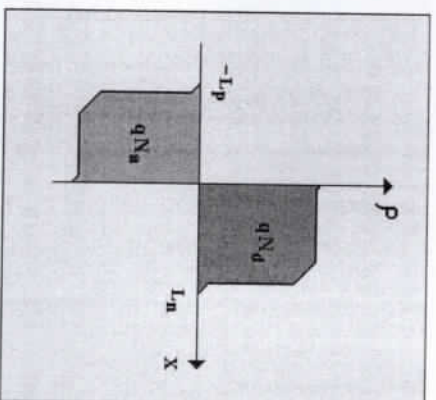
$$p = qN_d = qn_n \quad 0 < x < L_n \quad \text{да} \quad (2.7)$$

р соҳадаги ҳажмий заряд зичлиги

$$p = -q(N_a - N_d) = -qn_n \quad -L_p < x < 0 \quad \text{да} \quad (2.8)$$

га тенг бўлади.

Ўтишнинг ҳар иккала соҳаси учун потенциал ва ҳажмий заряд ўртасидаги боғланиш Пуассон тенгламаси ёрдамида аниқланади:



2.5-расм. р-п ўтишининг р ва п соҳаларидаги ҳажмий заряд зичлиги

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = \frac{qN_n}{\epsilon\epsilon_0}, \quad \text{агар } 0 < x < L_n \quad (2.9)$$

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = -\frac{qP_p}{\epsilon\epsilon_0}, \quad \text{агар } -L_p < x < 0. \quad (2.10)$$

Бунда п соҳада  $x=L_n$  бўлганда, яъни ҳажмий заряд қатлами чегарасида куйидаги шарт бажарилади:

$$\varphi = 0 \quad \text{ва} \quad \frac{d\varphi}{dx} = 0 \quad (2.11)$$

$x=-L_p$  бўлганда, яъни р соҳадаги ҳажмий заряд қатлами чегарасида куйидаги шарт бажарилади:

$$\varphi = \varphi_0 \quad \text{ва} \quad \frac{d\varphi}{dx} = 0 \quad (2.12)$$

Хар бир ўтиш соҳаси учун (2.9) ва (2.10) тенгламаларни ечиб куйидагиларни оламиз:

$$\frac{d\varphi}{dx} = \frac{qN_n}{\epsilon\epsilon_0}(L_n - x), \quad \text{агар } 0 < x < L_n, \quad (2.13)$$

$$\frac{d\varphi}{dx} = \frac{qP_p}{\epsilon\epsilon_0}(L_p + x), \quad \text{агар } -L_p < x < 0 \quad (2.14)$$

Электр майдон қучланганлиги:

$$E = \frac{1}{q} \frac{d\varphi}{dx}$$

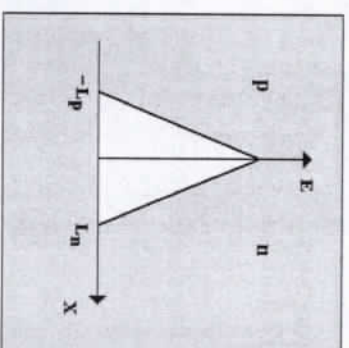
Эканилгини эътиборга олиб, (2.13) ва (2.14) ифодалардан р-п ўтишининг хар иккала соҳасида (2.6.-расм) ўтишининг қалинлиги бўйича электр майдон қучланганлиги тақсимотини ифодаловчи муносабатни оламиз:

$$E = \frac{P_n}{\epsilon\epsilon_0}(L_n - x) \quad \text{ёки} \quad E = \frac{P_p}{\epsilon\epsilon_0}(L_p + x) \quad (2.15)$$

Сўнгра (2.13) ва (2.14) ифодаларни координаталар бўйича дифференциаллаб

$$\varphi = \frac{qN_n}{2\epsilon\epsilon_0}(L_n - x)^2, \quad \text{агар } 0 < x < L_n \quad (2.16)$$

$$\varphi = \varphi_0 - \frac{qP_p}{2\epsilon\epsilon_0}(L_p + x)^2, \quad \text{агар } -L_p < x < 0. \quad (2.17)$$



2.6-расм. р-п ўтишда электр майдон тақсими

$x=0$  да, икки соҳанинг ажралиш чегарасида  $\frac{\partial \Phi}{\partial x} = \frac{d\Phi}{dx}$  шарт бажарилгади. Бу шартни эътиборга олиб қўйидаги муносабатларни оламиз:

$$\frac{q n_n L_n}{\varepsilon \varepsilon_0} = \frac{q P_r}{\varepsilon \varepsilon_0} L_r \quad (2.18)$$

ёки

$$n_n L_n = P_r L_r \quad \frac{n_n}{P_r} = \frac{L_r}{L_n} \quad (2.19)$$

$x = 0$  нуктада (2.16) ва (2.17) ифодадларни тенглаштириб

$$\Phi_0 - \frac{q P_r}{2 \varepsilon \varepsilon_0} L_r^2 = \frac{q n_n}{2 \varepsilon \varepsilon_0} L_n^2 \quad (2.20)$$

ифодани оламиз ёки

$$\Phi_0 = \frac{q}{2 \varepsilon \varepsilon_0} (n_n L_n^2 + P_r L_r^2) \quad (2.21)$$

Ўтиш ҳажмий заряди катламнинг тула қалинлиги (2.4-расм)  $L = L_n + L_r$  кўринишида ёзилади. (2.19) ифодани ҳисобга олиб қўйидагиларни ёзишимиз мумкин:

$$\frac{L}{L_n} = \frac{L_n + L_r}{L_n} = 1 + \frac{L_r}{L_n} = 1 + \frac{n_n}{P_r} = \frac{P_r + n_n}{P_r} \quad (2.22)$$

ва

$$\frac{L}{L_r} = \frac{L_n + L_r}{L_r} = \frac{L_n}{L_r} + 1 = \frac{P_r}{n_n} + 1 = \frac{P_r + n_n}{n_n} \quad (2.23)$$

Бу ердан

$$L_n = L \frac{P_r}{P_r + n_n} \quad \text{ва} \quad L_r = L \frac{n_n}{P_r + n_n} \quad (2.24)$$

ифодадларни оламиз.

(2.24) ни (2.21) га қўйиб,  $r$ - $n$  ўтиш потенциал тўсиғи баълидлиги учун қўйидаги ифодани оламиз:

$$\Phi_0 = \frac{q}{2 \varepsilon \varepsilon_0} \left[ n_n \frac{P_r^2}{(P_r + n_n)^2} L^2 + P_r \frac{n_n^2}{(P_r + n_n)^2} L^2 \right] \quad (2.25)$$

ёки қўйидаги кўринишда:

$$\Phi_0 = \frac{q L^2}{2 \varepsilon \varepsilon_0} \frac{1}{(n_n + P_r)^2} (n_n P_r^2 + P_r n_n^2) \quad (2.26)$$

(2.26) ифодани янада соддарок кўринишга келтириш мумкин:

$$\Phi_0 = \frac{q}{2 \varepsilon \varepsilon_0} \frac{n_n P_r}{n_n + P_r} L^2 \quad (2.27)$$

(2.27) ифодадан  $r$ - $n$  ўтишнинг ҳажмий заряди катламнинг тула қалинлигини топамиз:

$$L = \left( \frac{2 \varepsilon \varepsilon_0}{q} \frac{n_n + P_r}{n_n P_r} \Phi_0 \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.28)$$

Келтирилган ифодадан кўринадики,  $r$ - $n$  ўтишнинг ҳажмий заряд катлами қалинлиги яримўтказгич материали,  $\Phi_0$  катталик ва  $r$  ва  $n$  соҳалардаги ҳаракатчан заряд ташувчилар концентрациялари нисбатига боғлиқ бўлар экан. Агар  $r$ - $n$  ўтишнинг бирор соҳасида заряд ташувчилар концентрацияси

Бошқасиникидан етарлича катта бўлса,  $u$  холда ҳажмий заряд қалинлиги кам концентрацияли соҳага тарқалади.

$$L_n = \left( \frac{2\epsilon\epsilon_0}{q} \frac{1}{n_n} \varphi_0 \right)^{\frac{1}{2}} \quad R_p \gg n_n \text{ да} \quad (2.29)$$

$$L_p = \left( \frac{2\epsilon\epsilon_0}{q} \frac{1}{p_p} \varphi_0 \right)^{\frac{1}{2}} \quad n_n \gg R_p \text{ да} \quad (2.30)$$

### 2.3. p-n ўтишининг ВАХ. Тўғрилагич диодлар

Рекомбинация содир бўлмайдиган p-n ўтиш орқали ток ўтишини қараб чиқамиз. p ва n соҳалар қалинлиги катта эмас,  $R_p$  ва  $n_n$  асосий заряд ташувчилар концентрасияси  $n_i$  дан етарлича катта. Бу холда p ва n соҳаларнинг омик қаршилиги етарлича кичик ва уни эътиборга олмаслик мумкин. Иссиқлик мувозанати ҳолатида p-n ўтишининг ҳар иккала томонида электронлар ва коваклар оқими бир хил. Ташқи майдон кўйилганда бу мувозанат бўзилади. Агар p-n ўтиш қалинлиги  $L$  эркин югуриш йўли  $l$  дан кичик бўлса,  $u$  холда p-n ўтишда заряд ташувчилар сочилиши кам ва уни эътиборга олмаслик мумкин. Бундай яқинлаштишларда p-n ўтиш орқали ўтаётган ток потенциал тўсикни енгитиш учун етарли энергияга эга бўлган ташувчилар сони билан аниқланади. Тўғри йўналишдаги кучланиш кўйилганда p ва n соҳалар ўртасидаги потенциал тўсик бағандлиги камайди ва n соҳадан электронлар p соҳага ўтади, коваклар эса p соҳадан n соҳага ўтади. Мос соҳалардаги асосий бўлмаган заряд ташувчилар концентрасияси ортади. Орტიқча ташувчилар p-n ўтиш чуқурлиги бўйлаб сўрилади ва рекомбинацияга учрайди. Асосий бўлмаган орტიқча заряд ташувчилар ҳосил қиладиган заряд асосий ташувчилар оқими билан компенсацияланади. +ўйилган кучланиш қанчалик катта бўлса, шунча кўп асосий бўлмаган ташувчилар мос соҳаларга ўтади ва p-n ўтиш токи шунча катта бўлади. Диффузион ва

дрейф тоқлар тушунчасидан фойдаланиб, n соҳадаги ковакларнинг тўла токи қуйидагича ёзилиши мумкин:

$$j_{p(n)} = e n_p \mu_p E - e D_p \frac{dp}{dx} \quad (2.31)$$

р соҳадаги ковакларнинг тўла токи (диффузион ва дрейф) эса

$$j_{n(p)} = e n_p \mu_p E - e D_p \frac{dp}{dx} \quad (2.32)$$

га тенг бўлади.

p соҳада, яъни коваклар концентрасияси катта бўлган соҳада ток асосан унинг дрейф ташкил этувчиси ҳисобига пайдо бўлади:

$$j_{p(p)} = e n_p \mu_p E.$$

n соҳада эса коваклар концентрасияси кам, лекин катта концентрасия градиенти мавжуд, шу сабабли бу соҳада тўла ток асосан унинг диффузион ташкил этувчиси ҳисобига пайдо бўлади:

$$j_{n(p)} = e D_p \frac{dp}{dx}.$$

қаралаётган p-n ўтиш юпка бўлганлиги сабабли, заряд ташувчилар ундан рекомбинацияга учрамай ўтади, шу сабабли p-n ўтишининг ( $x = L_n$ ,  $x = L_p$  текислигида) иккала томонида коваклар ва электронлар токи ( $j_{p(n)} = j_{n(p)}$ ).

$$j_{p(n)} = -e D_p \frac{dp}{dx} \quad (2.33)$$

р-п ўтиш орқали ўтаётган токни ҳисоблаш учун қуйидаги п соҳада мавжуд бўлган коваклар заряди узлуксизлиги тенгламасини қараб чиқамиз:

$$\frac{d^2 p}{dt^2} = \frac{p - P_0}{Z_p^2} \quad (2.34)$$

бу ерда  $Z_p^2 = D_p \tau_p$ -п соҳадаги ковакларнинг диффузион узунлиги;  $D_p$ -ковакларнинг диффузия коэффициенти;  $\tau_p$ -п соҳадаги ковакларнинг яшаш вақти;  $p$ -ковакларнинг п соҳа х текислигидаги концентрацияси;  $P_0$ -п соҳадаги ковакларнинг мувозанатли концентрацияси. Тахлил учун (2.34) ни қуйидаги

$$\frac{d^2 p}{dt^2} - \frac{1}{Z_p^2} (p - P_0) = 0 \quad (2.35)$$

қўринишда ёзамиз.

(2.35) тенглама доимий коэффициентли иккинчи тартибли бир жинсли тенгламадир. Бу тенгламанинг умумий қўринишдаги ечими қуйидаги қўринишга эга:

$$p - P_0 = C_1 \exp \frac{x}{Z_p} + C_2 \exp \left( -\frac{x}{Z_p} \right) \quad (2.36)$$

$P_0$ -п соҳадаги ковакларнинг мувозанатли концентрацияси-бу п соҳадаги асосий бўлмаган заряд ташувчилар концентрациясига тенг,  $P_0 = P_n$ , у ҳолда (2.36) тенгламани қуйидаги қўринишда ёзамиз:

$$p = P_n + C_1 \exp \frac{x}{Z_p} + C_2 \exp \left( -\frac{x}{Z_p} \right) \quad (2.37)$$

$C_1$  ва  $C_2$  доимийларни топиш учун р-п ўтишининг турли соҳаларидаги концентрацияларни қараб чиқамиз. п соҳадаги коваклар концентрацияси  $x = \infty$  да ковакларнинг бу соҳадаги  $P_n$

концентрациясига тенг, яъни  $p(x)_{x=\infty} = P_n$ , у ҳолда  $C_1 = 0$  ва (2.37) тенглама қуйидаги қўринишда ёзилди:

$$p = P_n + C_2 \exp \left( -\frac{x}{Z_p} \right) \quad (2.38)$$

$C_2$  доимийкни р ва п соҳалар чегарасидаги  $x = L_n$  текисликда р-п ўтишга қўйилган  $U$  қучланишга боғлиқлиги шартда фойдаланиб аниқлаш мумкин:

$$p(L_n) = P_n \exp \frac{qU}{kT} \quad (2.39)$$

(2.39) нфодадан қўринадики,  $U=0$  шартда  $L_n$  текисликда коваклар концентрацияси мувозанат ҳолатидаги концентрацияга тенг, яъни  $p(L_n) = P_0$  бўлиб, бу ҳолда (2.38) тенглама қуйидаги қўринишни олади:

$$P_n \exp \frac{qU}{kT} = P_n + C_2 \exp \left( -\frac{L_n}{Z_p} \right) \quad (2.40)$$

бу ердан  $C_2$

$$C_2 = P_n \left( \exp \frac{qU}{kT} - 1 \right) \exp \frac{L_n}{Z_p} \quad (2.41)$$

(2.40) тенглама ва  $C_1, C_2$  ларнинг топишган қийматларидан фойдаланиб п соҳа қалинлиги, яъни электрон ўтказувчанликка эга бўлган соҳа қалинлиги бўйича коваклар таксимотини аниқловчи нфодани оламиз:

$$p(x) = P_n + P_n \left( \exp \frac{qU}{kT} - 1 \right) \exp \frac{L_n}{Z_p} \exp \left( -\frac{x}{Z_p} \right) \quad (2.42)$$

Шунинг эслатиб ўтатишимизки, биз куйидаги

$$j_p(L_n) = -qD_p \frac{dp(x)}{dx} \quad (2.43)$$

тенглама орқали аниқланувчи р-п ўтишнинг  $L_n$  текислиги орқали ўтувчи ковак токнинг диффузион ташкил этувчисини қараб чиқамиз. (2.42) тенгламани  $x$  координата бўйича  $x = L_n$  шарт бажарилган ҳол учун дифференциаллаб, диффузион токнинг ковакли ташкил этувчисини аниқловчи ифодани оламиз:

$$j_p(L_n) = \frac{qD_p D_r}{Z_p} \left( \exp \frac{qU}{kT} - 1 \right) \quad (2.44)$$

Мос равишда диффузион токнинг электрон ташкил этувчисини ҳисоблашимиз мумкин:

$$j_n(-L_p) = \frac{qD_p D_n}{Z_n} \left( \exp \frac{qU}{kT} - 1 \right) \quad (2.45)$$

Диод орқали ўтувчи тўла ток, токнинг электрон ва ковакли ташкил этувчилари йиндиридидан иборат:  $j = j_n(-L_p) = j_p(L_n)$ , шу сабабли

$$j = q \left( \frac{n_p D_n + p_n D_p}{Z_n} \right) \left( \exp \frac{qU}{kT} - 1 \right). \quad (2.46)$$

2.8-расмда  $r$  ва  $p$  соҳаларнинг юлка  $R$ -п ўтиш бўйича электронлар ва ковакларнинг концентрациялари тақсимооти (а) ҳамда электрон-ковак тоқлари зичликлари (б) келтирилган.

Штрих орқали эса электр ташувчилар рекомбинациялашмай ўтadиган ҳажмий заряд соҳаси кўрсатилган.

(2.46) тенглама  $R$ -п ўтиш орқали ўтаётган ток зичлигининг унга кўйилган ташки қучланишга боғлиқлигини ифодаглайди.

$$j_s = \left( \frac{n_p D_n + p_n D_p}{Z_n} \right) \quad (2.47)$$

катталikka тўйиниш тоқи зичлиги ёқи тесқари иссиқлик тоқи зичлиги дейилади. Бу тушунчадан фойдаланиб (2.46) ифодани куйидагича ёзамиз:

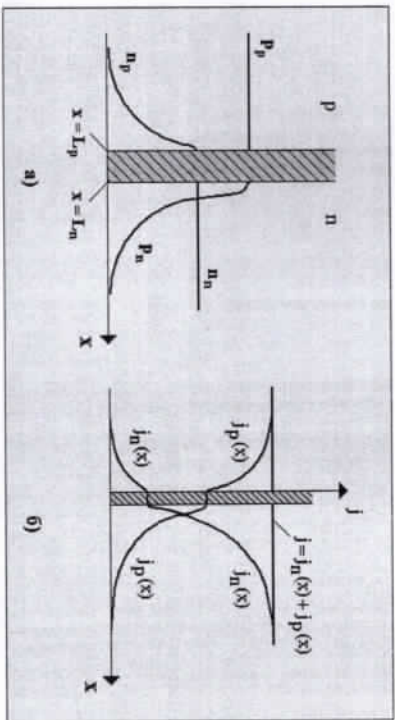
$$j = j_s \left( \exp \frac{qU}{kT} - 1 \right) \quad (2.48)$$

(2.48) тенгламани келтириб чиқаришда  $R$ -п ўтиш юзаси бирга тенг деб олинди. Агарда  $R$ -п ўтиш юзаси  $S$  га тенг бўлса,  $U$  қолди тўла ток  $I = jS$  га тенг бўлади, бу ерда  $I$ -ток қучи. Бу қолди диоднинг ВАХ учун куйидаги ифодани оламиз:

$$I = I_s \left( \exp \frac{qU}{kT} - 1 \right) \quad (2.49)$$

бу ерда  $I_s$ -тўйиниш тоқи.

(2.49) ифодадан кўринадики, куйилган қучланишнинг муқобат қийматларида  $R$ -п ўтиш орқали ўтаётган ток старлича қатта ва қучланиш қатталигига экспоненциал боғлиқ. Қучланишнинг муқобат қийматлари ўтиш орқали ўтаётган тўғри тоққа мос қелади, манфий қийматлари эса тесқари тоққа, яъни асосий бўлмаган заряд ташувчилар ҳосил қилаётган тоққа мос қелади. 2.9-расмда (2.49) муносабатлар ёрдамида ҳисобланган юлка,  $R$ -п ўтишнинг тўйиниш тоқи асосий бўлмаган заряд ташувчилар концентрацияси ошиши билан ортади. Шу сабабли, тўйиниш тоқини қамайтириш учун ўтишнинг  $r$  ва  $p$  соҳаларидаги асосий заряд ташувчилар концентрациясини ошириш керак.

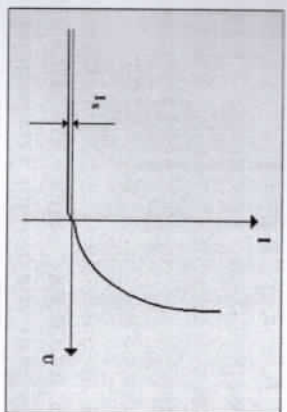


2.8-расм. Юнка р-п ўтишда харакатчан заряд ташувчилар концентрацияси (а) ва электрон-ковакли токлар зичликлари (б)

Бу ҳолда (2.27) ифодадан кўринадики, ўтишнинг р-п соҳалари орасидаги потенциал тўсик бағаллиги ҳам ортади. р-п ўтиш орқали оқиб ўтадиган ток иккита ташкил этувчидан ташкил топган. Улар токнинг электрон ва ковакли ташкил этувчиларидир ва уларнинг нисбати куйидаги ифода билан аниқланади:

$$\frac{j_n}{j_p} = \frac{n_r D_n L_n}{p_r D_p L_p} = \frac{\mu_n n_r L_p}{\mu_p p_r L_n} = \frac{\sigma_n}{\sigma_p} \quad (2.50)$$

Агар п соҳадаги электронлар харакатчанлиги уларнинг р соҳадаги харакатчанлигига яқин, р соҳадаги коваклар харакатчанлиги уларнинг п соҳадаги харакатчанлигидан фарк қилмаса ва электрон ҳамда ковакларнинг диффузион узунликлари кескин фарқ қилмаса, у ҳолда (2.50) муносабатта кўра электрон токнинг ковак токига нисбати ўтказувчанликлар нисбатига тенг ва бу соҳалардаги асосий заряд ташувчиларни пораметрларига боғлиқ нисбат орқали аниқланади.

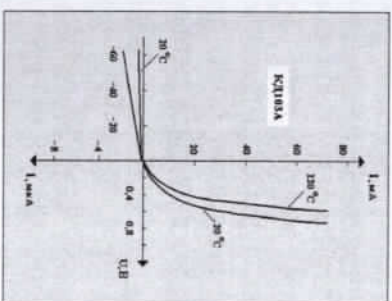


2.9-расм. Идеал р-п ўтиш ВАХ

Агарда п соҳада электронлар концентрацияси р соҳадаги коваклар концентрациясидан етарлича кўп бўлса, у ҳолда р-п ўтиш орқали ўтаётган ток асосан коваклар оқими ҳисобига бўлади.

### Тўрилагич диодлар.

Тўрилагич диодлар ўзгарувчан токни ўзгармас тока айлантиришга хизмат қилади. Ҳозирги вақтда турли мамлакатлар санати 1700 А ток ва 2000 В гача бўлган кучлиништа мўлжалланган тўрилагич диодларни ишлаб чиқармоқда.



2.10-расм. КД103А тўрилагич диоднинг вольтампер характеристикаси



2.10-расмда КД103А турдаги тўғрилагичнинг 20°С дан 120°С гача температура оралиғида олинган вольтампер характеристикаси келтирилган. Келтирилган вольтампер характеристикалардан кўринадики, температура ортиши билан диод оркали ўтаётган ток ортади.

**Тўғрилагич диодларнинг дифференциал параметрлари.** Яримўтказгичли диоднинг дифференциал параметрлари деб, диод оркали ўтадиган ток кичик ўзгаришларини уларни хосил қилувчи кичик сабабларга боғлиқлигининг аниқловчи катталикларга айтилади. Умумий ҳолда диод оркали ўтувчи ток-кўйилган кучланиш  $U$  ва диод температураси  $T$ -каби иккита ўзаро алоқадор бўлмаган ўзгарувчилар функцияси хисобланади. Бу боғланишни  $I=f(U, T)$  кўринишда ёзишимиз мумкин:

$$dI = \frac{\partial I}{\partial U} dU + \frac{\partial I}{\partial T} dT$$

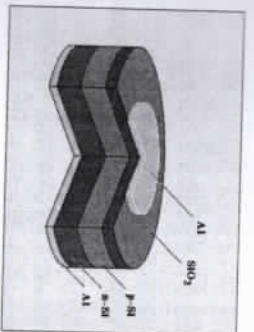
$dU$  ва  $dT$  дифференциаллар олдидан турган хусусий хосилаларни  $S_U$  ва  $S_T$  оркали ифодалаймиз:

$$S_U = \frac{\Delta I}{\Delta U} \quad \text{ва} \quad S_T = \frac{\Delta I}{\Delta T}$$

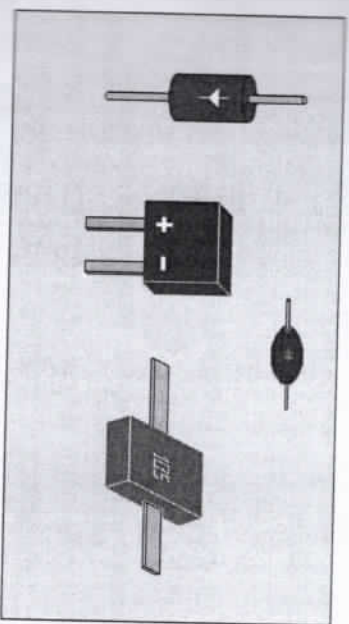
Танлаб олинган ишчи нукта учун диод характеристикаларидан кўйидагиларни оламиз:

Мисол тарикасида Россияда ишлаб чиқарилган бавзи тўғрилагич диодларнинг параметрлари 2-жадвалда келтирилган.

2.11-расмда тўғрилагич диоднинг энг содда тузилишларидан бири келтирилган. Бу ерда бошланғич яримўтказгичли таглик сифатида  $n$ -турдаги ўтказувчанликка эга бўлган кремний пластинкасидан ( $n$ -Si) фойдаланилган бўлиб, бугун сирт бўйлаб ( $p$ -Si)  $p$ -турдаги қатлам ўстирилган.  $p$  ва  $n$  соҳалар контакти сифатида металл-алюминийдан фойдаланилди ( $Al$ ). Ташки тавсирдан химоя қилиш мақсадида диод тузилимасининг бугун сирти ( $SiO_2$ ) диэлектрик қатлам билан қопланган. 2.12-расмда бир неча кам қувватли тўғрилагич диодларнинг ташқи кўринишлари келтирилган.



2.11-расм. Тўғрилагич диоднинг энг содда тузилимаси



2.12-расм. Камқувватли тўғрилагич диодларнинг ташқи кўриниши

#### 2.4. $p-n$ ўтишининг сиғим хусусиятлари. Варикаллар. Варакторлар

$U_0$  доимий ва кичик  $U_{exh}$  кучланишлар кўйилган  $p-n$  ўтишини қараб чиқамиз. Аниқлик учун  $U_0$  доимий кучланиш туғри қўйилган бўйича кўйилган бўлиб,  $U_1$  ўзгарувчан кучланиш амплитудаси  $KT/q$  дан кичик бўлсин. Агарда  $U_0$  доимий кучланиш қиймати етарлича кичик бўлмаса, у ҳолда барча кўйилган кучланиш  $p-n$  ўтишга тушади. Юқоридаги шартлар бажарилганда ўтишга кўйилган тўла кучланишни кўйидагича ёзишимиз мумкин:

$$U = U_0 + U_1 \exp j\omega t, \text{ бу ерда } U_1 \ll \frac{kT}{q} \text{ ёки } \frac{qU_1}{kT} \ll 1. \quad (2.51)$$

Ўзгариувчан кучланиш частотаси етарлича катта эмас ва заряд ташувчиларнинг  $r$ -п ўтиш орқали ўтиш вақти  $1/\omega$  дан етарлича кичик бўлсин. Бу ҳолда четарада заряд ташувчилар кучланиш ўзгаришига боғлиқ равишда ўзгаради:

$$p(L_n) = p_n \exp \frac{qU}{kT}, \quad n(L_p) = \exp \frac{qU}{kT} \quad (2.52)$$

$r$ -п ўтишнинг  $p$ -соҳаси четарасида  $r$ -соҳадан ковакларнинг пурқалиши натижасида концентрация ўзгаришини қараб чиқамиз:

$$p(L_n) = p_n \exp \frac{q}{kT} [U_0 + U_1 \exp j\omega t] = p_n \exp \frac{qU_0}{kT} \exp \frac{qU_1 \exp j\omega t}{kT} \quad (2.53)$$

Ифодани соддалагитириш мақсадида қуйидаги

$$\exp a = 1 + a + \frac{a^2}{2} + \dots$$

маълум муносабатдан фойдаланамиз. Бу ҳолда (2.53) ифодадаги охири қўпайтувчи қуйидагича ёзлиши мумкин:

$$\exp \frac{qU_1 \exp j\omega t}{kT} = 1 + \frac{qU_1}{kT} \exp j\omega t \quad (2.54)$$

(2.53) ва (2.54) муносабатлардан фойдаланиб ҳам доимий, ҳам ўзгариувчан кучланиш қўйилган  $r$ -п ўтиш четарасидаги заряд ташувчилар концентрациячи учун қуйидаги муносабатни ёзишимиз мумкин:

$$p(L_n) = p_n \exp \frac{qU_0}{kT} \left( 1 + \frac{qU_1}{kT} \exp j\omega t \right) \quad \text{ва} \quad (2.55)$$

$$n(L_p) = n_p \exp \frac{qU_0}{kT} \left( 1 + \frac{qU_1}{kT} \exp j\omega t \right) \quad (2.55a)$$

66

Ихтиёрий вақт мобайнида бўтун  $r$ -п ўтиш орқали ўтаётган заряд ташувчилар концентрацияси тақсимотини топиш учун электронлар ва коваклар учун узлуксизлик тенгламасини ёчиш керак. Ковакларнинг диффузион токи учун бу тенглама қуйидаги кўриништа эга:

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{p - p_n}{\tau} + D_p \frac{d^2 p}{dx^2} \quad (2.56)$$

(2.56) тенгламани ёчиш учун уни қулай бўлган кўринишда ёзимиз:

$$D_p \frac{d^2 p}{dx^2} = \frac{p - p_n}{\tau} + \frac{\partial p}{\partial t} \quad (2.57)$$

$r$ -п ўтишнинг ихтиёрий текислигида коваклар концентрациясини иккита ташкил этувчи йиғиндиси сифатида қарашимиз мумкин. Бу доимий кучланиш орқали аниқлашилган, вақтга боғлиқ бўлмаган концентрация ташкил этувчиси йиғиндиси сифатида қарашимиз мумкин. Бу доимий кучланиш орқали аниқланадиган, вақтга боғлиқ бўлмаган концентрация ташкил этувчиси  $p_0$  ва ўзгариувчан кучланиш орқали аниқланувчи вақтга боғлиқ бўлган  $p_1 \exp j\omega t$  ташкил этувчилардир:

$$p = p_0 + p_1 \exp j\omega t \quad (2.58)$$

(2.58) ифодани координата бўйича дифференциаллаб:

$$\frac{\partial p}{\partial x} = j\omega p_1 \exp j\omega t \quad (2.59)$$

ифодани оламиз. (2.58) ва (2.59) ифодаларни (2.57) га қўйиб

67

$$D_p \frac{d^2}{dx^2} (P_0 + P_1 \exp j\omega t) = \frac{P_0 + P_1 \exp j\omega t - P_n}{\tau} + P_1 j\omega \exp j\omega t \quad (2.60)$$

тенгламани оламиз. (2.60) тенглама р-п ўтишга ҳам ўзгармас, ҳам ўзгарувчан кучланиш кўйилган ҳолдаги п соҳага пурқалган коваклар концентрацияси тақсимотини билдиради. р-п ўтишга тўғри йўналишдаги доимий кучланиш кўйилган ҳолда п-соҳадаги коваклар концентрацияси тақсимоти р-п ўтишининг вольтампер характеристикасини таҳлил қилишда қараб чиқилган ва (2.34) тенглама ечими орқали аниқланган эди. Концентрациянинг ўзгарувчан ташкил этувчиси, яъни вақтга боғлиқ концентрациялар учун, концентрациянинг ўзлуксизлиги тенгламасини ечиш орқали р-п ўтишга ўзгарувчан кучланиш кўйилган ҳолда, п соҳага пурқалган коваклар концентрацияси тақсимотини топишимиз мумкин:

$$D_p \frac{d^2}{dx^2} (P_1 \exp j\omega t) = \frac{P_1 \exp j\omega t}{\tau} + P_1 j\omega \exp j\omega t \quad (2.61)$$

Бу тенгламани кўйидаги кўринишда ёзишимиз мумкин:

$$D_p \tau \frac{d^2 P_1}{dx^2} = P_1 + j\omega \tau P_1 \quad (2.62)$$

+ўйидаги

$$Z_p^2 = D_p \tau, \quad \frac{d^2 P_1}{dx^2} = \frac{P_1 + j\omega \tau P_1}{Z_p^2} \quad \text{ва} \quad Z_1^2 = \frac{Z_p^2}{1 + j\omega \tau} \quad (2.63)$$

Белгилашларни киритиб, (2.62) тенгламани кўйидаги,

$$\frac{d^2 P_1}{dx^2} = \frac{P_1}{Z_1^2} \quad (2.64)$$

кўринишда ёзамиз.

(2.64) тенглама доимий коэффицентли иккинчи тартибли бир жинсли дифференциал тенгламадир. Бу тенглама ечимининг умумий кўриниши кўйидагича ёзилади:

$$P_1(x) = C_1 \exp\left(-\frac{x}{Z_1}\right) + C_2 \exp\left(\frac{x}{Z_1}\right) \quad (2.65)$$

р ва п соҳалар четарасидан етарлича катта масофаларда пурқалган коваклар концентрациясини эътиборга олмаса ҳам бу ҳолдаги даражада кичик эканлиги, яъни  $x \rightarrow \infty$  да  $P_1(x) = 0$  дан  $C_1$  ва  $C_2$  доимий коэффицентларни аниқлашда фойдаланамиз.  $x \rightarrow \infty$  да  $P_1(x) = 0$  эканлигидан фойдаланиб, (2.65) ифодадан  $C_2 = 0$  эканлигини оламиз. Электронейтрал соҳа четарасида, яъни  $x = L_n$  текисликда пурқалган коваклар концентрацияси (2.65) га мос равишда кўйидагича ёзилиши мумкин:

$$P_1(x) = C_1 \exp\left(-\frac{L_n}{Z_1}\right) \quad (2.66)$$

(2.66) ифодадан  $C_1$  ни топамиз ва уни (2.65) га кўйиб

$$P_1(x) = P_1(L_n) \exp\left(\frac{L_n}{Z_1}\right) \exp\left(-\frac{x}{Z_1}\right) = P_1(L_n) \exp\left(-\frac{x-L_n}{Z_1}\right) \quad (2.67)$$

муносабатни оламиз. (2.67) ифодада  $P_1(L_n)$  ўрнига (2.55) муносабатни кўйиб п соҳага ўзгарувчан кучланиш сабабли пурқалган коваклар концентрацияси тақсимотини ёзамиз:

$$P_1(x) = P_n \exp\left(\frac{qU_0}{kT}\right) \exp\left(\frac{qU_1}{kT}\right) \exp\left(-\frac{x-L_n}{Z_1}\right) \quad (2.68)$$

Пурқалган коваклар р-п ўтишининг п соҳаси бўйлаб асосан диффузия туфайли тарқалишини ҳисобга олиб,  $x=L_n$  текисликда диффузион ток зичлигини топамиз:

$$i_p(L_n) = -qD_p \frac{dP_1}{dx} \quad \text{ва} \quad (2.69)$$

$$i_p(L_n) = \frac{qP_n D_p}{Z_p} \exp \frac{qU_0}{kT} \frac{qU_1}{kT} \exp j\omega t \quad (2.70)$$

ёки куйидаги янада кулай кўринишда ёзамиз

$$i_p(L_n) = \frac{qP_n D_p}{Z_p} \exp \frac{qU_0}{kT} \frac{qU_1}{kT} \exp j\omega t \left(1 + \frac{j\omega\tau}{2}\right)^{-1} \quad (2.71)$$

(2.71) ифодада кавс ичидаги ифодани  $\omega\tau \ll 1$  шарт бажарилган ҳолда, яъни кичик частоталар ҳолида каторга ёямиз:

$$\left(1 + \frac{j\omega\tau}{2}\right)^{-1} \approx \left(1 - \frac{j\omega\tau}{2}\right)$$

ва олинган ифодани (2.71) ифодага кўямиз:

$$i_p(L_n) = \frac{qP_n D_p}{Z_p} \exp \frac{qU_0}{kT} \frac{qU_1}{kT} \exp j\omega t \left(1 + \frac{j\omega\tau}{2}\right) \quad (2.72)$$

(2.72) ифода ҳам доимий  $U_0$ , ҳам ўзгариувчан  $U_1 \exp j\omega t$  кучланиш кўйилган ўтиш орқали ўтаётган ўзгариувчан ковакли ток эишлигини характерлайди. Ўтиш орқали ўтаётган электронлар токи худди коваклар ҳолидаги каби аниқланади. Соддалик учун токнинг ковакли ташкил этувчиси унинг электрон ташкил этувчисидан етарлича катта, яъни  $j_p \gg j_n$  деб хисоблаймиз. Шундан сўнг, дифференциал ўтказувчанлик, яъни ўзгариувчан сигналда ўтказувчанлик тушунчасидан фойдаланамиз. Таврифта кўра дифференциал ўтказувчанлик бу ўзгариувчан ток ўзгаришининг шу ўзгаришни юзага келтирувчи ўзгармас кучланишига нисбатидир:

$$Y = dj / dU \quad (2.73)$$

(2.72) ифодадан (2.73) ни хисобга олган ҳолда, р-п ўтишининг дифференциал ўтказувчанлиги учун (бирлик юзага кўри келувчи) ифодани оламиз:

$$Y_p(L_n) = \frac{qP_n D_p}{Z_p} \exp \frac{qU_0}{kT} \frac{q}{kT} \left(1 + \frac{j\omega\tau}{2}\right) \quad (2.74)$$

(2.74) муносабатдан кўринадики, р-п ўтишининг дифференциал ўтказувчанлиги ҳам актив, ҳам реактив ташкил этувчиларга эга экан. Бу ҳолда реактив ташкил этувчи кўринишига

$$B = \frac{qP_n D_p}{Z_p} \exp \frac{qU_0}{kT} \frac{q}{2kT} \omega\tau \quad (2.75)$$

тенг бўлиб, ситгим характерига эга. Бу деган сўз, р-п ўтишининг энг содда эквивалент схемаси параллел уланган R каршилик ва C ситгимдан иборат схема кўринишида тасвирланиши мумкин:

$$R = \frac{1}{G} = \left(\frac{qP_n D_p}{Z_p} \exp \frac{qU_0}{kT} \frac{q}{kT}\right)^{-1} \quad \text{ва} \quad (2.76)$$

$$C = \frac{B}{\omega} = \frac{qP_n D_p}{Z_p} \exp \frac{qU_0}{kT} \frac{q}{2kT} \tau \quad (2.77)$$

Демак, R каршилик коваклари концентрацияси  $P_n \exp(qU/kT)$  бўлган  $L_n$  яримўтказгич катлами калинлигининг каршилиги. C ситгимнинг пайдо бўлиши эса, ўтишининг мос соҳаларида электрон ёки ковакларнинг тўпланиб қолишига боғлиқдир. Халлиқтан ҳам, ўтишга тўғри йўналишда кучланиш кўйилганда

р ва п соҳалар ўртасидаги потенциал тўсик бағандлиги пасаяди ва заряд ташувчилар мос концентратцияси тескари бўлган соҳага диффузияланади. Ажралиш четараси яқинида жойлашган р соҳадаги коваклар п соҳага, п соҳа яқинида жойлашган электронлар эса р соҳага диффузияланади. Диффузияланган заряд ташувчилар қисман асосий заряд ташувчилар билан рекомбинациялашади, лекин уларнинг катта қисми рекомбинацияланишга улгурмай, тескари ишорали ҳажмий зарядни ҳосил қилади. р-п ўтишнинг ситғим хусусиятлари пайдо бўлишига сабаб, карама-қарши ишорали зарядларнинг икки катламнинг ҳосил бўлишидир. Мос соҳаларда зарядларнинг ҳосил бўлиши диффузион жараёнлар натижасидир, шу сабабли, ўтиш ситғими унга тўғри кучланиш берилган ҳолда диффузион ситғим номини олган. (2.76) ва (2.77) ифодалардан кўринадики, р-п ўтишнинг диффузион ситғими катталги асосий бўлмаган заряд ташувчиларнинг  $\tau$  яшаш вақтига пропорционал :

$$C = R^{-1} \frac{\tau}{2} \quad (2.78)$$

Рекомбинация кузатилмайдиган ҳолда, р-п ўтишнинг п соҳасига диффузияланадиган коваклар заряди ўтишга тўғри U кучланиш берилган ҳолда куйидагича аниқланади:

$$Q = q \int_0^{\infty} \Delta p dx = q r_n L_p \exp \frac{qU}{kT} \quad (2.79)$$

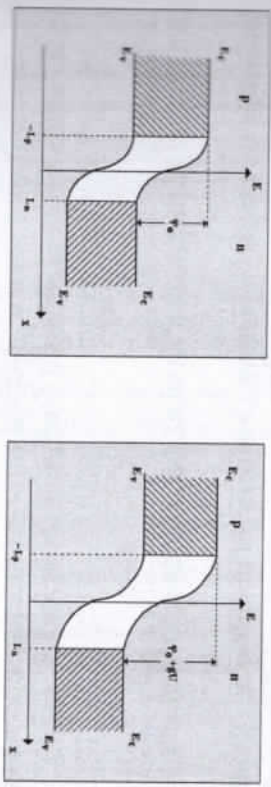
Яси конденсатор ситғими учун  $C=dQ/dU$  ифода бу ҳолда куйидагича тенг:

$$\frac{dQ}{dU} = \frac{q^2 r_n L_p}{kT} \exp \frac{qU}{kT} \quad (2.80)$$

Яси конденсатор ситғими учун олинган (2.80) ифодани (2.77) ифода билан солиштириб, (2.77) ифода (2.80) ифодадан иккинчи кўпайтувчиға фарк қилишни кўриш мумкин. Бу фарк, диффузион ситғим ҳолида, электронлар ва коваклар диффузион зарядларнинг фазода асосий заряд ташувчилар заряди билан

авартирилганлиги ва ҳажмнинг ҳар бир нуктасида улар бир-бирини нейтраллашиши билан тушунтирилади.

р-п ўтишга тескари кучланиш берилганда, р ва п соҳалар оралидаги  $\varphi$  потенциал тўсик бағандлиги ва ҳажмий заряд кенглиги кенгликлари йиғиндиси L ортади. Ҳақиқатан ҳам, тескари кучланиш берилганда электр майдон кучлари таъсирида р ва п соҳадаги эркин заряд ташувчилар ажралиш четарасидан мос соҳалар ичкарасига сикилади. Ҳаракатчан заряд ташувчиларнинг р ва п соҳалар ажралиш четарасида сикилиши ўз натижатида электр нейтраллик шартининг бузилишига ва кучи эмас ҳажмий зарядларни ҳосил бўлишига олиб келади. п соҳадаги электронлар ва р соҳадаги коваклар концентратциялари сезиларли фарк қилмаган ҳолда ҳажмий заряд ўзаро компенсациялашмаган ионлашган киришмалар ҳисобига пайдо бўлиди. п соҳада бу мусбат зарядланган ионлашган донорлар, р соҳада эса манфий зарядланган ионлашган акцепторлардир.



2.13-расм. р-п ўтишнинг энергетик диаграммаси

2.13-расмда р-п ўтишнинг ташқи майдон бўлмаган ва U тескари кучланиш берилган ҳоллардаги энергетик зоналар диндраммалари келтирилган. Расмдан кўриниб турибдики, тескари кучланиш ортиши билан потенциал тўсик бағандлиги ва ҳажмий заряд катлами кенглиги ортади. р ва п соҳалардаги кичкин заряд катталигини п ва р соҳаларнинг  $L_n$  ва  $L_p$  катламлари кенглиги ва п электронлар ҳамда р коваклар концентратциялари орқали ифодалаш мумкин. Ҳақиқатан ҳам

$$Q_n = qnL_n \quad Q_p = -qrl_p \quad (2.81)$$

(2.28) ифодадан фойдаланиб, катламлар қалинликлари  $L_n$  ва  $L_p$  ларни ўтишнинг тўла қалинлиги  $L$  орқали ифодалаш мумкин

$$L_n = L \frac{p}{n+p}, \quad L_p = L \frac{n}{n+p} \quad (2.82)$$

(2.81) ва (2.82) муносабатлардан фойдаланиб ўтишнинг ҳар бир соҳасидаги ҳажмий зарядлар катталигини аниқлаймиз:

$$Q_n = qL \frac{np}{n+p}, \quad Q_p = qL \frac{np}{n+p} \quad (2.83)$$

Кучланишнинг ўзгариши,  $L$  ҳажмий заряд катлами қалинлигининг ўзгаришига олиб келишни эътиборга олиб,  $dQ$  заряд ўзгариши катталигини куйидагича ёзишимиз мумкин:

$$dQ = q \frac{np}{n+p} dl \quad (2.84)$$

(2.27) муносабатга кўра, ўтишдаги потенциал тушиши куйидагича ёзилди:

$$U = \frac{q}{2\epsilon_0} \frac{np}{n+p} L^2 \quad (2.85)$$

бу ерда  $\epsilon$  -яримўтказгичнинг диэлектрик сингдирувчанлиги,  $\epsilon_0$ -электр доимийси ва  $qU \gg \Phi_0$ , яъни тесқари кучланиш етарлича катта деб ҳисобланади.

$p$ - $n$  ўтишдаги кучланиш ўзгаришини, (2.85) ифодани ўтиш қалинлиги  $L$  бўйича дифференциаллаб топамиз:

$$dU = \frac{q}{\epsilon\epsilon_0} \frac{np}{n+p} L dl \quad (2.86)$$

Шундан сўнг, (2.84) ва (2.86) ифодалардан фойдаланиб яси конденсатор сигими учун куйидаги муносабатни оламиз:

$$C = \frac{dQ}{dU} = \frac{\epsilon\epsilon_0}{L} \quad (2.87)$$

(2.87) ифодадан кўринадики,  $p$ - $n$  ўтишга тесқари кучланиш берилганда, унда сигим хусусиятлари пайдо бўлади, яъни у ўзини диэлектрик катлами  $L$  бўлган яси конденсатор сифатида тутади. Ҳажмий заряд катлами қалинлиги  $L$ ,  $U$  кўйилган кучланишга боғлиқ эканлигини ҳисобга олсак ((2.28) га қаранг),

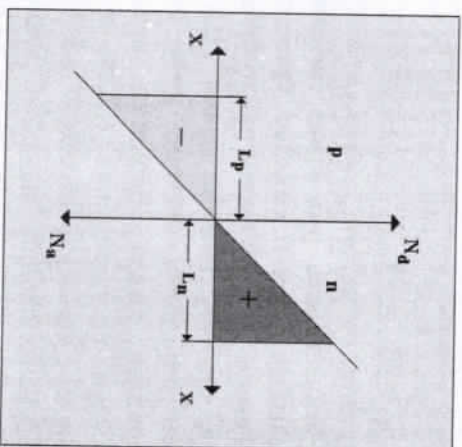
$$L = \left[ \frac{2\epsilon\epsilon_0}{q} \frac{n_n + p_p}{n_n p_p} (\Phi_0 + U) \right]^{\frac{1}{2}} \quad (2.88)$$

У ҳолда  $p$ - $n$  ўтиш сигими учун куйидаги ифодани оламиз:

$$C = \epsilon\epsilon_0 S \sqrt{\frac{np}{n+p}} \frac{2q}{\Phi_0 + U} \quad (2.89)$$

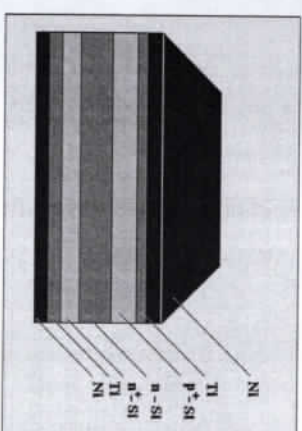
бу ерда  $S$ —ўтиш юзаси.  $p$ - $n$  ўтиш сигими, унга тесқари кучланиш берилганда  $p$  ва  $n$  соҳалар ўртасидаги потенциал ўзгич баландлигининг ортиси билан пайдо бўлади, шу сабабли бу сигим-тўсик сигими номини олди. Шунини таъкидлаш лозимки, кескин  $p$ - $n$  ўтиш сигими, унга тесқари силжиш кучланиши берилган ҳолда, берилган кучланишнинг  $1/2$  даражасига тесқари пропорционал ((2.89) ифодага қаранг) бўлиб, киришмағлар концентрациялари катталиклари билан аниқланади. Уэлксиз ўтишда, яъни  $x=0$  текисликнинг (2.14-расмга қаранг) ҳар иккага тарафида донор ва акцепторларнинг концентрациялари чизикли конуният бўйича ўзгарганда, сигим ўтишда кучланишнинг кўб илдизига тесқари пропорционал

бўлиб, ҳажмий заряд соҳаси четарасида киришмалар концентрациялари градиенти катталиги орқали аниқланади. Тўсик ситгимнинг ўзига хос хусусияти шундан иборатки-бу унинг қўйилган кучланиш катталигига боғлиқлигидир. р-п ўтиш ситгимнинг қўйилган тесқари кучланиш катталигига боғлиқлигидан конденсаторлар-варикаплар тайёрлашда кенг фойдаланилади. Варикаплар-тўсик ситгимнинг р-п ўтишининг тесқари силжиши билан ўз қийматини қўйилган кучланишга боғлиқ холда ўзгартиришига асосланган яримўтказгичли асбоблардир (курулмалар). Варикап сўзининг ўзи инглиз тилидаги икки-Variable, сарасiens-ўзгарувчан ситгим-сўзларининг қисқартирилишидан орқали келиб чиққан. Одатда, варикаплар р<sup>+</sup>-п<sup>+</sup> турдаги тузилма асосида, яъни кучли легирилган р-турдаги ўтказувчанлик катлами, кучсиз легирилган п-турдаги ўтказувчанликдан фойдаланиб тайёрланади. Бундай тузилмаларда тешиш кучланиши ва доимий токка қаршилик п-турдаги катлам билан аниқланади. Омик, яъни тўғриламайдиган контакт сифатида Тi ва Ni дан тайёрланган металл катламлардан фойдаланилади.



2.14-расм. р-п ўтишда киришмалар концентрация-ларининг чизикли тақсимооти

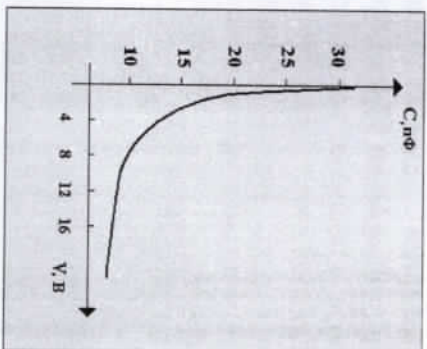
2.15-расмда юқорида ёзилган технология бўйича тайёрланган варикапнинг мумкин бўлган тузилишларидан бири келтирилган.



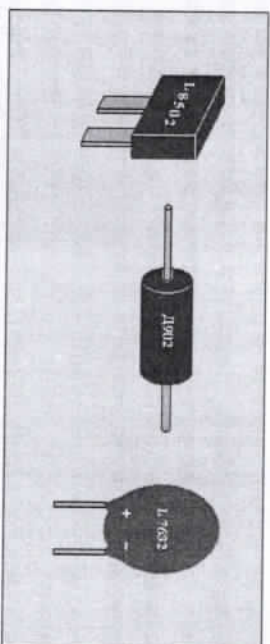
2.15-расм. Варикапнинг энг содда тузилиши

2.16-расмда Д901А турдаги саноат варикапларидан бирининг вольтфарада харақтеристикаси келтирилган. Варикапларнинг асосий параметрлари  $C_{\text{макс}}$ -энг кичик силжиш кучланишидаги варикап ситғими-максимал ситғим;  $C_{\text{мин}}$ -энг катта силжиш кучланишидаги варикап ситғими-минимал ситғим;  $Q$ -варикапнинг асллиги, яъни силжиш кучланишининг ўртача қийматида реактив қаршиликнинг варикап тўла қаршилигига нисбати;  $U_{\text{макс}}$ -варикапга қўйиладиган кучланишининг максимал қиймати-қўйилиши мумкин бўлган кучланишининг максимал қиймати; СТК-ситғимнинг температура коэффициент-температура  $1^{\circ}\text{C}$  га ўзгарганда силжиш кучланишининг аниқ белгиланган қийматидаги варикап ситғимининг нисбий ўзгариши хисобланади.

2.17-расмда турли мамлакатлар саноатида ишлаб чиқарилган бязи варикапларнинг ташки қўринишлари келтирилган.



2.16-расм. Д901А турлидаги варикалнинг вольтфарада характеристикаси (тавсифи)



2.17-расм. Баззи sanoat варикалларининг ташқи кўринишлари

**Варакторлар.** p-п ўтиш ситимининг кўйилган силжиш кучланишига нозиклики боғланишидан диодларнинг яна бир турн-варакторлар деб аталувчи диодларда кенг фойдаланилади. Бу асбобларнинг асосий иш принципини караб чикамиз. p-п ўтишнинг вольтфарада тавсифини караб чиқишда легтирланган киришмалар концентрациялари тақсимои ўтиш қалинлигига боғлиқ эмас, яъни  $N(x) = \text{const}$  деб ҳисоблаган эдик. Бу ҳолда потенциал ситимининг кўйилган кучланишга боғлиқлиги

кандригик функция орқали ёзилади ((2.89) ифодага қаранг). Бу боғланишларни бағатфилпрок караб чикамиз. Ҳажмий заряд ёқасининг бутун қатлами бўйича киришмалар концентрациялари тақсимои  $N(x) = N_0 x^n$  кўринишда бўлган p-п ўтиш мавжуд бўлсин. Бу ҳол учун бир ўлчовли Пуассон тенгламаси кўйилгича ёзилади:

$$\frac{d^2 \phi}{dx^2} = \frac{qN(x)}{\epsilon \epsilon_0} \quad (2.90)$$

У ҳолда  $n=0$ -киришмаларнинг бир жинсли тақсимои ва кескин ўтишга мос келади,  $n=1$  эса концентрациянинг чизикли ортинчи ва узлуксиз ўтишга мос келади.  $n < 0$  ҳолида киришмалар концентрациялари градиенти жуда катта ва бу жуда ҳам кескин ўтишга мос келади. Киришмалар концентрациясининг бундай кесими ион легтирлаш ёки эпитаксиал ўстириш жараёнларидан фойдаланиб олинди. (2.90) тенгламанинг ечими, бундай ўта кескин ўтиш учун тўсик ситими учун кўйилгича ифодани олиш имконини беради:

$$C = \frac{dQ}{dU} = \left[ \frac{qN_0 (\epsilon \epsilon_0)^{n+1}}{(n+2)U} \right]^{-\frac{1}{n+2}} k A(U)^{-s}, \quad (2.91)$$

бу ерда  $A$ -доимий қатталиқ,  $s=1/n+2$ . Кескин p-п ўтиш юқорисидан ўзгарувчан кучланиш берилганда,  $U$  орқали ўзгарувчан ток окиб ўтади. p-п ўтишнинг тўсик ситими орқали ўтиш токнинг оний қиймати кўйилгича

$$i(t) = \frac{dQ}{dt} = \frac{dQ}{dU} \frac{dU}{dt} = C(t) \frac{dU}{dt} \quad (2.92)$$

ифода орқали аниқланади, бу ерда  $C(t)$ -берилган вақт моментида кўйилган  $U(t)$  кучланишга мос келувчи тўсик ситимининг қиймати. Бунда кўйилган кучланиш тўла p-п



Ўтишга тушади деб ҳисоблаймиз, яъни диод базаси ва омик контактларнинг кетма-кет уланиши натижасида ҳосил бўладиган қаршиликлар таъсирини ҳисобга олмаслик мумкин. Дюдлга бир вақтнинг ўзида  $U$  доимий ва  $U(t)$  ўзгарувчан кучланиш берилган бўлсин.  $U$  ҳолда тўсик сигимининг оний қиймати куйдаги ифодадан аниқланади:

$$C(t) = C_0 + \frac{dC}{dU} U_0 + \frac{1}{2} \frac{d^2C}{dU^2} U_0^2 + \frac{1}{6} \frac{d^3C}{dU^3} U_0^3 + \dots \quad (2.93)$$

Тўсик сигим орқали оқиб ўтаётган ток учун ёзилган ифода (2.92), (2.93) муносабатни эътиборга олган ҳолда куйдаги кўринишни олади:

$$i(t) = \left( C_0 + \frac{dC}{dU} U_0 + \frac{1}{2} \frac{d^2C}{dU^2} U_0^2 + \frac{1}{6} \frac{d^3C}{dU^3} U_0^3 + \dots \right) \frac{dU_0}{dt} \quad (2.94)$$

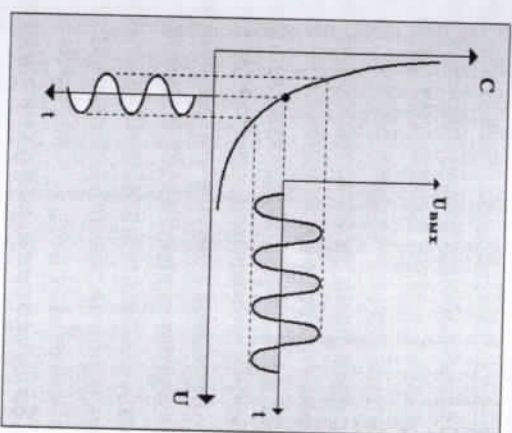
$U \approx$  ўзгарувчан кучланиш гармоник кучланиш

$$U_0(t) = U_1 \sin \omega_1 t \quad (2.95)$$

Бўлган ҳолни қараб чиқайлик. Бу ҳолда ўзгарувчан кучланиш амплитудаси  $r$ -п ўтишга кўйилган доимий кучланишдан старлича кичик, яъни  $U_1 \ll U_0$  бўлсин. (2.95) ифодани (2.94) га кўйиб ва катор дастлабки 3 та ҳади билан чегараланиб, тўсик сигим орқали ўтаётган ток катталиги учун куйдаги ифодани оламиз:

$$i(t) = \omega_1 t C_0 U_1 \cos \omega_1 t + \frac{1}{2} \frac{dC}{dU} \omega_1 U_1^2 \cos 2\omega_1 t + \frac{1}{8} \frac{d^2C}{dU^2} \omega_1 U_1^3 (\cos \omega_1 t - \cos 3\omega_1 t) + \dots \quad (2.96)$$

(2.96) ифодадан потенциал сизимнинг чизикли бўлмаганлиги сабабли, синусоидал кучланиш таъсирида  $r$ -п ўтишда сизим токнинг юқори гармоникалари пайдо бўлиши мумкинлиги келиб чиқади. 2.18-расмда старлича катта амплитудата эта бўлган ўзгарувчан кучланиш  $r$ -п ўтишнинг чизикли бўлмаган потенциал сизимга таъсири келтирилган. Расмдан кўринадики, ўтишнинг вольт-фарада тавсифи (характеристикаси) чизикли бўлмаганлиги сабабли, чизикли кучланиш  $U_{\text{чик}}$  кириш кучланиши  $U_{\text{кпр}}$  дан фарқ қилади ва синусоидал бўлмайди.



2.18-расм. Варакторнинг ишлаш принципи

Варакторнинг характеристик (тавсифий) параметрларидан бири унинг сезгирлигидир:

$$S = \frac{dC}{dU} \frac{U}{C} = \frac{1}{n+2} \quad (2.97)$$

(2.97) ифодадан кўринадики,  $S$  катталик канча катта бўлса, кўйилган  $U$  кучланиш таъсиридаги  $C$  сизимнинг ўзгариши

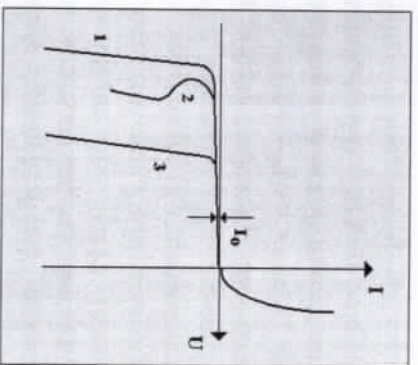
шунча катта бўлар экан. Дегирилган киришмалар тақсимоти бир жинсли бўлган ўтишлар учун  $p=0$  ва  $S=1/2$ . Киришмалар тақсимоти чизикли бўлган ўтишлар учун  $p=1$  ва  $S=1/3$ . Ўта кескин ўтишлар учун  $p=-1$  ва  $S=1$ ,  $p=-3/2$  ва  $S=2$ . Булардан кўриниб турибдики, ўта кескин ўтишлар кучланиш ўзгарганда ситимнинг ўзгаришига нисбатан катта сезгирликка эга бўлар экан. Ўзининг тузлишига кўра варакторлар варикан тузлишидан кам фарк қилади (2.15-расмга қаранг). Юкори омли  $p$  катлам, кам омли  $p^+$  ва  $p^+$  катламлари орасига жойлашган бўлади. Кучланиш кўйилганда вольтфарада характеристикасининг (тавсифининг) бошлангич қисмида варактор ситими кескин камаяди, чунки ман қилинган катлам юкори омли  $p$  соҳада жойлашган. +ўйилган кучланиш қиймати ортishi билан хажмий заряд соҳаси кенгайди. Хажмий заряд кучли легирилган  $p^+$  соҳага етиши билан, кучланиш ортishi билан ситимнинг ўзгариши деярли тўхтайдди. Бу ҳолда, вольт-фарада характеристикасининг (тавсифи) шу соҳадаридан фойдаланилади. Мисол тарикасида америка санаттида ишлаб чиқарилган (L8505) типидagi варактор катталикларини келтирамыз. Бу варактор 90 Гц гача бўлган частоталарда ишлайди, бунда чиқиш қуввати 10 Вт гача етади. Иккинчи гармоника бўйича бу варакторнинг фойдали иш коэффициенти 60% га тенг. Варакторнинг тешилиш кучланиши 180 В атрфида.

### 2.5. Стабилитронлар. р-п ўтишнинг тешилиши

Вольтампер	характеристикасида	(тавсифида)
кучланишнинг ўтаётган ток катталигига кучсиз боғланган қисми	мавжуд бўлган яримўтказгичли диодларга стабилитронлар дейилади (2.19-расм).	Характеристиканинг бундай қисмлари мавжуд бўлганда, диодга кўйилган кучланиш диод орқали ўтаётган токнинг старлича катта ўзгаришларида ҳам доимий сақланади. Одатда U(I) боғланиш кучсиз бўлган соҳалар, диодга старлича катта тескари кучланиш кўйилган соҳаларда кузатилади. Бундай қисмларнинг пайдо бўлишига сабаб, р-п ўтишдаги тешилишнинг учта асосий механизми мавжуд. Булар кўчқисмон, иссиқлик ва туннел

тешилишлари. 2.19-расмда вольтампер характеристика (тавсиф) нинг тескари шохида тешилишнинг мос қисмлари белгирилган. 1-қисм кўчки, 2-қисм иссиқлик ва 3-қисм туннел тешилишга мос келади.  $I_0$ -қичик тескари кучланиш кайрагардида диоднинг тескари токи. Бу механизмларга баъзефендрок тўхтайдимиз.

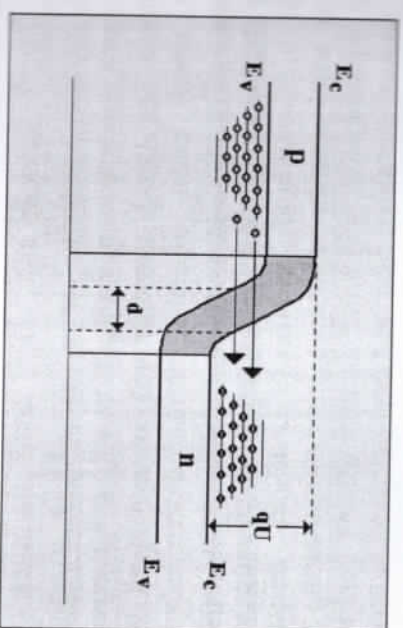
**Кўчқисмон механизм.** Диодга кўйилган тескари кучланиш ортishi билан р-п ўтиш соҳасидagi электр майдон кучланишининг ортади ва бу ҳолда яримўтказгичда мавжуд бўлган заряд ташувчилар электр майдони таъсирида кўшимча энергия олади. Агарда р-п ўтишнинг хажмий заряд соҳаси кенгайиш  $d$  эркин югуриш йўли  $l$  дан старлича катта бўлса ( $l \gg d$ ), у ҳолда, заряд ташувчилар кетма-кет тўкнашиш оравадagi эркин югуриш вақтида кристалл панжара атомларини йонлаштириш ва боғланишларни ўзишга старли кинетик энергия эга бўлади. Бундай йонлашишда янгидан пайдо бўлган (электрон ва ковак) жуфт заряд ташувчилар, кучли электр майдонда тезлашиб кейинги йонлашишда ўзлари катнашади. Бу эса эркин заряд ташувчилар сонининг кескин ортishi ва мос равишда р-п ўтиш орқали ўтаётган токнинг ортishiга олиб келади. Заряд ташувчиларнинг кўчқисмон ортishi тухфийли р-п ўтиш тескари токнинг кескин ортishi р-п ўтишнинг кўчки тешилиши номини олади. р-п ўтишнинг кўчқисмон тешилиши ходисасидан кучланишнинг барқарорлаштиришга мўлжалланган яримўтказгичли қурilmалар стабилитронлар тайёрлашда кенг фойдаланилади.



2.19-рaсм. Мoс тeшилгиш coхaлaри кўрaтилгaн диoднинг вoльтaмпeр хaрaктeристикaси (тaвcифи)

**Туннел тешилиши.** Агарда ҳажмий заряд соҳаси кенглиги эркин ютуриш йўлидан етарлича кичик бўлса ( $d \ll l$ ),  $U$  холда эркин ютуриш вақтида заряд ташувчилар нонлаштириш учун зарур бўлган кўшимча энергияни олиб улгурмайди. Бундай ўтишларда туннел тешилиши юзга келади. Бу самара агарда потенциал тўсиқнинг ҳар иккала томонида руҳсат этилган энергетик зоналар мавжуд бўлган холда кинетик энергияга эга бўлган заррачалар тўсиқни енгиб ўта олиши билан тавсифланади. Квант механикасида маълумки, потенциал тўсиқ кенглиги канчалик кичик бўлса, заррачанинг тўсиқ орқали туннел сизиб ўтиши эҳтимоли шунчалик катта бўлади. p-n ўтиш физикаси нуктаи назардан, бу кичик кенгликка эга бўлган кучли легирланган яримўтказгичларда туннел тешилиши кузатилишини билдиради. Тешилишнинг туннел механизмида токнинг оқиб ўтиши 2.20-рaсмда кўрсатилган. Агарда тескари кучланиш киймати шундай бўлсаки, p соҳа ўтказувчанлик зонаси туби p соҳанинг валент зонаси юқори қисмидан пастга тушса, u холда p соҳанинг валент зонасидан электронлар, ( $E_c - E_v$ ) яримўтказгичнинг тақиқланган зонали p соҳанинг ўтказувчанлик зонасида локаллашган эркин энергетик сатҳларга

оғиб ўтади. Si ёки Ge асосида тайёрланган диодларда одатда тешилиш кучланишининг  $4E_g/q$  дан кичик қийматларида туннел тешилиши кузатилади. Агарда, бундай диодларда тешилиш, тешилиш кучланишининг  $6E_g/q$  қийматидан катта қийматларда бошланса, u холда бундай диодлардаги тешилиш механизми асосан ҳар иккала ишорали зарядларнинг кўчки кўлайиши дурафийи содир бўлади.



2.20-рaсм. Туннел тешилгиши чоғида ток ўтиши механизми

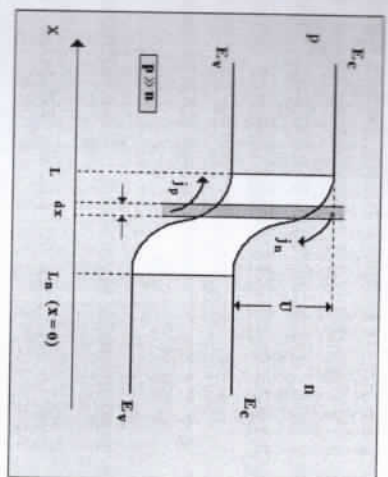
**Иссиқлик тешилиши.** Иссиқлик тешилиш механизми шуни иборатки, бунда p-n ўтиш орқали ток оқиб ўтаётганда маълум бир иссиқлик микдори ажралади. Бу иссиқлик микдори p-n ўтишдан чиқатган иссиқлик микдоридан катта бўлса, ўтиш температураси орта бошлайди. Температуранинг ортиши иссиқлик генерацияси тезлигининг ортишига ва руҳсат этилган зоналарда заряд ташувчилар концентрациясининг ортишига ва туннел натижасида тескари токнинг ортишига, шу туфайли янада кўпроқ иссиқлик ажарлиб заряд ташувчилар концентрациясининг ўсишига олиб келади. Бу жараён иссиқлик тешилишини олиб келади. p-n ўтиш харорати ва тескари ток юзга олган ўртасидаги алоқадорлик сабабли, иссиқлик тешилиши ниронтида диоднинг вoльтaмпeр хaрaктeристикaси мaнфий

дифференциал қаршилик қисмига эга бўлади (2.19-расмдаги 2-қисм).

Бу қисмда ток ортиши билан потенциал тушуви камади. Шунни таъкидлаш лозимки, р-п ўтишларда тескари тоқлар старлича кичик ва одатда ўз-ўзидан иссиқлик тешилиши содир бўлмайди. +оидага мувофиқ тешилиш кўчки ёки туннел тешилиши натижасидир. Кўчки ва туннел тешилишдан фарқи ўларок иссиқлик тешилиши яримўтказгич тузилишида қайтмас ўзгаришларга олиб келади ва р-п ўтиш бузилиши мумкин. Яримўтказгич материалги ва тешилиш кучланиши орасидаги аналитик боғланишни қараб чиқамиз. Бунинг учун тешилишга мос келувчи тескари кучланиш кўйилган р-п ўтишнинг энергетик зоналар диаграммасини қараб чиқамиз (2.21-расм). Бу ерда х соҳа ҳажмий заряди чегарасидан бошлаб ҳисобланади.  $r_p \gg n_p$  шарт бажарилганда, ҳажмий заряд факат п соҳада тарқалади ва иссиқлик генерацияси факат шу соҳада содир бўлади, яъни  $x = 0$  бўлганда п соҳа чегарасидаги коваклар токи, п соҳага электронейтрал соҳа тарафдан кириб келадиган коваклар тўйиниш токи  $j_s$  га тенг бўлади,  $j_p(0) = j_s - j_n$  - электронлар тоқини эса  $x = L$  учун р соҳа чегарасига нолга тенг деб ҳисоблаш мумкин. Беркитувчи кучланишнинг етарлича катта қийматларида, яъни р-п ўтишда электрон ва ковак жуфтлари генерацияси содир бўлганда ўтиш орқали  $j_n$ -электрон ва  $j_p$  коваклар тоқи оқиб ўтади. Бу тоқларни ҳисоблаймиз. р-п ўтишнинг п соҳасида  $dx$  қалинлиқдаги қатламни ажратиб оламиз. Бу қатламнинг бирлик юзаси орқали I с вақт ичида п та электрон ва р та ковак ўтади:

$$n = \frac{j_n}{e\mu_n E}; \quad p = \frac{j_p}{e\mu_p E}$$

Бу ерда  $n_p$  ва  $p_p$  дар мос равишда электронлар ва ковакларнинг ҳаракатчанлиги; E—электр майдон кучланганлиги.



2.21-расм. Тескари кучланиш кўйилганда симметрик бўлмаган р-п ўтишнинг энергетик диаграммаси

Бу заряд ташувчиларнинг ҳар бири  $sdx$  жуфтти ҳосил қилади. Бу ерда  $\alpha$  ионлашиш тезлиги, яъни бирлик узунлиқдаги электронлар ва ёки коваклар концентрациясининг нисбий ортиши

$$\alpha_n = \frac{1}{n} \frac{dn}{dx} \quad \text{ва} \quad \alpha_p = \frac{1}{p} \frac{dp}{dx} \quad (2.98)$$

I секунда вақт мобайнида генерацияланган заряд ташувчилар жуфтнинг умумий сони:

$$gdx = \left( \frac{j_n}{e\mu_n E} + \frac{j_p}{e\mu_p E} \right) \alpha dx = \frac{\alpha j}{e\mu E} dx \quad (2.99)$$

(2.99) нфодани келтириб чиқаришда  $n_p = n_p$  ва  $j = j_n + j_p$  деб қилиб олинди.

Энди узлуксизлик тенгламасидан фойдаланамиз, аниқроғи бунда коваклар узлуксизлиги тенгламасидан фойдаланамиз, чунки  $p$ -п ўтишнинг қаралаётган  $p$  соҳасида асосий бўлган заряд ташувчилар коваклар ҳисобланади:

$$\frac{dP}{dt} = g + \frac{1}{e} \frac{\partial j_p}{\partial x} - \frac{P - P_0}{\tau_p} \quad (2.100)$$

Бу олинган тенгламага мувофиқ,  $\frac{dP}{dt} = 0$  стационар шароитда, рекомбинация  $\frac{P - P_0}{\tau_p} = 0$  бўлган ҳолда,  $dx$  қисмда токнинг ортиши бу қатламда генерацияланган электрон ва коваклар жуфти сонига тенг:

$$\frac{\partial j_n}{\partial x} = - \frac{\partial j_p}{\partial x} = -e g \quad (2.101)$$

ёки (2.99) муносабатга кўра  $g = \frac{\alpha j}{e \mu E}$  эканлигини ҳисобга олиб,  $dx$  қисмда ток ўзгаришини аниқловчи ифодани оламиз:

$$\frac{\partial j_p}{\partial x} = - \frac{\alpha j}{e \mu E} \quad (2.102)$$

Бу ҳолда  $j_p$  коваклар токи  $n$  соҳадан узоқлашган сари ортади, электронлар токи эса унга яқинлашган сари ортади, тўла ток бу ҳолда ўзгармас сақланади. (2.102) ифодани бутун  $n$  соҳа қалинлиги бўйича интеграллаб, куйидагини оламиз:

$$j_p(x) = j_s + \frac{j}{e \mu E} \int_0^x \alpha dx \quad (2.103)$$

Бу ерда  $j_s$ —интеграллаш доимийси. Бу доимийлиكنинг физик маъноси куйидагича:  $p$  соҳага соҳанинг электронейтрал қисмидан кирувчи коваклар токи қатталиги, яъни  $x=0$  да  $x=L$  бўлганда токнинг ковак ташкил этувчиси тўла токка тенг  $j_p(L) = j_s$ , у ҳолда (2.103) тенгламани куйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$j \left( 1 - \frac{1}{e \mu E} \int_0^L \alpha dx \right) = j_s \quad (2.104)$$

$M$  кўчатиририш коэффициентти, яъни битта қираётган ковак қанча заряд ташувчи жуфт ҳосил қилаётган сони кўрсатувчи коэффициент ифодасини киритамиз:

$$M = \frac{j}{j_s}$$

Ундан фойдаланиб, (2.104) муносабатни куйидагича ёзамиз:

$$1 - \frac{1}{e \mu E} \int_0^L \alpha dx = \frac{1}{M} \quad (2.105)$$

Кўчли электр майдонда, қачонки ҳар бир ковак бир жуфт генерация қилганда ва бу жуфтининг ҳар бир электрони ўз йиригида янги жуфт ҳосил қилганда ва ҳоказо,  $p$ -п ўтиш орқали оқиб ўтаётган ток чексиз ортади, яъни  $M \rightarrow \infty$  да тегилиши содир бўлади. (2.105) ифодадан келиб чиқадикки,  $M = \infty$  бўлган ҳолда тегилиш шарти куйидагидан иборат:

$$1 = \frac{1}{e \mu E} \int_0^L \alpha dx \quad (2.106)$$

Олинган тенглама-кўчки тегилиши тенгламаси деб аталади. (2.106) муносабатга кирувчи  $L$  қатталиқ  $p$ -п ўтишнинг  $p$  ва  $n$  соҳаларидаги заряд ташувчилар концентрацияси ва куйилган кўчанини қатталигига боғлиқ бўлади:

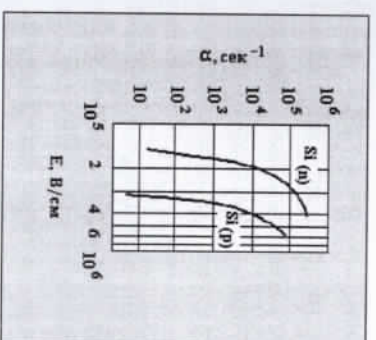
$$L = \sqrt{\frac{2e \varepsilon_0 \mu (n + p)}{e n p}} \quad (2.107)$$

Бу ерда:  $\varepsilon$ —яримўтказгич материалнинг диэлектрик константаси,  $\varepsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$  Ф/м—электр доимийси,  $e = 1,62 \cdot 10^{-19}$  К—электрон заряди. Электр майдон кучланганлиги  $E$  нинг  $p$ -п ўтишга куйилган кучланиш  $U$  га боғлиқлигидан, яъни  $E = k(T)$ , ўтишнинг  $p$  ва  $n$  соҳаларидаги заряд ташувчилар концентрацияларининг тажрибада аниқланган қатталиқларидан фойдаланиб (2.107) ифода ёрдамида (2.106) кўчки тегилиши

тенгламасини ечишимиз мумкин. Бу тенгламанинг ечими кўйилган кучланиш катталиги ва яримўтказгич материал ўртасидаги аналитик боғланишни ўрнатish имконини беради.  $\alpha = \alpha(E)$  катталик электр майдон кучланганлиги функцияси ҳисобланади. катъий килиб айтганда, ионлашиш тезлиги куйидаги умумий ифода орқали ёзилди:

$$\alpha = \alpha(E) = \alpha_n(E) + \alpha_p(E),$$

лекин, амалда аксарият ҳолларда  $\alpha_n(E) = \alpha_p(E)$  деб ҳисобланилади. Si да электронлар ва коваклар учун  $\alpha(E)$  боғланиш 2.22-расмда келтирилган. Бошлангич кўчки тешилиши қисмида (2.19-расминг горизонтал қисмидан вертикал қисмига ўтишига қаранг) бутун ток турли давомийлик ва чуқурликка эга бўлган қиска вақтли импульслар орқали узатилади. Бу микроплазмали тешилишдир. Микроплазмали тешилиш *R-n* ўтишининг локаллашган кристалл нуқсони мавжуд бўлган соҳасида юзата келади. Кристалл нуқсонининг мавжудлиги заряд тўпланишига олиб келади. Бунинг натижасида электр майдон кучланганлигининг локал ортиши содир бўлади ва бу жойда кўчки *R-n* ўтишининг бошқа қисмларига қараганда эртарок пайдо бўлади. Шунини таъкидлаш лозимки, *R-n* ўтишида бирор-бир кристалл нуқсони мавжуд бўлмаган ҳолда ҳам, легирилган киришмалар тақсимотидаги статистик четлашшиллар оқибатида ўтишининг бутун юзаси бўйича кўчки тешилиши бир жинсли бўлмаслиги мумкин.



2.22-расм  $\alpha$  параметрининг электр майдонига боғлиқлиги

**Стабилитронларнинг асосий параметрлари.** Стабилитронларнинг асосий параметрлари куйидагилар:  $U_{cr}$ -стабилизация (баркарорлашиш) кучланишининг номинал қиймати;  $I_{cr}$ -стабилизация (баркарорлашиш) токиннинг номинал қиймати;  $I_{min}$ -стабилизация токиннинг минимал қиймати;  $I_{max}$ -стабилизация токиннинг максимал қиймати;  $R_n$ -дифференциал қоршилик; КТК-кучланишининг температура коэффицентини,  $R_{max}$ -максимал руҳсат этилган қувват. Стабилизациянинг номинал токи куйидаги муносабат орқали аниқланади:

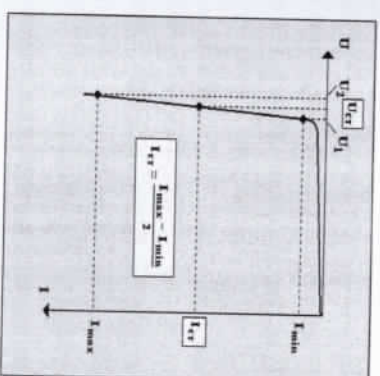
$$I_{cr} = \frac{I_{max} - I_{min}}{2}$$

бу ерда  $I_{min}$ -тешилиш турғун бўлган ҳолдаги энг кичик ток,  $I_{max}$ -катталиги мумкин бўлган қувват сочилиши орқали аниқланувчи максимал руҳсат этилган стабилизация токи. Номинал, максимал ва минимал токни, шунингдек стабилизация кучланишининг аниқлаш методикаси 2.23-расмда кўрсатилган.  $R_n$ -дифференциал қоршилик тешилиш соҳасида стабилитроннинг вольтампер характеристикаси қийлигини қариктерлайди, яъни стабилизация даражасини кўрсатади.  $R_b=0$  ва стабилитрон орқали ўтувчи ток ўзгариши ундаги кучланишининг ўзгаришига олиб келмайди. Кучланишининг

температура коэффициенти (КТК) температура ўзгариши чоғида кучланиш кийматининг ўзгаришини кўрсатади. Кучсиз легирилган яримўтказгичларда эркин югуриш йўли, ташувчиларнинг кристалл панжара билан тўқнашиши орқали аниқланади. Температура ортиши билан эркин югуриш йўли камаяди. р-п ўтиш соҳасида энг кичик югуриш йўлида заряд ташувчилар валент боғланишлари ионлаштириш учун етарли энергия олиши учун электр майдони етарлича катта бўлиши лозим. Демак, тешилиш кучланишининг катталиги температура ортиши билан ортади. Кучли легирилган яримўтказгичларда эркин югуриш йўли, заряд ташувчиларнинг киришма атомларнинг ионлашган зарядларидаги сочилиш билан аниқланади. Шу сабабли, бу ерда тешувчи кучланишининг температурага боғлиқлиги биринчи навбатда тақиқланган зона кенглигининг температурага боғлиқлиги билан аниқланади. Температура ортиши билан тақиқланган зона кенглиги камаяди, туннел эффекти ортади ва тешувчи кучланиш киймати камаяди. Ташувчи кучланишининг температурага боғланишидан одатда тешилиш механизмини аниқлашда фойдаланилади. Кучланишининг температура коэффициенти %/град дарда ўлчанади ва куйидаги

$$TKN = \frac{du}{dT} \cdot \frac{1}{u} \cdot 100 \% / \text{град}$$

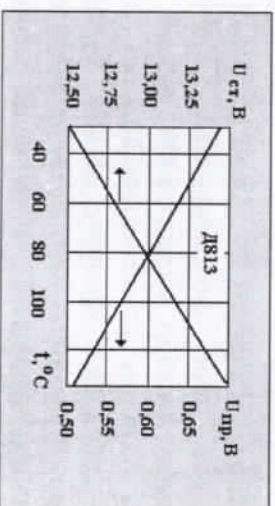
ифода орқали аниқланади, бу ерда u-стабилизация кучланиши, du-температура ўзгариши натижасида стабилизация кучланишининг ўзгариши, dT-температура ўзгариши. Стабилизация кучланишининг температуравий ўзгаришини бир неча усуллар билан компенсациялаш мумкин. Мабғумки, р-п ўтишда тўғри кучланиш тушиши температура ортиши билан чизикли камаяди (2.24-расмга қаранг).



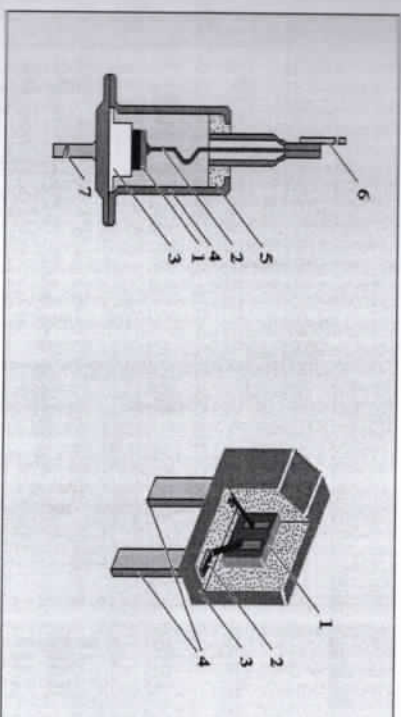
2.23-расм. Стабилитроннинг стабилизация кучланишини аниқлаш

Агар мусбат КТК га эга ва тесқари силжиш кучланишида ишлаб/данган стабилитрон билан кетма-кет тўғри йўналишда диод уланса, у холда температура ортиши билан стабилизация кучланишининг ортиши тўғри силжитилган диоддаги потенциал тушуви орқали компенсацияланади. Компенсациянинг бундай усули Д818 туридаги стабилитронларда кенг фойдаланилган. Бундай типдаги стабилитронларда тесқари силжитилган асосий диод билан кетма-кет р-п ўтишни компенсациялайдиган иккита тўғри силжитилган диодлар уланган. КТК бундай турдаги стабилитронлар учун 0,001 %/град ни ташкил этади. Рухсат этилган сочилиш қувватини ошириш ва стабилитроннинг иссиқлик иш режимини яхшилаш учун р-п ўтишни яримўтказгич кристалл металл асосли яшиқка жойлаштирилади, бунда металл асосли яшиқ радиатор-иссиқлик тарқатувчи коэффициентни бажаради (2.25-расмга қаранг). Бундай асослар номининг ёки мисдан тайёрланади, яъни солиштирма иссиқлик ўтказувчанлиги катта бўлган металллар ишлатилади. Асоснинг иссиқлик қаршилиги шундай танлаб олинадики, бунда яримўтказгич кристалл диодга ва диоддан атроф муҳитга энг катта микдордаги иссиқлик ўтказиш таъминланади. Атроф муҳитнинг ихтиёр мумкин бўлган ҳароратида, диоднинг р-п

Ўтиши харорати, стабилитроннинг бу тузилиши учун рухсат этилган максимал температура кийматидадан ошмаслиги керак. Ўртача ва юқори қувватда ишлайдиган стабилитронлар иш жараёнида кўшимча иссиқлик тарқатувчи радиатор-совуткичларга ўрнатилади. 2.25-расмда металл кобикда тайёрланган камқувватли стабилитрон тузилиши кўрсатилган. Бу ерда 1-р-п ўтишга эга бўлган кристалл (ластлабки яримўтказгич материали сифатида алюминийли акцептор қиришмали, солштирма қаршилиги 0,025-0,12 Ом бўлган  $n$ -турдаги ўтказувчанликли кремний пластинкаси хизмат қилади), 2-ички чиқиш, 3-иссиқлик тарқарувчи металл асос, 4-иссиқликдан ва ташқи таъсирдан химоя қилувчи кобик, 5-шиша изолятор, 6-7-ташки чиқиш. Д808, Д813, Д814, Д818 ва бошқа типдаги стабилитронлар худди шундай тузилишга эга. Кейинги йилларда стабилитронлар тайёрлашда ташқи таъсирдан химоя қилиш мақсадида оксид, шиша ва пластмассада кенг фойдаланилмоқда.



2.24-расм. Стабилизация қувватинининг ва тўғри қувватини тушинининг Д813 стабилитрон учун температурага боғлиқлиги



2.25-расм. Металл кобик ёрдамида химояланган стабилитрон конструкцияси

2.26-расм. Пластмасса кобик ёрдамида химояланган стабилитрон конструкцияси

2.26-расмда пластмассада химоя қилинган эга бўлган стабилитрон тузилиш келтирилган: бу ерда 1-р-п ўтишга эга бўлган кристалл, 2-ички чиқиш, 3-пластмасса кобик, 4-ташки чиқиш. КС175 типдаги стабилитрон худди шундай тузилишган эди.

Ақсарият кремнийли стабилитронларнинг чегаравий ишчи қарорати  $+120^\circ\text{C}$  ни ташқил қилади. Ишчи харорат оралиғи  $-50^\circ\text{C}$  дан  $+100^\circ\text{C}$  гача ҳисобланади. Кенг зонали яримўтказгичлар (GaP, GaAs) асосида тайёрланган стабилитронлар ( $250\text{--}300^\circ\text{C}$  қароратга ишлаши мумкин).

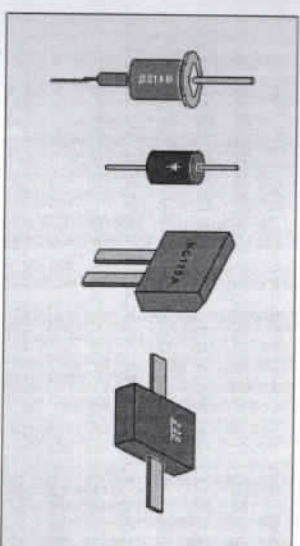
3-жадалда энг кўп учрайдиган, германий ва кремний кристаллари асосида тайёрланган, кам қувватли стабилитронларнинг асосий харақтеристикалари (тавсифлари) келтирилган.



### 3-жадвал

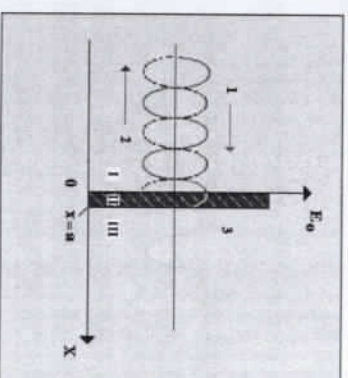
Стабилитрон н типи	$U$ см, В	$I$ тах, мА	$I$ min, мА	$R_d$ , Ом	КТК, % град	$P_{max}$ , мВт
Д808	7-8,5	33	1	6	+0,07	280
Д811	10-12	23	2	15	+0,06	280
Д813	11,5-	20	1	18	+0,1	280
Д814 А	14	40	2	6	+0,07	340
Д814 Б	7-8,5	36	1	10	+0,08	340
Д814Д	8-9,5	24	2	18	+0,095	340
КС133А	11,5-	81	3	65	-0,1	300
КС139А	14	70	3	60	-0,12	300
КС147А	3,3	58	3	56	-0,08	300
КС156А	3,9	55	3	46	-0,05	300
КС168А	4,7	45	3	28	+0,06	300
КС175А	5,	18	3	20	+0,06	300
КС175Ж	6,8	17	3	16	+0,04	150
КС182А	7,5	15	4	14	+0,07	125
КС191А	7,5	15	3	18	+0,08	150
КС210Б	8,2	14	3	22	+0,07	150
КС212Ж	9,1	12	0,5	13	+0,09	125
	10,0					
	10,8					

2.27-расмда турли мамалакатларда ишлаб чиқарилган, кенг тарқалган кам қувватли стабилитронларнинг ташқи кўринишлари келтирилган.



2.27-расм. Баъзи стабилитронларнинг ташқи кўриниши  
Туннел диодлар.

Кўп турдаги яримўтказгичли асбоблар орасида туннел эффектга асосланиб ишлайдиган курилмалар алоҳида ўрин тутади. «Туннел эффект» тушунчаси электронларнинг потенциал тўсиқдан энергия йўқотмасдан сизиб ўтишини англатади. Тўғри бурчакли потенциал тўсиқ орқали электроннинг ўтиш эҳтимоллигини қараб чиқамиз. Фараз қилишлик, электроннинг энергияси  $E$  потенциал тўсиқ баландлигидан кам. Электрон  $x$  ўқининг мусбат йўналиши бўлиб ҳаракатланаётган бўлсин (2.28-расм). Электроннинг мусбат йўналишдаги ҳаракатига мос келувчи Де-Бройль тулқини (1), қисман потенциал тўсиқдан (2) қайтади, қисман ундан ўтади (3) ва кейинчалик  $x > a$ .



2.28-расм. Заррачанинг потенциал тўсиқ орқали туннел ўтиши.

Электроннинг потенциал тўсик оркали ўтиш эҳтимоллигини топиш учун  $x < 0$ ,  $0 < x < a$  ва  $x > a$ , уч оралиқнинг ҳар бирида унинг тўлқин функциясини топиш, сўнгра потенциал тўсик чегарасида уларни биргаликда «тикиш», яъни ҳам тўлқин функцияларнинг ўзларини, ҳам уларнинг ҳосилаларини тенглаштириш лозим. Тўлқин функцияларни топиш учун Шредингер тенгламасидан фойдаланилади:

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2 \Psi}{dx^2} + U(x)\Psi(x) = E\Psi(x) \quad (2.108)$$

± аралашган уч соҳанинг ҳар бири учун Шредингер тенгламасининг ечими қуйидаги кўринишга эга:

$$\begin{aligned} \Psi_1 &= A_1 \exp(jkx) + B_1 \exp(-jkx) & x < 0, \\ \Psi_2 &= A_2 \exp(-\theta x) + B_2 \exp(\theta x) & 0 < x < a \\ \Psi_3 &= A_3 \exp[jk(x-a)] + B_3 \exp[-jk(x-a)] & x > a, \end{aligned} \quad (2.109)$$

Бу ерда  $A_1, A_2, A_3, B_1, B_2, B_3$  лар-доимий коэффициентлар,  $A_1 \exp(jkx)$  ва  $B_1 \exp(-jkx)$  катталиклар мос равишда тушаётган ва қайтган тўлқинлари,  $A_2 \exp[-\theta(x-a)]$  катталиқ ўтган тўлқинни,  $B_2 \exp[\theta(x-a)]$  эса чексизликка кетувчи (бизнинг ҳолда  $B_3=0$ ) қайтган тўлқинларни тавсифлайди,  $\theta = \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2}(U-E)}$ ,  $k = \sqrt{\frac{2mE}{\hbar^2}}$ ,  $m$ -электроннинг катталлигининг массаси.

Туннел эффекти катталлигининг микдорий характеристикаси учун потенциал тўсик шаффофлиги коэффициентни тушунчаси киритилади. Бу катталиқ тушунчаси потенциал тўсик оркали ўтаётган электронлар оқими зичлигининг тўсикка  $x$  тушаётган электронлар оқимига нисбатининг модулини аниқлатади:

$$D = \frac{I_{\text{туннел}}}{I_{\text{макс}}} \quad (2.110)$$

Электронлар оқимини аниқлаш учун қуйидаги муносабатдан фойдаланамиз:

$$I = \frac{j\hbar q}{2m} \left( \frac{\partial \Psi}{\partial x} \Psi^* - \Psi \frac{\partial \Psi}{\partial x} \right), \quad (2.111)$$

бу ерда  $\Psi^*$ -муносабат қўшма катталиқ. (2.109) ифодани (2.111) га қўйиб қуйидагини оламиз:

$$D = \left| \frac{A_3}{A_1} \right|^2 \quad (2.112)$$

Электронлар оқимини аниқлаш учун қуйидаги муносабатдан фойдаланамиз:

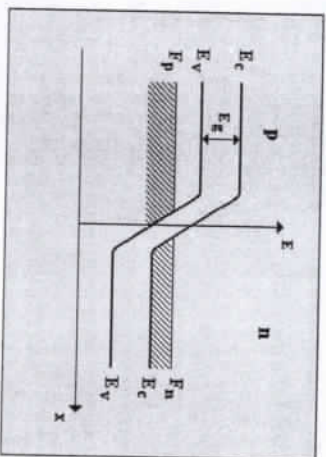
$$D = \left| \frac{A_3}{A_1} \right|^2 = \frac{16n^2}{(1+n^2)^2} \exp 2a\theta, \quad \text{бу ерда} \quad n = \frac{k}{\theta} = \sqrt{\frac{E}{E-E_0}} \quad (2.113)$$

Сўнгра  $D_0 = \frac{16n^2}{(1+n^2)^2}$  катталлиқни киритиб, (2.113) муносабатдан потенциал тўсик шаффофлиги учун қуйидаги муносабатни оламиз:

$$D = D_0 \exp \left( -\frac{2a}{\hbar} \sqrt{2m(U_0-E)} \right) \quad (2.114)$$

(2.114) муносабатдан кўринадики, маълум шароитларда электрон потенциал тўсикни энергия йўқотмасдан енгиб ўтар экан. Бу ҳолни р-п ўтишга татбиқ қилганда бу қуйидагини аниқлатади. Агарда р-п ўтишга ташқи электр майдони қўйилган бўлса, у ҳолда электроннинг валент зонаси энергетик сатҳидан ўтказувчанлик зонасидаги худди шундай энергияли эркин энергетик сатҳига ўтиш эҳтимоллиги мавжуд бўлади. Туннел доимдорнинг ишлаш тамойили худди шунга асослангандир.

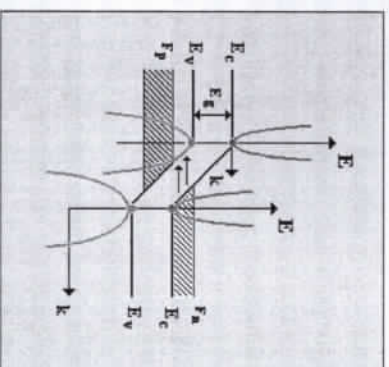
Одатдаги яримўтказгичли диодларда фарқли равишда, туннель диодларни тайёрлашда старрлича катта микдордаги киришмаларга эга бўлган ( $10^{18}-10^{20} \text{ см}^{-3}$ ) яримўтказгичлардан фойдаланилади. Ҳам  $p$  ҳам  $n$  соҳаларда бундай концентратсияли киришмаларнинг мавжуд бўлиши киришма сатҳларнинг парчаланишига ва киришма энергетик зоналарнинг пайдо бўлишига олиб келади. Шу сабабли, Ферми сатҳи ҳам,  $p$  ҳам  $n$  соҳаларда рухсат этилган энергетик зоналарда жойлашади, яъни яримўтказгич айниган бўлади. Туннель диоднинг термодинамик мувозанат ҳолатидаги энергетик зоналар диаграммаси 2.29-расмда келтирилган. Келтирилган расмдан кўринадики, ҳам  $p$  ҳам  $n$  соҳада Ферми сатҳи рухсат этилган зонада жойлашади.



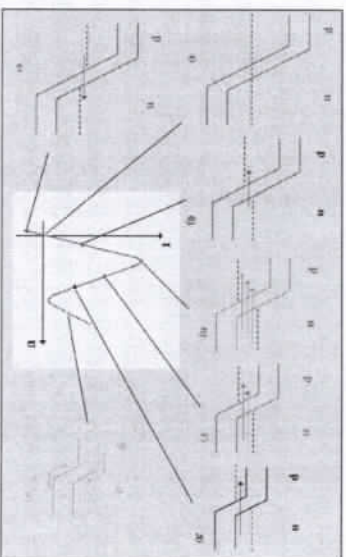
2.29-расм. Термодинамик мувозанат ҳолатидаги туннель диоднинг энергетик диаграммаси

Бу ҳолда  $p$  соҳанинг ўтказувчанлик зонаси тўби,  $p$  соҳанинг валент зонаси юқори қисмидан пастроқда жойлашади. Бошқача қилиб айтганда рухсат этилган зоналар беркитилиши кузатилади. Электрон потенциал тўсик орқали сизиб ўтиши учун, электрон билан банд бўлган ҳолат қаршида тўсикнинг иккинчи тарафида бўш (эркин) ҳолат мавжуд бўлиши зарур. Рухсат этилган энергетик зоналар мавжуд бўлган шароитда бу шарт бажарилади. Туннеллашиш жараёни тўғри ва тўғри бўлмаслиги мумкин. Тўғри туннеллашиш ҳоли 2.30-расмда кўрсатилган. Бу расмда  $E(k)$  импульслар фазосида тасвирланган,  $E(x)$  координата фазосида тасвирланган туннель

диоднинг энергетик диаграммаси билан кўшилган. Кўриниб турибдики, бундай зонали тузлишга эга бўлган яримўтказгичда электронлар минимум зонали ўтказувчанлик соҳасидан валент зона максимумига импульсининг катталигини ўзгартирмасдан туннеллашиши мумкин. Бошқача қилиб айтганда, тўғри туннеллашиш амалга ошиши учун импульс фазосида ўтказувчанлик зонасининг тўби ва валент зона юқори қисмининг мос тушиши шартининг бажарилиши зарур. Бу шарт  $\text{GaAs}$  ва  $\text{GaSb}$  каби яримўтказгичлар учун бажарилади. Ташқи кучлашиш бўлмаган ҳолда, термодинамик мувозанат шароитида диод орқали (2.29-расмга қаранг), чапдан ўнг томонга,  $p$  соҳанинг валент зонасидан  $n$  соҳа ўтказувчанлик зонасининг эркин ҳолатига валент электронлар билан характерланадиган оқим ўтади. Ўнгдан чапга,  $p$  соҳанинг ўтказувчанлик зонасидан  $p$  соҳанинг валент зонаси эркин ҳолатига ўтказувчанлик зонаси электронлари билан характерланадиган оқим ўтади. Бу оқимлар йектининг ихтиёрый моментида бир-бирини мувозанатлайди ва натижавий ток нолга тенг бўлади. Диодга тўғри кучланиш берилганда, энергетик зоналар чегарасининг яқинлашиши ва уларнинг бир-бирига нисбатан силжиши содир бўлади. Электронларнинг ўнгдан чапга туннел ўтиши, яъни  $p$  соҳанинг ўтказувчанлик зонасидан  $p$  соҳанинг валент зонасига туннел ўтиши эҳтимоли ортади, чапдан ўнгга, яъни  $p$  соҳа валент зонасидан  $n$  соҳанинг ўтказувчанлик зонасига туннел ўтиш эҳтимолиги камаяди. Бу энергетик зоналарнинг бир-бирига нисбатан силжиши билан характерланади,  $p$  соҳанинг валент зонасида банд бўлган ҳолатлар сони, яъни худди шу зоналардан электрон  $A$  соҳанинг ўтказувчанлик зонасига ўтиши, камаяди. Электронлар оқимининг тенглиги бузилади ва диод орқали ток оқиб ўта бошлайди. 2.31-расмда туннель диод энергетик зоналарининг ўзаро жойлашиши ва унинг вольтампер характеристикаси (тавсифи) келтирилган. Диоддаги кучланишнинг йўналиши 2.31а-расмдаги зоналар диаграммасига мос келади. Тўғри силжиш кучланишининг келиши ортишида  $p$  соҳа ўтказувчанлик зонаси тўби юқорига эндижилади.



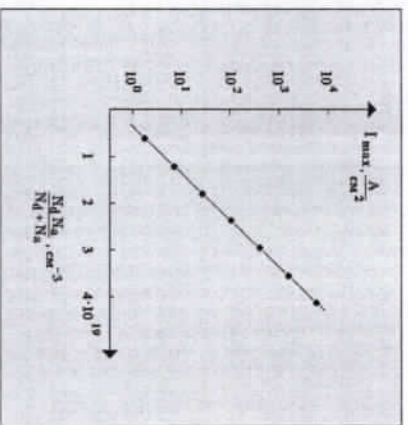
2.30-расм. Тўғри туннеллашнинг механизми



2.31-расм. Туннель диод вольтампер характеристикаси (тавсифи) нинг хосил бўлиши (шаклланиши)

п соҳанинг тўлган энергетик сатҳлари ва р соҳа эркин энергетик зоналарининг ўзаро бир-бирини беркитиши ортади, бу эса п соҳадан р соҳага туннель ўтиши эктимолининг ортиши ва р соҳадан п соҳага туннель ўтиши эктимолининг камайишига олиб келади. Натжижада, п соҳадан р соҳага ўтадиган электрон ток ортади (2.31б-расмга қаранг). Силжиш кучланишининг

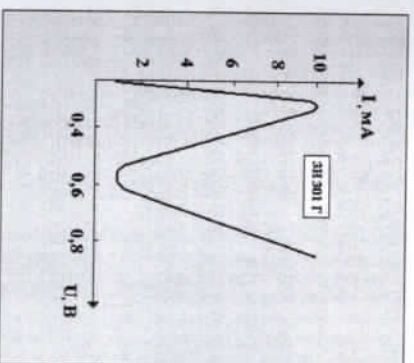
кейинги ортиши туннель тоқнинг ортиб, ўзининг максимал кайрага эришишига олиб келади. Туннель тоқининг максимал кайрага п соҳадати тўлган энергетик зоналар ва р соҳадати эркин энергетик сатҳларининг ўзаро беркитилишининг энг катта кайрагага мос келади. Агар кўйилган тўғри кучланиш ортаверса, у холда зоналарнинг ўзаро беркитилиши соҳаси қамовди ва диод орқали туннель тоқи камақ бошлайди (2.31г-расмга қаранг). Тўғри кучланишининг кейинги ортиши энергетик зоналарнинг бундай силжишига олиб келади, яъни п соҳанинг тўлган энергетик сатҳлари ва р соҳанинг бўш энергетик сатҳлари бир-бирини бошқа беркитмайди ва туннель тоқи нотопча камади (2.31д-расм). Бундай старлича катта тўғри кучланишларда р ва п соҳалар ўртасидаги потенциал тўсик пайванди ва р соҳадан п соҳага ковакларнинг оддий пуркаш тоқи ва п соҳадан р соҳага электронлар тоқи орта бошлайди (2.31ж-расмга қаранг). Туннель диодга кўйилган тесқари кучланиш ортиши билан туннель тоқи узлуксиз ортади (2.31с-расмга қаранг), чунки р соҳанинг валент зонасидан электронларнинг катта қисми п соҳанинг ўтказувчанлик зонасига ўтиш имкониятига эга бўлади. Юқорида айтилганидек, туннеллашнинг эктимолининг ортиши ва, шу сабабли туннель тоқининг ортиши учун туннель диодлар кучли летирилган яримўтказкичлардан тайёрланади. Яримўтказкичда хосил қилиш имконияти мумкин бўлган донор ва акцептор киришмалар концентрациясининг юқори чегараси, унинг эрувчанлик чегараси катталиги билан чегаралангандир. Кремний учун энг кўп шилатилдиган донор киришмалар мишьяк, фосфор ва сурьма ҳисобланади, уларнинг кремнийдаги эрувчанлиги мос равишда  $1,7 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$ ,  $1,3 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$  ва  $7 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$  ни ташкил қилади. Акцептор киришмалар бор ва галлий ҳисобланиб, уларнинг чегаравий эрувчанлиги мос равишда  $6 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$  ва  $3 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$  ни ташкил қилади.



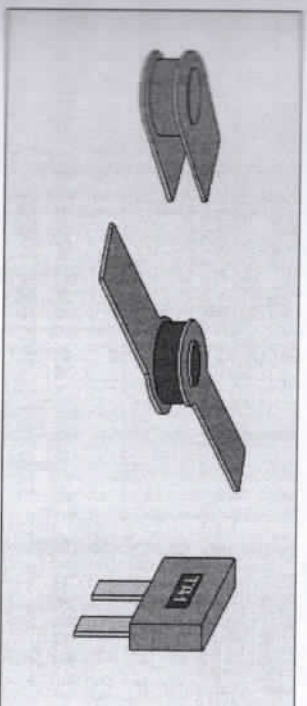
2.32-расм. Диоднинг максимал туннель токининг киришмалар эффектив концентрацияга боғлиқлиги

2.32-расмда германийли туннель диодларда максимал туннель токининг  $p$  ва  $n$  соҳалардаги киришмаларнинг эффектив концентрацияга боғлиқлиги кўрсатилган. Расмдан кўриниб турибдики, киришмалар концентрацияси канчалик катта бўлса, туннель токининг максимал қиймати шунчалик катта бўлади. Туннель диоднинг асосий параметрларига куйидагилар киради:  $I_m$ -максимал туннель токи,  $I_m/V_f$ -диод максимал туннель токининг унинг минимал туннель токига нисбати,  $U_m$ -максимал туннель токига мос келувчи кучланиш,  $U_f$ -диоднинг минимал токига мос келувчи кучланиш,  $E$ -диод сигими. Максимал токнинг минимал токка нисбатининг катталиги биринчи навбатда диод тайёрланган материал билан аниқланади. Се учун бу катталиқ 4 га,  $Si$  учун 8 га,  $GaAs$  ва  $GaSb$  учун 12 га тенг. Диоднинг хар иккалга соҳасида концентрациянинг ортishi билан барча материаллар учун тоқлар нисбати катталиги ортади. Диоднинг сигими ишлатилган материал тури ва  $p$ - $n$  ўтиш юзаси билан аниқланади. Юкори частотали туннель диодлари (1-2 ГГц частоталардан юкори частоталарда ишлайдиган диодлар) ўтиш юзаси олатда 6-8 мкм ни ташкил қилади. Мисол тарикасида,  $ZnO_{11}$  типдаги туннель диоднинг вольтампер характеристикаси (тавсифи) 2.33-расмда келтирилган. 2.34-расмда санатда ишлаб

тайёрланган баъзи туннель диодларнинг ташки кўриниши келтирилган.



2.33-расм.  $ZnO_{11}$  типдаги туннель диоднинг вольтампер характеристикаси (тавсифи)

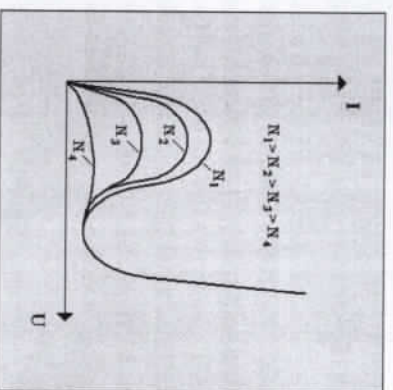


2.34-расм. Баъзи туннель диодларнинг ташки кўриниши

### 2.6. Оқиррилган диодлар.

$p$  ва  $n$  соҳаларда легировлани кичирималар концентрацияси кийинини билан, туннель токи шундай қийматга камаядики, диоднинг вольтампер характеристикасида (тавсифида) ток кийинининг йўқолади. Бу холда тескари ток етарлича катта бўлиб қолади, яъни у электронларнинг кучли левирланган  $p$  соҳадан нисбатан кучсиз левирланган  $n$  соҳага туннеллашиши

Билан аниқланади. Бундай диодларда тўғри кучланишнинг кичик кийматларида тескари ток тўғри тоқдан катта бўлади. Бундай диодларнинг вольтампер характеристикаси тўғри ва тескари шохларининг жойи алмаштирилган оддий диодлар характеристикаларига ўхшаш бўлади. Бундай хусусиятта эта бўлган диодлар *оздирилган диодлар* деб номланди. Баъзи оздирилган диодларнинг вольтампер характеристикалари (тавсифлари) 2.35-расмда келтирилган. Оддий диодлар билан солиштирилганда оздирилган диодларнинг афзаллиги шундаки, ўтказиш йўналишида потенциал тушиши кичик ва вольтампер характеристикалари (тавсифлари) температурага кучсиз боғлиқ.



2.35-расм. Оздирилган диодларнинг вольтампер характеристикалари

Бундан ташқари, оздирилган диодларда ток ўтказишнинг туннель механизми сақланиб қолганлиги сабабли, бундай диодларнинг тез таъсири худди туннель диодларники кабидир. Оздирилган диодларнинг камчиликларига диодга тескари (беркитувчи) йўналишда қўйиладиган руҳсат этилган кучланиш кийматининг кичиклиги киради. Бу р-п ўтишнинг бирор соҳасида летирилган киришмалар концентрациясининг кўллиги билан боғлиқдир. Юқорида кўрсатиб ўтилганидек, концентрациянинг катта кийматларида диодга қўйилган кичик

кучланиш, ўтши орқали оқиб ўтиб унинг бузилишига олиб келиладиган катта тоқларни пайдо қилади. 4 ва 5-жадвалларда келтирилган ишлаб чиқариладиган баъзи туннель ва оздирилган диодларнинг асосий параметрлари келтирилган.

Бу жадвалларда:  $I_{\max}$  - вольтампер характеристиканинг максимум нуқтаси мос келувчи тўғри туннель тоқининг киймати;  $I_{\min}$  /  $I_{\min}$  - максимал ток ( $I_{\max}$ ) нинг минимал ток ( $I_{\min}$ ) га нисбати;

$U_{\max}$  - максимал тока мос келувчи тўғри кучланиш киймати;  $U_{\min}$  - максимал тока мос келувчи тўғри кучланиш киймати;

$U_p$  - характеристика (тавсиф) кучланиши (диод орқали ўтаётган диффузион ток максимал туннель тоқига тенг бўлидиган, вольтампер характеристиканинг иккинчи ўсувчи нуқтаси);

$U_p$  - максимал ток ( $I_{\max}$ ) нинг минимал ток ( $I_{\min}$ ) га нисбати.

4 жадвал

Типи	$I_{\max}$ мА	$I_{\min}$ мА	$I_{\max} / I_{\min}$	Туннель диодлар		$U_p$ , В
				$U_{\max}$ , мВ	$U_{\min}$ , мВ	
АН101А	1,0	5	160	390	0,55	
ГН103Б	1,2	4	80	390	0,40	
ГН103Б	2,1	6	160	390	0,55	
АН101Д	5,0	6	180	380	0,55	
АН101Д	5,0	6	180	380	0,55	
АН101Е	20	10	200	410	0,55	
АН101Е	50	10	260	410	0,55	
АН101Е	9,6	5	180	430	0,52	
АН101И	10,2	5	85	430	0,54	
АН201Е						
АН201И						
ГН105Г						
ГН105Б						

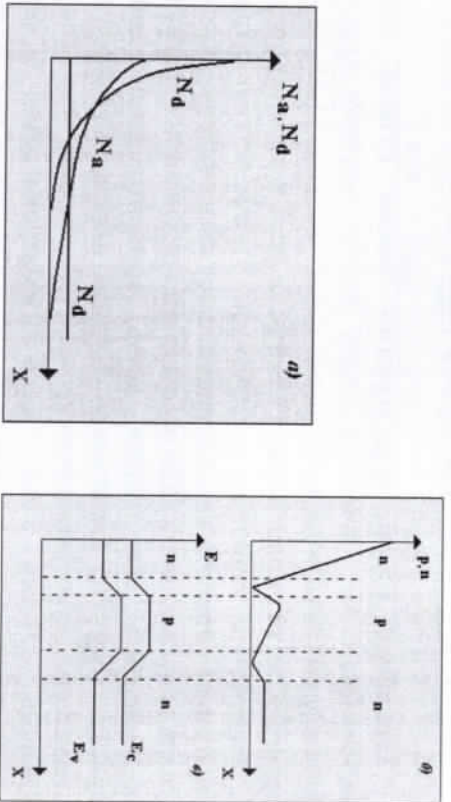
Типи	$I_{\max}$ мА	$I_{\min}$	$I_{\max} / I_{\min}$	$U_{\max}$ мВ	$U$ мВ	$U_{\min}$	$U_{\text{р}}$ В
Оғдирилган диодлар.							
ГИ403А	0,1	-	-	135	-	-	0,53
АИ402Б	0,1	-	-	250	-	-	0,60
АИ402Г	0,1	-	-	250	-	-	0,60
АИ402Е	0,2	-	-	250	-	-	0,60
АИ402И	0,4	-	-	260	-	-	0,60

## 3 Боб. Биполяр (икки кутбли) транзисторлар.

## 3.1. Транзисторнинг хосил қилиниши.

Гаребобида бутун яримўтказгич хажми бўйича текис тақсимланган  $N_d$  концентрацияли донор қирришма мавжуд бўлган яримўтказгичли кристаллни қараб чиқамиз (3.1а-расмга қаранг). Кристаллнинг бирор ён қирраси ( $x=0$  текислик) орқали  $N_a$  акцепторли қирришма диффузияси ўтказилаётган бўлсин, акцепторли қирришма концентрациясидан катта бўлсин ( $N_a > N_d$ ). Сўнгра кристаллнинг худди шу қирраси орқали кичик диффузия коэффициентга эга бўлган катта концентрацияли донор қирришма ( $N_a > N_d$ ) киритилади. Бундай иккиламчи диффузия натижасида яримўтказгичнинг бутун хажми уч соҳага бўлинади. Четки чап соҳа электронларнинг катта концентрациясига эга p-турдаги ўтказувчанликка эга бўлади. Урта соҳа кам концентрацияли ковалларга эга p турдаги ўтказувчанликка ва энг четки ўнг соҳа электронлар концентрацияси кичик бўлган p типдаги ўтказувчанликка эга бўлади (3.1б-расм). Турли ўтказувчанликка эга бўлган ҳар бир соҳа ўртасида p-n ўтиш мавжуд бўлади. Ташқи қучланиш қўйилмаган, мувозанат ҳолатида бўлган бундай тузилмаларнинг энергетик зона диаграммалари 3.1в-расмда тасвирланган. Турли ўтказувчанлик соҳаларига эга бўлиб, улар исботи p-n ўтиш орқали ажратилган уч қатламли тузилмилар биполяр транзисторлар номини олади (икки кутбли). Транзисторнинг қучли летирилган соҳаси-эмиттер, марказий колектор база, база ва эмиттер ўртасидаги p-n ўтиш эмиттер ўтиши номини олади. Транзисторнинг бошқа четки соҳаси коллектор соҳаси, база ва коллектор ўртасидаги ўтиш коллектор ўтиши деб аталади. Ҳар бир p-n ўтишига ташқи қучланиш берилган ҳолда транзистор тузилмасини қараб чиқамиз. База-эмиттер ўтишига бу ўтишни тўғри йўналишда силжитувчи  $E_b$  қучланиш, коллектор ўтишига эса тесқари силжиш қучланиши  $E_{bc}$  берилмиз. Транзисторнинг бундай уланishi 3.2-расмда

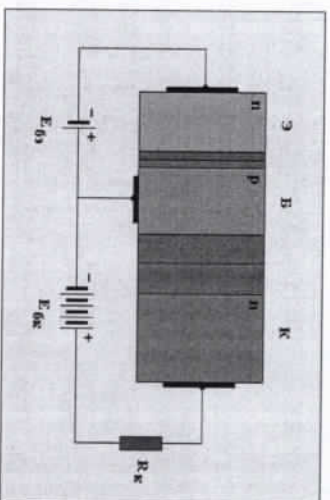
курсагилган. Эмиттер ўтишига тўғри кучланиш берилганда  $p$  ва  $n$  соҳа ўртасидаги потенциал тўсик пасаяди.



3.1-расм. Транзисторнинг ҳосил бўлиши

Эмиттер токини ҳосил қилувчи электронларнинг эмиттердан базага ва ковакларнинг базадан эмиттерга пурқалиши содир бўлади. Лекин, эмиттер соҳаси база соҳасига нисбатан етарлича катта легирланганлиги сабабли, пурқалган электронлар окими карама-карши йўналган коваклар окимидан етарлича кўпроқ бўлади. База соҳасига пурқалган электронларнинг бир қисми база соҳасидаги асосий заряд ташувчилар билан рекомбинациялашади ва база токини пайдо қилади. Электронларнинг бошқа бир қисми диффузия натижасида коллектор ўтишига томон сурилади. Агарда база соҳасининг кенглиги электронларнинг диффузион узунлиги тартибда бўлса, у ҳолда пурқалган электронларнинг катта қисми коллектор ўтишига етиб боради. Коллектор ўтиш тескари йўналишда силжийди. Бунда коллекторнинг ҳажмий заряд соҳаси катта узунликка чўзилган бўлади ва унда электр майдон кучланганлиги катта. Коллектор ўтишга етиб келган электронлар, электр майдони таъсирида транзисторнинг

коллектор токини ҳосил қилиб, ташқи занжирга чиқарилади. Коллектор ўтиши тескари йўналишда силжиганлиги сабабли унинг қаршилиги тўғри йўналишда силжиган эмиттер ўтишига нисбатан бир неча даража юқори. Коллектор қаршилигининг катта бўлиши унга етарлича катта юқланиш қаршилигини улаш имконини беради. Эмиттердаги кучланишнинг нисбатан кичик ўзгаришлари, ташқи қаршиликда кучланишнинг катта ўзгаришларига олиб келади. Кириш ва чиқиш қаршиликларининг фарк қилини натижасида транзистор қувват бўйича кучайтиришни амалга оширади.



3.2-расм. Ташқи кучланиш берилган шароитда транзистор тўзалиши.

### 3.2. Транзисторларда тоқлар.

Транзистор кучланиши ва токини ўзаро боғловчи аналитик ифодадани топамиз. Соддалик учун, 3.3-расмда зонали динграммаси келтирилган, бир ўлчовли  $p-n-p$  турдаги транзистор моделини қараб чиқамиз. Ҳар иккала  $p-n$  ўтишда генерация ва рекомбинация йўқ ва транзисторнинг база соҳасида электр майдон кучланганлиги нолга тенг деб қисоблаймиз. Эмиттер ўтишдаги тўғри силжиш кучланиши қисобита  $p-n$  ўтиш потенциал тўсиғи пасаяди ва электр ташувчи зарядлар пурқалиши мавжуд бўлади. +араёлтган ҳолда, коваклар эмиттернинг  $p$  соҳасидан базанинг  $n$  соҳасига пурқалади,  $p$  ва  $n$  соҳаларининг ажралиш соҳасининг  $p$  соҳасида



коваклар концентрацияси (2.52) муносабат ёрдамида кўйидагича ифодаланиши мумкин:

$$p(L_n) = P_n \exp \frac{qU}{kT},$$

кайсики, бизнинг ҳолимизда у кўйидагича ёзилди:

$$p(x)_{x=0} = P_n \exp \frac{qU_0}{kT}, \quad (3.1)$$

бу ерда  $P_n$ —базанинг  $n$  соҳасидаги ковакларнинг мувозанатли концентрацияси,  $U_0$ —эмиттер ўтишга кўйилган тўғри кучланиш.

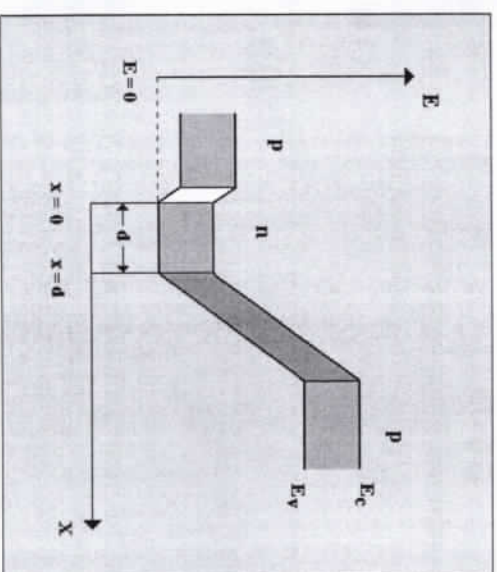
Базанинг  $p$  соҳаси бўйича коваклар ҳолатини аниқловчи диффузия тенгламасини қараб чиқамиз:

$$\frac{d^2 p}{dx^2} = \frac{p - P_n}{Z_p^2} \quad (3.2)$$

Бу ерда  $P_n$ —пурқалган ва мувозанат ҳолатидаги коваклар концентрациялари фарқи.  $\Delta p = p - P_n$  белгилаш қиритиб (3.2) тенгламани кўйидагича ёзиллиши мумкин:

$$\frac{d^2 p}{dx^2} = \frac{\Delta p}{Z_p^2} \quad (3.3)$$

(3.3) тенглама доимий коэффициентли иккинчи тартибли чизикли дифференциал тенгламадир. Бу тенгламанинг умумий ечими кўйидаги кўринишга эга:



3.3-расм. Ташқи кучланиш кўйилганда p-n-p транзисторнинг энергетик диаграммаси

$$\Delta p(x) = C_1 \exp \frac{x}{Z_p} + C_2 \exp \left( -\frac{x}{Z_p} \right) \quad (3.4)$$

$C_1$  ва  $C_2$  доимий катталикларни топиш учун четаравий шартларни қараб чиқамиз. Эмиттер-база ўтишининг ажралиш четарасида,  $x=0$  текисликда коваклар концентрацияси (3.1) ифола ёрдамида аниқланади. База-коллекторнинг ажралиш четарасида,  $x=d$  текисликда, коваклар концентрацияси кўйидаги ифола ёрдамида аниқланади:

$$p(x)_{x=d} = P_n \exp \left( -\frac{qU_k}{kT} \right), \quad (3.5)$$

бу ерда  $U_k$ —база-коллектор ўтишга кўйилган силжиш кучланиши. Четаравий шартларни эътиборга олсак, (3.4)

муносабатдан  $x=0$  текисликда коваклар концентрацияси куйидагича ифодалангани мумкин:

$$\Delta p(0) = C_1 + C_2 \quad (3.6)$$

$x=d$  текисликда эса, коваклар концентрацияси куйидагича:

$$\Delta p(d) = C_1 \exp \frac{d}{Z_p} + C_2 \exp \left( -\frac{d}{Z_p} \right) \quad (3.7)$$

Сўнгра (3.6) тенгламани  $\exp(d/Z_p)$  га кўпайтириб ва ундан (3.7) ифодани айириб, куйидаги ифодани келтириб чиқарамиз:

$$\begin{aligned} \Delta p(0) \exp \frac{d}{Z_p} - \Delta p(d) &= \\ &= C_1 \exp \frac{d}{Z_p} + C_2 \exp \frac{d}{Z_p} - C_1 \exp \frac{d}{Z_p} - C_2 \exp \left( -\frac{d}{Z_p} \right) = \\ &= C_2 \left[ \exp \frac{d}{Z_p} - \exp \left( -\frac{d}{Z_p} \right) \right] = 2C_2 \operatorname{sh} \frac{d}{Z_p} \quad (3.8) \end{aligned}$$

Бундан  $C_2$  ning кийматини оламиз:

$$C_2 = \frac{\Delta p(0) \exp \frac{d}{Z_p} - \Delta p(d)}{2 \operatorname{sh} \frac{d}{Z_p}} \quad (3.9)$$

(3.6) тенгламадан  $C_1 = \Delta p(0) - C_2$  эканлиги келиб чиқади, шу сабабли (3.6) ва (3.9) муносабатлардан фойдаланиб  $C_1$  учун куйидаги ифодани хосил қиламиз:

$$C_1 = \Delta p(0) - \frac{\Delta p(0) \exp \frac{d}{Z_p} - \Delta p(d)}{2 \operatorname{sh} \frac{d}{Z_p}} \quad (3.10)$$

$C_1$  ва  $C_2$  доимий катталиклар ифодаларини (3.4) тенгламага кўйиб, трансисторнинг база соҳаси бўйича коваклар концентрацияси тақсимотини ифодаловчи муносабатни оламиз:

$$\begin{aligned} \Delta p(x) &= \frac{1}{2 \operatorname{sh} a} \left[ -\Delta p(0) \exp(-a) + \Delta p(d) \right] \exp \frac{x}{Z_p} + \\ &+ \frac{1}{2 \operatorname{sh} a} \left[ \Delta p(0) \exp a - \Delta p(d) \right] \exp \left( -\frac{x}{Z_p} \right) \quad (3.11) \end{aligned}$$

База соҳасига пуркалган ковакларнинг диффузия таъсирида коллекторга томон силжиши сабабли, ковакни ток зичлигини аниқлаш учун ковакларнинг диффузион токи учун ёзилган тенгламадан фойдаланамиз:

$$i = -q D_p \frac{d}{dx} \Delta p(x), \quad (3.12)$$

бу ерда  $D_p$ -ковакларнинг диффузия коэффициенти.

(3.11) ни (3.12) тенгламага кўйиб ва  $x=0$  шартда координата бўйича дифференциаллаб,  $x=0$  текисликда, яъни эмиттер-база ажраллиш чегарасида база соҳасидаги ковак токи зичлиги учун куйидаги ифодани оламиз:

$$j(x)_{x=0} = \frac{qD_p R_n}{Z_p \operatorname{sh} \frac{d}{Z_p}} \left[ \Delta r(0) \operatorname{ch} \frac{d}{Z_p} - \Delta r(d) \right] \quad (3.13)$$

$\Delta r(0)$  ва  $\Delta r(d)$  лар учун ифодалардан ошқора фойдаланамиз

$$\Delta r(0) \text{ к } r(0) - R_n \text{ к } R_n \exp \frac{qU_3}{kT} - R_n \quad (3.14)$$

$$\Delta r(d) = r(d) - R_n = R_n \exp \left( -\frac{qU_k}{kT} \right) - R_n \quad (3.15)$$

ва (3.13) тенгламани қуйидагича ёзиш мумкин бўлади:

$$j_p(x)_{x=0} = \frac{qD_p R_n}{Z_p \operatorname{sh} \frac{d}{Z_p}} \left[ \left( \exp \frac{qU_3}{kT} - 1 \right) \operatorname{ch} \frac{d}{Z_p} - \exp \left( -\frac{qU_k}{kT} \right) - 1 \right] \quad (3.16)$$

(3.16) ифода  $x=0$  текислигида базадаги ковак токи катталигини, яъни эмиттердан базага пурқалган коваклар токини кўрсатади. База-коллектор ажралиш чегарасидаги коваклар токи катталиги ҳам худди шундай аниқланади:

$$j_p(d)_{x=d} = \frac{qD_p R_n}{Z_p \operatorname{sh} \frac{d}{Z_p}} \left[ \left( \exp \frac{qU_3}{kT} - 1 \right) - \left[ \exp \left( -\frac{qU_k}{kT} \right) - 1 \right] \operatorname{ch} \frac{d}{Z_p} \right] \quad (3.17)$$

Аmmo, база томон пурқалган ҳамма коваклар ҳам коллекторга яъни,  $x=d$  текислигига етиб бормаيدди. Ковакларнинг бир қисми база соҳасидаги асосий заряд ташувчилар-электронлар билан рекомбинациялашади. (3.16) ва (3.17) ифодалар билан аниқланувчи тоқлар фарқи, яъни

Эмиттердаги ковак токи ва коллектордаги ковак тоқлари фарқи базанинг рекомбинациялашув токини ташкил қилади:

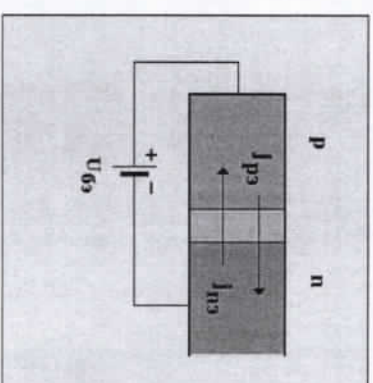
$$j_G = j_p(0) - j_p(d) = \frac{qD_p R_n}{Z_p} \left[ \exp \frac{qU_3}{kT} + \exp \left( -\frac{qU_k}{kT} \right) - 2 \right] \operatorname{th} \frac{d}{Z_p} \quad (3.18)$$

Квадрат кавс ичидagi иккинчи экспонентани унинг кичиклиги туфайли эътиборга олмасак, база токи учун қуйидаги ифодани келтириб чиқариш мумкин:

$$j_G = \frac{qD_p R_n}{Z_p} \left( \exp \frac{qU_3}{kT} - 2 \right) \operatorname{th} \frac{d}{Z_p} \quad (3.19)$$

**Эмиттер ўтишининг самарадорлиги.** Транзисторнинг эмиттер-база ўтишига тўғри кўчланиш берилганда  $r$ - $n$  соҳалар ўртасидаги потенциал тўсик бағандлиги пасаяди ва ўтиш орқали ток оқиб ўтади. Умумий ҳолда бу ток база соҳасига пурқалган коваклар оқими  $j_p$  ва базадан эмиттер соҳасига йўналган карама-карши электронлар оқими  $j_n$  дан ташкил топган (3.4-расмга қараи).

$$j_s = j_p + j_n \quad (3.20)$$



3.4-расм. Эмиттер токининг ковак ва электрон ташкили этувчилари

Транзисторнинг ишлаши учун  $j_{ps}$  ток алоҳида аҳамиятта эга, чунки токнинг худди шу қисми коллекторга етиб боради,  $j_{ns}$  ток эса силжиш манбаи орқали ураниб эмиттер ўтишининг қизиқишига сабаб бўлади, шу туфайли у фойдали таъсир кўрсатмайди. Эмиттернинг пуркаш қобилиятини характерлаш учун эмиттер ўтишининг самарадорлиги параметри киритилади. Бу параметр, ковакларнинг эмиттер соҳасидан база соҳасига пурқалишига мос келувчи эмиттер ўтиш орқали ўтадиган ток қисминини аниқлайди:

$$\gamma_s = \frac{j_{ps}}{j_{ps} + j_{ns}} \quad (3.21)$$

Якколрок кўриниш учун (3.21) муносабатини:

$$\gamma_s = \frac{1}{1 + \frac{j_{ns}}{j_{ps}}} \quad (3.22)$$

кўринишда ёзиш мумкин. (3.22) муносабатдан кўринадики, юкори самарадорликка эга эмиттер олиш учун,  $j_{ps} > j_{ns}$  шарт бажарилиши лозим. Бу шартнинг бажарилиши учун эмиттер ўтишга кандай талаблар қўйилишини қараб чиқамиз. Ҳисоблаш муносабатларини соддалаштириш учун, коллектор ўтишда кучланиш нолга тенг деб ҳисоблаймиз ( $U_k=0$ ). Бу ҳолда эмиттер ўтиш орқали оқиб ўтадиган тўла токни,  $j_s = j_{ps} = j_{ns}$ , тўғри силжитилган диод орқали ўтаётган ток сифатида қараш ва диод токнинг электрон ва ковакли ташкил этувчилари учун ёзилган ифодадан фойдаланиш мумкин:

$$j_{ps} = \frac{qpp}{Z_p} \left( \exp \frac{qU_s}{kT} - 1 \right); \quad j_{ns} = \frac{qnd}{Z_n} \left( \exp \frac{qU_s}{kT} - 1 \right) \quad (3.23)$$

(3.23) ифодани (3.22) муносабатга қўйиб,  $p$  ва  $n$  соҳалар ўтказувчанлиги учун мавлум бўлган  $\sigma_p = qpn$ ,  $\sigma_n = qnd$  муносабатлардан фойдаланиб ва электронлар ҳаракатчанлиги  $\mu_n$ , коваклар ҳаракатчанлиги  $\mu_p$ , ҳамда база соҳасида улар бир хил деб ҳисоблаб қўйиладиганини оламиз:

$$\gamma_s = \frac{1}{1 + \frac{\sigma_n}{\sigma_p}} \quad (3.24)$$

(3.24) ифодадан кўринадики, эмиттер ўтишининг максимал самарадорлиги  $\gamma_s \approx 1$  учун, эмиттер соҳаси база соҳасига нисбатан етарлича кўпроқ легирланган бўлиши керак. Замонавий транзисторларда эмиттер соҳасидаги заряд ташувчилар концентрацияси  $10^{16}$ - $10^{17}$  см<sup>-3</sup> ни ташкил қилади, бу ҳолда база соҳасидаги заряд ташувчилар концентрацияси эса  $10^{12}$ - $10^{13}$  см<sup>-3</sup> ни ташкил қилади ҳолос.

**Коллектор ўтишининг самарадорлиги.** Коллектор ўтишга етарлича катта тесқари кучланиш берилганда, у орқали фақат эмиттердан базага пурқалган ва коллекторга етиб борадиган коваклар токи эмас, балки электрон токи ҳам оқиб ўтади. Бу электрон токи қуйидагиларга асосан пайдо бўлади. Коллектор ўтиш орқали базадан ўтган коваклар коллектор соҳасида мусбат заряд ҳосил қилади. Бу заряд компенсацияланиши ва электронейтраллик шартини сақланиши учун коллектор кириш қисмига диод орқали худди шунақа миқдордаги электронлар кириб келади. Кириб келган электронларнинг бир қисми коллектор электр майдони таъсирида база соҳасига ўтказилади. Коллектор ўтиш характеристикаси учун коллектор ўтиш самарадорлигининг коллектор орқали ўтаётган тўла ток ( $I_s$ ) нинг унинг ковакли ташкил этувчисига нисбатига тенг бўлган катталиқдан фойдаланилади:

$$\gamma_k = \frac{I_k}{j_{rk}} = \frac{j_{rk} + j_{nk}}{j_{rk}} = 1 + \frac{j_{nk}}{j_{rk}} \quad (3.25)$$

Келтирилган ифодадан кўринадики, токнинг ковакгли ва электрон ташкил этувчиларининг хар кандай муносабатида коллектр самарадорлиги бирдан бир муноча катта бўлади. Коллектр токнинг электрон ташкил этувчисини топиш учун токнинг хар икки, электрон ва ковакгли ташкил этувчилари ифодаларидан фойдаланамиз:

$$j_{nk} = q\mu_n p E - qD_p \frac{dp}{dx}, \quad j_{rk} = q\mu_n p E - qD_n \frac{dn}{dx} \quad (3.26)$$

(3.26) муносабатнинг биринчи тенгламасидан коллектр ўтишдаги электр майдон кучланганлиги (E) ни топиб, уни иккинчи тенгламага кўйсак, коллектр токнинг электрон ташкил этувчисини оламиз:

$$j_{nk} = j_{rk} \frac{\mu_n p}{\mu_p p} + q \frac{\mu_n p}{\mu_p p} D_p \frac{dp}{dx} + qD_n \frac{dn}{dx} \quad (3.27)$$

**База токнини ўтказиш коэффициенти.** Юқориди айтиб ўтилгандек эмиттердан базага пуркалган ковакларнинг ҳаммаси ҳам коллектрга этиб бормайди. Пуркалган ковакларнинг бир қисми база соҳасидаги асосий заряд ташувчилар-электронлар билан рекомбинациялашади. Пуркалган ковакларнинг кандай қисми коллектрга этиб келишини кўрсатиш максалида коллектр токнинг ковакгли ташкил этувчисининг ( $j_{rk}$ ) эмиттер токнинг ковакгли ташкил этувчисига ( $j_{rs}$ ) нисбатига тенг бўлган параметр-база токнининг ўтказиш коэффициенти киритилади:

$$\beta = \frac{j_{rk}}{j_{rs}} \quad (3.28)$$

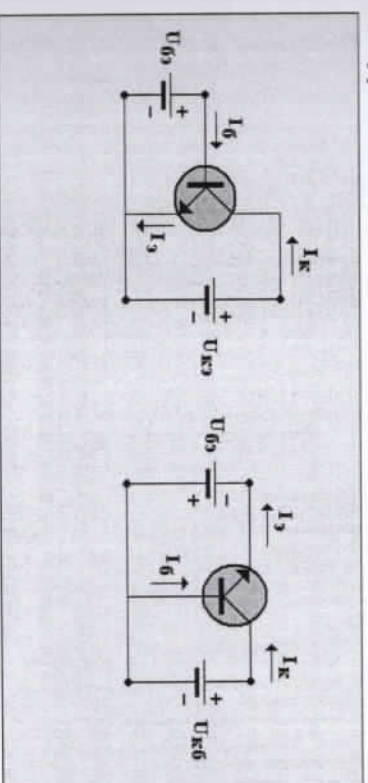
(3.16) ва (3.17) ифодалардан фойдаланиб куйидагини олиш мумкин:  $\beta = \text{sh} \frac{d}{Z_p}$  ёки,  $d/Z_p$  даражалари бўйича каторга ёйишдан фойдалансак.

$$\beta = 1 - \frac{1}{2} \left( \frac{d}{Z_p} \right)^2 \quad (3.29)$$

Олинган ифодадан кўринадики, база токнинг ўтказилиши коэффициенти база соҳаси қалинлигининг камайиши ва диффузия коэффициенти ортишида бирга интилади.

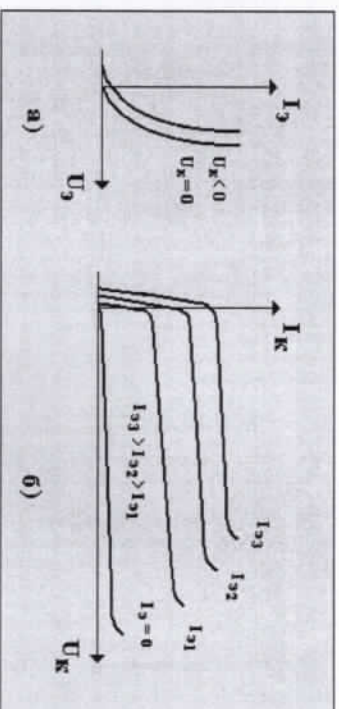
### 3.3. Транзисторларнинг вольтампер характеристикалари (тавсифлари)

Транзистор соҳасининг туридан катъий назар, п-р-п ёки р-п-р эканлигига қарамай, уни уч хил улаш схемаси мавжуд: умумий база билан (УБ), умумий эмиттер билан (УЭ) ва умумий коллектр билан (УК). п-р-п туридаги транзисторнинг умумий эмиттер ва умумий база билан улашиш схемалари ва эмиттер ва коллектр манбалар кучланишининг улашиш кутўлари 3.5-расмда кўрсатилган.



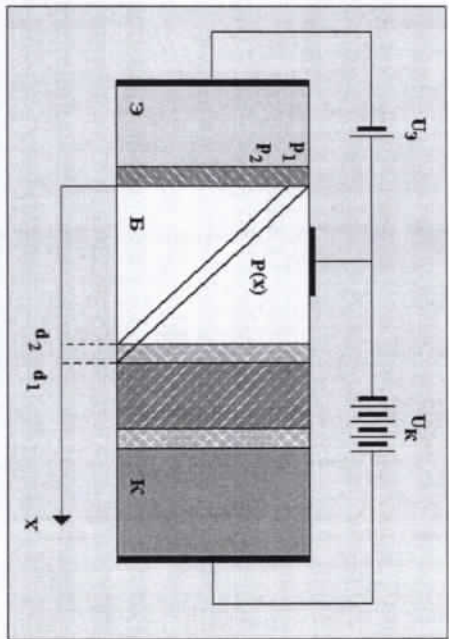
3.5-расм. Транзисторнинг умумий эмиттер (УЭ) ва умумий база (Б) билан улашиши

Транзисторнинг хар кандай уланиши транзистор электродларидаги ток ва кучланишини ўзаро боғловчи вольтампер характеристика (тавсифлар) лар билан характерланади. Умумий база билан уланиш схемасида кириш токи эмиттер токи, чиқиш токи эса коллектор токи ҳисобланади. Шу сабабли, кириш вольтампер характеристикалари (тавсифлари) тўплами коллектор ва база орасидаги кучланиш доимий бўлган ҳолдаги ( $U_K = \text{const}$ ). эмиттер токи ( $I_E$ ) нинг эмиттер ва база орасига кўйилган кучланиш ( $U_E$ ) га боғлиқлигидир. Транзисторнинг чиқиш характеристикалари (тавсифлари) тўплами эмиттер токи ( $I_E = \text{const}$ ) доимий бўлган ҳолда, коллектор токи ( $I_C$ ) нинг коллектор ва база орасидаги кучланиш ( $U_K$ ) га боғлиқлигидир. Коллектор ва база орасидаги кучланиш нолга тенг бўлганда, кириш характеристика (тавсиф) тўтри силжитилган р-п ўтиш вольтампер характеристика (тавсиф) сининг тўтри шохига ўхшаш бўлади. Коллектор кучланиши ортганда, характеристика (тавсиф) манфий эмиттер кучланиши томонига силжийди ва эмиттер кучланиши нолга тенг бўлган ҳолда ҳам эмиттер орқали оқиб ўтаётган ток нолдан фарқли бўлади.



3.6-расм. Умумий эмиттер схемасида уланиш транзисторнинг чиқиш (а) ва кириш (б) характеристикалари (тавсифлари)

Бу ҳол кўйилганда тушултирилади. Эмиттерли р-п ўтишга тўтри силжиш кучланиши, коллекторли ўтишга тескари кучланиш берилганда, транзисторнинг база соҳаси бўйича асосий бўлмаган заряд ташувчилар концентрацияси тақсимоли дегирни чиқишги бўлади (3.7-расм). Агарда, эмиттер токи ўзгармас ( $I_E = \text{const}$ ), у ҳолда базага пурқалган коваклар концентрациясининг градиенти ўзармай сақланади. Коллектордаги тескари кучланиш ортиши билан, коллекторли р-п ўтишдаги хажмий заряд катлами кенгайди. Бу ҳолда база соҳаси кенглиги камаяди. 3.7-расмдан кўринадики, заряд ташувчилар концентрацияси градиенти фақатгина эмиттер ўтишда ташувчилар концентрациясининг камайиши ҳолидагина доимий сақланади. Бу ҳол эмиттердаги кучланишнинг камайиши ва характеристика (тавсиф) нинг чапга силжишига мос келади. Бундан ташқари, коллекторда тескари кучланиш коваклар концентрациясининг камайишига олиб келади. Эмиттердан базага ўтаётган коваклар оқими базадан эмиттерга йўналган қарама-қарши оқимдан кўп. Эмиттер ўтиш орқали ўтаётган ток унда бирор манфий кучланиш мавжуд бўлинмайдигана нолга тенг бўлади. Умумий база схемаси билан уланиш транзистор характеристикалари (тавсифлари) тўплами 3.6-расмда келтирилган. Ундан кўринадики, эмиттер токи нолга тенг бўлганда ( $I_E = 0$ ), транзисторнинг характеристикаси (тавсифи) тескари йўналишда силжитилган р-п ўтиш вольтампер характеристикаси (тавсифи) га ўхшаш. Коллекторда кучланиш ортиши билан коллектор токи ортади. Юқорида айтилганидек, коллекторда тескари кучланиш ортиши билан база соҳасининг кенглиги камаяди. Бунда базага пурқалган ковакларнинг эмиттердан коллекторга бориш йўлида рекомбинацияси эҳтимоллиги камаяди. Шу сабабли, эмиттер токи ўзгармас бўлганда ( $I_E = \text{const}$ ), коллекторга этиб борадиган коваклар токи, коллектор кучланиши ортиши билан ортиши керак.

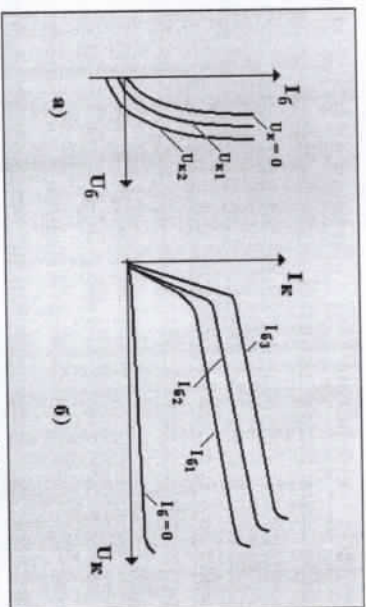


3.7-расм. Транзистор базасида коваклар  
концентрациясининг тақсими.

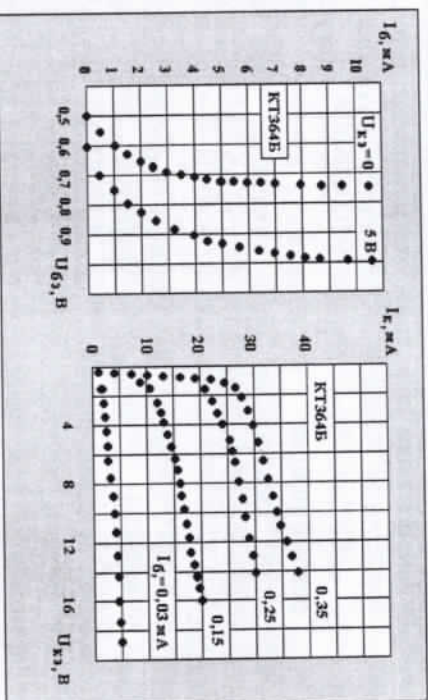
Эмиттер ўтишда тўғри кучланиш мавжуд бўлганда, коллектор ўтишда кучланиш бўлмаганда ҳам, коллектор орқали ток ўтади. Бу ҳол коллектор тоқлари ўртасидаги мувозанатнинг бузилиши туфайли юз беради. Эмиттердан пуркалган коваклар туфайли пайдо бўладиган ва базадан коллекторга томон йўналган коллекторнинг ковакги токи коллектордан базга йўналган карама-карши йўналган оким туфайли юзага келадиган коваклар токига нисбатан кўп. Базадан коллекторга ўтаётган ортикча коваклар окимини компенсациялаш ва коллектор тоқлари мувозанатини олиш учун, коллекторга унча ката бўлмаган кучланиш кўйиш зарур. Транзистор умумий эмиттер билан уланган схемада кириш токи база токи, чиқиш токи эса коллектор токи ҳисобланади. Шу сабабли, кириш вольтампер характеристикалари туркуми бу эмиттер токи ( $I_e$ ) нинг, коллектор ва база орасидаги кучланиш доимий бўлганда ( $U_e = \text{const}$ ) даги эмиттер ва база орасига кўйилган кучланишга боғлиқлигидир. Чикши характеристикалари тўплами эса берилган база токида ( $I_b = \text{const}$ ) коллектор токи ( $I_c$ ) ва коллектор билан база ўртасидаги кучланиш ўртасидаги боғланишидир.

Коллектордаги кучланишнинг ортиши ( $U_c$ ) база соҳаси кенглигининг камайиши ва шу сабабли базда мавжуд бўлган коваклар умумий сонининг камайишига олиб келади. База соҳасида ковакларнинг камайиши, бирлик вақт ичида ковак ва электронлар рекомбинациясининг камайишига олиб келади. База токни ташкил этувчи электронлар, рекомбинация учун база кириш клеммаси орқали кирганлиги сабабли, база токи камайди. Бу ўз навбатида характеристика (тавсифни ўнгта эндиқинида, яъни база-эмиттер ўтишдаги берилган кучланиш кинематикада база токи катталигининг камайишига олиб келади. Агар база-эмиттер ўтишда кучланиш нолга тенг ( $U_b = 0$ ) ва база-коллектор ўтишга тесқари кучланиш ( $U_c > 0$ ) кўйилган бўлса, у ҳолда транзисторнинг базасоҳасида коваклар концентрацияси мувозанат ҳолатидагидан кам, яъни ковакларнинг бир қисми коллектор кучланиши таъсирида коллектор соҳасига кетиб қолади. Шу сабабли, база соҳасида исиклик генерацияси жараяни рекомбинация жараёнидан кўпроқ бўлади. Генерацияланган электронлар база соҳасидан база кириш клеммаси орқали кетиб қолади ва бу база токнинг камайишига олиб келади.

Умумий база (3.6-расм) ва умумий эмиттер (3.8-расм) схемалари бўйича уланган транзисторнинг чикши характеристика (тавсиф)ларини солиштириш натижасида кўринадикки, умумий эмиттер схемасида уланган ҳолда чикши характеристикалари (тавсифлари) катта қийликка эга бўлиб, бу чикши қаршилигининг камайишини кўрсатади. 3.9-расмда инсол тарикасида КТ364Б транзисторнинг кириш ва чикши характеристика (тавсиф)лари келтирилган.



3.8-расм. Транзисторнинг кириш (а) ва чиқиш (б) характеристикалари.



3.9-расм. КТ 364Б транзисторнинг кириш ва чиқиш вольтампер характеристика (тавсиф) лари тўплами.

### 3.4. Транзисторларнинг дифференциал параметрлари.

Умумий ҳолда транзистор актив чизиқли бўлмаган тўрт кутбликдир. Уни транзистор кириши ва чиқишдаги тоқлар:  $I_1$ ,  $I_2$  ҳамда кучланишлар катталиклари:  $U_1$ ,  $U_2$  ларни ўзаро боғловчи чизиқли бўлмаган статик характеристика (тавсиф) лар тўплами билан характерлаш мумкин (3.10-расмга қаранг). Бу барча катталиклар ўзаро боғланган катталиклардир. Барча

катталикларни бир қийматли аниқлаш учун улардан икkitаси берилган бўлиши етарлидир. Берилган катталиклар боғлиқ бўлмаган (эркин) ўзгарувчилардир. Бу икки боғлиқ бўлмаган ўзгарувчилар ва тўрт кутблик хусусиятлари билан аниқланадиган, қолган икки катталик боғлиқ (эркин бўлмаган) ўзгарувчилардир. Бу катталиклар ўзаро боғлиқ бўлмаган ўзгарувчилар функцияларидир. Агар боғлиқ бўлмаган ўзгарувчиларни  $X_1$  ва  $X_2$  боғлиқ бўлган ўзгарувчиларни  $F_1$  ва  $F_2$  деб белгиласак, у ҳолда кўйидагиларни ечишимиз керак бўлади:

$$F_1 = F_1(X_1; X_2) \quad \text{ва} \quad F_2 = F_2(X_1; X_2) \quad (3.30)$$

$F_1$  ва  $F_2$  функциялардан тўла дифференциал кўйидаги кўринишда бўлади:

$$dF_1 = \frac{\partial F_1}{\partial X_1} dX_1 + \frac{\partial F_1}{\partial X_2} dX_2 \quad \text{ва} \quad dF_2 = \frac{\partial F_2}{\partial X_1} dX_1 + \frac{\partial F_2}{\partial X_2} dX_2 \quad (3.31)$$

$dX_1$ ,  $dX_2$ ,  $dF_1$ ,  $dF_2$  дифференциалларни  $X_1$ ,  $X_2$ ,  $f_1$ ,  $f_2$  катталиклар белгиланган чекли ортирмаалар билан алмаштириб кўйидаги тенгламалар системасини оламиз:

$$f_1 = \frac{\partial F_1}{\partial X_1} X_1 + \frac{\partial F_1}{\partial X_2} X_2 \quad \text{ва} \quad f_2 = \frac{\partial F_2}{\partial X_1} X_1 + \frac{\partial F_2}{\partial X_2} X_2 \quad (3.32)$$

Агар бу системада  $\frac{\partial F_1}{\partial X_1} = \xi_{11}$ , белгилаш киритсак, у ҳолда

$$(3.32) \text{ система кўйидаги кўринишга келар:}$$

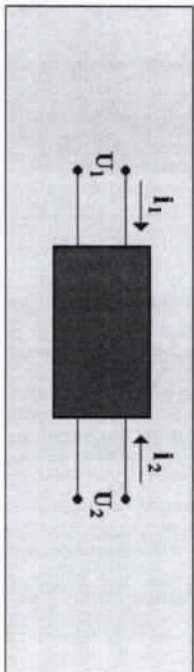
$$f_1 = \xi_{11} X_1 + \xi_{12} X_2$$

$$(3.33)$$

$$f_2 = \xi_{21} X_1 + \xi_{22} X_2$$

Бу ерда  $\xi_{ij}$  коэффициентлар актив тўрт кутбликнинг дифференциал параметрлари ҳисобланади.





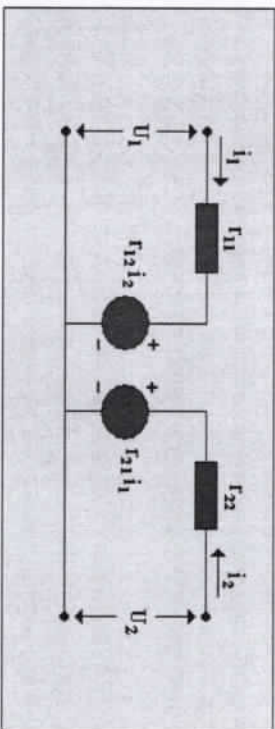
3.10-расм. Транзисторнинг эквивалент схемаси

$x_1$  ва  $x_2$  боғлиқ бўлмаган ўзгарувчилар сифатида тўрттадан ихтиёрий икkitасини қабул қилишимиз мумкин (кириш токи ва кучланиши ёки чиқиш токи ва кучланиши). Уларнинг танланишига қараб турли параметрлар системасини олишимиз мумкин.

**г-параметрлар системаси.** Бу параметрлар системасида боғлиқ бўлмаган (эркин) ўзгарувчилар сифатида транзисторнинг кириши ва чиқишидаги кичик амплитудали  $i_1$  ва  $i_2$  ўзгарувчан тожлар қабул қилинади. У ҳолда (3.33) ифодага ва 3.11-расмга мос равишда транзисторнинг кириш ва чиқиш кучланишларини қуйидаги қўринишда ёзиш мумкин:

$$\begin{aligned} U_1 &= r_{11}i_1 + r_{12}i_2 \\ U_2 &= r_{21}i_1 + r_{22}i_2 \end{aligned} \quad (3.34)$$

бу ерда  $r_{ii}=du_i/di_i$  параметрлар қаршилик ўлчамига эга.



3.11-расм. г-параметрлар системаси учун транзисторнинг эквивалент схемаси

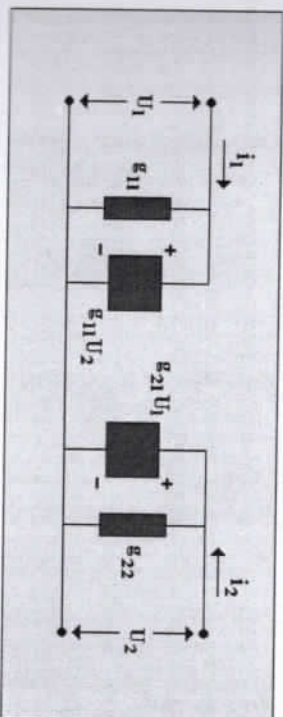
$r_{11}=du_1/di_1$  ( $di_2=0$  бўлганда) — чиқиш токи ноль бўлган ҳолда ўзгарувчан сигналда ўлчанган, транзисторнинг кириш қаршилиги.

$r_{22}=du_2/di_2$  ( $di_1=0$  бўлганда) — чиқиш токи нолга тенг бўлган ҳолда чиқиш токиннинг транзисторнинг кириш кучланишига таъсирини кўрсатувчи қайта боғланиш қаршилиги.  $r_{21}=du_2/di_1$  ( $di_2=0$ ) — чиқиш токи ноль бўлган ҳолда, кириш токиннинг чиқиш кучланишига таъсирини кўрсатувчи ўтиш қаршилиги.  $r_{12}=du_1/di_1$  ( $di_1=0$  бўлганда) транзисторнинг кириш ёки чиқишига кичик амплитудали ўзгарувчан ток ( $di$ ) бериш керак ва бошқа манжирдаги мос ўзгарувчан кучланишни ўлчаш керак. Бунда бу манжирдаги ўзгарувчан сигнал бўйича салт ( $di_1=0, di_2=0$ ) ишлаш шартини таъминланиши зарур. Транзисторнинг чиқиш қаршилиги жуда катта ва шу сабабли зарур шартга катъий амал қилиш мушкул.

**г-параметрлар системаси.** г-параметрлар системасида боғлиқ бўлмаган (эркин) ўзгарувчилар сифатида транзисторнинг кириш  $U_1$  ва чиқиш  $U_2$  кучланишлари олинди. Бу ҳолда (3.33) ифодага асосан кириш ва чиқиш тожлари қуйидагича ёзилиши мумкин:

$$\begin{aligned} i_1 &= g_{11}U_1 + g_{12}U_2 \\ i_2 &= g_{21}U_1 + g_{22}U_2 \end{aligned} \quad (3.35)$$

бу ерда  $g_{ii}=di_i/du_i$  бўлиб, ўтказувчанлик ўлчамига эга.



3.12-расм. г-параметрлар системаси учун транзисторнинг эквивалент схемаси

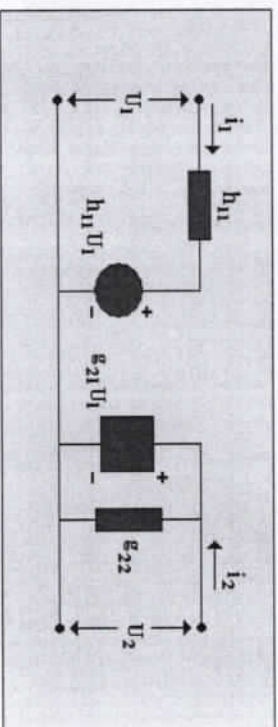
$g_{11}=i_1/u_1-(du_2=0)$  бўлганда) -чикишдаги ўзгарувчан сигнал бўйича киска туташув шарти бажарилганда, ўзгарувчан сигналда ўлчанган транзисторнинг кириш ўтказувчанлиги.  $g_{12}=i_1/u_2=(du_1=0)$  бўлганда) ўзгарувчан сигнал бўйича киришда киска туташув шартида, қайта боғланиш ўтказувчанлиги.

$g_{ij} \neq 1/g_{ji}$ , чунки параметрларни ўлчаш турли шартларда амалга оширилади:  $g$ -параметрлар ток мавжуд бўлмаган ҳолда ўлчанади,  $g$ -параметрлар эса транзисторнинг кириши ва чиқишида ўзгарувчан сигнал бўйича киска туташув шартида чиқишида ўзгарувчан сигнал бўйича киска туташув шартида ўлчанади.  $g$ -параметрлар системасининг камчиликларидан бири транзисторнинг киришида ўзгарувчан сигнал бўйича киска туташув шартини амалга оширишдир. Бу ҳол биполяр (икки кутбולי) транзисторнинг кириш қаршилигининг жуда кичиклиги билан тушунтирилади.  $h$ -параметрлар системаси бу камчиликлардан холи системадир.

**h-параметров системаси.**  $h$ -параметрлар системасида боғлиқ бўлмаган ўзгарувчилар (эркин) сифатида  $i_1$  кириш токи ва  $u_2$  чиқиш кучланиши олинади. Бу ҳолда (3.33) тенгламата мувофиқ кириш кучланиши ва чиқиш токи кўйилгача ёзилди:

$$\begin{aligned} u_1 &= h_{11}i_1 + h_{12}u_2 \\ i_2 &= h_{21}i_1 + h_{22}u_2 \end{aligned} \quad (3.36)$$

Бу ерда:  $h_{11}=u_1/i_1-(du_2=0)$  бўлганда) чиқишда киска туташув бўлганда ток узатиш коэффициенти.  $h_{12}=u_1/u_2-(di_1=0)$  бўлганда) ўзгарувчан сигналда ўлчанган чиқиш ўтказувчанлиги.



3.13-расм.  $h$ -параметрлар системаси учун транзисторнинг эквивалент схемаси

$h_{21}=i_2/i_1-(du_2=0)$  бўлганда) чиқишда киска туташув содир бўлган ҳолда ўзгарувчан сигналда ўлчанган кириш қаршилиги.  $h_{22}=i_2/u_2-(di_1=0)$  бўлганда) ўзгарувчан сигналда ўлчанган чиқиш ўтказувчанлиги.

Мисол тарикасида 6 жадавалда баъзи кам қувватли транзисторларнинг  $h$  параметрлари келтирилган.

6-жадвал

Параметр	ГТ 322А	КТ315А	ГТ108Б	КТ342А	КТ358В
$h_{11\epsilon}$	30	7	15	40	20
$h_{12\epsilon}$	$6 \cdot 10^{-5}$	$2 \cdot 10^{-3}$	$0.5 \cdot 10^{-3}$	$0.2 \cdot 10^{-3}$	$0.1 \cdot 10^{-3}$
$h_{21\epsilon}$	50 - 70	70 - 90	60 - 80	300 - 500	200 - 280
$h_{22\epsilon}$	1.0	3.0	3.3	0.3	3

Биполяр (икки кутбולי) транзисторлар асосий хосагарини аниқлаш учун дифференциал параметрларнинг кўлланилиши имкониятларини қараб чиқамиз. Бунинг учун  $g$ -параметрлар системасидан фойдаланамиз:

$$\begin{aligned} i_1 &= g_{11}u_1 + g_{12}u_2 \\ i_2 &= g_{21}u_1 + g_{22}u_2 \end{aligned}$$

Фараз қилайлик, транзистор умумий база схемаси бўйича ўлланган. Бундай ўланишда кириш токи  $I_3$ -эмиттер токи, чиқиш токи эса,  $I_к$ -коллектор токи ҳисобланади. Мос равишда кириш ва чиқиш кучланишлари  $U_3$  эмиттер ва  $U_к$  коллектор кучланишлари ҳисобланади. Юқорида кўрсатилган ток ва кучланишларни ҳисобта олиб,  $g$ -параметрлар системасини кўйилгача ёзамиз:

$$\begin{aligned} I_3 &= g_{11}U_3 + g_{12}U_к \\ I_к &= g_{21}U_3 + g_{22}U_к \end{aligned} \quad (3.37)$$

Дифференциал параметрлар - бу ўзгарувчан сигналдаги параметрлардир, яъни катталикларнинг кичик ўзгариши эканлигини ҳисобга олиб, умумий база схемаси орқали уланган транзисторнинг кириш ўтказувчанлиги куйидагича ёзилди:

$$g_{11} = \frac{\partial I_2}{\partial U_2} = \frac{\partial}{\partial U_2} [I_p(x)_{x=0} + I_n(x)_{x=0}] \quad (3.38)$$

Бу ерда  $I_2$  - тоқнинг электрон ва ковак ташкил этувчилари йингидисига тенг бўлган эмиттернинг тула токи. Эмиттер тоқининг ковакли ташкил этувчиси (3.16) ифода ёрдамида ёзилади, электрон ташкил этувчисини эса куйидаги ифода ёрдамида аниқлаш мумкин:

$$i_n(0) = \frac{qD_n n_p}{Z_n} \left[ \left( \exp \frac{qU_2}{kT} - 1 \right) \right] \quad (3.39)$$

(3.16) ва (3.39) ифодаларни (3.38) муносабатга куйиб, куйидагини оламиз:

$$g_{11} = \frac{q}{kT} I_2 \quad (3.40)$$

Мос равишда  $g_{21}$  учун куйидаги ифода топилади:

$$g_{21} = \frac{q}{kT} I_k \quad (3.41)$$

### 3.5. Транзистор параметрларининг частотавий боғланишлари

Ўзгарувчан кучланишлар билан ишлада транзисторларнинг барча параметрлари ўзларига хос хусусиятларга эга. Эмиттер база ўтишига куйилган ўзгарувчан кучланиш частотаси етарлича катта тебранишнинг ярим тебраниш вақти база соҳаси орқали пуркалган заряд ташувчиларнинг ўтиш вақти тартибида ёки ундан кичик бўлган

ҳолни караб чиқамиз. Кучланиш кутбининг ўзгаришида коллекторгача етиб борматган заряд ташувчилар эмиттерга қийиб келади, бу эса ўз навбатида база токи узатиш коэффициентининг пасайишига, коллектор тоқининг қимайишига ва транзистор кучайтириш коэффициентининг қимайишига олиб келади. Буни киришига ҳам ўзгармас ( $U_0$ ) ҳам ( $U_2 = U_1 \exp j\omega t$ ) ўзгарувчан кучланиш берилган умумий база схемаси бўйича уланган транзисторнинг ҳолати мисолда караб чиқамиз.

Базага пуркалган ташувчилар концентрацияси тақсимооти қонуниятини аниқлаш учун коваклар концентрациясининг вақт бўйича ўзгаришини кўрсатувчи узлуксизлик тенгламасини ечим қиламиз:

$$\frac{\partial p}{\partial t} = D_p \frac{d^2 p}{dx^2} - \frac{p - p_0}{\tau_p} \quad (3.42)$$

Бу ерда коваклар концентрацияси ( $p$ ) база соҳасидати  $p_0(x)$  доимий ва ўзгарувчан  $p_1(x) \exp j\omega t$  кучланишлар билан характерланувчи ковак концентрациялари йингидиси сифатида қаралиши мумкин:

$$p(x, t) = p_0(x) + p_1(x) \exp j\omega t \quad (3.43)$$

(3.42) тенгламанинг ечимини доимий ва ўзгарувчан кучланишларга боғлиқ бўлмаган ҳолда амалга ошириш мумкин. Доимий кучланиш учун ечим юкорида кўрсатилган, шу сабабли кучланишнинг ўзгарувчан ташкил этувчиси туфайли пайдо бўлидиган коваклар концентрацияси ўзгаришининггина караб чиқамиз. Кучланишнинг ўзгарувчан ташкил этувчиси билан аниқланадиган коваклар концентрацияси ўзгаришини (3.43) ифодадан вақт бўйича ҳосила олиб топамиз:

$$\frac{\partial p}{\partial t} = j\omega p_1(x) \exp j\omega t \quad (3.44)$$

(3.43), (3.44) ифодаларни (3.42) кўйиб, база соҳасида кучланишнинг ўзгармас ва ўзгарувчан ташкил этувчилари туфайли пайдо бўладиган коваклар концентрацияси ўзгаришини аниқловчи умумий тенгламани оламиз:

$$j\omega r_1(x) \exp j\omega t = D_r \left[ \frac{d^2 R_0}{dx^2} + \frac{d^2 R_1}{dx^2} \exp j\omega t \right] - \frac{R_0 + R_1 \exp j\omega t - R_n}{\tau_r} \quad (3.45)$$

Кучланишнинг ўзгарувчан ташкил этувчиси учун коваклар концентрациясининг ўзгариши куйидаги кўринишни олади:

$$j\omega r_1(x) \exp j\omega t = D_r \frac{d^2 R_1}{dx^2} \exp j\omega t - \frac{R_1 \exp j\omega t}{\tau_r} \quad (3.46)$$

(3.46) муносабатни таркибида экспонента бўлган ҳалга қисқартириб

$$D_r \frac{d^2 R_1}{dx^2} - R_1 \left( \frac{1}{\tau_r} + j\omega \right) = 0 \quad (3.47)$$

ифодани оламиз ва таҳлил учун куйидаги қулай кўринишда ёзамиз:

$$\frac{d^2 R_1}{dx^2} - R_1 \left( \frac{1 + j\omega \tau_r}{D_r \tau_r} \right) = 0 \quad (3.48)$$

(3.48) тенгламанинг умумий ечими куйидаги кўринишга ёзилади:

$$R_1(x, t) = C_1 \exp Ax + C_2 \exp(-Ax), \quad (3.49)$$

$$\text{бу ерда } A = \sqrt{\frac{1 + j\omega \tau_r}{D_r \tau_r}} \quad (3.50)$$

$x=0$  эмиттер-база чегараси,  $x=d$  эса база коллектор чегараси, яъни, база соҳаси қалинлиги деб ҳисоблаймиз (3.3-расмга қаранг). Дастлаб база соҳасининг ҳар бир чегарасидаги бошланғич шартларни қараб чиқамиз.  $x=0$  ва  $t=0$  ҳолатда  $R_1(x, t)=1$ , яъни бошланғич вақт моментида эмиттер база чегарасида пурқалган коваклар концентрацияси бирга тенг бўлсин. У ҳолда  $x=d$  ва  $t=0$  да,  $R_1(d, t)=0$ , яъни база-коллекторнинг ажралиш чегарасида бу вақт моментида пурқалган коваклар концентрацияси нолга тенг. (3.49) тенгламадан ва эмиттер-база чегарасидаги бошланғич шартлардан фойдаланиб куйидагини оламиз:

$$1 = C_1 + C_2. \quad (3.51)$$

База-коллектор ажралиш чегарасидаги бошланғич шартлардан ва (3.51) муносабатдан фойдалансак, (3.49) тенглама куйидаги кўринишни олади:

$$0 = (1 - C_2) \exp Ad + C_2 \exp(-Ad) \quad (3.52)$$

бу ердан  $C_2$  доимийликни аниқлаймиз:

$$C_2 = \frac{\exp Ad}{2 \sinh Ad} \quad (3.53)$$

(3.49), (3.50) ва (3.53) муносабатлардан фойдаланиб база соҳаси қалинлиги бўйича ўзгарувчан кучланиш билан базата пурқалган коваклар концентрацияси тақсимотини куйидагича ёзиш мумкин:

$$R_1(x, t) = \left( 1 - \frac{\exp Ad}{2 \sinh Ad} \right) \exp Ax + \frac{\exp Ad}{2 \sinh Ad} \exp(-Ax) \quad (3.54)$$

База соҳасида электр майдони йўқлиги ва пурқалган коваклар коллекторга факатгина диффузия туфайли етиб келишини ҳисобга олиб, эмиттер ( $x=0$  бўлганда) ва коллектор ( $x=d$  бўлганда) тоқлари учун ифода кўйидаги кўринишни олади:

$$j_x = j(d) = -qD_p \frac{dp_1(x,t)}{dx}, \quad j_x = j(0) = -qD_p \frac{dp_1(x,t)}{dx} \quad (3.55)$$

Аниқланиш бўйича  $p$ - $p$ -типидаги транзисторлар учун база тоқининг ўтказилиш коэффициенти, бу коллектор тоқининг ковакли ташкил этувчисининг эмиттер тоқи ковакли ташкил этувчисига нисбати эди:

$$\beta = \frac{j_{\text{кк}}}{j_{\text{рр}}} \approx \frac{dp_1(d,t)}{dx} / \frac{dp_1(0,t)}{dx} \quad (3.56)$$

Шу сабабли, (3.51) ва (3.55) ифодаларни (3.56) муносабатга кўйиб, база тоқи ўтказилиши коэффициентининг частотавий боғланиши ифодасини оламиз:

$$\beta = \text{sh} \left( d \sqrt{1 + j\omega\tau_p} \right) / \left( D_p \tau_p \right) \quad (3.57)$$

$Z_p^2 = D_p \tau_p$  эканлигини ҳисобга олиб, (3.57) ифодани келгусидаги анализлар учун қулай бўлган кўринишда ёзишимиз мумкин:

$$\beta = \text{sh} \left( \frac{d}{Z_p} \sqrt{1 + j\omega\tau_p} \right) \quad (3.58)$$

Паст частоталарда  $j\omega\tau_p \ll 1$ , шу сабабли (3.58) дан

$$\beta = \text{sh} \frac{d}{Z_p} \quad (3.59)$$

келиб чиқади. База тоқи ўтказилиш коэффициенти учун олинган ифода ток ва кўчланишнинг доимий ташкил

этувчилари учун олинган (3.29) ифодага тўла мос тушади. Юқори частоталарда  $j\omega\tau_p \gg 1$ , шу сабабли, (3.58) муносабатда илмиз остидаги ифодалари бирни эътиборга олмасдан кўйидагини оламиз:

$$\beta = \text{sh} \left( \frac{d}{Z_p} \sqrt{j\omega\tau_p} \right) \quad (3.60)$$

Бу ифодада  $Z_p = \sqrt{D_p \tau_p}$ -коваклар диффузия туфайли енгилдиган масофа,  $D_p$ -ковакларнинг диффузия коэффициенти,  $\tau_p$ -база соҳасига пурқалган мувозанатда бўлмаган ковакларнинг диффузия вақти тушунчасидан

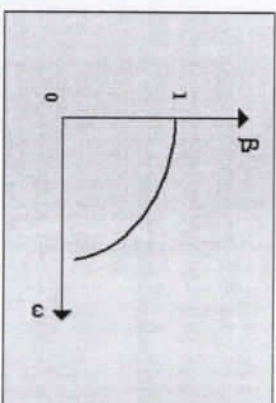
$$\tau_p = \frac{d^2}{D_p} \quad (3.61)$$

ойдаланиб (3.60) ифодани кўйидаги кўринишда тасвирлаш мумкин:

$$\beta = \text{sh} \left( \frac{\tau_p D_p}{\tau_p D_p} j\omega\tau_p \right)^{\frac{1}{2}} = \text{sh}(j\omega\tau_p)^{\frac{1}{2}} \quad (3.62)$$

ёки (3.62) ни қаторга ёйиб, база тоқи ўтказилиш коэффициентининг частотавий боғланишини янада соддарок кўринишда ёзамиз:

$$\beta = \text{sh}(j\omega\tau_p)^{\frac{1}{2}} \approx 1 - j \frac{\omega\tau_p}{2} + \quad (3.63)$$



3.14-расм.  $\beta$  параметрининг частотага боғлиқлиги.

Олинган ифодадан яхши кўринадики, ўзгарувчан кучланиш частотаси  $\omega$  ортгиши билан база токининг ўтказилиш коэффициенти  $\beta$  камаяди. 3.14-расмда база токи ўтказилиш коэффициентининг биполяр (икки кутбли) транзисторнинг база-эмиттер ўтишга кўйилган кучланиш частотасига  $\omega$  типик боғланиши келтирилган. Транзистор  $R$ - $p$  ўтишнинг тўсик ва диффузион сизимлари биполяр (икки кутбли) транзисторнинг частотавий параметрларига сезиларли таъсир кўрсатади. Бу таъсирларни батафсилроқ қараб чиқамиз.

**Эмиттер ўтишнинг диффузион сизими.** Эмиттер ўтишга тўғри кучланиш берилганда, у орқали тўғри ток оқиб ўтади. Бу ток ковакларнинг  $r$  соҳадан  $p$  соҳага ва электронларнинг  $p$  соҳадан  $r$  соҳага ўтказилиши туфайли пайдо бўлади. Кескин  $r^+$ - $p$  ўтиш ҳолда коваклар токи электронлар токидан етарлича кўпрок.  $p$  соҳага пурқалган коваклар ҳосил қиладиган зарядни транзистор базасидаги коваклар концентрациялари фарқи орқали ифодалаш мумкин:

$$Q = qS \int_0^d [P(x) - P_n] dx \quad (3.64)$$

бу ерда  $d$ -база соҳаси кенглиги,  $P(x)$ -базага пурқалган коваклар концентрацияси,  $P_n$ -базадаги ковакларнинг мувозанатли концентрацияси. Базага пурқалган коваклар концентрацияси тақсимотини куйидаги ифода ёрдамида ифодалаш мумкин:

$$P(x) = P_n + P_n \left( \exp \frac{qU}{kT} - 1 \right) \exp \frac{d-x}{Z_p} \quad (3.65)$$

у ҳолда концентрациялар фарқи

$$P(x) - P_n = P_n \left( \exp \frac{qU}{kT} - 1 \right) \exp \frac{d-x}{Z_p} \quad (3.66)$$

кўринишни олади. (3.66) ни (3.64) ифодага кўйиб кўнидагини оламиз:

$$\begin{aligned} Q &= qS \int_0^d P_n \left( \exp \frac{qU_2}{kT} - 1 \right) \exp \frac{d-x}{Z_p} dx = \\ &= qS P_n \left( \exp \frac{qU_2}{kT} - 1 \right) \int_0^d \exp \frac{d-x}{Z_p} dx \end{aligned} \quad (3.67)$$

(3.67) ифодага кирувчи интегрални ечиш учун, ўзгарувчиларни алмаштиришдан фойдаланамиз:

$$\frac{d-x}{Z_p} = u, \quad d-x = Z_p u, \quad -dx = Z_p du \quad (3.68)$$

у ҳолда

$$\int_0^d \exp \frac{d-x}{Z_p} dx = -Z_p \int_0^d \exp u du = -Z_p (1 - \exp \frac{d}{Z_p}) \quad (3.69)$$

на заряд учун ифода куйидаги кўринишни олади.

$$Q = -qS P_n \left( \exp \frac{qU_2}{kT} - 1 \right) Z_p \left( 1 - \exp \frac{d}{Z_p} \right) \quad (3.70)$$

Одатда, база соҳаси каллилиги заряд ташувчиларнинг диффузион узунлигидан етарлича кичик  $d \ll Z_p$ , шу сабабли база соҳасига киритилган заряд катталигини ифодаловчи (3.70) мунособатни куйидагича ёзиш мумкин:

$$Q = -qS P_n \left( \exp \frac{qU_2}{kT} - 1 \right) Z_p \quad (3.71)$$

Таврифта кўра, ситгим заряд ўзгаришининг шу ўзгаришини пайдо қилган кучланиш ўзгаришига нисбатига тенг, яъни

$$C = \frac{dQ}{dU} = \frac{q}{kT} \left( \frac{qS p_n Z_p^2}{Z_p} \right) \exp \frac{qU_s}{kT} \quad (3.72)$$

ёки уни куйдаги кўринишда ифодалаш мумкин:

$$C \approx \frac{q}{kT} \left( \frac{D_p R_n}{Z_p} \right) \tau_p \exp \frac{qU_s}{kT} \quad (3.73)$$

Етарлича катта тўғри кучланишларда эмиттер токи

$$I_s = I_s \exp \frac{qU_s}{kT}, \quad (3.74)$$

бу ерда

$$I_s = \frac{qD_p R_n}{Z_p S} \quad (3.75)$$

га тенглигини эътиборга олиб, эмиттер ўтиш диффузион ситгими учун куйдаги ифодани оламиз:

$$C_{\text{эфф}} = \frac{q}{kT} I_s \tau_p \quad (3.76)$$

Частота ортиши билан эмиттер токининг бир қисми диффузион ситгим орқали ўтади. Ситгим орқали ўталган ток пуркаш натижасида хосил бўлган ток эмаслиги сабабли база соҳасида пуркалган заряд ташувчилар камаяди. Бу деган сўз, юкори частоталарда эмиттер самарадорлиги камаяди демакдир. Унда транзисторнинг иш самарадорлигига коллектор ўтишининг тўсик ситгими янада кўпрок таъсир кўрсатади.

**Коллектор ўтишининг тўсик ситгими.** р-п ўтишга тескари кучланиш берилганда, р ва п соҳалар ўртасидаги потенциал тўсик баландлиги  $\Phi_0$  кўйилган  $qU$  кучланиш кийматига ортади.

Бунда ҳажмий заряд соҳаси ҳам коллектор, ҳам база томонга кенгайди (3.15-расм). Ҳам база ва ҳам коллектор соҳаларидаги ҳажмий заряд катталиги, эркин соҳаларидаги ҳажмий заряд катталиги, эркин заряд ташувчилар концентрацияси, мос соҳалар ҳажмий заряд катлами қалинликлари  $L_n$  ва  $L_p$  ва р-п ўтиш юзаси S орқали ифодаланиши мумкин. База соҳаси минсолида буни қараб чиқамиз. Етарлича юкори температураларда база соҳасидаги заряд ташувчилар тўла нонлашган ва эркин заряд ташувчилар концентрацияси нонлашган киришма концентрациясига тенг  $n=N_d$ . +ўйилган тескари кучланиш таъсирида эркин заряд ташувчилар, бизнинг қолда электронлар коллектор соҳасининг ажралиш четарасидан кайтади ва донор киришмалар билан компенсацияланмаган бўлади (штрихланган соҳа). Бу заряднинг катталигини куйдагича ифодалаш мумкин:

$$Q = qnSL \quad (3.77)$$

Агарда ўтишга ҳам доимий, ҳам синусоидал ўзгарувчан кучланиш берилган бўлса,

$$U = U_0 + U_1 \exp j\omega t = U_0 + U_m \quad (3.78)$$

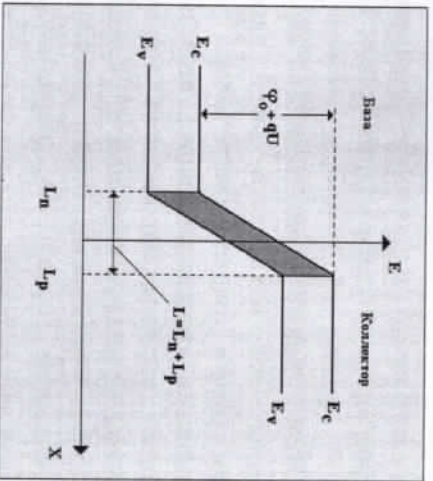
у ҳолда ўзгарувчан кучланиш туфайли содир бўладиган ҳажмий заряд катталигининг ўзгариши куйдагича ёзиллиши мумкин:

$$\frac{dQ}{dt} = qnS \frac{dL_n}{dt} \quad (3.79)$$

р-п ўтишдаги коллектор ва база соҳалари ҳажмий заряд қалинликлари  $L=L_p+L_n$  орқали ифодаланган потенциал ташувини куйдагича ёзамиз:

$$U = \frac{qn}{2\epsilon\epsilon_0} L^2 \quad (3.80)$$

(3.80) ифодани вақт бўйича дифференциаллаб, кучланиш тушунининг вақт бўйича ўзгаришини аниқлаймиз:



3.15-расм. База-коллекторнинг р-п ўтиши энергетик диаграммаси.

$$\frac{dU}{dt} = \frac{qn}{\epsilon\epsilon_0} L \frac{dL}{dt} \quad (3.81)$$

Кучланишнинг доимий ташкил этувчиси вақт бўйича ўзгармас эканлигини ҳисобга олиб,  $dU/dt$  учун ифодани куйидаги кўринишда ёзамиз:

$$\frac{dU}{dt} = j\omega U_1 \exp j\omega t \quad (3.82)$$

(3.79) ва (3.81) ифодаларни (3.82) га қўйиб, база-коллекторнинг р-п ўтиши орқали оқиб ўтаётган ўзарувчан ток учун куйидаги ифодани оламиз:

$$i(t) = \frac{dQ}{dt} = \frac{dQ}{dU} \frac{dU}{dt} = \frac{\epsilon\epsilon_0 S}{L} j\omega U_1 \exp j\omega t \quad (3.83)$$

Сўнгра дифференциал ўзарувчанлик тушунчаси ёки  $di/dU$ , ўзарувчан сигналдаги ўтказувчанликдан фойдаланиб, ўзарувчан сигналда коллектор ўтиш ўтказувчанлиги иккита қад орқали ёзилишини кўрсатиш мумкин:

$$Y = \frac{di(t)}{dU_s} = G + j\omega C \quad (3.84)$$

Бу ҳадлардан бири р-п ўтишининг омик  $G=1/R$  қаршилиги, иккинчиси эса ўтиш сизими  $C$  мавжудлиги билан тушултирилади ва уларнинг ифодаларини куйидагича ёзиш мумкин:

$$Y_c = \frac{di(t)}{dU_s} = \frac{\epsilon\epsilon_0 S}{L} j\omega \quad (3.85)$$

$$C = \frac{\epsilon\epsilon_0 S}{L} \quad (3.86)$$

Тесқари силжитилган ўтишда сизгим мавжудлиги, ўзарувчан сигнал частотасининг ортиши билан, коллектор токнинг аксарият қатта қисми сизгим орқали ўтишига олиб келади. Транзисторнинг ишлаш тамойли пурқалган заряд ташувчилар коллектори қаршилиги модуляциясига асосланган. Токнинг сизгим ташкил этувчиси, модуляция чуқурлигининг камайишига ва мос равишда токнинг узатилиш коэффициентининг камайишига олиб келади. Транзисторнинг чистотаний параметрларини қараб чиқишда коллектор ўтишининг ҳажмий заряд соҳаси орқали пурқалган заряд ташувчиларнинг ўтиш вақтларини ҳисобга олиш зарур. Юпка база ва кенг қатламли коллектор ўтишга эга бўлган транзисторларда, бу параметр етарлича қатта бўлиши мумкин. Бу хол тесқари силжитилган ўтишининг ҳажмий заряди соҳаси орқали электронларнинг ўтказилишига рекомбинация ва қатлам ўтказувчанлигининг таъсири билан тушултирилади. Бу жараёнларни батафсилроқ қараб чиқамиз. Ҳажмий заряд



катламида электронларнинг яшаш вақти  $\tau_0$  бўлсин. Рекомбинация мавжуд бўлган ҳолда электронлар концентрацияси вақт бўйича экспоненциал камаяди. Шу сабабли, агар электроннинг ҳажмий заряд соҳасидан ўтиш вақти  $\tau_0$  бўлса, у ҳолда токнинг ўтказилиш коэффициенти, рекомбинацияларни ҳисобга олган ҳолда  $\exp(-\tau_0/\tau_0)$  га тенг бўлади.  $\tau_0 \ll \tau_0$  бўлганда рекомбинацияни эътиборга олмаклик мумкин ва экспоненгани бирга тенг деб ҳисоблаш мумкин. Лекин  $\tau_0 \gg \tau_0$  бўлса, рекомбинацион йўқотишлар сезиларли бўлади. Энди ташқи электр занжирдаги токни аниқловчи ҳажмий заряд катлами ўтказувчанлигининг ўзгаришини қараб чиқамиз.  $t_1$  вақт моментидида ҳажмий заряд катлами орқали оқиб ўтаётган ток бу катламга  $t_1 - \tau_0$  вақт ичида кирган барча электронлар туфайли пайдо бўлсин. Ҳажмий заряд катламидида  $t_1 - \tau_0$  вақт моментидан илгарироқ кирган электронлар, ундан  $t_1$  вақт моментидида чиқади. Агар қаралаётган катламга қираётган токни  $I_1 \exp(j\omega t)$  орқали белгиласак, у ҳолда бу катламдан чиқаётган ток ва бутун занжирда аниқловчи токни қуйидагича ифодалаш мумкин:

$$I_2(t_2) = \frac{I_1}{\tau_0} \int_{t_2 - \tau_0}^{t_2} \exp(j\omega t) dt \quad (3.87)$$

Кўрсатилган оралиқларда бу ифодани вақт бўйича интеграллаб, қуйидагича оламиз:

$$I_2(t_2) = \frac{I_1 \exp(j\omega t_2) (1 - \exp(j\omega \tau_0))}{j\omega \tau_0} \quad (3.88)$$

Бу ерда  $I_1 \exp(j\omega t_2) - I_2$  вақт моментидида база соҳасидан электронларнинг пуркалиш натижасидида ҳосил бўладиган ток,  $I_2(t_2) - I_2$  вақт моментидида ташқи занжирдаги ток.  $I_2$  ва  $I_1$  катталлиқлар нисбатини олиб токнинг ўзатилиш коэффициентни қийматини оламиз:

$$\beta = \frac{I_2(t_2)}{I_1 \exp(j\omega t_2)} = \frac{1 - \exp(-j\omega \tau_0)}{j\omega \tau_0} \quad (3.89)$$

Ўқи таҳлил учун қулай кўринишида ёзамиз:

$$\beta = \exp\left(-\frac{j\omega \tau_0}{2}\right) \frac{2 \sin\left(\frac{\omega \tau_0}{2}\right)}{\omega \tau_0} \quad (3.90)$$

Олинган ифодадан кўринадики,  $\omega \tau_0 / 2 \ll 1$  бўлган ҳолда ток ўзатилиш коэффициенти  $\beta \approx 1$ . Бу ҳолда барча пуркалган электронлар коллекторга етиб келади ва ташқи занжирдаги ток пуркалган токка тенг бўлади.  $\omega \tau_0 / 2 = \pi$  да  $\beta \approx 0$  ни оламиз, яъни кўчланиш тебранилиши даврига тенг вақтда пуркалган электронлар коллекторга етиб бормайди. Транзистор ишлаши мумкин бўлган чегаравий  $\beta$  - қийматини қуйидаги шартдан топиш мумкин:

$$\beta = \frac{2 \sin \frac{\omega \tau_0}{2}}{\omega \tau_0} \approx 0,7 \quad (3.91)$$

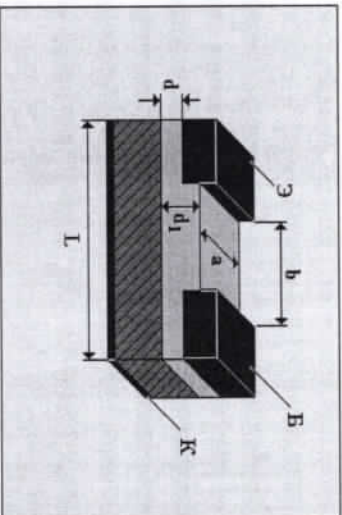
**База соҳасининг оқиб қаршилиги** ва унинг геометрияси транзисторнинг частотавий хусусиятларига таъсир кўрсатиши мумкин. Бу таъсирни қараб чиқамиз. Транзисторнинг база токи етарлича катта қаршилиқка эга бўлган тор база соҳаси орқали оқиб ўтади. Бу қаршилиқнинг мавжудлиги биполяр (икки кутбولى) транзисторда содир бўладиган траекторияларга таъсир кўрсатади. Хусусан, база қаршилигида потенциал тушуви эмиттер ўтишида силжиш ўзгаришига олиб келади. Базасининг фазол соҳаси қалинлиги  $d$ , кенглиги  $a$  ва узунлиги  $l$  базанинг фазол соҳаси ва база кириш клеммаси орасидидаги узунлиги  $b$ , кенглиги  $a$  ва қалинлиги  $d_1$  бўлган боғловчи катламга эга бўлган транзистор тузилишини қараб чиқамиз (3.16-расмга қаранг). Транзисторнинг бундай тузилишида коллектор ўтишининг юзаси базанинг фазол соҳаси ва боғловчи катлам юзалари йиғиндисига тенг. Эмиттердан базалга оқиб ўтувчи ток учун  $R$  қаршилиқ катталлигини топамиз. Базанинг фазол соҳаси орқали оқиб

ўтаётган токка бўлган қаршиликни куйидагича ифодалаш мумкин:

$$R_1 = \frac{\rho l}{2da} \quad (3.92)$$

Боғловчи қатлам кўрсатадиган қаршилик

$$R_2 = \frac{\rho b}{ad_1} \quad (3.93)$$



3.16-расм. База соҳасининг геометрик ўлчамлари билан кўрсатилган транзистор тўзиллиши.

Умумий қаршилик:

$$R = \frac{\rho}{a} \left( \frac{1}{2d} + \frac{b}{d_1} \right) \quad (3.94)$$

База соҳасида тўла потенциал тушуви:

$$U = R_1 I_1 + R_2 I_2, \quad (3.95)$$

бу ерда  $I_1 = j_k a l$ -фаол база қатлами орқали оқиб ўтаётган ток,  $I_2 = j_k a b$ -боғловчи қатлам орқали оқиб ўтаётган ток. (3.93) ва (3.94) ифодалардан фойдаланиб, куйидагини топамиз:

$$R_1' = R \frac{\rho}{a} \left( \frac{1}{2d} + \frac{b}{d_1} \right) \quad (3.96)$$

x кесим орқали оқиб ўтаётган ток  $I_2(x) = j_k$ ,  $x=b$  холда эса  $I_2(b) = j_k$  кўринишда ёзамиз. Бу холда  $I_2(x)$  ток учун  $dx$  узунликка эга бўлган боғловчи қатлам қаршилиги куйидаги кўринишни олади:

$$dR_2 = \rho \frac{dx}{d_1 a} \quad (3.97)$$

Бундан потенциал тушиши:

$$U_2' = \int_0^b I_2(x) dR_2 = \frac{\rho b^2 j_k}{2d_1} \quad (3.98)$$

ва  $R_2'$  учун ифодаларни ҳосил қиламиз:

$$R_2' = \frac{U_2'}{I_2 b} = \frac{\rho}{a 2d_1} \quad (3.99)$$

Токлар ва қучланишлар учун олинган ифодани (3.95) га кўриб:

$$U^1 = j_k \rho l \left( \frac{1}{2d} + \frac{b}{d_1} \right) + j_k \rho \frac{b^2}{2d_1} \quad (3.100)$$

ни топамиз.

(3.100) ифодадан фойдаланиб тўла база токи учун база соҳасининг самарали қаршилиги  $R_6$  ни аниқлаймиз:

$$R_6 = \frac{U^1}{I_1 + I_2} = \frac{\rho l}{a(l+b)} \left( \frac{1}{2d} + \frac{b}{d_1} + \frac{b^2}{l 2d_1} \right) \quad (3.101)$$

Бу ифода  $l=a$  холда куйидаги кўринишни олади:

$$R_6 = \frac{a}{a+b} R + \frac{\rho b^2}{a(a+b)} \frac{1}{2d_1} \quad (3.102)$$

$d \gg d$  эканлигини эътиборга олиб, (3.102) ифодада охириги кўшилувчини эътиборга олмаслик мумкин ва унда омик каршиликлар нисбати куйидагича ёзилади:

$$R_5 = \frac{a+b}{a} \quad (3.103)$$

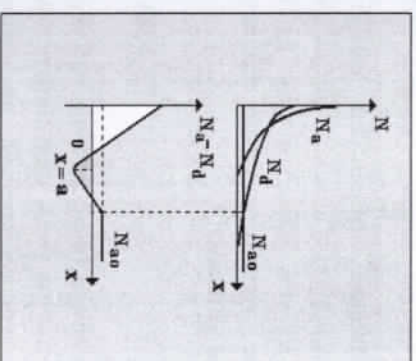
Транзисторларнинг турли тузилишларида бу нисбат бир неча бирлик кийматиغا эришади ва биполяр (икки кутбд) транзисторлар база тоқларининг частотага кучли боғликлигини шу нисбат билан тушунтириш мумкин.

### 3.6. Дайдишлилиги транзисторлар

Бикутбдй транзисторнинг параметрларини караб чиқишда база соҳасида киришмалар тақсимоги текис, базада электр майдони ногла тенг ва базага пуржалган заряд ташувчилар факат диффузия туфайли коллелторга бориб етади деб хисобланади. Лекин, агарда транзистор базасида киришмалар концентрацияси градиенти хосил килинса, бу холда хосил бўлган электр майдони асосий бўлган заряд ташувчиларнинг коллелторга томон харакати тезлашади. Диффузион олиб ўтишга яна электр майдонидаги дайдиш ташувчилар кўшилади. Бу ўз навбатида транзисторнинг тез харакатчанлигининг етарлича орттишга олиб келади, чунки базадан коллелторга ташувчиларнинг ўтказилиш вақти камаяди. База соҳасида электр майдони куйилган транзисторларга дайдишли транзистор дейилади. Дайдишли транзисторнинг хосил бўлиш механизмини караб чиқамиз. Дастлабки яримўтказгич сифатида акелеттор киришма концентрацияси  $N_{a0}$ -р-турдаги ўтказувчанликка эга бўлган яримўтказгичдан фойдаланайлик. Пластинканинг сирти мос равишда  $N_d$  ва  $N_a$  концентрацияли акелеттор ва донор киришмалар диффузиялари ўтказилин. Бу холда донор аралашма диффузия коэффицентидан кичик, унинг сиртйи концентрацияси катта бўлисин. Шу сабабли, диффузияда  $N_d$  донор киришма концентрацияси, масофа ўзгариши билан  $N_a$  акелеттор киришма концентрациясидан тезроқ камаяди (3.17-расм). Агарда

концентрация фарқининг яримўтказгич ичига кириш кўрилишга боғликлигини чизсак (3.17-расм-а), у холда яримўтказгичда учта турли соҳанинг хосил бўлиши кўринади. Бу дяр п-турдаги ( $x < 0$ ,  $N_d - N_a > 0$ ), р-турдаги ( $0 < x < x_1$ ,  $N_d - N_a < 0$ ) ва п-турдаги ( $x > x_1$ ,  $N_d - N_a > 0$ ) соҳалардир.  $N_d \gg N_a$  шарт бажарилганда, киришмалар тақсимотини тахминан 3.18-расмда кўрсатилган кўришишда тасвирлаш мумкин. Бу расмдан кўринадикки, заряд ташувчилар база соҳасининг қалинлиги бўлиб нотекис тақсимланган: эмиттер яқинида киришмалар концентрацияси коллелтор яқинидагидан кўп. Киришмалар концентрациясининг бундай тақсимоги натижаида ковак ва электронларнинг карама-карши йўналган диффузион оқимлари ногла келади, бу эса ўз навбатида транзисторнинг база соҳасида электр майдонининг пайдо бўлишга олиб келади. Электр майдони то кейинги диффузия ва зарядлар ажралишининг ўсқинлик кила оладиган кийматга еттувча ортади. Мувозанат қолитида токнинг диффузион ва дайдишли ташкил этувчилари бир-бирини компенсациялайди ва натижавий ток ногла тенг бўлади:

$$j_n = q n \mu_n E + q D_n \frac{dn}{dx} = 0 \quad (3.104)$$



3.17-а)-расм. Дайдишлилиги транзисторнинг база соҳасида киришма концентрацияларининг тақсимоги.

Бу холда киритилган электр майдон кучланганлиги куйидаги ифода оркали ёзилади:

$$E = -\frac{D_n}{\mu_n} \frac{dn}{dx} \quad (3.105)$$

Келтирилган ифодадан кўринадики, транзисторнинг база соҳасидаги киришма концентрациялари градиенти  $dn/dx$  канчалик катта бўлса, киритилган электр майдони катталиги шунча катта бўлади. Дайдишли транзисторнинг база соҳасидаги киришмалар тақсимотини экспоненциал функция оркали ифодалаш мумкин:

$$N = N_0 \exp(ax) \quad (3.106)$$

Экспонента даражасидаги а доимий катталик кийматини база-коллекторнинг ажралиш соҳаси яқинида, яъни  $x=x_1$  да, транзистор базасидаги киришмалар концентрацияси оркали ифодалаш кулайдир (3.17-расмга қаранг).  $x=d$ ,  $d$  эса база соҳаси қалинлиги эканлигини ҳисобга олиб,  $x=d$  да  $N = N_0$  деб ҳисоблаймиз. (3.106) ифодадан

$$a = \frac{1}{d} \ln \frac{N_0}{N_1} \quad (3.107)$$

Юқори температурада ионлашган донор киришмалар концентрацияси эркин заряд ташувчилар концентрациясига тенг  $n=N$  ва шу сабабли  $dn/dx=aN$ . Шундан сўнг (3.105) ифодадан фойдаланиб, дайдишли транзисторнинг базасидаги электр майдон кучланганлигини топамиз:

$$E = -\frac{kT}{q} \frac{1}{d} \ln \frac{N_0}{N_1} \quad (3.108)$$

Олинган ифодадан кўринадики, транзистор базасида электр майдон кучланганлиги бугун база қалинлиги бўйича доимий бўлиб, унинг киймати эмиттердаги  $N_0$  ва коллектордаги  $N_1$  дарга боғлиқ. Киришмалар концентрациялари катталикларига боғлиқ бўлади. База қалинлиги  $d=2$  мкм, эмиттер яқинидаги

киришмалар концентрацияси  $N_0=2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ , коллектор яқинидаги киришмалар концентрацияси  $N_1=2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  бўлсин. У холда  $300^\circ \text{ К}$  температурада транзистор базасидаги киритилган майдон кучланганлиги  $E=600 \text{ В/см}$  га тенг бўлади. Транзисторнинг эмиттер ва коллектор ўтишлари орасидаги потенциаллар фарқи электронларнинг коллекторга ўтишини тезлаштирувчи майдон билан характерланади:

$$\phi = Ed = 600 \cdot 2 \cdot 10^{-4} = 0,12 \text{ В.}$$

Базага пуркалган электр ташувчилар (бизнинг қолдирэлектронлар) нинг коллекторгача дайдиш вақтини  $t_1$  билан белгилаймиз. У холда база соҳаси қалинлигини ( $d$ ), электронларнинг дайдиш тезлиги  $v$  ( $v=\mu_n E$ ) ни ҳисобга олиб, дайдиш вақтини куйидагича ифодалаш мумкин:

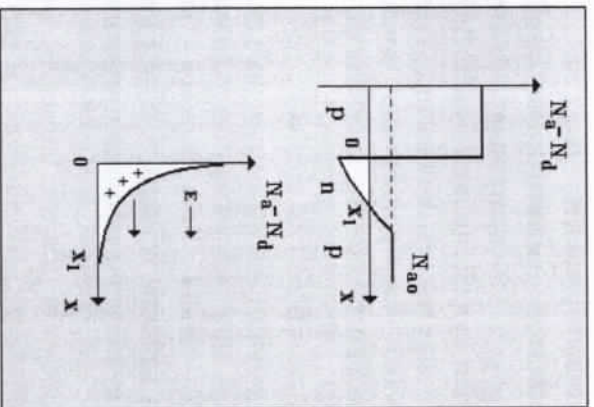
$$t_1 = \frac{d}{v} = \frac{d}{\mu_n E} \quad (3.109)$$

ёки Эйнштейн формуласидан фойдаланиб ва электронлар диффузияси коэффициентини ( $D_n$ ) тушунчасидан фойдаланиб:

$$t_1 = \frac{dkT}{2D_n} \frac{1}{E} \quad (3.110)$$

муносабатни оламиз. Заряд ташувчиларнинг база соҳаси оркали диффузия туфайли ўтиши учун зарур бўлган  $t_2$  вақт куйидаги муносабатдан топилади:

$$t_2 = \frac{d^2}{2D_n} \quad (3.111)$$



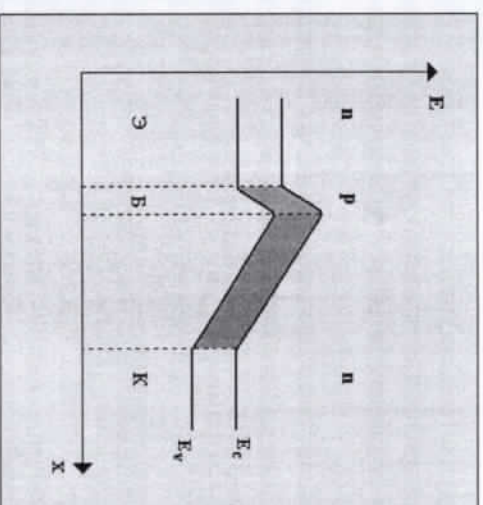
3.18-расм. Дайдишлиги транзисторда киришмалар концентрациялари фарқи тақсимооти.

бу ердан дайдиш ва диффузия вақтлари нисбати келиб чиқади:

$$\frac{t_1}{t_2} = \frac{2kT}{d} \frac{1}{E} \quad (3.112)$$

Келтирилган муносабатдан кўринадики, киритилган электр майдони мавжуд бўлганда базага пурқалган заряд ташувчилар коллекторга бўлган масофани  $2kT/d$  марта тезроқ босиб ўтади. Бу эса транзистор ишлаши мумкин бўлган частотани оширишга олиб келади. Лекин транзистор иш тезлигини оширишда киритилган электр майдонига физик чекланишлар мавжуд. Кирилган электр майдони кучланганлигини ошириш учун база соҳасида киришмалар концентрациясини ошириш керак. Лекин юқорида кўрсатиб ўтилгандек, базадати киришмалар концентрациясининг ортиши, эмиттер ўтиши самарадорлигининг камайишига олиб келади. Бундан ташқари, база соҳасининг бошлангич қисмида карама-қарши ишорали

киришма концентрацияси градиенти мавжуд бўлган қисм,  $0 < x < a$  - қисм мавжуд (3.17а-расмга қаранг). Демак, бу қисмда киритилган электр майдони базага пурқалган электронлар учун тормозловчи (тўхтаувчи) кучланиш катталигича ортади. Умумий ҳолда, дайдиш транзисторларининг тезкорлиги дайдишсиз транзисторлар тезкорлигидан 2-3 даражага катта бўлади. n-p-n туридаги дайдиш транзисторининг энергетик зонаси диаграммаси 3.19-расмда келтирилган. Дайдиш транзисторларининг частотавий боғланишларини таҳлил қилишда, хусусан база соҳасининг омик қаршилиги учун ҳисоблаш муносабатларини келтириб чиқаришда база солиштирма қаршилигининг бир жинсли эмаслигини эътиборга олиш керак.



3.19-расм. Дайдишлиги n-p-n транзисторининг энергетик диаграммаси.

База соҳасидаги киришма концентрацияси тақсимооти кесими, база қаршилиги турлича бўлади, ҳамда ҳам фаол, ҳам пассив соҳаларда ҳақиқатан ҳам қалинлиги  $d$  ва кўндаланг кесим юзаси  $S$  бўлган яримўтказгич қатламнинг қаршилиги кўндалангча ёзилади:  $R = \rho d/S$ .  $\delta = 1/\rho = qN_n / dS$  - ўтказувчанлик

тушунчасидан фойдаланиб,  $R$  каршилик катталигини куйдагича ифодалаймиз:

$$R = \frac{d^2}{qN\mu_n} \quad (3.113)$$

Агар  $\mu$  ва  $N$  ларнинг катталиги координата буйича ўзгарса, яъни  $\mu = \mu(x)$  ва  $N = N(x)$  бўлса, ўтказувчанлик учун ифода куйдаги кўринишни олади:

$$\frac{1}{R} = q \int_0^d \mu(x) N(x) dx \quad (3.114)$$

(3.114) ифодага (3.106) ни куйиб ва координата буйича заряд ташувчилар харакатчанлиги чизикли конуният буйича ўзгаради деб ҳисоблаб, қаралаётган қатлам узунлиги буйича интеграллаб, дайдиш транзистори каршилиги учун ифодани оламиз.

### 3.7. Транзистор параметрларининг температуравий боғланиши

Транзистор параметрларининг температуравий боғланиши заряд ташувчилар концентрацияларининг температуравий боғланиши, харакатчанлиги, яшаш вақти ва  $p-n$  ўтишлар орасидаги потенциал тўсик баландлиги билан аниқланади. Транзисторнинг база соҳаси каршилигининг катталиги дастлабки материалнинг электр ўтказувчанлиги билан аниқланади. Шу сабабли, транзистор базасининг электр ўтказувчанлиги, масалан  $p-n$  турдаги транзистор учун заряд ташувчилар электронлар ва коваклар концентрацияси ва уларнинг харакатчанлигига боғлиқ бўлади:

$$\sigma = e n \mu_n + e p \mu_p \quad (3.115)$$

Дримўтказгичда эркин заряд ташувчилар концентрацияси асосий материал ва киришма атомларининг ионлашиш даражасининг функцияси ҳисобланади. Асосий материал ва

киришма атомлари билан аниқланадиган концентрацияларининг температуравий боғланишлари турлича. Шу сабабли, харакатчанликни доимий деб ҳисоблаб, тўла электр ўтказувчанликни куйдагича ифодалаш мумкин:

$$\sigma = \sigma_0 \exp\left(-\frac{\Delta E_0}{2kT}\right) + \sigma_1 \exp\left(-\frac{\Delta E}{kT}\right) \quad (3.116)$$

бу ерда  $\sigma_0$  - асосий материал атомлари ионлашиши билан харақтерланадиган ўтказувчанлик,  $\sigma_1$  - киришма марказлари атомларининг ионлашиши билан харақтерланадиган ўтказувчанлик,  $\Delta E_0$  - яримўтказгичнинг таъкикланган зонаси кенлиги,  $\Delta E$  - киришмаларнинг ионлашиш энергияси. Заряд ташувчилар харакатчанлигининг температуравий боғланишини ҳисобга олишда,  $\sigma_0$  ва  $\sigma_1$  катталиклар температура функциялари бўлади. Харакатчанликнинг температуравий боғланиши, заряд ташувчиларнинг сочилиш механизми орқали аниқланади. Агар заряд ташувчиларнинг сочилиши нанжаранинг иссиқлик тебраниларида содир бўлса, харакатчанликнинг температуравий боғланиши  $n \propto T^{-1/2}$  конуниятга буйсунади. Сочилишнинг аралаш механизмида, харакатчанликнинг температуравий боғланиши ҳолати киришманинг тури ва концентрациясига боғлиқ бўлган максимумга эга бўлади.

Кремнийли асосда тайёрланган транзисторлар учун база соҳаси каршилигининг температуравий боғланиши ҳам максимум орқали ўтади.

**База тоқини ўтказиш коэффициентининг температуравий боғланиши.** База тоқининг ўтказилиш коэффициентини келтириб чиқаришда (3.29) кичик частоталарда ўтказиш коэффициенти  $1 - (d/Z_n)^2$  катталикка пропорционал бўлади. Заряд ташувчиларнинг диффузион узунлиги  $Z_n = \sqrt{D_n \tau_n}$  (аниқлик учун электронлар) температурага боғлиқ бўлади. Температура ортиши билан  $D_n = (kT/q) \mu_n$  катталик харакатчанлик камайиши туфайли камаяди, бу эса база тоқининг камайишга олиб келади.

**Коллектор ўтиш тоқининг температуравий коэффициенти.** База эмиттердан пурқалган заряд ташувчилар

пурқалиши чоғида коллектор ўтиш тоқи коллектора етиб келган, пурқалган заряд ташувчилар сони билан аниқланади:  $I_c = \alpha I_s + I_{ко}$ . Пурқалиш бўлмаганда ( $I_s = 0$ ) коллектор ўтиш тоқи тескари силжитилган  $p$ - $n$  ўтишнинг иссиқлик тоқи билан характерланади. Бу ток коллекторнинг хажмий заряди катламидаги заряд ташувчиларнинг иссиқлик генерацияси тезлиги орқали аниқланади. Иссиқлик генерацияси натижасида ҳосил бўлган электрон-ковак жуфти коллекторли ўтиш электр майдони орқали ажралади. Бу ҳолда коваклар коллекторнинг  $p$  соҳасига ўтади ( $n$ - $r$ - $p$  турридаги транзистор қаралмоқда), электронлар эса базанинг  $r$  соҳасига ўтади. Бирлик вақт ичида генерацияланган заряд ташувчилар сони  $\exp(-E_g/2kT)$  катталikka пропорционал бўлганлиги сабабли, иссиқлик генерацияси тоқи ҳам температуранинг экспоненциал функцияси хисобланади. Буни батафсилроқ қараб чиқамиз. Коллектор ўтишига тескари кучланиш берилганда ( $-U_c$ ) ва эмиттер томонидан пурқаш бўлмаганда, коллектор орқали оқиб ўтайдиган ток куйидаги тенглама ёрдамида ёзилади:

$$j = q \left( \frac{n_p D_n}{Z_n} + \frac{p_n D_p}{Z_p} \right) \left( \exp \frac{-qU_c}{kT} - 1 \right) \quad (3.117)$$

Коллектордаги кучланиш 5-7 вольтдан катта бўлганда (3.117) тенгламадаги экспонентани ўз ичига олган ҳаднинг кичиклиги учун, уни эътиборга олмастик мумкин. (3.117) тенгламага кирувчи ковак ва электронлар концентрациясини куйидагича ёзиш мумкин:

$$n_p = N_c \exp \left( -\frac{E_g}{kT} \right) \quad \text{ва} \quad p_n = N_v \exp \left( \frac{E_g}{kT} \right), \quad (3.118)$$

бу ерда  $N_c$  ва  $N_v$ -мос равишда ўтказувчанлик ва валент зоналардаги ҳолатларнинг эффектив зичлиги,  $E_g$ -фойдаланилган яримўтказгичнинг тақиқланган зонаси кенглиги. (3.118) ифодани (3.117) тенгламага куйиб, коллектор ўтиши

тескари тоқининг температуравий боғланиши учун куйидаги ифодани оламиз:

$$j = q \left( \frac{N_c D_n}{Z_n} + \frac{N_v D_p}{Z_p} \right) \exp \left( -\frac{E_g}{kT} \right) \quad (3.119)$$

ёқи

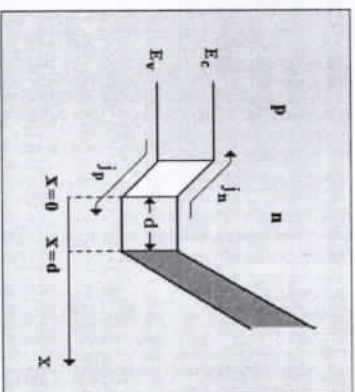
$$j = F(T) \exp \left( -\frac{E_g}{kT} \right) \quad (3.120)$$

Бу ифодада  $F(T)$  функциянинг температуравий боғланишини экспоненциал ҳалга нисбатан эътиборга олмастик мумкин. Бундай яқинлашишда коллектор тоқи температуранинг экспоненциал функциясидир.

**Эмиттер ва коллектор ўтишлар сифмларининг температуравий боғланиши.** Агарда ўтишга куйилган кучланиш диффузион потенциал билан бир хил тартибда бўлса, ўтиш сифми температурга боғлиқ бўлади. Транзисторнинг эмиттер ўтишига нисбатан кичик тўғри кучланиш куйилиши сабабли, эмиттер ўтишининг диффузион сифми температурга старглича кучли боғлиқ бўлади. Бу боғланишни қараб чиқамиз. Эмиттер ўтишига тўғри кучланиш куйилганда, у орқали тўғри ток ўтади (3.20-расмга қаранг). Бу ток  $r$  соҳадан  $p$  соҳага коваклар ва  $n$  соҳадан  $r$  соҳага электронлар пурқалиши хисобига пайдо бўлади. Кескин  $r^+$ - $n$  ўтишда, соҳага пурқалган коваклар ҳосил қиладиган зарядни, транзистор базасидаги ковакларнинг  $r(x) - p_n$  концентрациялари фарқи орқали ифодалаш мумкин:

$$Q = qS \int_0^d [p(x) - p_n] dx \quad (3.121)$$

бу ерда  $d$ -база соҳаси кенглиги,  $p(x)$ -базага пурқалган коваклар концентрацияси,  $p_n$ -базадаги ковакларнинг мувозанатли концентрацияси.



3.20-расм. p-n ўтиш орқали окиб ўтаётган тўғри токнинг ташкил этувчилари.

Базага пурқалган ковакларнинг концентрацияларининг тақсимооти куйидаги ифода ёрдамида аниқланиши мумкин:

$$p(x) = p_n + p_n \left( \exp \frac{qU}{kT} - 1 \right) \exp \frac{d-x}{Z_p} \quad (3.122)$$

У холда концентрациялар фарқи куйидагича кўринишни олади:

$$p(x) - p_n = p_n \left( \exp \frac{qU}{kT} - 1 \right) \exp \frac{d-x}{Z_p} \quad (3.123)$$

(3.122) ва (3.123) ифодаларни (3.121) муносабатга кўйиб, базага пурқалган коваклар ҳосил қиладиган заряд учун куйидаги ифодани оламиз:

$$\begin{aligned} Q &= qS \int_0^d p_n \left( \exp \frac{qU_s}{kT} - 1 \right) \exp \frac{d-x}{Z_p} dx = \\ &= qS p_n \left( \exp \frac{qU_s}{kT} - 1 \right) \int_0^d \exp \frac{d-x}{Z_p} dx \end{aligned} \quad (3.124)$$

(3.124) ифодага кирувчи интегрални ечиш учун ўзгарувчиларни алмаштиришдан фойдаланамиз:

$$\frac{d-x}{Z_p} = u, \quad d-x = Z_p u, \quad -dx = Z_p du \quad (3.125)$$

У холда

$$\int_0^d \exp \frac{d-x}{Z_p} dx = -Z_p \int_0^d \exp u du = -Z_p (1 - \exp \frac{d}{Z_p}) \quad (3.126)$$

ва заряд учун ифода куйидаги кўринишни олади:

$$Q = -qS p_n \left( \exp \frac{qU_s}{kT} - 1 \right) Z_p \left( 1 - \exp \frac{d}{Z_p} \right) \quad (3.127)$$

База соҳаси қалинлиги одатда заряд ташувчиларнинг диффузион узунлигидан етарлича кичик  $d \ll Z_p$ , шу сабабли база соҳасига киритилган заряд учун ёзилган (3.127) ифода куйидаги кўринишга келади:

$$Q = -qS p_n \left( \exp \frac{qU_s}{kT} - 1 \right) Z_p \quad (3.128)$$

Таррифга кўра, сигнал бу заряд ўзгаришининг шу ўзгариш юзига келтирувчи кучланиш ўзгаришига нисбатидир:

$$C = \frac{dQ}{dU} = \frac{q}{kT} \left( qS p_n Z_p^2 \right) \exp \frac{qU_s}{kT} \quad (3.129)$$

ёки уни куйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$\frac{q}{kT} \left( qS \frac{D_p p_n}{Z_p} \right) \tau_p \exp \frac{qU_s}{kT} \quad (3.130)$$

Етарлича катта тўғри кучланишларда эмиттер токи

$$I_s = I_s \exp \frac{qU_s}{kT} \quad (3.131)$$

га тенг, бу ерда

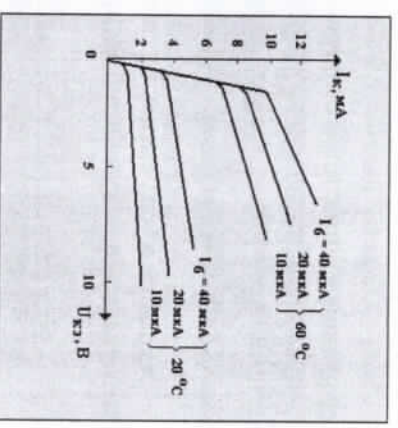
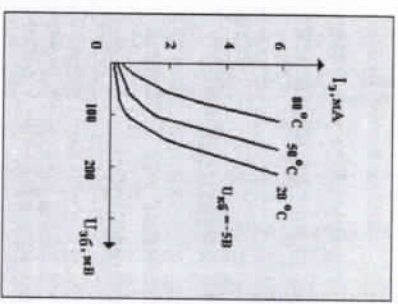
$$I_s = \frac{qD_p p_n S}{Z_p} \quad (3.132)$$

эқанлигини эътиборга олиб эмиттер ўтишининг диффузион сигнални учун куйидаги ифодани оламиз:

$$C_{\text{диф}} = \frac{q}{kT} I_s \tau_p \quad (3.133)$$



Келтирилган муносабатдан кўринадики, эмиттер ўтишининг диффузион ситими тўғри ток катталигига, асосий бўлмаган заряд ташувчиларнинг янаш вақтига тўғри пропорционал ва ўтиш температурасига тесқари пропорционал. қараб чиқилган боғланишлардан, транзисторлар характеристикаларининг (тавсифларининг) температура ўзгариши билан, сезиларли ўзгариши келиб чиқади. (1.21 а в 3.21б-расмларга қаранг).



**3.21-расм. Кам қувватли транзистор кириш характеристикаларининг температуравий боғланишлари**

**3.22-расм. Кам қувватли транзистор чикши. характеристикаларининг температуравий боғланишлари**

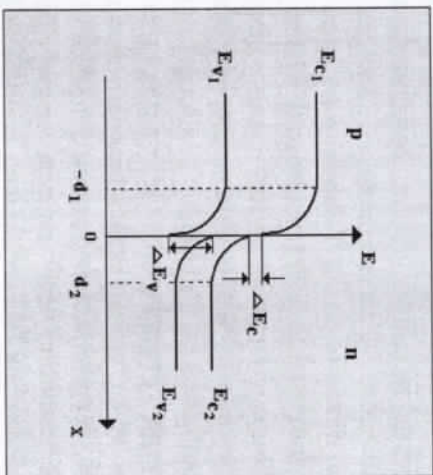
Мисол тарикасида 3.21-расмда камқувватли, паст частотали транзисторнинг турли температураларда олинган кириш характеристикалари келтирилган. Расмдан кўринадики, айни бир тўғри кучланишда эмиттер ўтиши орқали оқиб ўтаётган ток температура ортиши билан ортади. 3.22-расмда умумий эмиттер схемасида уланган транзисторнинг иккита турли температураларда (20° С ва 60° С) олинган чикши характеристикалари (тавсифлари) келтирилган. Расмдан кўринадики, база токи ва транзистор электронларидаги

кучланиш ўзгармас бўлган холда температура ортиши билан коллектор токи кучли ортади. Шунга таъкидлаш лозимки, база на эмиттер орасидаги кучланиш доимий бўлган холда бикутбий транзисторларнинг чикши характеристикалари (тавсифлари) температурага етарлича боғлиқ бўлар экан.

**3.8. Гетероўтишли транзисторлар**

р-п ўтиш ипини тахлил қилганда (1.Бооба қаранг) биз иккита бир хил яримўтказгич контакти ёки турли киришмалар қиритилган яқка монокристалл яримўтказгичдан хосил қилинган р-п ўтиши қараб чиқдик. Яқка кристалл панжаранинг р ва п соҳалар ажралиш чегараларининг хар икки томонида бир хил таъкиқланган зонанинг турли кенгликларига эга бўлган ярим ўтказгичлар жойлашади. Бундай ўтишларга гетероўтишлар номини олди. Агарда р-п ўтиш иккита турли яримўтказгич контактида хосил қилинган бўлса, у холда р ва п соҳалар ажралиш чегараларининг хар иккала томонида таъкиқланган зонанинг турли кенгликларига эга бўлган ярим ўтказгичлар жойлашади. Бундай ўтишлар гетеро ўтишлар дейилади. Гетеро ўтишларни  $SdTe-SdSe$ ,  $Ge-GaAs$ ,  $GaAs-GaAs$ ,  $P_{x-1}$  каби жуфт яримўтказгичлардан фойдаланиб хосил қилиш мумкин. Киришмалар концентрацияси кийматлари ва турлига боғлиқ равишда хар иккала яримўтказгич бир хил турдаги ўтказувчанлик (изотурдаги гетероўтиш) ёки турли хилдаги ўтказувчанлик (анизотурли гетероўтиш) га эга бўлиши мумкин. Мисол тарикасида 3.23-расмда п-турдаги ўтказувчанликка эга бўлган кенг зонали ва р-турдаги ўтказувчанликка эга бўлган тор зонали яримўтказгичлар контактида хосил қилинган анизотроп гетероўтишнинг энергетик зоналар диаграммаси келтирилган. Расмдан кўринадики, бундай яримўтказгичлар контактида, р ва п соҳаларнинг ажралиш чегарасида, де<sub>v</sub>-ўтказувчанлик ва де<sub>v</sub>-валент зоналарида, контактдаги яримўтказгичлар таъкиқланган зоналарининг турлича эканлиги билан боғлиқ узиллишлар юзвга келиди.

Хар бир пайдо бўлган узлишлар катталигини, контактдаги яримўтказгичлар ажралиши четгарасидаги электр индукцияси векторининг нормал ташкил этувчиси узлуксизлиги шартидан топиш мумкин. Фараз қилайлик, яримўтказгичда  $n_0$  ва  $P_0$  концентрацияларга эга бўлган донор ва акцептор киришмалар мавжуд деб фараз қиламиз. Бу киришмалар хона температурасида тўла ионлашган бўлсин. Гетероўтиш хосил бўлганда, хар иккала яримўтказгичда камбағаллашган ҳажмий заряд катламлари хосил бўлади.  $r$  ва  $p$  соҳаларда электронлар ва коваклар потенциал энергияларини ҳисоблаш учун 2-бобдаги натижалардан фойдаланамиз (2.1. бўлимга қаранг).



3.23-расм.  $p$  соҳасида кенг зона мавжуд бўлган анизотроп гетеро ўтишнинг энергетик зона диаграммаси.

Гетероўтиш ҳолида хар иккала яримўтказгич диэлектрик сингидирувчанлигини ҳисобга олган ҳолда  $p$  соҳа учун

$$\varphi_1(x) = \varphi_{01} + \frac{q^2 P_0}{2\epsilon_1 \epsilon_0} (x + d_1)^2 \quad (3.134)$$

ифодани ва  $n$  соҳа учун

$$\varphi_2(x) = \varphi_{02} - \frac{q^2 n_0}{2\epsilon_2 \epsilon_0} (x - d_2)^2 \quad (3.135)$$

ифодаларни ёзиш мумкин. Бу ерда  $\varphi_{01}$  ва  $\varphi_{02}$   $x = -d_1$  ва  $x = d_2$  қолларда потенциалларнинг қийматлари (3.23-расмга қаранг).  $E_{01}$ га ажралиш четгарасида электр индукцияси векторининг нормал ташкил этувчиси узлуксизлиги шартидан фойдаланамиз:

$$\epsilon_1 \frac{d\varphi_1}{dx} = \epsilon_2 \frac{d\varphi_2}{dx} \quad (3.136)$$

(3.134) ва (3.135) ифодаларни (3.136) га қўйиб, қуйидагини оламиз:

$$\frac{d_1}{d_2} = \frac{n_0}{P_0} \quad (3.137)$$

$x=0$ , яъни потенциал қийматини ажралиш четгарасида қараб

$$\varphi_1(0) - \varphi_{01} = \frac{q^2 P_0}{2\epsilon_1 \epsilon_0} d_1^2 \quad \text{ва} \quad (3.138)$$

$$\varphi_{02} - \varphi_2(0) = \frac{q^2 n_0}{2\epsilon_2 \epsilon_0} d_2^2 \quad (3.139)$$

лар хосил қиламиз.

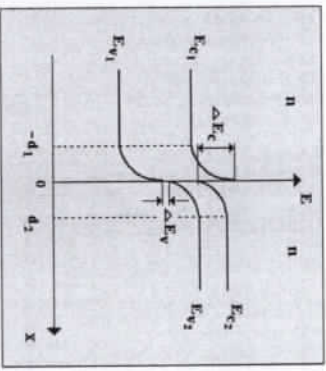
(3.138) ва (3.139) ифодаларни (3.136) муносабатга қўйиб, гетероўтишнинг  $r$  ва  $p$  соҳалари ажралиш четгарасида заряд ташувчилар потенциал энергиялар нисбати ва потенциал ўсишнинг тўла бағаллигини оламиз:

$$\frac{\varphi_{01}}{\varphi_{02}} = \frac{n_0 \epsilon_2}{P_0 \epsilon_1} \quad \text{ва} \quad (3.140)$$

$$\varphi = \frac{q^2}{2\epsilon_0} \left( \frac{n_0 d_2^2}{\epsilon_2} + \frac{P_0 d_1^2}{\epsilon_1} \right) \quad (3.141)$$

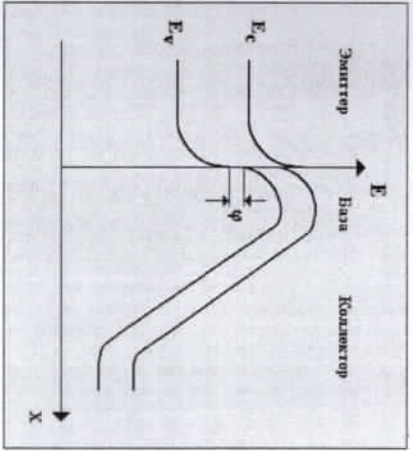
Олинган муносабатлар, хар иккала яримўтказгич гетероўтишлари потенциаллари тақсимоти, энергетик зоналар энлигини ва ҳажмий заряд катлами кенглигини аниқлаш имконини беради. 3.24-расмда кенг ва тор зонали  $p$  турдаги ўтказувчанликка эга бўлган яримўтказгич контактида хосил қилинган изотурдаги гетероўтиш энергетик зона диаграммаси кўрсатилган. Хар бир яримўтказгич ҳажмий заряди соҳасидаги потенциал тақсимоти ва зоналарнинг энергетик узлишлари катталиклари анизотурдаги гетероўтишлар ҳолидаги таъхшаи

усулда аниқланади. Анизотурдаги гетероўтишлардан транзисторлар тайёрлашда фойдаланилади. Бу куйидаги билан асослангандир. Оддий гетероўтишларда тўғри кучланиш берилган ҳолда, ўтишнинг ҳар иккага соҳасида асосий бўлмаган заряд ташувчиларнинг пурқалиши содир бўлади. Электронлар  $n$  соҳадан  $p$  соҳага пурқалади, коваклар эса мос равишда  $p$  соҳадан  $n$  соҳага пурқалади. Лекин транзисторнинг ишлаши учун фақат бир турдаги ташувчиларнинг пурқалиши муҳим роль ўйнайди.



3.24-расм. Изотурдаги гетероўтишнинг энергетик зоналар диаграммаси.

Бир томонга пурқалишга эришиш учун транзисторнинг эмиттер соҳаси база соҳасига нисбатан кучлироқ легирланади. Лекин бу ҳолда коллектор ўтишда тескари кучланишнинг ортиши кучсиз легирланган база соҳасидаги хажмий заряд катламнинг кенгайишига ва коллектор ҳамда эмиттер кучланишлари орасидаги манфий тескари боғланишнинг ортишига олиб келади. Бу самаралар гетероўтишли транзисторлар тузилиши ёрдамида бартараф қилиниши мумкин. Эмиттер гетероўтишга эга бўлган  $n-p-n$  турдаги транзисторнинг энергетик зоналар диаграммаси 3.25-расмда келтирилган. Бу ерда эмиттер сифатида ( $p-GaAs$ ) базали ва ( $n-GaAs$ ) коллекторли яримўтказгичга нисбатан кенгрок таъқиқланган зонага эга бўлган яримўтказгич ( $Al_xGa_{1-x}As$ ) олинган.

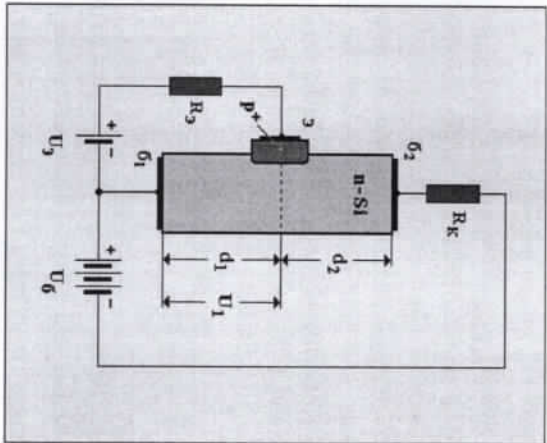


3.25-расм. Эмиттерли гетероўтишга эга бўлган  $n-p-n$  турдаги транзистор энергетиксининг зона диаграммаси.

Бундай ўтишда эмиттернинг электронлар учун потенциал түсик, базадаги коваклар учун мавжуд бўлган потенциал түсикдан старлича кичик. Натижада, эмиттер ўтишга тўғри елджши кучланиши берилган чоғда, фақат электронларнинг эмиттердан базага пурқалиши кузатилади, чунки база соҳасидаги коваклар кўшимча потенциал түсикни ентиб ўта олмайдди.

3.9. Бир ўтишли транзисторлар

Кўп ҳолларда икки базали диод деб аталадиган бирўтишли транзисторлар ўртасида  $p-n$  ўтиш ва чеккаларида 2 та омик контакт бўлган яримўтказгичли пластинкадан иборат. Бир ўтишли транзисторнинг энг содда тузилиши 3.26-расмда кўрсатилган. Бу ерда  $b_1$  ва  $b_2$   $n$ -турдаги ўтказувчанликка эга яримўтказгичнинг омик контактлари,  $p^+$   $n$  соҳага тўғривоичи контакт, яъни тўғри йўналишда уланган бошқарувчи  $p-n$  ўтиш,  $K_1$  ва  $K_2$   $n$ -эмиттер ва базанинг юкланиш қаршиликлари. Агар бир ўтишли транзисторнинг базаларига  $U_6$  кучланиш уланса, у ҳолда кристаллнинг базалар орасидаги қисми орқали  $I_3$  ток ўтади.



3.26-расм. Бир ўтишлиги транзисторнинг ўлганиш схемаси

Бу ток яримўтказгичли кристаллнинг омик қаршилигида потенциал тушувини ҳосил қилади. База (б<sub>1</sub>) ва эмиттер (э) орасидаги потенциал тушуви U<sub>1</sub>, транзисторнинг геометрик ўлчамлари d<sub>1</sub> ва d<sub>2</sub> (3.26-расм) орқали ифодаганиши мумкин:

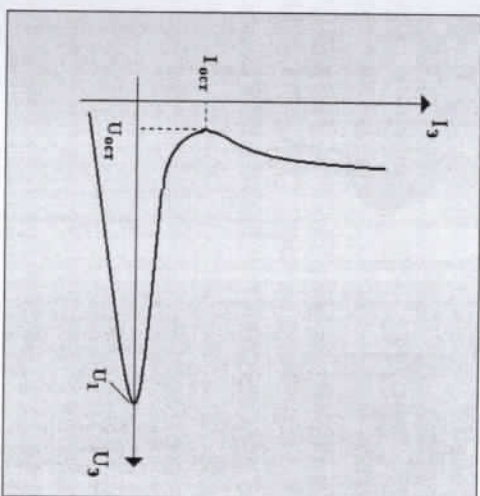
$$U_1 = U_6 d_1 / (d_1 + d_2) \quad (3.142)$$

Бу ҳолда бошқарувчи р-п ўтишдаги U<sub>2</sub> кучланиш

$$U_2 = U_3 - U_1 \quad (3.143)$$

га тенг. Олинган (3.143) ифодадан кўриндики, U<sub>3</sub>-U<sub>1</sub><0 шарт бажарилганда, бошқарувчи ўтишдаги кучланиш нолдан кичик, ўтиш тескари йўналишда силжиган ва у орқали кичик тескари ток оқиб ўтади. U<sub>3</sub>=U<sub>1</sub> шарт бажарилганда р-п ўтишдаги кучланиш нолга тенг. Агар U<sub>3</sub>>U<sub>1</sub> бўлса, бошқарувчи р-п ўтиш тўғри йўналишда силжийди ва у орқали тўғри ток оқиб ўтади. Бу ток асосан эмиттернинг р<sup>+</sup> соҳасидан базанинг п

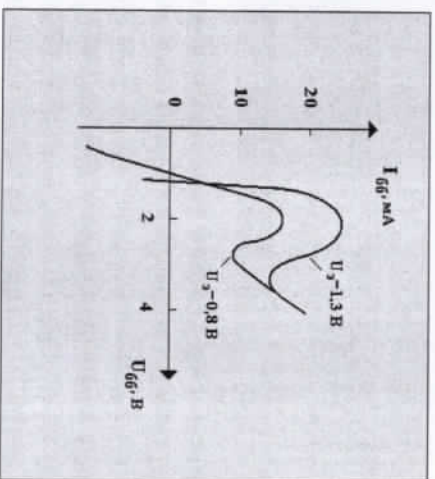
соҳасига йўналган коваклар ҳисобига пайдо бўлади. U<sub>6</sub> кучланиш туфайли пайдо бўладиган электр майдони тавсифида базига пурқалган коваклар базанинг куйи қисмига силжийди. Базанинг бу қисмида коваклар концентрациясининг ортиши унинг қаршилигининг ва U<sub>1</sub> кучланиш тушувининг камайишига олиб келади. U<sub>1</sub> кучланишининг камайиши бошқарувчи р-п ўтишда U<sub>2</sub> кучланишининг ортишига, ўтиш орқали оқиб ўтаётган токнинг ўсишига ва база қаршилигининг кейинги камайишига олиб келади. Бу жараён токнинг кўчки ортишига ва бир ўтишли транзисторнинг кириш вольтампер характеристикаси (тавсифи)да манфий дифференциал қаршилиқ қисмининг пайдо бўлишига олиб келади.



3.27-расм. Бир ўтишли транзисторнинг кириш вольтампер характеристикаси (тавсифи)

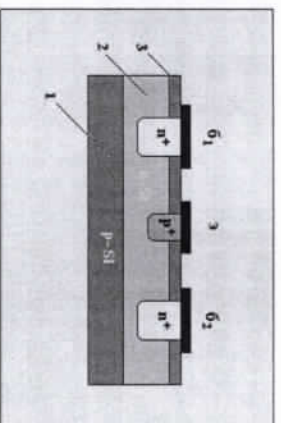
Бу транзисторнинг чиқиш ёки базалар орасидаги қариктеристикаси (тавсифи) ҳам ўзига хос хусуиятларга эга. Ҳақиқатан ҳам, U<sub>1</sub><U, шарт бажарилган пайтда, бошқарувчи ўтиш тўғри йўналишда силжиган ва базига заряд ташувчиларни пурқайди. Транзистор базасига кўйилган U<sub>6</sub> кучланишининг ортиши билан U<sub>1</sub> кучланиш ортади, бу эса бошқарувчи ўтишда кучланишининг камайишига олиб келади. Ўтишдаги

кучланишнинг камайиши пурқалишнинг камайишига ва мос равишда база соҳаси қаршилигининг ортишига олиб келади. База соҳаси қаршилигининг ортиши, базага орасидаги ток ўсишининг, базага орасидаги кучланиш ортиши билан камайишига олиб келади. Бошқарувчи ўтишдаги кучланиш нолга тенг бўлса, база соҳасига заряд ташувчиларнинг пурқалиши тўхтайдиган ва база қаршилиги кескин ортади. База қаршилигининг ортиши базага орасидаги токнинг тез камайишига олиб келади. Бошқарувчи ўтишдаги кучланишнинг турли кийматлари учун бир ўтишли транзисторнинг базага орасидаги вольтампер характеристикалари (тавсифлари) 3.28-расмда келтирилган. Бир ўтишли транзисторнинг база токини ўтказиш коэффициентига база токининг ( $I_{бб}$ ) эмиттер токига ( $I_э$ ) нисбати билан аниқланади яъни  $h_{21} = I_{бб}/I_э$ . 3.27-расмда кўрсатилган транзисторнинг эмиттер токи пурқалган ковак тоқидир:  $I_э = S q \mu_p E$ . Эмиттер ўтиш орқали ковакларнинг пурқалиши база кириш клеммаси орқали худди шундай микдордаги электронлар оқимини юзага келтиради. Демак, тўла база токини қуйидаги  $I_{бб} = S q p E (\mu_p + \mu_n)$  ифода орқали аниқлаш мумкин.

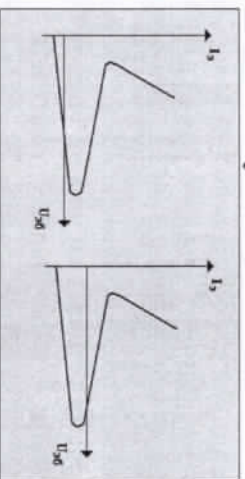


3.28-расм. Бир ўтишли транзисторнинг базага орасидаги вольтампер характеристикаси.

Олинган муносабатларда фойдаланиб бир ўтишли транзисторнинг база токининг узатиш коэффициенти тоғамиз:  $h_{21} = I_{бб}/I_э$ . Олинган ифодадан кўринадики, бир ўтишли транзистор база токини узатиш коэффициенти, электронлар ва коваклар ҳаракатчанлигига боғлиқ бўлар экан. Бир ўтишли, планар асосда тайёрланган, транзистор тузилиши 3.29-расмда келтирилган. Бу ерда дастлабки асос (тағлиқ) сифатида р турдаги ўтказувчанликка эга бўлган кремнийдан (1) фойдаланилади, унинг сиртида p турдаги (2) эпитаксил қатлам ўстурулган. База соҳалари ( $b_1$  ва  $b_2$ ), p<sup>+</sup> турдаги ўтказувчанлик қатта концентратсияли донор қиришмаларнинг локал (махаллий) диффузияси ёрдамида ҳосил қилинади. p<sup>+</sup> турдаги ўтказувчанликки эга эмиттер соҳаси (э), p-эпитаксиал қатламдаги акцептор қиришмаларнинг локал (махаллий) диффузияси ёрдамида ҳосил қилинади. Иккала база ва эмиттер соҳаларига омик электродлар сифатида алومинийдан фойдаланилади. Ташқи тавсирлардан химоя қилиш мақсадида ниқстинка сирти SiO<sub>2</sub> нинг юпка қатлами билан қопланган (3). Шунинг таъкидлаш лозимки, бир ўтишли транзисторнинг реал характеристикалари (тавсифлари) 3.27-расмда келтирилган характеристика (тавсифлар)дан сезиларли фарқ қилади. Бу фарқ ушнинг нуқталарининг муносабат ёки манфий эмиттер тоқлари соҳасига силжиши билан характерланади. Эмиттер токнинг муносабат соҳасига силжишига сабаб, транзистор сирти бўйича киркиш тоқларининг мавжуд бўлишидир. Эмиттернинг манфий тоқлари соҳасига силжиши эса заряд ташувчиларнинг базанинг тесқари силжитган эмиттер ўтиши соҳасидан экстракцияланиш туфайли пайдо бўлади.



3.29-расм. Бир ўтишли транзисторнинг планар тузиллиши.



3.30-расм. Бир ўтишли транзисторларнинг мумкин бўлган вольтампер характеристикалари (тавсифлари).

7-жадвалда баъзи санонатда ишлаб чиқариладиган бир ўтишли транзисторларнинг асосий параметрлари келтирилган.

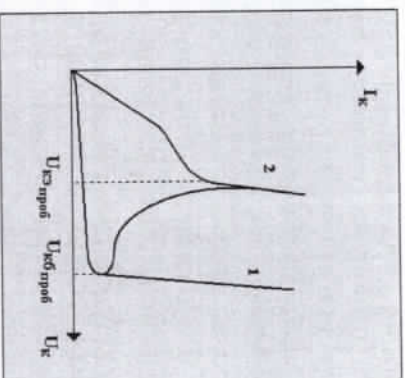
7-жадвал

Тури	$f$ тах, кГц	$h_{21}$	$U$ тах, В	$I_э$ тах, мА	$I_э$ ўлан, мА	$I_э$ ўзлнш, мА
КТ117А	200	0,5-0,7	30	50	20	1
КТ117Б	200	0,65-	30	50	20	1
КТ117В	200	0,85	30	50	20	1
КТ117Г	200	0,5-0,7	30	50	20	1
		0,65-				
		0,9				

### 3.10. Кўчкили транзисторлар

Кўчкили транзисторлар ўзининг тузилиши бўйича одатдаги бикутбўй транзисторлардан фарқ қилмайди. Лекин кўчкили транзисторларнинг вольтампер характеристикалари (тавсифлари) одатдаги транзисторларнинг характеристикалари (тавсифлари) дан сезиларли фарқ қилади. Бу хол, кўчкили транзисторнинг коллектор ўтишидаги кучланишнинг кўчки тешилишига мос кийматларда эканлиги билан асосланади. Юқорида айтиб ўтилганидек, р-п ўтишдаги етарлича катта кучланишларда, заряд ташувчилар ўзарининг эркин югуриш йўлларидаги вақт оралиғида кристалл панжара атомларини туртиб конлаштиришга етарли кинетик энергия олади. Бунда генерацияланган заряд ташувчилар коллектор тоқини кескин орттиради. Бу ток базадан коллекторга йўналтирилган коваклар тоқи ва коллектордан базага йўналган электронлар тоқидан иборат бўлади. Ковакларнинг базадан кетиши ва базага электронларнинг келиши база соҳасида манфий заряднинг ҳосил бўлишига олиб келади. Бу эса ўз навбатида эмиттер ўтишидаги потенциал тўсиқининг пайсийишига, баъз-эмиттер ўтиш орқали тоқининг ва коллектор тоқининг ортишига олиб келади. Эмиттердан кучланиш олиб кўйилганда, яъни эмиттер ўчирилганда бутун коллектор тоқи коллекторнинг тескари силжитилган р-п ўтиши орқали тескари ва транзистор базаси орқали окиб ўтади. Тескари силжитилган ўтиш қаршилиғига катта, шу сабабли кўчкили транзистор характеристикалари (тавсифлари) бундай уланиш схемасида худди тескари силжитилган ўтиш (3.31-расм, 1-боғланиш, бошланғич қисм) характеристикалари (тавсифлари)га ўхшаш. Коллектор кучланишининг  $0 < U_{к6} < U_{к6\text{тех}}$  кийматлари орасида ортишида, транзистор орқали ўтаётган ток кам ортади (сезиларли ортамайди).  $U_{к6}$  коллектор кучланишининг  $U_{к6\text{тех}}$  кийматигача ортиши билан коллектор ўтишининг кўчкили тешилиши, яъни тоқининг кескин ортиши кузатилади (3.31-расм, 1 боғланишнинг вертикал қисми). Тоқининг ортиши билан эмиттер ўтиши қаршилиғи камади ва транзисторнинг вольтампер характеристикаси (тавсифи) 3.31-расм 2-боғланишида

келтирилган чизик кўринишини олади. База ўчириб қўйилганда, бўтув тоқ эмиттер ўтиш орқали оқиб ўтади. Кўчки тешилиши қисмида коллектор тоқининг ўсиши эмиттер тоқининг ўсишидан каттарок. Яъни, ковакларнинг базадан коллекторга ва элекфронларнинг коллектордан базгага оқиб ўтаётган тоқлари йингидиси, ковакларнинг эмиттердан базгага оқётган тоқидан катта.



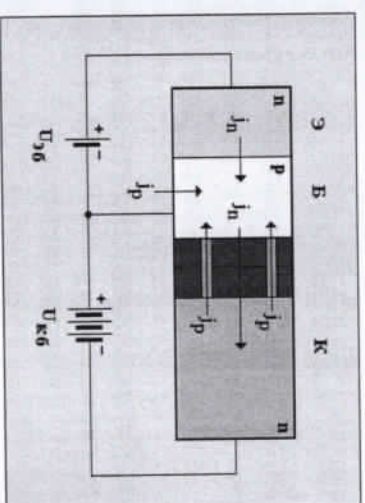
3.31-расм. Кўчкили транзисторнинг чикши вольтампер характeристикаси.

Тоқларнинг бундай нисбати, транзистор базасининг манфий, коллекторнинг эса мусбат зарядланишига олиб келади. Коллектордаги кўчланишининг тоқнинг ортиши билан камайиши, транзисторнинг вольтампер характeристикасида манфий дифференциал каршиликка эга бўлган қисмининг пайдо бўлишига олиб келади.

### Коллекторли сиркишга эга бўлган транзистор.

Коллекторда тоқнинг ортиши билан кўчки электр майдонда заряд ташувчиларнинг кўчқисимон ортиши натижасидагина содир бўлмайди. Коллектор тоқининг ортишига, коллектор ўтишда сиркишининг ҳам мавжудлиги сабаб бўлади. Коллектор

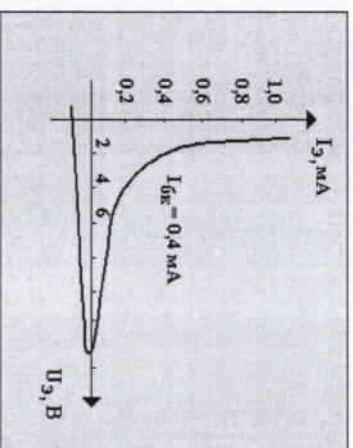
тоқини ошириш максалида, заряд ташувчилар сиркиши қолдасидан фойдаланиладиган бундай транзисторлар, коллекторли сиркишга эга бўлган транзисторлар деб қоритилади. Бундай транзисторнинг иш принципини қараб чикмиз. Коллектор р-п ўтишида сиркиш канали бўлган (қоралинда ажратилган қисм) транзистор тўзлиши 3.32-расмда кўрсатилган. Коллекторга кўйиладиган тесқари кўчланиш, коллектор, сиркиш канали ва база соҳалари ўртасида тақсимланади. Бундай тақсимланиш натижасида транзисторнинг база соҳасида коллектор томон йўналган етарлича кўчки электр майдони ҳосил бўлади. Эмиттер ўтишига ўфтри сиркиш кўчланиши берилганда, транзисторнинг база соҳасига элекфронлар пурқалади. Базада элекфронейтраллик шартининг сақланиши учун унга, база контакти ва сиркиш канали орқали коваклар қиради. Базадаги электр майдони шундай йўналганки асосий коваклар оқимини коллектордан сиркиш канали орқали чикаётган оқим ташкил қилади. Бошқача қилиб айтганда, коллектордан сиркиб ўтаётган коллектор тоқи унганча сиркиш каналидан келаётган коваклар тоқи қийматидан катта бўлади.



3.32-расм. Коллекторли сиркишга эга бўлган транзистор тўзлиши.

Бу ток бўйича кучайтириш коэффициентининг бирдан катта эканлигини кўрсатади. Худди бикутбий транзистор каби, коллектор сиркишли транзистор, умумий база, умумий эмиттер ва умумий коллектор схемалари бўйича уланishi, унинг ВАХси мумкин. Умумий эмиттер схемаси бўйича уланганда коллектор сиркишли транзистор вольтампер характеристикалари каби бўлади. Коллектор сиркишга эга бўлган транзисторни умумий коллектор схемаси бўйича уланганда унинг характеристикаси (3.33-расмга қараган) бир ўтишли транзистор характеристикаларига ўхшаш бўлади. Бу ҳолда манфий дифференциал қисмларнинг ҳосил бўлиш механизми ҳам худди бир ўтишли транзисторники каbidир.

8-жадвалда турли мамлакатлар сановатида ишлаб чиқарилган, бaъзи камқувватли, паст частотали транзисторларнинг асосий параметрлари келтирилган.



3.33-расм. Умумий коллектор схемаси бўйича уланган коллектор сиркишли транзисторнинг вольтампер характеристикаси.

8-жадвал

Тур	$U_{к6}^{max}$ (В)	$U_{э6}^{max}$ (В)	$I_{к}^{max}$ (мА)	$I_{э}^{max}$ (мА)	$P_{к}^{max}$ (мВт)	$I_{к.о.}$ (мкА)	$F^{max}$ (МГц)	$C_{к.}$ (пФ)
2N 536	20	20	30	18	50	8	2	120
АС 540	24	10	12	15	150	10	0.5	80
ГС 507	32	10	125	130	125	8	0.3	75
ОС 77	60	12	250	260	125	12	0.4	50
ВСУ 31	64	45	50	60	250	0.05	0.4	150

Бу жадвалда:

$U_{к6}^{max}$ —коллектор ва база орасига кўйиладиган максимал мумкин бўлган кучланиш;

$U_{э6}^{max}$ —эмиттер ва база орасига кўйиладиган максимал мумкин бўлган кучланиш;

$I_{к}^{max}$ —коллекторнинг максимал рухсат этилган доимий токи;

$I_{э}^{max}$ —эмиттернинг максимал рухсат этилган токи;

$P_{к}^{max}$ —транзистордан сочиладиган қувват;

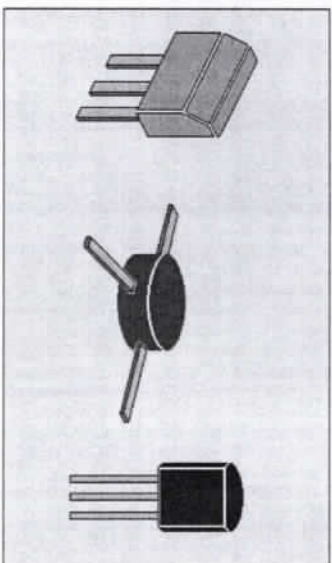
$I_{к.о.}$ —коллекторнинг тескари токи;

$F^{max}$ —транзистор ишлаши мумкин бўлган максимал частота;

$C_{к.}$ —коллектор ўтиш ситими.

3.38-расмда турли мамлакатлар сановатида ишлаб чиқарилган бaъзи камқувватли транзисторларнинг ташқи кўриниши келтирилган.



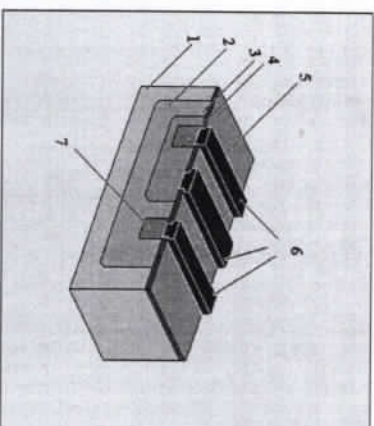


3.38-расм. Баъзи камқувватли бикүтбй транзисторларнинг ташки кўриниши.

### 3.11. Интеграл транзисторлар

Интеграл схемалар таркибига кирувчи транзисторлар интеграл транзисторлар номини олди. Аксарият интеграл схемаларнинг асосини  $n-p-n$  туридати транзисторлар ташкил қилади. Интеграл транзисторлар узлуқли транзисторлардан бирмунча фарқларга эга. 3.39-расмда кремний асосида тайёрланган, амалда кенг ишлатиладиган интеграл бикүтбй транзисторнинг тузлиши келтирилган. Бу ерда 1- $r$ -турдати ўтказувчанликка эга кремний таглик, 2- $n$ -турдати ўтказувчанликка эга коллектор соҳаси, 3- $r$ -турдати ўтказувчанликка эга бўлган эмиттер соҳаси, 5-кремний диоксидидан тайёрланган химоя қатлами, 6-эмиттер, база ва коллекторнинг металл кириш клеммалари, 7-коллекторнинг  $n$  соҳаси. Расмдан кўринадики, транзисторнинг барча элементлари-эмиттер, коллектор ва база кристаллнинг бирор сирти, хусусан юқори сирти орқали турли киришмаларнинг диффузияси ёрдамида тайёрланган. Худди шу сиртда эмиттер, коллектор ва базанинг чиқиш симллари хосил қилинган. Ҳозирги пайтда турли шаклга эга бўлган интеграл транзисторлар мавжуд бўлиб, уларнинг тузлиши 3.39-расмда келтирилган тузлишдан фарқ қилади. Бунда асосий фарқ интеграл микросхеманинг транзисторлари битта кристаллда бир-бирита жуда яқин масофаларда жойлаштирилган. Шу сабабли,

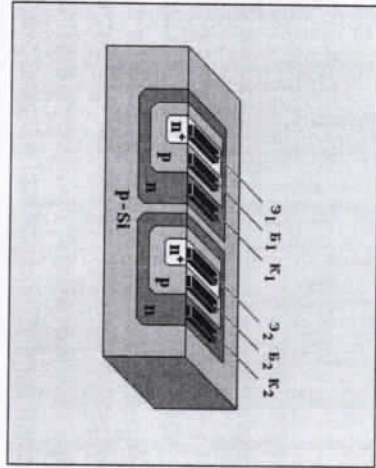
транзисторларнинг бирининг иши иккинчисининг ишига таъсир қилмаслиги учун уларни ажратиш зарур. Ҳозирги пайтда интеграл микросхемалар элементларини ажратишнинг икки усули мавжуд.



3.39-расм. Бикүтбй транзистор тузлиши.

Бу тесқари силжитилган  $r-p-n$  ўтишли ва диэлектрик ёрдамида ажратишдир. Тесқари силжишли  $r-p-n$  ўтиш ёрдамида ажратиш микросхема таркибига кирувчи ҳар бир алоҳида олинган транзисторни ўраб турувчи кўшимча  $r-p-n$  ўтишли хосил қилиш орқали амалга оширилади. Натвжада микросхеманинг икки кўшни транзистори ўртасида иккита  $r-p-n$  ўтиш пайдо бўлади. Асосга етарлича қатта тесқари потенциал берилганда, транзистор коллекторларидаги кучланишдан қатъий назар, ҳар икки  $r-p-n$  ўтиш умумий тесқари силжиш потенциал остида бўлади. Агарда  $r-p-n$  ўтиш тесқари кучланиш остида бўлса унинг қаршилиги етарлича қатта бўлади (диэлектрик қаршилигига икки). Демак, иккита бир-бирита яқин транзисторлардаги коллекторлари орасида иккита кетма-кет уланган қаршилик мавжуд бўлади. Бу қаршиликлар ҳар бир коллектор соҳаси бўйича жойлашган бўлиб, транзисторларнинг ажратувчиларга етиб боради. 3.40-расмда  $r-p-n$  ўтиш ёрдамида ажратилган икки транзисторни ўз ичига олган интеграл схема элементи кўрсатилган. Бу ерда дастлабки асос сифатида ковалги турдаги ўтказувчанликка ( $r-Si$ ) эга бўлган кремний пластинкадан

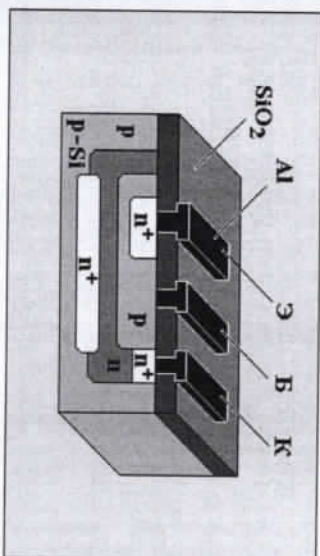
фойдаланилади. Унинг сиртида юпка эпитаксиал p-туридаги қатлам мавжуд. Пластинканинг юқори сирти орқали алоҳида «оролча» ларни ҳосил қилувчи, ажратувчи акцептор қиришмаларнинг диффузияси амалга оширилади. Диффузия фақатгина эпитаксиал қатлам чуқурлигидagina амалга оширилади. Ажратувчи диффузиядан сўнг, эпитаксиал қатламда қоладиган p-туридаги ўтказувчанликка эга «оролча» лар транзисторлар тайёрлашда ишлатилади.



**3.40-расм. p-n ўтқиш ёрдамида ажратилган, таркибидан иккита транзистор бўлган интеграл схема элементи.**

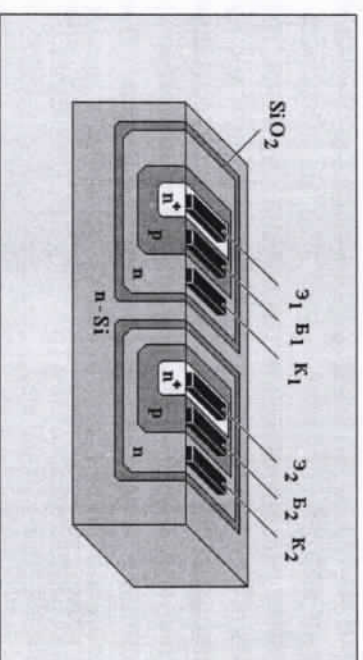
p-туридаги ўтказувчанликка эга бўлган эпитаксиал қисм коллектор вазифасини бажаради. Акцептор қиришмаларнинг локал (махаллий) диффузияси усули ёрдамида бу қатламда p-база ҳосил қилинади. Сўнгра, эмиттернинг  $n^+$  соҳасини ҳосил қилиш учун база соҳасига донор қиришма диффузияси амалга оширилади. Транзисторнинг мос соҳаларида ток ўтказувчи электродлар сифатида алюминийдан тайёрланган юпка энсиз чангланган пластинкалардан фойдаланилади. Бундай усулда тайёрланган интеграл транзисторлар катта коллектор қатлами горизонтал қаршилигига эга бўлиб, бу транзисторларнинг ишчи харақтеристикаларига салбий таъсир қилади. Коллекторнинг горизонтал қаршилигини камайтириш, эпитаксиал қатламнинг солиштирма қаршилигини камайтириш орқали амалга ошириш

мумкин. Лекин эпитаксиал қатлам қаршилигини камайтиришда коллектор ўтишдаги тешувчи кучланиш ҳам камайди, бу эса қўйилмаган ҳодисадир. Коллектор қатламининг горизонтал қаршилигини, эпитаксиал қатлам солиштирма қаршилигини ўзгартирмасдан камайтиришда  $n^+$  технологиясидан фойдаланилади. Яширин  $n^+$  қатлам деб, коллектор ва эпитаксиал қатлам орасида жойлашган, кичик солиштирма қаршиликка эга бўлган яримўтказувчининг юпка диффузион қатламига айтилади. Яширин  $n^+$  қатлам дастлабки асосда эпитаксиал қатлам ўсгунча донор қиришмаларнинг локал (махаллий) диффузияси ёрдамида ҳосил қилинади. Юқори температура ҳисобита эпитаксиал қатлам ўстириш жараёнида яширин  $n^+$  қатламдаги донор қиришма қисман ўсаётган эпитаксиал қатламга диффузиялaшади. Бунинг натижасида яширин  $n^+$  қатлам қисман ҳам коллекторнинг p-катламида ҳам дастлабки асосда жойлашади. 3.41-расмда эпитаксиал қатламда ажратувчи диффузия ёрдамида тайёрланган, таркибида яширин  $n^+$  қатламга эга бўлган, интеграл p-p-n туридаги транзистор тузилиши кўрсатилган. Бу транзисторнинг ўзига хос хусусияти шундаки, унинг таркибида омик коллектор контактини яшириш учун хизмат қиладиган коллектор металл электродининг тагида  $n^+$  соҳа мавжуд. Расмдан кўринадики, транзисторнинг бутун сирти ташқи таъсирдан химоя қилиш мақсадида диэлектрик қатлам ( $SiO_2$ ) билан қопланган.



**3.41-расм. Яширин  $n^+$  қатламли интеграл p-p-n транзистор.**

**Диэлектрик ёрдамида ажратиш.** Интеграл транзисторларни диэлектрик ёрдамида ажратишда дастлабки яримўтказгичли асосда транзисторлар жойлашадиган алоҳида соҳа (чўнтак деб аталувчи) лар тайёрланади. Ҳар бир «чўнтак» асосдан (тагликдан) юппа диэлектрик қатлам орқали ажратилган. Ажратувчи диэлектрик сифатида, кремнийли транзисторлар ҳолида, аксарият ҳолларда кремний диоксидидан ( $\text{SiO}_2$ ) фойдаланилади. Транзисторларнинг бундай ажратиш усулида диэлектрик орқали сирқиш токи р-п ўтишли ажратишга қараганда бир неча даражага кам. 3.42-расмда бир-биридан диэлектрик орқали ажратилган икки интеграл транзистор кўрсатилган. Диэлектрик ёрдамида ажратишнинг афзаллиги шундаки, алоҳида олинган транзисторлар хусусиятларини ўзгартириш учун селектив летирилаш имконияти мавжуддир.



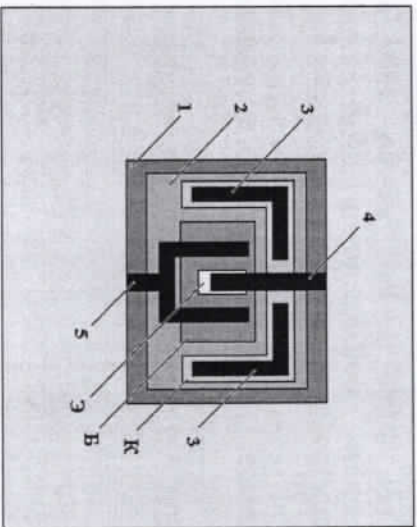
3.42-расм. Диэлектрик ёрдамида интеграл транзисторларни ажратиш.

Шуни таъкидлаш лозимки, диэлектрик ажратиш тескари силжитилган р-п ўтиш орқали ажратиш олдидан бир канча афзалликларга эга бўлса ҳам, ажратишнинг бу усули технологик жиҳатдан анча кийин ва кўп меҳнат талаб қилади, чунки дастлабки яримўтказгич асосга бошқа диэлектрик материал киритиш керак. Кўп ҳолларда интеграл микросхема таркибига кирувчи транзисторларни ажратишнинг аралаш усулидан

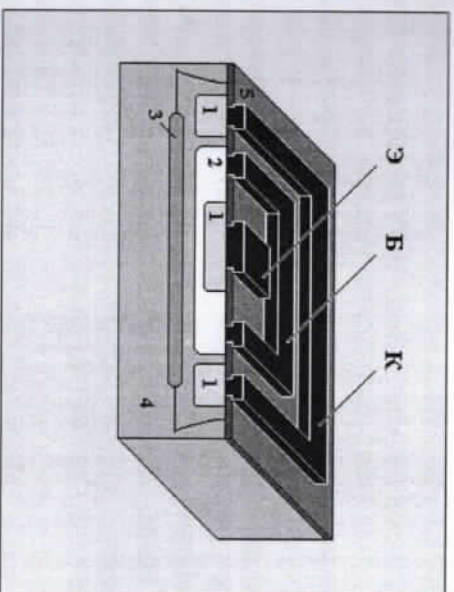
фойдаланилади. Бундай усуллардан бири изопланар жараёндир. Бу ерда ажратувчи диффузия жараёни ўрнига оксидланган фойдаланилади. 3.43-расмда изопланар технология ёрдамида тайёрланган р-р-п транзисторнинг тузилиши кўрсатилган. Бу ерда эмиттер (1) нинг  $n^+$  диффузия соҳаси, база (2) нинг  $p^+$  диффузия соҳасида жойлашган. База соҳаси ўз навбатида коллектор вазифасини бажарувчи  $n$ -эпитаксиал қатламда жойлашган. Коллекторнинг омик контакти кичик омли  $n^+$  қатлам (4) ёрдамида хосил қилинган. Дастлабки (асос)  $p$ -турдаги ўтказувчанлик (6) ва коллектор (3) соҳалари орасида яширин  $n^+$  қатлам жойлашган. Шундай қилиб, транзисторнинг икки қисми асосий тагликдан р-п ўтиш ёрдамида ажратилган. Лекин бутун периметр бўйича транзистор тузилмаси диэлектрик (7) қатлам билан ўралган, яъни ажратишнинг аралаш усулидан фойдаланилган. Диэлектрик сифатида кремний икки оксиддан фойдаланилган. Бу диэлектрик транзисторнинг очик сиртини ташқи таъсирдан химоя қилишда ҳам ишлатилади. Транзисторнинг мос соҳаларига тўғри келадиган металл электродлар алюминий (8) дан тайёрланган бўлиб, химоя қатламининг очик ойнаси орқали қопланади. Изопланар жараён транзистор юзасини одатдаги р-р-п транзисторга нисбатан 2 марта кўпроқ камайтириш имконини беради. Интеграл транзисторларнинг бошқа фарқи уларнинг кичик ўлчамларидир. Шу сабабли, бундай тузилишли транзисторларнинг бошқа тузулмаларидан фарқи, уларнинг кичик ўлчамларидир. Шу сабабли, бундай тузилишли транзисторлар илҳичи характеристикаларини яхшилаш ва самарадорлигини ошириш йўналишида бир канча технологик хусусиятларга эга. Мисол тариқасида интеграл бикутубий транзисторларнинг баъзи конфигурацияларини караб чиқамиз. Бу ерда 1-р-турдаги ўтказувчанликка эга кремний яримўтказгичли дастлабки асос (таглик), 2-п-турдаги диффузион соҳа, 3-п-турдаги металлланган коллектор, 4- $n^+$ -турдаги ўтказувчанликка эга бўлган металлланган эмиттер, 5-р-турдаги ўтказувчанликка эга металлланган база. Бундай тузилишда (К) коллектор соҳасини (Б) база соҳаси уч томондан

ўраб туради. (Э) эмиттер соҳаси эса база соҳаси ичида жойлашган. Бундай тузилишда эмиттердан чиқаётган заряд ташувчилар коллекторга уч томондан етиб келади. Мос равишда коллектор қатлами қаршилиги уч марта кичик.

3.45-расмда яна бир симметрик конфигурацияли интеграл  $p$ - $n$  транзистор тузилиши кўрсатишган. Бу тузилишда  $p$ -турдаги ўтказувчанликка эга (Б) база соҳаси ва  $n$ -турдаги ўтказувчанликка эга (К) коллектор соҳаси  $n^+$ -турдаги ўтказувчанликка эга (Э) эмиттер соҳасини бутун периметр бўйича ўраб туради. Бу ҳолда эпитаксиал  $p$ -қатламли коллектор ва дастлабки  $p$ -турдаги ўтказувчанликка эга асос (4) орасида яширин  $n^+$ -қатлам (3) мавжуд.



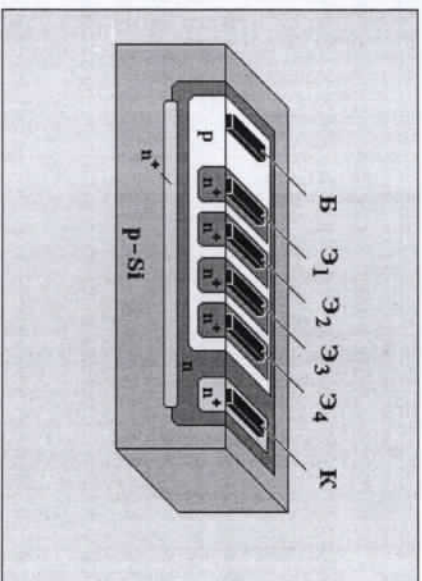
3.44-расм. Интеграл транзисторнинг симметрик конфигурацияси



3.45-расм. Яширин  $n^+$  қатламли интеграл транзисторнинг симметрик конфигурацияси.

**Кўп эмиттерли транзисторлар.** Кўп эмиттерли транзисторлар транзистор-транзисторли мантик цифрли интеграл микросхемаларнинг қатта синфи асосини ташкил қилади. Кўп эмиттерли транзисторнинг соддалаштирилган тузилиши 3.46-расмда келтирилган. Бу ерда дастлабки асос (толлик) сифатида сиртида  $n$ -турдаги эпитаксиал қатлам ўстирилган  $p$ -турдаги ўтказувчанликка эга кремний пластинкасидан фойдаланилади. Асос пластинка ва эпитаксиал  $n$ -қатлам орасида яширин  $n^+$  қатламли қисм жойлашган. Транзисторнинг коллектор соҳаси сифатида ажратувчи диффузия ёрдамида яқкаланган эпитаксиал  $p$ -қатламда акцептор қириниша диффузияси орқали олинган база соҳаси коллектор соҳаси ичида жойлашган. Эмиттерли  $n^+$  қатламлар база соҳасидagi донор қириниша диффузияси ёрдамида тайёрланган. Келтирилган расмдан кўринадики, кўп эмиттерли транзистор умумий база ва умумий коллекторли бир неча транзисторлар тўпламидир. Кўп эмиттерли транзисторлар бир эмиттерли транзисторларга нисбатан бир канча фарқ қилувчи қурашларга эга. Улардан базаи бирларини қараб чиқамиз. Базаининг  $p$ -қатлами билан ажратилган ҳар бир  $n^+$

Эмиттерларнинг аралаш жуфтлари  $n^+ - p - n^+$  турдаги горизонтал транзисторни ташкил қилади. Агар эмиттерлардан бирига тўғри силжиш кучланиши бошқасига тесқари кучланиш берилган бўлса, у ҳолда горизонтал транзистор орқали ток ўтади. Бу ток керакисиз, қўтилмаган ток ҳисобланади, чунки у кўп эмиттерли транзистор ишини бузади. Бу самарадан қўтулиш учун аралаш эмиттерлар орасидаги масофа база соҳасидаги заряд ташувчиларнинг диффузион узунликларида катта қилиб олинши керак. Амада эмиттерлар орасидаги масофа 10-15 мкм ни ташқил қилади, бу эса кўп эмиттерли транзисторнинг умумий юзасига салбий таъсир қилади.



3.46-расм. Кўп эмиттерли транзисторнинг тузилиши

**Интеграл  $n - p - n$  транзисторларнинг типик параметрлари:**

Ток бўйича кучайтириш коэффициенти: 200-400.

Коллектор-базанинг максимал руҳсат этилган кучланиши: 30-50 В.

Эмиттер-базанинг максимал руҳсат этилган кучланиши: 8-10 В.

Чегаравий частота: 500-700 МГц.

**Бикүтбӣй транзисторларнинг асосий параметрлари:**

$U_{к.б. max}$ -коллектор ва база орасидаги максимал доимий кучланиши;

$U_{э.б. max}$ -база ва эмиттер орасидаги максимал доимий кучланиши;

$U_{к.б. n max}$ -коллектор ва база орасидаги максимал импульс кучланиши;

$U_{э.б. n max}$ -база ва эмиттер орасидаги импульс кучланиши;

$R_{к}$ -транзистор томонидан сочлугувчи доимий қувват;

$I_{к max}$ -коллекторнинг максимал руҳсат этилган доимий токи;

$I_{э max}$ -эмиттернинг максимал руҳсат этилган доимий токи;

$I_{б max}$ -базанинг максимал руҳсат этилган доимий токи;

$I_{к.н max}$ -коллекторнинг максимал руҳсат этилган импульс токи;

$I_{э.н max}$ -эмиттернинг максимал руҳсат этилган импульс токи;

$I_{к.о}$ -коллектор ўтишининг тесқари токи;

$I_{э.о}$ -эмиттер ўтишининг тесқари токи;

$S_{к}$ -коллектор ўтиш сигими;

$S_{э}$ -эмиттер ўтиш сигими;

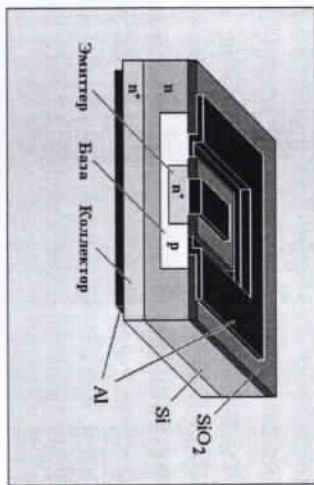
$F_{max}$ -максимал генерация частотаси;

$T_{max}$ -максимал температура.

### 3.12. Қувватли биполяр транзисторлар

Руҳсат этилган қувват сочилиши 1 Вт дан юқори бўлган транзисторларга қувватли транзисторлар деб аталади. Бу ҳолда қувват сочилиши 1 дан 10 Вт гача бўлган транзисторлар ўрта қувватли транзисторлар, ундан катта қувватли сочилишга эга бўлган транзисторлар катта қувватли транзисторлар дейилади. Қувватли транзисторларда сочиладиган қувват ортиши билан  $r - n$  ўтиш температураси ортади. Руҳсат этилган температурадан юқори температурада транзисторга яроқли кристаллини олишни яхшилашга йўналтирилган турли чоралар кўрилади. Замонавий қувватли бикүтбӣй транзисторлар бу асосан  $n - p - n$  тузилишга эга электрон типдаги кремний асосли транзисторлардир. Қувватли транзисторлар қондада мунофиқ вертикал тузилишга эга, яъни эмиттер ва база

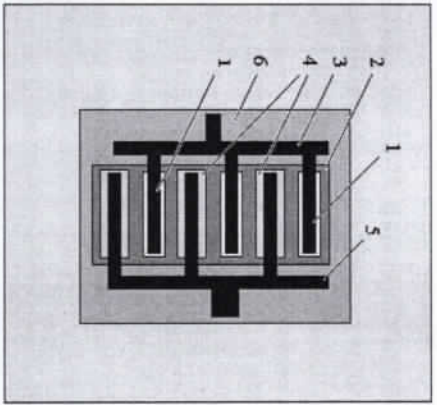
чикишлари дастлабки асос пластинканинг юкори қисмида жойлашган, коллектор чикиши эса унинг пастки юзасида жойлашган. Типик вертикал тузилишли кувватли бикүтбый транзистор 3.47-расмда кўрсатилган.



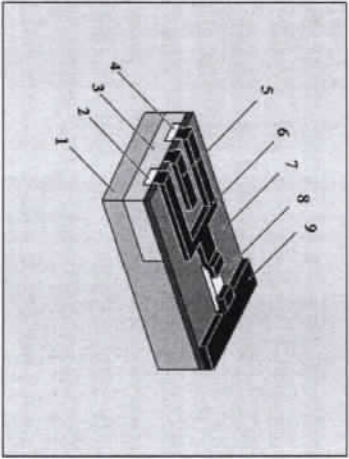
3.47-расм. кувватли бикүтбый транзисторнинг вертикал тузилиши.

База токининг ўтказиш коэффициентини орттириш хисобига транзисторнинг ишчи характеристикалари (тавсифлари) ни яхшиловчи юпка қалинликлари база соҳаси билан бундай тузилишни амалга ошириш мумкин. Бундан ташқари, коллекторнинг вертикал жойлашшини яхши иссиқлик олиншини таъминлайди, бу эса системанинг иссиқлик режимини яхшилайди. Эмиттер токининг катта зичликларида кувватли транзисторларда база токи ҳам ортади. База токининг ўсиши база қаршилигида кучланиш тушувини орттиришга олиб келади. Бу ҳолда пайдо бўладиган электр майдони, эмиттернинг марказий қисмидан унинг ташқи атрофига йўналган. Бу майдон коллекторга томон ҳаракатланётган асосий бўлмаган окимини эмиттернинг ташқи чеккасига йўналиш бўйича сикади. Токининг юкори зичликларида сикилиш самараси хисобига фақат эмиттернинг ҳақиқий юзасидан етарлича кичик юзата эга бўлган ташқи соҳаси самарали ишлайди. Кувватли транзисторларнинг ишчи характеристика (тавсиф) дарини сикилиш самараси хисобига яхшилаш учун эмиттернинг берилган юзасида имкони борича катта заряд ташувчиларни

чиқарувчи соҳа юзасини олиш зарур. Бундан ташқари имкони борича эмиттердан базача бўлган масофани камайтириш керак. Бу шартлар транзисторларнинг маҳсуе тузилишларида бажарилади. Шундай мисоллардан бири тароксимон тузилишта эга бўлган транзисторлардир. Бундай транзисторларда эмиттер ни база бир-биридан бирор масофада жойлашган ва қимбўлган умумий контактли бир неча алоҳида участкалар кўринишида тайёрланади. 3.48-расмда тароксимон тузилишта эга бўлган бикүтбый транзисторнинг тузилиши кўрсатилган. Бу ерда 1-база соҳаси, 2-коллекторнинг умумий қилими, 3-база соҳасини металлизацияловчи умумий шина, 4-эмиттер соҳалар, 5-эмиттер металлизацияси умумий шинаси, 6-дастлабки яримўтказгич таглик (асос). Тароксимон тузилима эга бўлган транзисторларда эмиттернинг алоҳида қисмлари орасидаги ток тақсироти жууда нотекис бўлиши мумкин. Бу кўнидагича асосланади. Агар эмиттерлардан бирортаси бошқа эмиттерларга қараганда кўпроқ қизиса, температуранинг кўтарилиши янада кўпроқ заряд ташувчилар пурқалишига олиб келиди, бу эса ўз навбатида, бу эмиттер ўтишининг вольтампер тавсифномасига (характеристикаси) га таъсир қилади. Бундан кўтулиш мақсадида транзистор таркибига хар бир эмиттер билан кетма-кет уланган барқарорлаштирувчи резисторлар (қаршиликлар) киритилади. Агарда эмиттерларнинг бирортаси орқали ўтаётган ток ортса, у ҳолда кетма-кет уланган барқарорлаштирувчи қаршиликда кучланиш тушуви ортади.



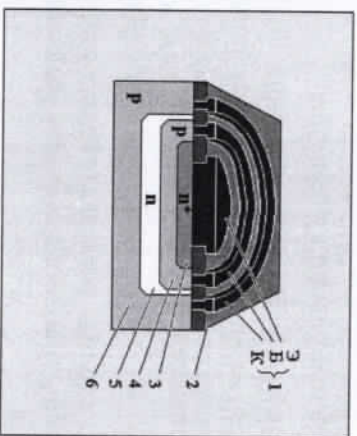
3.48-рasm. Тароксимон тузилгишли бикүтбй транзистор таркиби элементглари.



3.49-рasm. Баркарорлаштирувчи металл каршиликсли бикүтбй транзистор таркиби элементглари.

Баркарорлаштирувчи каршиликда потенциал тушувининг ортиши эмиттер ўтишда тўғри кучланиш силжишини камайтиришга ва у оркали ўтаётган токнинг четараланишига олиб келади. 3.49-рasmда металл баркарорлаштирувчи каршиликли транзистор таркиби элементглари келтирилган. Бу

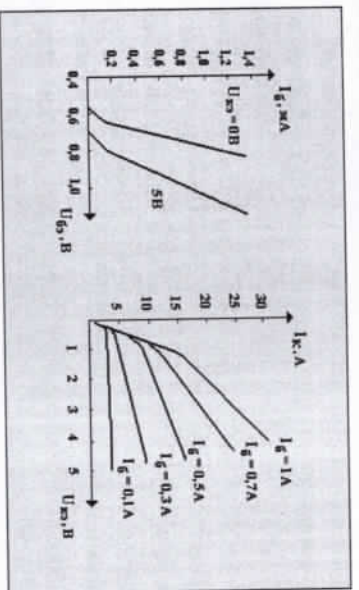
ерда 1-лик таглик (асос), 2,4-эмиттернинг алохида сохалари, 3-база сохаси, 5-базанинг металл (алюминийли) чикиши, 6-эмиттер чикиши, 7-дизэлектрик химоя катлами (кўпчилик холларда  $\text{SiO}_2$  катлам ишлатилади), 8-баркарорлаштирувчи катлам, 9-умумий эмиттер шина. Кувватли транзисторларнинг база ва эмиттер катламларининг бир-бирига нисбатан ўзаро жойлашишида бир неча турли вариантлар мавжуд. Барча тузилшларда энг катта кувват сочилиши учун эмиттер периметрининг унинг юзасига нисбати ва бу периметрнинг база юзасига нисбати максимал катта бўлиши зарур. Мисол сифатида 3.50-рasmда халкали электродларга эга кувватли транзистор тузилиши келтирилган. Бу ерда 1-(Э) эмиттернинг, (Б) базанинг, (К) коллекторнинг алюминий электродлари, 2-химюловчи дизэлектрик катлам, 3- $n^+$  эмиттернинг диффузион сохаси, 4-база р-сохаси, 5-эмиттер п-сохаси, 6-икк р турдаги ўтказувчанликка эга соха. Кўпчилик холларда, кувватли транзисторларни тайёрлашда, шунингдек р-турдаги ўтказувчанликка эга асос яримўтказгичдан ҳам фойдаланилади. 3.51-рasmда Россияда ишлаб чиқарилган КТ935Ф турдаги кувватли бикүтбй транзисторнинг кириш ва чикиш вольтампер таусифномадари кўрсатилган ва унинг асосий, максимал рухсат этилган, ишлатиладиган параметрлари келтирилган.



3.50-рasm. Халкали электродли кувватли транзистор тузилиши.

9-жадвал

Тури	Ўхшаш	Uкб Pmax max (Вт)	Uкб max (В)	Iк max пост. (А)	Iк max имп. (А)	h21 э
КТ8259Б	МЖЭ3008	70	700	8	15	60
КТ8260Б	МЖЭ3009	90	600	12	24	65



3.51-расм. КТ935А туридаги қувватли бикүтбй транзисторнинг кириш ва чиқиш вольт-ампер тавсифномагари.

КТ935А туридаги транзисторнинг максимал рухсат этилган параметрлари:

Коллекторнинг доимий токи	25 А
Базанинг доимий токи	10 А
Коллекторнинг импульсий токи	30 А
Базанинг импульсий токи	10 А
Эмиттер-база доимий кучланиши	5 В
Эмиттер-база импульсий кучланиши	6 В
Коллектор-эмиттер доимий кучланиши	8 В
Коллекторнинг доимий қуввати	60 Вт
Ўтишлар максимал температураси	150°С

9-жадвалда турли мамлакатларда ишлаб чиқарилган қувватли бикүтбй транзисторларнинг қиссий параметрлари келтирилган.

қувватли юкори кучланишли транзисторларнинг қамчиликларидан бири токни узатиш коэффициентининг қичик бўлишидир. Бу қамчилиқни бартараф қилиш учун хозирги пайтда қувватли юкори кучланишли транзисторларни лойиҳалаштиришда Дарлингтон схемаси бўйича уланган транзисторларда фойдаланилади. Бундай уланишнинг ўзига хос хусусиятларини қараб чиқамиз. Умумий эмиттер схемаси бўйича уланган транзисторнинг ток бўйича қучайтириши (В) қуйидагича ифодаганиши мумкин:

$$V = \frac{I_k}{I_b}$$

Мос равишда Дарлингтон схемасига кирувчи ҳар бир транзистор учун коллектор токи қуйидаги кўринишни олади

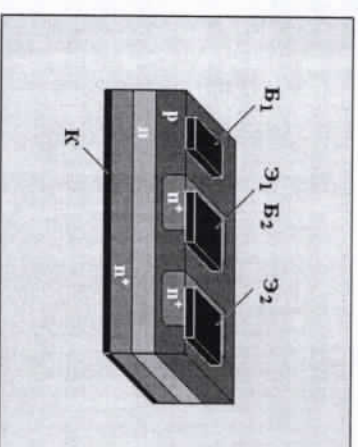
$$I_{k1} = V_1 \cdot I_{b1} \quad I_{k2} = V_2 \cdot I_{b2}$$

Тўла коллектор токи ҳар бир транзисторнинг коллектор тоқлари йиғиндиси  $I_k = I_{k1} + I_{k2}$  ва транзисторнинг биринчи эмиттери токи ( $i_{b1}$ ), иккинчи транзисторнинг база токи қатталиги ( $i_{b2}$ ) га тенг, яъни  $i_{b2} = i_{b1}$ , коллектор тўла токи учун нфода қуйидаги кўринишни олади:

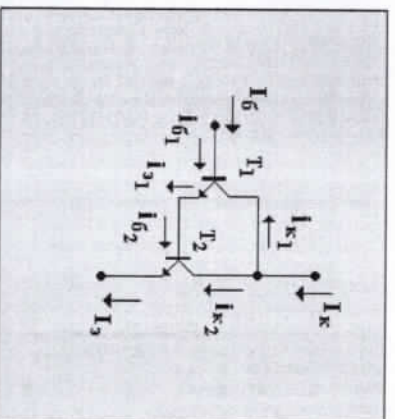
$$I_k = V_1 \cdot I_b + V_2 \cdot (V_1 + 1) \cdot I_b$$



жойлаштирилган. Ҳар бир бундай соҳада 12 мкм кенгликка ва 220 мкм узунликдаги 40 та эмиттер жойлаштирилган. Иккита кўшни эмиттерлар орасидаги масофа 18 мкм.



3.53-расм. Битта асосда тайёрланган, Дарлингтон схемаси бўйича уланган транзистор тузилиши

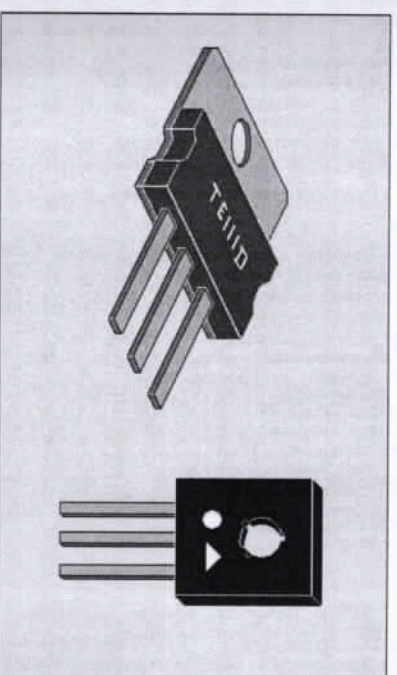


3.52-расм. Тоқларнинг йўналиши кўрсатилган Дарлингтон схемаси бўйича уланган транзистор.

Шунингдек, ток бўйича кучайтириш коэффициенти тушунчасидан фойдалансак, куйдагини оламиз:

$$V = V_1 + V_2 + V_1 \cdot V_2$$

Келтирилган ифодадан кўринадики, Дарлингтон схемаси бўйича уланган транзисторнинг ток бўйича кучайтириш коэффициенти, транзисторнинг алоҳида олинган ҳар бир кучайтириш коэффициентларидан етарлича катта. 3.53-расмда Дарлингтон схемаси бўйича уланган транзисторнинг тузилиши кўрсатилган. Кувватли бикутбўй транзисторларнинг частотавий тавсифномаларини яхшилаш учун коллектор-база ўтиш нозасини камайтириш, иссиқлик режимини яхшилаш учун нозани ошириш керак. Бу икки, бир-бирига қарама-қарши масалани ечиш учун битта кристаллдан тайёрланган, параллел уланган кам кувватли, алоҳида олинган транзисторлар тўпламидан фойдаланиб кувватли транзисторлар яратилган. Кўрсатилган технология бўйича тайёрланган замонавий кувватли транзистордан бирида кремний кристаллининг ўлчамлари 4,5x6,65 мм ни ташкил қилади. Бу кристаллда ҳар бирининг ўлчами 1,25x0,24 мм бўлган 24 та база соҳаси



3.54-расм. Базини кувватли бикутбўй транзисторларнинг ташқи кўриниши

Бу холда кристаллнинг умумий юзаси  $30 \text{ мм}^2$  га яқин; коллектор ўтишлар юзасидан ( $7,2 \text{ мм}^2$ ) дярди 4 марта катта бўлиб, бу кристаллнинг кичик температуравий каршилиги ва яхши иссиқлик узатиши мавжуд бўлишини таъминлайди. Бундай транзистор 100 В дан юкори рухсат этилган кучланишга эга бўлиб, максимал коллектор токи 50 А ва максимал кувват сочилиши 200 Вт. 3.54-расмда баъзи кувватли бикүтбй транзисторнинг ташки кўриниши кўрсатилган.

#### 4.Боб. Майдонли (униполяр) транзисторлар

Кириш занжиридати электр майдон кучланганлигининг ўзгариши натижасида кириш токи ўзгарадиган яримўтказгич лебобларга майдоний ёки униполяр транзисторлар дейилади. Майдоний транзисторларнинг икки туркуми мавжуд. Булар бошкарувчи р-п ўтишли майдоний транзисторлар ва ажратилган затворли (ёркуч) транзисторлар. Транзисторларнинг бу туркумларини караб чикамиз.

##### 4.1. Бошкарувчи р-п ўтишли транзисторлар

2-бобда кўрсатиб ўтилганидек, р-п ўтишга тескари кучланиш берилганда ўтишнинг хажмий заряд катлами кенгайди. Бу холда хажмий заряд катламининг кенгайиши р-п ўтишнинг катта каршиликка эга бўлган томонида содир бўлади. Шу сабабли, масалан тескари кучланиш симметрик бўлмаган кескин р<sup>+</sup>-п ўтишга берилганда хажмий заряд катлами асосан кимрок легирланган п соҳаси томонга кенгайди. 4.1-расмда р<sup>+</sup>-п ўтишга ноль ва U тескари кучланиш берилган холдаги энергетик зоналар диаграммаси кўрсатилган. Кўриниб турибдики, тескари кучланиш катталиги ортиши билан хажмий заряд катлами кенглиги ортади. Шуни эслатиб ўтамизки, р-п ўтишнинг хажмий заряди катлами деганда, яримўтказгичнинг харакатчан зарядлар бўлмаган соҳаси тушунилади. Яримўтказгичнинг бирор соҳасида харакатчан зарядлар мавжуд бўлмаса, бу соҳанинг каршилиги ортади ва кўпчилик холларда изолятор (ток ўтказмайдиган материал) каршилигига яқин бўлади. Хажмий заряд катлами кенглигини кўйилган кучланиш катталигига боғлиқлиги, ўтишли майдоний транзисторлар иш тамойилинининг асосини ташкил килади. Бошкарувчи р-п ўтишга эга бўлган майдоний транзисторларнинг иш тамойилиги 4.2-расм ёрдамида тушунтириш мумкин. Бу расмда п-типдаги ўтказувчанликка эга бўлган яримўтказгичдан тайёрланган бошкарувчи электрод затвор (З), исток (И) ва сток (С) электродлари билан транзистор тузилиши кўрсатилган. Исток ва сток электродларига U<sub>c</sub> ташки кучланиш кўйилган. Бу

электродлар орасидаги яримўтказгич қисмидан электродлар оқими билан характерланидиган ток оқиб ўтади. Сток токи  $I_c$  деб аталадиган бу токнинг катталиги, сток ва исток орасига қўйилган кучланишга боғлиқ. Затвор ва исток ўртасига бундай кутбдаги кучланиш берилганда, затвор ўтиши тескари йўналишда силжийди ва ҳажмий заряд соҳаси кенгайди. Бу соҳанинг кенгайиши  $n$ -турдаги ўтказувчанликка эга яримўтказгич ичкариси томон йўналган бўлади ва ток ўтказувчи канал кесимини камайтиради. Шу сабабли, исток ва сток орасида оқиб ўтаётган ток камаydi. Майдоний транзисторнинг кириш тоқини эътиборга олмаса ҳам бўладиган даражада кичик бўлиб  $r$ - $n$  ўтишининг тескари тоқидир. Шу сабабли, бикутбый транзисторлардан фарқи равишда майдоний транзисторларнинг кириш занжири деярли ток истеъмол қилмайди, чикиш кучланишининг бошқарилиши ток ўтказувчи канал кенглигининг электр майдони ҳисобига ўзгариши ҳисобига бўлади. Майдоний транзисторнинг кучайтириши хусусиятлари ҳажмий заряд катламининг ток ўтказувчи канал ичига кириш чуқурлиги билан аниқланади. Бунинг учун ток ўтказувчи канал қалинлиги ва ҳажмий заряд катлами кенглиги бир хил ўлчамда бўлиши керак. (2.88) ифодага кўра кескин  $r$ - $n$  ўтиш, ҳажмий заряд катлами кенглиги унга тескари кучланиш ( $U$ ) берилганда қуйидагича ифодаланиши мумкин:

$$d = \left[ \frac{2\epsilon\epsilon_0}{q^2} \frac{1}{n} (\Phi_0 + qU) \right]^{\frac{1}{2}} \quad (4.1)$$

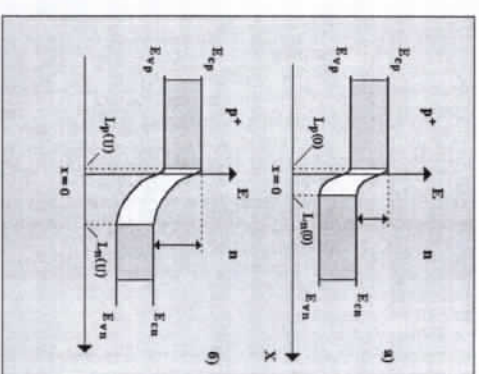
Агар ташки кучланиш етарлича катта  $qU \gg \Phi_0$  бўлса, у ҳолда (4.1) муносабат қуйидаги кўринишга олади:

$$d = \left[ \frac{2\epsilon\epsilon_0}{q} \frac{1}{n} U \right]^{\frac{1}{2}} \quad (4.2)$$

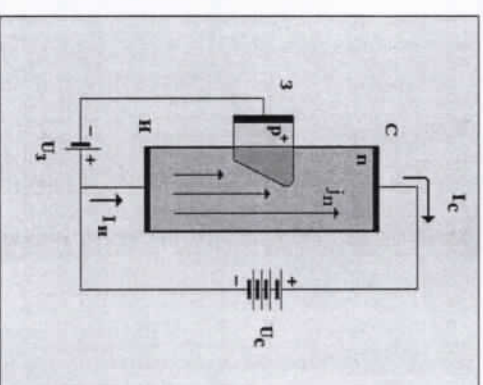
Электронларнинг қаракатчанлиги  $\mu_n$  ва ва электрўтказувчанлик  $\sigma = qn\mu_n$  тушунчаларидан фойдалансак, (4.2) ифодани қуйидаги кўринишга келтириш мумкин:

$$d = (2\epsilon\epsilon_0\mu_n\rho U)^{\frac{1}{2}} \quad (4.3)$$

бу ерда  $\rho$ —электрон ўтказувчанликка эга яримўтказгич солиштирма қаршилиги ( $\rho = 1/\sigma$ ).



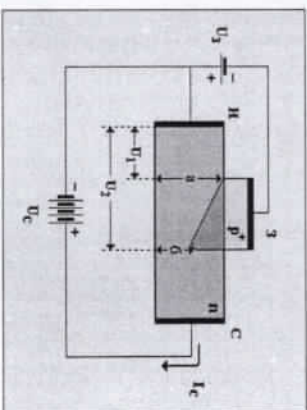
4.1-расм.  $p$ - $n$  ўтишининг энергетик диаграммалари  
а — ташки майдон бўлмаган ҳолда, б —  $U$  тескари кучланиш берилган ҳолда.



4.2-расм. Бошқарувчи  $r$ - $n$  ўтишли майдоний транзисторнинг уланиш схемаси ва ишлаш тамойли.

Келтирилган ифодадан кўринадики, ҳажмий заряд катлами кенглиги ва яримўтказгич солиштирма қаршилиги ортиши билан ортади. Шу сабабли, кучланишнинг ортишида  $d$  нинг катта ўзгаришларини олиш учун солиштирма қаршилиги катта бўлган материалдан фойдаланиш мақсадга мувофиқдир. 4.2-расмдан кўринадики, ҳажмий заряд соҳасининг кенглиги транзистор канали бўйлаб ўзгаради: исток яқинида ҳажмий заряд соҳасининг кенглиги сток соҳаси яқинидаги қараганда кичик. Бу ҳол бошқарувчи  $r$ -п ўтишининг турли қисмларида турли хил кучланишлар кўйилганлиги билан асослангандир. Ҳақиқатан ҳам, стокка кўйилган кучланиш ( $U_2$ ), каналнинг турли қесимларида турлича потенциал тушишни ҳосил қилади. Каналнинг «а» қесимида кучланиш тушиши  $U_1$  ва «в» қесимида кучланиш тушиши  $U_2$  (4.3-расмга қarang). Натижادا бошқарувчи  $r$ -п ўтишининг ўнг томонида, яъни истокка яқин жойлашган қисмига  $U^{\text{н}}=U_3+U_1$  кўйилган, стокка яқин қисмига эса  $U^{\text{с}}=U_3+U_2$  кучланиш кўйилган. Одатда  $U_2 > U_1$ , ва  $U^{\text{с}} > U^{\text{н}}$  бўлганлиги сабабли ўтишининг ўнг қисмида ҳажмий заряд соҳаси кенглиги чап томонидан кўп. Кристаллнинг орасидаги бошқарувчи ўтиш ва исток, ва бошқарувчи ўтиш ва сток потенциал тушувларини эътиборга олмасак куйидагини оламиз:

$$U^{\text{н}} = U_3 \quad \text{ва} \quad U^{\text{с}} = U_3 + U_2.$$

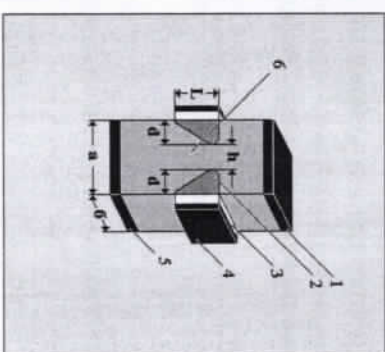


4.3-расм. Бошқарувчи  $r$ -п соҳада ҳажмий заряд катлами кенглигининг пайдо бўлиши.

#### 4.2. Бошқарувчи ўтишли майдоний транзисторнинг вольтампер характеристикалари (тавсифлари)

Қаралган транзисторнинг вольтампер характеристикаларини ҳисоблаш учун 4.4-расмда кўрсатилган моделдан фойдаланамиз. Бу ерда 1-транзистор стоки, 2-бошқарувчи ўтиш ҳажмий заряд соҳаси, 3-ёпкич, 4-ёпкичнинг металл электроди, 5-исток, 6-ток ўтказувчи канал, а, в-кристаллнинг геометрик ўлчамлари, 1-ёпкич узулиги. Канал кенглигининг ортириш учун ёпкичга кўйилган кучланишларда бошқарувчи ўтиш икки томонда жойлашган. Ёпкичга  $U_2$  кучланиш берилганда, стокадаги кучланиш нолга тенг бўлса ( $U_1=0$ ), ток ўтказувчи каналнинг кенглиги 4.4-расм ва 4.3 ифодадан ёпкич кучланиш функцияси сифатида қаралиши мумкин:

$$h = a - 2d + a - 2(2\epsilon\epsilon_0\mu_n\rho U_3)^{\frac{1}{2}} + a - 2(2\epsilon\epsilon_0\mu_n\rho)^{\frac{1}{2}}\sqrt{U_3} \quad (4.4)$$



4.4-расм. Бошқарувчи  $r$ -п ўтишли майдоний транзистор модели.

(4.4) муносабатдан кўринадики, ёпкичдаги кучланиш  $U_2$  катталиги оширилганда ток ўтказувчи канал кенглиги ( $h$ ) камайди. Етарлича катта кучланишларда, ёпкич ажратилиш кучланиши деб аталувчи ва  $U_2^0$  каби белгиланувчи кучланишларда канал тўла бекилади, яъни  $h=0$ . Ажратилиш кучланишини  $h=0$  шартдан фойдаланиб (4.4) ифодадан топамиз:

$$U_{e0} = \frac{a^2}{8\varepsilon_0 \mu_r \rho} \quad (4.5)$$

(4.4) ва (4.5) ифодалардан фойдаланиб тоқутказувчи канал кенлигини кўйидаги кўринишда ёзамиз:

$$h = a - 2(2\varepsilon_0 \mu_r \rho)^{\frac{1}{2}} = a \left( 1 - \sqrt{\frac{U_3}{U_{30}}} \right)^{-1} \quad (4.6)$$

$U_e = 0$  ва  $U_c = 0$  шартда, транзистор ток ўтказувчан канал қаршилигини солиштирма қаршилик ва унинг геометрик ўлчамлари орқали ифодадаш мумкин:

$$R_{k0} = \rho \frac{1}{ab} \quad (4.7)$$

Агар транзистор ёпқичида кучланиш нолдан фарқли бўлса, у холда канал қалинлиги (4.6) ифода ёрдамида аниқланади. Бу холда канал қаршилиги кўйидаги ифода ёрдамида ёзилади:

$$R_k = \rho \frac{1}{bh} = \rho \frac{1}{ba} \left( 1 - \sqrt{\frac{U_3}{U_{30}}} \right)^{-1} \quad (4.8)$$

ёки

$$R_k = R_{k0} \left( 1 - \sqrt{\frac{U_3}{U_{30}}} \right)^{-1} \quad (4.9)$$

Агар транзисторга ( $U_e$ ) ёпқич кучланиши ва ( $U_c$ ) сток кучланиши берилган бўлса, у холда канал орқали оқиб ўтаётган ток каналнинг хар бир қисмида турли потенциал тушувларни юзага келтиради. Натияжада канал қалинлиги стока яқинлашган сари ўзгариб боради ва (4.9) ифодадан бутун канал қаршилигини аниқлашда фойдаланиб бўлмайди. Бу ифода фақатгина  $dx$  узунликка эга бўлган элементар қисм учун

ўринлидир. Бундай қатлам элементи қаршилиги кўйидаги тагга:

$$dR_k = \frac{R_k}{1} dx \quad (4.10)$$

ёки, янада умумий ҳолда:

$$dR_k(x) = \frac{R_{k0}}{1} \left( 1 - \sqrt{\frac{U_3 + U(x)}{U_{30}}} \right)^{-1} dx \quad (4.11)$$

Канал қаршилигида, ўтаётган сток токи ҳисобга пайдо бўладиган кучланиш тушуви:

$$dU(x) = I_c dR_k(x) \quad (4.12)$$

ёки (4.11) ифодадан фойдалансак:

$$dU(x) = I_c \frac{R_{k0}}{1} \left( 1 - \sqrt{\frac{U_3 + U(x)}{U_{30}}} \right)^{-1} dx \quad (4.13)$$

Бундан интеграллаш ўзгарувчиларини ажратиб, кўйидаги ифодани оламиз:

$$dU(x) \left( 1 - \sqrt{\frac{U_3 + U(x)}{U_{30}}} \right) = I_c \frac{R_{k0}}{1} dx \quad (4.14)$$

(4.14) ифодани  $x=0$  да  $U=0$  ва  $x=l$  да  $U=U_c$  бошланғич шартни ҳисобга олган ҳолда интеграллаймиз:

$$\int_0^{U_c} \left( 1 - \sqrt{\frac{U_3 + U(x)}{U_{30}}} \right) dU = I_c \int_0^l \frac{R_{k0}}{1} dx \quad (4.15)$$

ва кўйидаги ифодани оламиз:

$$U_c - \frac{2}{3} \left[ \frac{(U_3 + U_c)^{\frac{3}{2}} - (U_3)^{\frac{3}{2}}}{\left( \frac{U_3}{U_{30}} \right)^{\frac{3}{2}}} \right] = I_c R_{k0} \quad (4.16)$$

(4.16) ифодани кўйидаги қулай кўринишда ёзишимиз мумкин:

$$I_c = \frac{1}{R_{k0}} \left\{ U_c + \frac{3}{2} \left[ \frac{U_c^2 - (U_c + U_c)^2}{(U_{c0})^2} \right] \right\} \quad (4.17)$$

(4.17) ифода майдоний транзистор стоки токи ( $I_c$ ) нинг ёпкич кучланиши ( $U_c$ ) ва стокаги кучланиш тушувиға ( $U_c$ ) боғлиқлигини ифодалайди. Транзисторнинг катта сток кучланишларида исток қисмидаги потенциал тушиш ҳисобига бошқарувчи ўтишга кўйилмаган тесқари кучланиш ортади. Агар ўтишга кўйилмаган тесқари кучланиш қиймати канални беркитиш кучланишиға ( $U_{c0}$ ) тенг бўлса:

$$U_{c0} = U_c + U_c \quad (4.18)$$

У ҳолда канал беркила бошлайди, бу эса сток токнинг камайишиға олиб келади. Бунда каналнинг тўла беркитилиши кузатилмайди, чунки канал қесимининг камайиши ток ортишиға пропорционал. Бошқача қилиб айтганда сток кучланишининг ортиши билан сток токи тўйинишиға эришади ва токнинг кейинги ўсиши кузатилмайди. (4.18) ифодани (4.17) га кўйиб транзистор тўйиниш токни оламиз

$$I_{c, \text{нас}} = \frac{1}{R_{k0}} \left\{ U_{c0} - U_c + \left[ \frac{(U_{c0})^2 - U_c^2}{(U_{c0})^2} \right] \right\} = \\ = \frac{1}{R_{k0}} \left[ \frac{1}{3} U_{c0} - U_c \left( 1 - \frac{2}{3} \sqrt{\frac{U_c}{U_{c0}}} \right) \right] \quad (4.19)$$

4.5-расмда бошқарувчи р-п ўтишли майдоний транзисторнинг типик вольтампер характеристикалари (тавсифномалари) келтирилган. Узик чизиклар билан сток тўйиниш токиға мос кучланиш соҳалари кўрсатилган. Кўриниб турибдики, тўйиниш режимида (маромидда) сток токи транзистор стоки кучланишиға боғлиқ бўлмадан фақат ёпкич кучланиши орқали аниқланади.

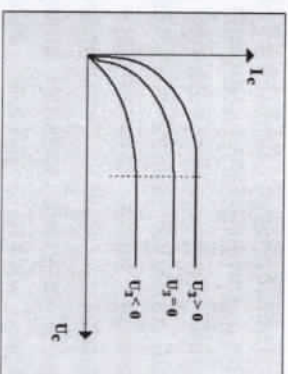
Майдоний транзисторларнинг кучайтириш хусусиятлари характеристикасининг қиялиги (тиклиги) деб аталувчи ( $S$ ) параметрдан фойдаланилади:

$$S = - \frac{dI_{c, \text{нас}}}{dU_c} \quad (4.20)$$

Вольтампер характеристика (тавсифнома) қиялиги (4.19) ифода ёрдамида аниқланиши мумкин:

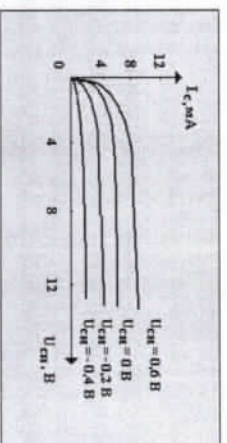
$$S = \frac{dI_{c, \text{нас}}}{dU_c} = - \frac{1}{R_{k0}} \left( 1 - \sqrt{\frac{U_c}{U_{c0}}} \right) \quad (4.21)$$

Бошқарувчи р-п ўтишли майдоний транзисторларнинг бинкутбий транзисторлардан асосий афзаллиги шундаки, уларнинг доимий токка кириш қаршилиги етарлича катта. Бу транзисторларнинг доимий токка қаршилиги тесқари силжитилган р-п ўтиш токи орқали аниқланади. Замонавий транзисторларда ёпкиннинг тесқари силжитилган ўтиши токи бир неча наноамперни ташқил қилади. Кириш қаршилиги бу ҳолда бир неча юз мега Ом дир. Транзистор стокиннинг катта қаршилиқларида ёпкич токи ортади. Бунга сабаб, асбобриборнинг каналдаги электрон-ковак жуфтларининг туртки ионлашиши туфайли генерацияси ва асосий бўлмаган заряд ташувчилар сонининг ортишидир. Майдоний транзисторнинг вольтампер характеристикасини ҳосил қилишда ток ўтказувчи канал қалинлиги муҳим рол ўйнайди. Ҳақиқатан ҳам канал қанчалик тор бўлса, ҳажмий заряд шунча осон пайдо бўлади, яъни ёпкичға кучланиш кўйилмаганда ҳам.



4.5-расм. Бошқарувчи р-п ўтишли майдоний транзисторнинг чикши вольтампер характеристикалари (тавсифлари).

Лекин канал қалинлигининг кичрайтиши, керакисиз бўлган исток ва сток орасидаги қаршиликнинг ортишига олиб келади. Демак, яхши характеристика олиш учун канал қалинлигининг оптимал қийматини танлаш керак. 4.6-расмда КП313И турдаги майдоний транзисторнинг чикшиш вольтампер характеристикалари туркуми келтирилган.



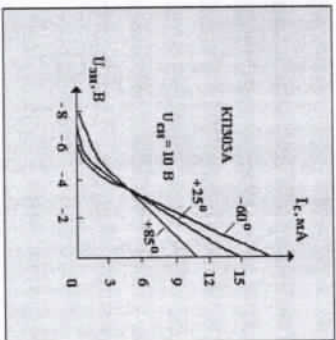
4.6-расм. КП313И турдаги майдоний транзисторнинг чикшиш вольтампер характеристикалари (тавсифнома) туркуми

Расмдан кўринадики, 4 вольтдан ошадиган сток кучланишларида сток токи амалда ундаги кучланишга боғлиқ бўлмас экан.

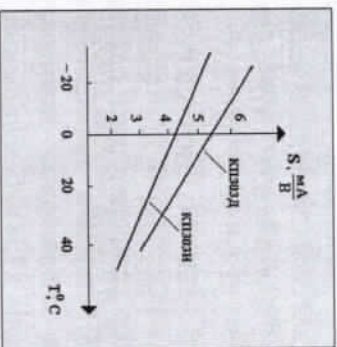
#### 4.3. Температуравий характеристикалар

Бошқарувчи р-п ўтишли майдон транзисторларининг температуравий боғланишлари, биринчи навбатда, тескари силжитилган р-п ўтиш температурасининг ортишида заряд ташувчилар иссиқлик генерацияси тезлиги ортади. Агар бу генерация ўтишнинг ҳажмий заряди соҳасида содир бўлса, у ҳолда генерацияланган заряд ташувчилар электр майдони воситасида ажралади. Мисол тариқасида 4.1-расмда келтирилган кескин р<sup>+</sup>-п ўтиш зоналар диаграммасини қараб чиқамиз. п соҳада электр майдон кучлари тавсирида генерацияланган электронлар яримўтказгич ҳажмидан электронейтрал соҳага чиқарилади ва сўнгра ташки занжирга узатилади. Ҳажмий заряд соҳасига генерацияланган коваклар р

соҳанинг р-п ўтиш орқали тескари токни орттириб ўтади. Тескари токнинг ўсиши қаршиликнинг камайишига олиб келади ва унга мос равишда майдоний транзисторнинг кириш қаршилиги камаяди. Ёлқичнинг р-п ўтиши тескари токнинг ортиши, шунингдек ҳажмий заряд соҳасининг камайиши, транзисторнинг ток ўтказувчи каналнинг кенгайишига ва сток тоқининг ортишига олиб келади. Температура ўзгариши билан бошқарувчи р-п ўтишли майдон транзисторларининг параметрлари ўзгаришининг яна бир сабаби-бу заряд ташувчилар ҳаракатчанлигининг температуравий боғланишидир. Ҳақиқатан ҳам, агар заряд ташувчиларнинг сочилиши панжаранинг иссиқлик тебранишларида содир бўлса, бу ҳолда температура ортиши билан ҳаракатчанлик камаяди. Ҳаракатчанликнинг камайиши транзистор вольтампер характеристикасининг ёмонлашувига олиб келади. 4.7-расмда КП303А турдаги транзистор учун ёпқичдаги кучланиш ўлғаришидаги сток тоқининг температуравий боғланиши кўрсатилган. Ундан кўриниб турибдики, температура ортиши билан сток тоқи камаяди. Лекин характеристиканинг кесилиши нуқтаида сток тоқи температурага боғлиқ эмас. 4.8-расмда КП303Д ва КП303И турдаги транзисторларнинг вольтампер характеристикалари қилигининг температуравий боғланиши келтирилган. Улардан кўриниб турибдики, ҳар икки турдаги транзисторлар учун, температура ортиши билан характеристика қилини камаяди. Бундай боғланиш барча бошқарувчи ўтишли майдоний транзисторларда кузатилади. Умумий ҳолда, бошқарилувчи ўтишли майдоний транзисторларнинг температуравий барқарорлиги бикутбий транзисторлар температуравий барқарорлигидан юқори.



4.7-расм. КП303А турдаги транзисторнинг узатилиш хараakterистикаларининг температуравий боғланиши.

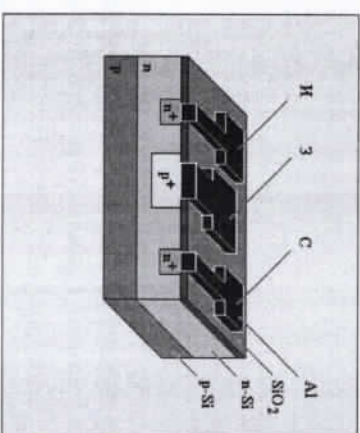


4.8-расм. КП303Д ва КП303И турдаги транзисторлар вольтампер хараakterистикалари қиялигининг температуравий боғланишлари.

#### 4.4. Бошқарувчи ўтишли майдоний транзисторлар турлари

Ҳозирги вақтда бошқарувчи ўтишли майдоний транзисторларнинг кўп турли тузилишлари ишлаб чиқилган. Узилиш асбоблар учун энг кўп тарқалган транзисторлар конструкцияси 4.9-расмда келтирилган. Бундай транзисторни тайёрлашда дастлабки яримўтказгичли асос сифатида ковак турдаги ўтказувчанликка эга кремний ишлатилади (р-Si). Унинг

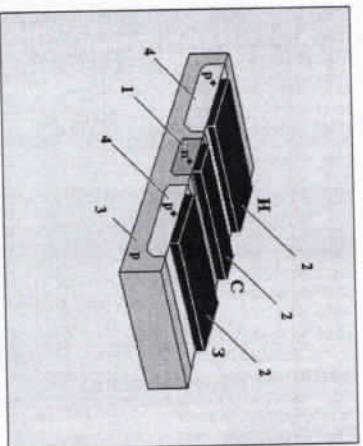
бўтувч сиртида ток ўтказиш канали вазифасини бажарувчи электрон ўтказувчанли катлам (n-Si) мавжуд.



4.9-расм. n-турдаги каналли, бошқарувчи р-п ўтишга эга майдоний транзистор тузилиши.

Бошқарувчи ўтиш п турдаги ўтказувчанлик қатламга акцептор киришма (р<sup>+</sup>) нинг локал (махаллий) диффузияси ёрдамида ҳосил қилинади. Исток ва сток вазифасини диффузион n<sup>+</sup>-катламлар бажаради. Пластина сиртини ташқи таъсирлардан химоя қилиш мақсадида, бўтувч пластинга сирти диэлектрик (SiO<sub>2</sub>) парда билан қопланган. Исток, ёпқич ва сток чипкиларини ҳосил қилиш учун қанглаштирилган алюминий (Al) қатлами ишлатилади. 4.10-расмда n-турдаги ток ўтказувчи каналга эга бўлган бошқарувчи р-п ўтишли майдоний транзистор тузилиш кўрсатилган. Транзисторнинг бу конструкциясида дастлабки таглик асос сифатида р-турдаги ўтказувчанликка эга яримўтказгич ишлатилади (3). Дастлабки асос-тагликка диффузион усуллар ёрдамида р<sup>+</sup>-турдаги ўтказувчанликка эга катламлар (4) ҳосил қилинган. n<sup>+</sup>-турдаги ўтказувчанликка эга диффузион соҳа бошқарувчи р-п ўтиш интифасини ўтайди. Ток олувчи исток (И), сток (С) ва ёпқич (ё) электродлари сифатида қанглантирилган алюминий қатламларидан (2) фойдаланилади.

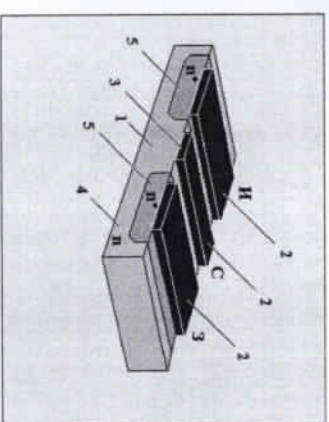




4.10-расм. р-турдаги каналли, бошқарувчи р-п ўтишли майдоний транзистор тузилиши.

#### 4.5. Шоттки тўсиқли майдоний транзистор.

Шоттки тўсиқли майдоний транзисторнинг бошқарувчи контакти металл-яримўтказгич бўлган транзистор тамойили ишлаш бошқарувчи р-п ўтишли майдоний транзисторнинг ишлаш тамойили билан бир хил. Фарқи шундаки, бундай транзисторларда ёпқич (затвор) сифатида металл-яримўтказгич контакти ишлатилади. 1-бобда кўрсатилганидек, металл-яримўтказгич контактта U тесқари кучланиш берилганда, контакт потенциаллар фарқи туфайли пайдо бўлган потенциал тўсиғи, кўйилган U кучланиш катталигига ортади. Бу ҳолда яримўтказгичнинг ҳажмий заряд катлами катталиги  $L_n$  ҳам ортади. Ҳажмий заряд ҳаракатсиз, ионлашган донор ёки акцептор киришма атомлари туфайли ҳосил қилинганлиги сабабли, ҳажмий заряднинг ортishi, унинг яримўтказгич ичқарисига кенгайishi сабаблигина содир бўлади.  $L_n$  ҳажмий заряд катлами қалинлиги  $L_n$  контактта кўйилган кучланиш катталигига боғлиқ (1.44 ифодага қаранг).

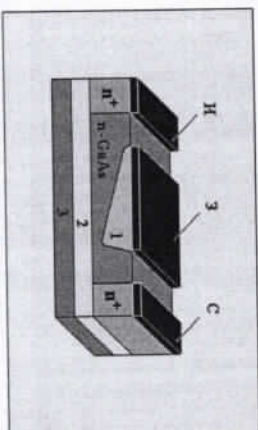


4.11-расм. Шоттки тўсиқли майдоний транзистор.

Бу боғланишдан Шоттки тўсиқли майдоний транзисторлар тайёрлашда фойдаланилади. Шоттки тўсиқли майдоний транзисторнинг тузилиши бошқарувчи р-п ўтишли майдоний транзисторнинг тузилишига ўхшаш. 4.11-расмда энг содда Шоттки тўсиқли майдоний транзистор тузилиши кўрсатилган. Бу ерда 1-п-турдаги ўтказувчанликка эга ток ўтказувчи канал, 2-исток (И) ва сток (С) нинг металллаган соҳалари, 3-транзисторнинг ёпқичи сифатида ишлатилган Шоттки тўсиғи, 4-п-турдаги ўтказувчанликка эга дастлабки асос, 5-исток ва стокнинг  $p^+$  соҳалари. 4.10 ва 4.1-расмларни солиштиришдан кўринадики, Шоттки тўсиқли майдоний транзисторда бошқарувчи ўтишининг п-катлами йўқ. Бу катлам металл-яримўтказгич контакт билан алмаштирилган.

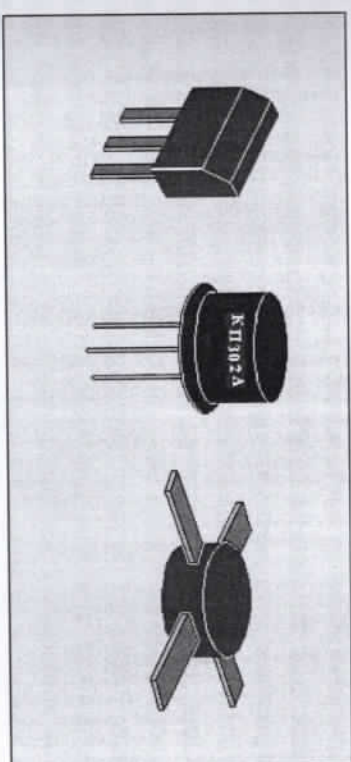
Шоттки тўсиқли транзисторларни тайёрлашда GaAs энг кўп фойдаланилади. Бу яримўтказгич материалнинг фойдаланилишига сабаб, заряд ташувчиларнинг дайдиш ҳаракатчанлиги кийматининг ўта юқори эканлигидир. Ҳона температурасида GaAs даги электронлар ҳаракатчанлиги  $8800 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ , кремнийда бу катталиқ  $1300 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$  га тенг. GaAs да электронларнинг максимал тезлиги  $2 \cdot 10^7 \text{ см/с}$  га тенг. Бу кремнийдаги электронларнинг максимал тезликларидан дерли икки марта катта. GaAs асосида тайёрланган Шоттки тўсиқли майдоний транзистор тузилиши 4.12-расмда кўрсатилган. Ундан кўриниб турибдики, транзистор п-турдаги ўтказувчанликка эга

GaAs нинг юпка пленкаси бўлиб, юкори омги (ёки ажратувчи) пластинка (3) сиртида ўстирилган.



4.12-расм. GaAs асосидаги Шоттки тўсиқли майдоний транзистор.

Катта омги катлам GaAs ни хром ёрдамида летирилаш орқали олинади. Иккита  $n^+$ -катламлар орасидаги  $n$ -турдаги ўтказувчанликка эга GaAs сиртининг унча катта бўлмаган қисмига (4.12-расм) ёпқич (Е) нинг Шоттки тўсиғи ва хажмий заряд катламини (2) металл қопланади. GaAs пластинкаси ва фаол ток ўтказувчи соҳа орасида эпитаксиал буфер катлам (2) жойлашади. Бу катламнинг вазифаси, ток ўтказувчи каналга асос сиртидаги нуқсонлар таъсирини камайтириш. Исток (И) ва сток (С) сифатида  $n^+$ -тур ўтказувчанлик катламлари ишлатилади, улар Шоттки тўсиғининг хар иккала томонида жойлашган. Бундай турдаги транзисторларнинг афзаллиги шундаки, уларда ток ўтказувчи канал сирт сатҳидан пастда жойлашган. Бу эса заряд ташувчилар яримтказгич сиртида эмас, балки унинг хажмида ҳаракатланади демакдир. Заряд ташувчиларнинг хажмий ҳаракатчанлиги уларнинг сиртий ҳаракатчанлигидан юкори. Ҳозирги пайтда GaAs асосида майдоний транзисторлар бир неча ватт қувват сочадиган шароитда, 10-15 ГГц частоталарда ишлайди. 4.13-расмда алоҳида олинган камқувватли майдоний транзисторларнинг ташқи кўринишлари келтирилган.



4.13-расм. Кам қувватли майдоний транзисторларнинг ташқи кўриниши

4.6.  $p$ - $n$  ўтишли майдоний фотокаршиллик (фоторезистор).

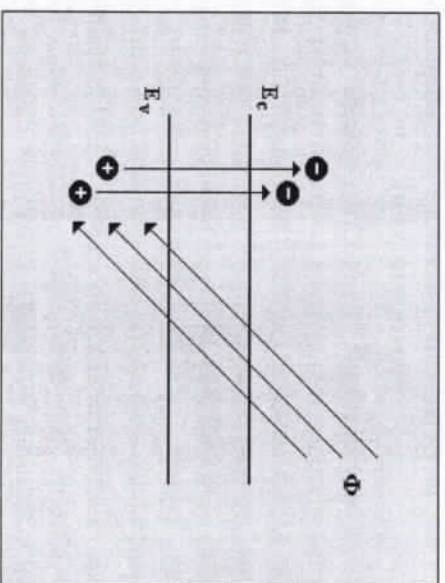
$p$ - $n$  ўтишли майдоний транзистор юкори сезгирликка эга бўлган фотокабулқилгич сифатида ишлатилиши мумкин. Бу имкониятни қараб чиқамиз. Яримўтказгич фотон энергияси ман этилган зона кенлигидан катта бўлган ёруғлик нурулари билан ёритилганда, яримўтказгичда электрон-ковак жуфтлари генерацияси содир бўлади. Ёруғлик туйфайли уйғотилган электронлар валент зонадан ўтказувчанлик зонасига ташланади, натижада эркин электронлар сони  $\Delta n$  га ортади. Валент зонада эса эркин коваклар сони  $\Delta p$  ортади. Эркин заряд ташувчилар сонининг ўзгариши яримўтказгичнинг тўла электр ўтказувчанлиги  $\sigma$  нинг ортишига олиб келади:

$$\sigma = q(n + \Delta n)\mu_n + q(p + \Delta p)\mu_p$$

бу ерда  $n$ ,  $p$ -ёруғлик бўлмаган ҳолдаги электронлар ва коваклар концентрацияси.

Агарда яримўтказгичда электр майдони бўлса у ҳолда фотогенерацияланган заряд ташувчилар ажралади ва бу майдонда қарама-қарши томонга дайдишни бошлайди. Майдоний транзисторни фотокабулқилгич сифатида ишлаш тямойли 4.13-расмда келтирилган. Токўтказувчи каналда,

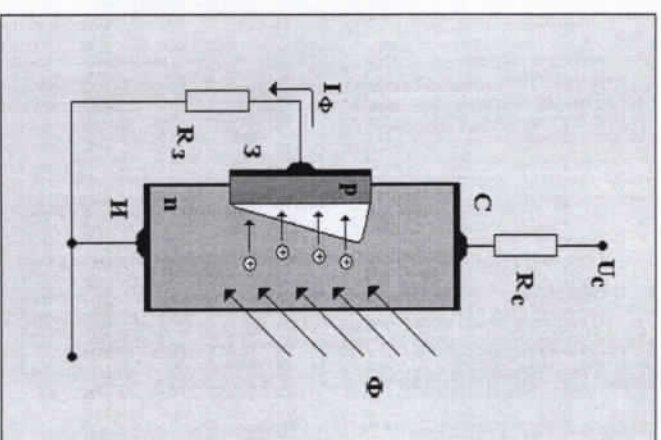
квант энергияси яримўтказгич таъкикланган зонасидан катта бўлган ёруғлик билан ёритилганда, электрон-ковак жуфтлари генерацияси содир бўлади. Электрон-ковак жуфтлари генерацияси эса эркин заряд ташувчилар сонини оширади. Тескари силжитилган р-п ўтиш ёпкиннинг электр майдон генерацияланган заряд ташувчиларни ажратади. Коваклар р соҳага ўтади ва ёпкин занжирида  $d\Phi$  токни пайдо қилади. Электронлар яримўтказгичнинг стоки томонга ҳаракатланади. Шунга таъкидлаш лозимки, транзистор канали орқали оқувчи ток мавжуд бўлганда ёпкин ва исток орасига кучланиш кўйилмаганда ҳам, ёпкиннинг р-п ўтиши тескари йўналишда силжиган бўлади. Фототок ёпкиннинг таъки каршилиги  $R_e$  орқали ўтиб унда  $dU_e = d\Phi R_e$  потенциал тушувини ҳосил қилади.



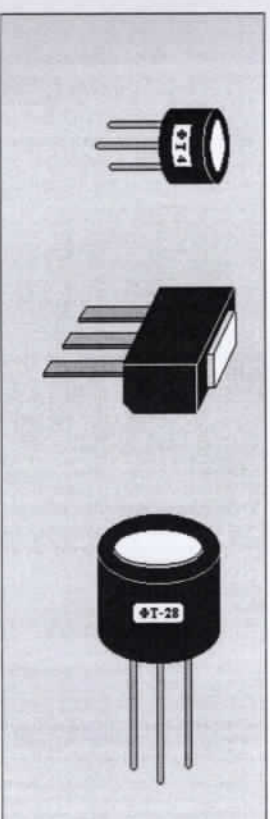
4.14-расм. Яримўтказгичда заряд ташувчиларнинг фотогенерацияси

Ёпкичда потенциал тушуви (5.8) ифодага кўра, канал орқали оқиб ўтувчи ток ўзгаришига олиб келади. Демак, транзистор стокиннинг токи  $dI_c = S dI_e R_e$  катталикка ўзгаради. Бунда фототок  $SR_e$  марта ортади. Худди шунча марта майдоний фотокаршиликнинг сезгирлиги фотодиод сезгирлигидан катта.  $R_e$  таъки каршилики орттира бориб, майдоний фототранзистор сезгирлигини орттириш мумкин. Лекин бу ҳолда  $T = R_e C_{em}$

ёпкиннинг вақт доимийси ҳам ортади, яъни транзисторнинг тез таъкир қилувчанлиги (тезкорлиги) камади. 4.16-расмда санаотда ишлаб чиқариладиган майдоний фототранзисторларнинг таъки кўринишлари келтирилган.



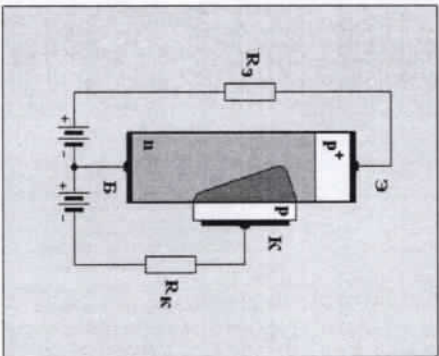
4.15-расм. Майдоний фототранзисторнинг ишлаш принципи



4.16-расм. Турли кобикларда таёёрланган майдоний фототранзисторларнинг таъки кўринишлари

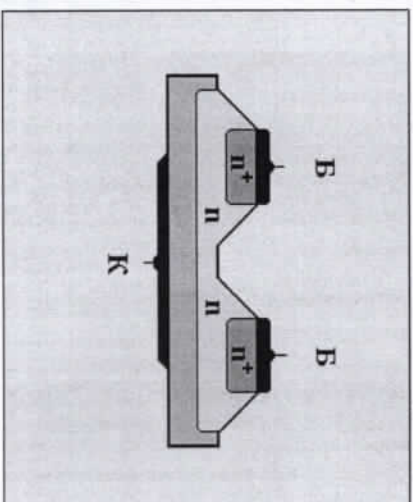
#### 4.7. Пуркаш-майдоний транзистор

Майдоний самаредан фойдаланилган яна бир транзистор турини караб чикамиз. Бу пуркаш-майдоний транзистор р-п ўтишли майдоний транзисторлардан шу билан фарк қиладики, омик контактлардан бири р-п ўтиш билан алмаштирилган. 4.17-расмда бундай транзисторнинг уланishi ва иш тамойили келтирилган. Бундай транзисторнинг ишлашини караб чикамиз. (К) коллекторга транзистор базасини (Э) эмиттер ва Б база орасидаги қисм) ҳажмий заряд тўла беркитилган бошқарувчи кучланиш берилсин. Бошқарувчи р-п ўтишли майдоний транзистор билан солиштирадиган бўлсак, бу каналнинг тўла бекитилишга мос келади. База (4.17-расмда пастки чикиш) ва эмиттерга (4.17-расмда юқориги чикиш) мусбат кучланиш берилганда, транзистор канали орқали энг катта ток оқиб ўтади. Эмиттер токи деб аталувчи бу ток база-эмиттер р-п ўтишининг тўғри силжиши туфайли пайдо бўлади. База ва эмиттер орасидаги кучланишнинг ортшида база-эмиттер янада очилади ва эмиттер токи ортади. Бу ҳолда коллектор токи ҳам ортади. Бу одатдаги майдоний транзисторда ток тоқининг ортши билан ҳамда ток ўтказувчи канал кенглигининг камайishi билан бир хилдир.



4.17-расм. Пуркаш-майдоний транзисторнинг ишлаш принципи

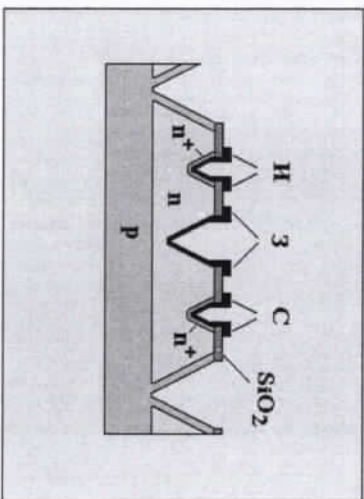
Коллектордаги кучланишнинг камайishi натижасида коллектор ўтиши қаршида канал очилади. Эмиттер-база каналининг қаршилиги камаяди, эмиттернинг тўғри йўналишдаги токи ортади. Бошқача қилиб айтганда, эмиттер тоқининг ортши канал кенглигининг ортшига, бу эса ўз навобатда эмиттер тоқининг келгусидаги ортшига олиб келади. Ток бўйича эмиттер занжиридаги бундай мусбат тесқари боғланиш S-турдаги вольтампер характеристикаси (тавсифномаси)нинг пайдо бўлишга сабаб бўлади. Эмиттер ва база орасига доимий, тўғри кучланиш берилса ва тесқари кучланиш (база ва коллектор орасидаги) орттирилса, қандай ҳолда кузатилишини караб чикайлик. Бундай силжитиш режими (шароити) даставвал коллектор тоқининг ортшига олиб келади. Бунда коллектор тоқини камайишга олиб келадиган эмиттер токи камаяди. Пуркаш-майдоний транзисторнинг бундай иш мароми N-типтаги чикиш вольтампер характеристикаси (тавсифномаси)га олиб келади. 4.18-расмда пуркаш-майдоний транзисторнинг соддалаштирилган тузилиши келтирилган. Бу ерда дастлабки асос сифатида (К) коллектор бўлиб ҳисобланувчи р-турдаги ўтказувчанликка эга яримўтказгичдан фойдаланилади. База (Б) ва эмиттер (Э) соҳалари учун  $n^+$  ва  $p^+$  соҳалар ташкил этилган бўлиб, улар алломиний ёрдамда металлаштирилган.



4.18-расм. Пуркаш-майдоний транзисторнинг тузилиши

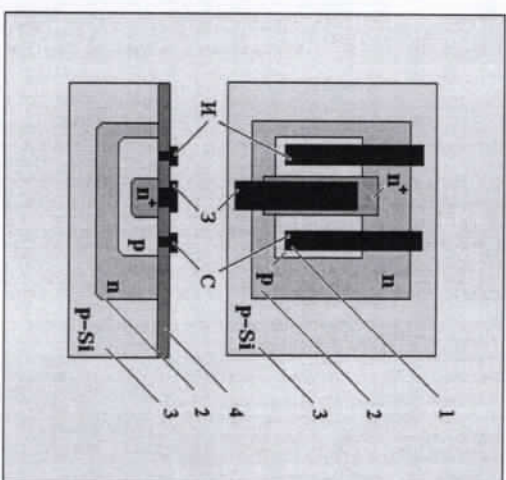
#### 4.8. V-тиркишли майдоний транзисторлар

V-тиркиш (канавка) ли майдоний транзисторлар p-турдаги ўтказувчанликка эга кремний асосида тайёрланади. Таглик пластинканинг устида (100) кристаллографик йўналишдаги p-турдаги эпитаксиал кремний қатлами ўстирилган. V-тиркишлар эпитаксиал қатлами анизотроп едириш орқали хошили қилинади. Едирилган тиркиш пластинканинг горизонтал сирти билан  $54,7^\circ$  га тенг бурчакни ташқил қилади. 4.19-расмда юқорида айтиб ўтилган технология асосида яратилган майдоний транзисторлардан бирининг вертикал кесими келтирилган. Ундан кўриниб турибдики, V-тиркишлар кўринишдаги канал қатламини камайтиришга хизмат қилади. Исток ва сток сифатида алюминий ёрдамида металлштирилган кучли легирланган  $n^+$  соҳалар ишлатилади. Интеграл майдоний транзисторларда V-кўринишли тиркишлар транзисторларни бир-биридан ажратиш мақсадида ҳам ишлатилади. V-тиркишли майдоний транзисторларнинг асосий афзаллиги шундаки, тиркишлардан фойдаланмай тайёрланган майдоний транзисторларга нисбатан, уларнинг қиялик характеририкалари юқори ва очик ҳолатда каналларининг қаршилтиги кичик.



4.19-расм. V-кўринишдаги тиркишли майдоний транзисторлар

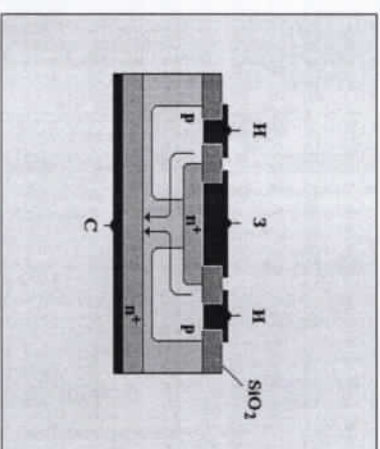
4.20-расмда бошқарувчи p-n ўтишли майдоний транзистор таркиби келтирилган бўлиб, бу таркиб интеграл микросхемалар тайёрлашда кенг ишлатилади. Бу транзисторнинг таркиби (тузлиши) p-r-p турдаги бикутбий транзистор таркиби (тузлиши) билан бир хил. Бу ерда дастлабки асос (3) сифатида ҳам p-турдаги ўтказувчанликка эга яримўтказгичдан фойдаланилади. Канал вазифасини асосий асосдан p-катлам билан ажратилган, p қатлам қисми (4.20-расмда p харфи билан тасвирланган) бажаради. Ёпкич сифатида махсус хошил қилинган  $n^+$  соҳа қисмидан фойдаланилади. Исток ва сток соҳалари фақатгина бу канал орқали боғланишлари учун,  $n^+$  қатлам қисми p соҳага нисбатан кенгрок қилиб тайёрланган (4.20-расмнинг юқори қисмига қаранг). Натижанда ёпкичнинг  $n^+$  қатлами, умумий ёпкични ташқил қилиб ажратувчи p соҳа билан контакт хосил қилади. Ташқи тавсирдан химоя қилиш мақсадида бутун транзистор сирти  $SiO_2$  қатлами билан қопланган (4). Исток (И), ёпкч (затвор) (Е) ва сток (С) қатламларига металл контактлар (1) қилиш мақсадида  $SiO_2$  пардада тоқчалар қолдирилган.



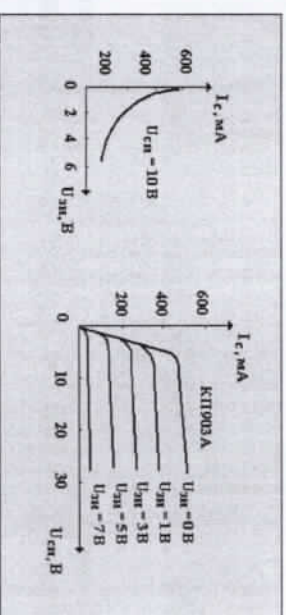
4.20-расм. p-турдаги ўтказувчанликли бошқарувчи p-n ўтишли интеграл майдоний транзистор

**Кувватли майдоний транзисторлар.** Юқори кувватларни улашда ёки кувватли сигналларни кучайтиришда, транзисторнинг асосий параметри фойдали иш коэффициенти ва кувват исрофи хисобланади. Қалитги ишлаш режимларида очик холатдаги майдоний транзисторлар қаршилиги минимал бўлиши зарур. Бу холда кувват исрофи ҳам энг кичик бўлади. Очик холатдаги транзистор қаршилиги каналнинг омик қаршилиги билан аниқланади. Каналнинг қаршилиги унинг узунлигини камайтириш (1.10-расмдаги L параметр) ёки унинг кенглигини ошириш (1.10-расмдаги «a» параметр) камайтириш мумкин. Канал узунлиги турли усуллар ёрдамида камайтириш мумкин. Планар тузилишли транзистор (1.13-1.18 расмлар) ўрнига вертикал тузиш транзисторлардан фойдаланиш шундай усуллардан биридир. Бундай тузилишларда транзисторларнинг бутун сирти ток йўналишига перпендикуляр. 4.21-расмда «вертикал» технология бўйича тайёрланган транзистор тузилишининг кўндаланг кесими келтирилган. Бу ерда яримўтказгичли пластинканинг бир сиртида майдоний транзисторнинг истоки (И) ва ёпкичи (Ё), бошқа сиртида эса сток (С) жойлашган. Ёпкич ва сток соҳалари  $n^+$  турдаги ўтказувчанликка эга бўлса, исток соҳаси  $p^+$  турдаги ўтказувчанликка эга. Истокдан стокка окиб ўтадиган ток йўналиши, бундай транзисторларда кўрсаткич ёрдамида кўрсатилган. Канал қаршилигини камайтиришнинг бошқа усули-параллел уланган каналлар сонининг кўп бўлишидир. Бундай тузилишдаги транзисторлар кўп каналли транзисторлар номини олган. Бундай транзисторларда исток ва сток, барча тузилишлар учун умумий, ёпкичнинг бошқарувчи электроди бир-биридан ажратилган бир неча тоқгўтказувчи каналлар устида жойлашган. Ёпкичга камбақаллаштирувчи бошқарувчи кучланиш берилганда барча каналлар бир вақтда беркилади. Транзистор тузилмаларида каналлар сонининг ортиши, очик холатда умумий қаршилиқнинг кескин камайиши ва бутун транзисторнинг сочувчи кувватининг ортишига олиб келади. Мисол тариқасида кувватли КП903А турдаги транзисторнинг истоки ва стоки орасига кўйилган кучланиш 10 В бўлган

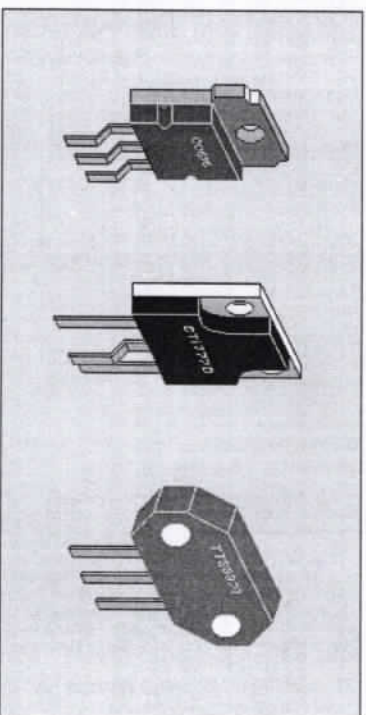
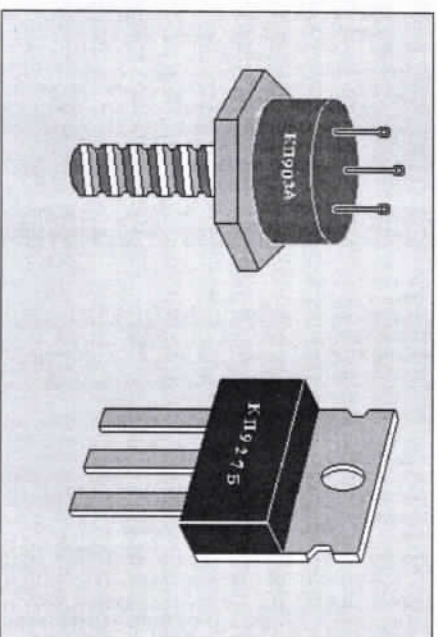
холдаги кириш  $I_{сн}=I_{сн}(U_{сн})$  вольтампер характеристикалари ва исток ҳамда ёпкич орасидаги турли кучланишларда чиқиб харақтеристикалари (тавсифномадари) туркуми келтирилган. КП903А транзистор планар-эпитаксиал технологиядан фойдаланиб р-турдаги ўтказувчанликка эга кремний кристалли асосида тайёрланган. Транзисторнинг ток ўтказувчи канали р-п турдаги ўтказувчанликка эга бўлиб, ёпкич сифатида тесқари р-п ўтишдан фойдаланилган. 4.23-расмда турли мамлакатларда ишлаб чиқарилган металл-керамик, металл-пластмасса ва пластмасса қобикларда тайёрланган, бошқарувчи ўтишли бир неча кувватли майдоний транзисторларнинг ташқи кўринишлари келтирилган.



4.21-расм. Вертикал транзисторнинг тузилиши



4.22-расм. КП903А турдаги кувватли майдоний транзисторнинг вольтампер характеристикалари (тавсифномалари)

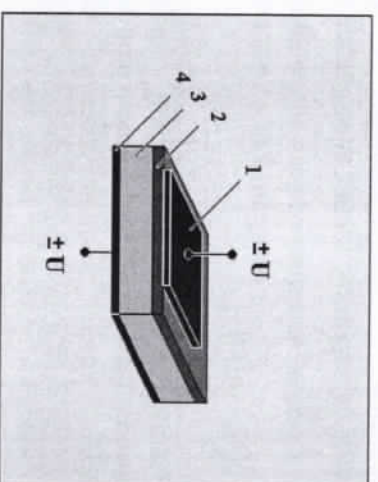


4.23-расм. Бошқарувчи р-п ўтишли баъзи қувватли майдоний транзисторларнинг ташқи кўриниши

## 5. Боб. Ажратилган ёпқичли майдоний транзисторлар

### 5.1. Майдон самараси

Ажратилган ёпқичли майдоний транзисторлар ишлаш тамойили асосида майдон самараси ётади. Майдон самараси-бу ташқи майдоннинг яримўтказгич электр ўтказувчанлигига таъсирдир. Бу эфферктни 5.1-расмда келтирилган металл-диэлектрик-яримўтказгич (МДЯ) тузилмаси мисолида қараб чиқамиз. Расмдан кўришиб турибдики МДЯ тузилишида, яримўтказгичли пластинка металлдан юпка қатламдаги диэлектрик орқали ажратилган. Агар бундай тузилишга U ташқи кучланиш қўйилса, яримўтказгич-металл ва яримўтказгич ажралиш чегараларида турли ишорали электр зарядлар ҳосил бўлади. Металлда ҳосил бўладиган зарядлар бевосита унинг сиртида жойлашади. Яримўтказгичда пайдо бўладиган зарядлар эса ҳажмий заряд қатламини ҳосил қилиб, унинг бирор чукўрлигига тарқалади. Бу сиртоқди соҳаларида эркин заряд ташувчилар сонини ортиши туфайли яримўтказгич электр ўказувчанлигининг ўзгаришига олиб келади. Металл электродга қўйилган кучланишнинг кутбига қараб, яримўтказгичнинг сиртоқди қатламининг қаршилиги ортиши ҳам мумкин, қамайиши ҳам мумкин.



5.1-расм. МДЯ-тузилмаси.  
1-металл, 2-диэлектрик, 3-яримўтказгич, 4-омик  
контакт.

p-турдаги яримўтказгичнинг сиртолди соҳасидаги ҳажмий заряд ҳосил бўлишининг назарияси асосларини караб чиқамиз.

МДЯ тузилмага U кучланиш кўйилганда, электр майдони яримўтказгич қалинлиги бўйича ҳаракатчан зарядлар концентрациясини ўзгартиради. Координатага боғлиқ бўлган электронлар  $n = n(x)$  ва коваклар  $p = p(x)$  концентрацияларининг қиймаглари куйидагича аниқланиши мумкин:

$$n = n_0 \exp\left(-\frac{q\phi}{kT}\right); \quad p = p_0 \exp\frac{q\phi}{kT}, \quad (5.1)$$

бу ерда  $n_0$ -яримўтказгич чуқурлигида эркин электронларнинг мувозанатли концентрацияси,  $p_0$ -яримўтказгич чуқурлигидаги эркин ковакларнинг мувозанатли концентрацияси, k-Больцман доимийси, T-температура.

(5.1) ифодадан кўринадики,  $\phi(x)$  нинг оптиши билан p катталик кескин камайди, p катталик эса кескин ортади. Бошқача қилиб айтганда яримўтказгич-диэлектрик ажаралиш четарасига яқинлашган сари эркин электронлар концентрацияси камайиб эркин коваклар концентрацияси ортади. p-турдаги ўтказувчанликка эга бўлган яримўтказгичнинг электронлар билан асосланган ҳажмий заряд зичлиги

$$\rho(x) = q[N_d - n(x)] \quad (5.2)$$

га тенг бўлади, бу ерда q-электрон заряди,  $N_d$ -донор киришманинг ионлашган атомлари концентрацияси. Аксарият яримўтказгичларда хона температурасида барча қичик ўлчамдаги донор киришмалар тўла ионлашган, яъни  $n_0 = N_d$ . Шу сабабли

$$\rho(x) = q[n_0 - n(x)] \quad (5.3)$$

Яримўтказгич ҳажмида коваклар билан асосланадиган ҳажмий заряд зичлиги куйидагича:

$$\rho(x) = q[p(x) - p] \quad (5.4)$$

Яримўтказгичдаги ҳажмий заряд зичлигида  $\rho(x)$  ни  $\phi(x)$  орқали Пуассон тенгламаси ёрдамида ифодалаш мумкин (бу ерда ва келгусида  $\phi = \phi(x)$  ва  $p = p(x)$  деб ҳисоблаймиз):

$$\frac{d^2\phi}{dx^2} = \frac{\rho}{\epsilon\epsilon_0} \quad (5.5)$$

бу ерда  $\epsilon$ -яримўтказгичнинг диэлектрик сингдирувчанлиги,  $\epsilon_0$ -электр доимийси, яъни  $8,85 \cdot 10^{-12}$  Ф/м. Шу сабабли, ҳажмий заряд зичлиги ҳам ногта тенг, яъни  $\rho = 0$ . Бу эркин электронлар концентрацияси (манфий зарядли) ионлашган донор киришма ва эркин коваклар концентрацияларига (муқобат зарядланган) тенг эканлиги билан тушунтирилади, яъни

$$n_0 = N_d + p_0 \quad (5.6)$$

Сирт яқинида, яъни электр майдони мавжуд бўлган соҳада бу тенглик бўзилади ва зичлиги:

$$\rho(x) = q[n(x) - n_0] + q[p(x) - p_0] \quad (5.7)$$

бўлган ҳажмий заряд ҳосил бўлади. (5.1) ифодани ҳисобга олган ҳолда яримўтказгичнинг сиртолди қатламида тўпланган (локаллашган) ҳажмий заряд куйидаги тенглама кўринишида ёзилади:



$$p = -q n_0 \left[ \exp\left(-\frac{q\phi}{kT}\right) - 1 \right] + q p_0 \left[ \exp\left(\frac{q\phi}{kT}\right) - 1 \right] \quad (5.8)$$

(5.5) тенгламани ечиш учун, янги ўзгаришлар киритамиз:

$$\psi = \frac{q\phi}{kT}; \quad Y = \frac{n_0}{n_i} = \frac{p_i}{p_0}; \quad L^2 = \frac{\varepsilon \varepsilon_0 kT}{2q^2 n_i} \quad (5.9)$$

Бу ерда  $n_i$ -яримўтказгичдаги хусусий заряд ташувчиларнинг концентрацияси. (5.9) ифодани (5.8) га қўйиб ва Пуассон тенгламасидан (5.5) фойдаланиб қуйидаги тенгламани оламиз:

$$2 \frac{d^2 \psi}{dx^2} = L^{-2} \left[ Y (\exp(-\psi) - 1) - Y^{-1} (\exp \psi - 1) \right] \quad (5.10)$$

Олинган (5.10) тенгламани ечиш учун унинг иккада томонини  $d\psi/dx$ га қўпайтириб:

$$2 \frac{d\psi}{dx} \frac{d^2 \psi}{dx^2} = \frac{d}{dx} \left( \frac{d\psi}{dx} \right)^2 \quad (5.11)$$

ифодадан фойдаланамиз. Сўнгра (5.11) ифоданинг чап ва ўнг томонини  $dx$  га қўпайтириб ва  $\psi$  бўйича интеграллаб қуйидагини оламиз:

$$\int \left( \frac{d\psi}{dx} \right)^2 + C = L^{-2} \int_0^\psi [Y (\exp(-\psi) - 1) - Y^{-1} (\exp(\psi) - 1)] d\psi \quad (5.12)$$

Бундан қуйидаги ифодани оламиз:

$$\left( \frac{d\psi}{dx} \right)^2 = L^{-2} F^2(\psi, Y) + C \quad (5.13)$$

Бу ерда:

$$F^2(\psi, Y) = Y [1 - \exp(-\psi)] + Y^{-1} [1 - \exp(\psi)] + \psi (Y^{-1} - Y) \quad (5.14)$$

(5.13) ифода таркибига кирувчи  $C$  интеграллаш доимийси, яримўтказгич хажмида  $x \rightarrow \infty$  да  $\psi = 0$  ва  $d\psi/dx = 0$  чегаравий шартлардан фойдаланиб аниқланиши мумкин. Демак,  $F(\psi) = 0$  ва мос равишда  $C = 0$ . +араётган ҳолда,  $qU > 0$  ва  $d\psi/dx > 0$  эканлигини ҳисобга олиб, (5.13) ифодадан қуйидаги қийматни оламиз:

$$\frac{d\psi}{dx} = L^{-1} F(\psi, Y) \quad (5.15)$$

(5.3), (5.4) ва (5.12) муносабатлардан фойдаланиб, яримўтказгичнинг сирт олди қатламларида ташқи майдон таъсири билан характерланидиган эркин электронлар концентрацияси ўзгаришини топамиз:

$$\Delta n = \int_0^\infty [\ln(x) - n_0] dx \quad \text{к} \quad n_0 \int_0^\infty [\exp(-\psi) - 1] dx = \\ = n_0 \int_0^\infty [\exp(-\psi) - 1] \left( \frac{d\psi}{dx} \right)^{-1} d\psi \quad \text{к} \quad n_0 L_n F(\psi_s, Y), \quad (5.16)$$

бу ерда

$$F(\psi_s, Y) = \int_0^{\psi_s} \frac{\exp(-\psi) - 1}{F(\psi, Y)} d\psi \quad (5.17)$$

Яримўтказгичнинг сиртолди қатламидаги эркин коваклар концентрацияси ўзгариши, худди электронлар ҳолидагига ўхшаш аниқланади:

$$\Delta p = \int_0^\infty [p(x) - p_0] dx = p_0 \int_0^\infty (\exp \psi - 1) dx = \\ = p_0 \int_0^\infty (\exp \psi - 1) \left( \frac{d\psi}{dx} \right)^{-1} d\psi = p_0 L_n \Phi(\psi_s, Y), \quad (5.18)$$

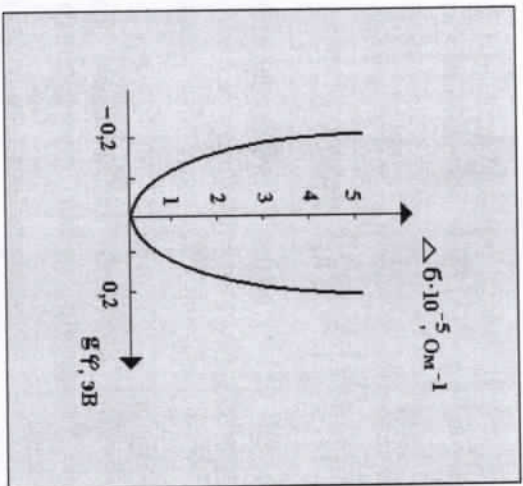
бу ерда

$$\Phi(\psi_s, \gamma) = \int_0^{\infty} \frac{\exp \psi - 1}{F(\psi_s, \gamma)} d\psi \quad (5.19)$$

Яримўтказгичнинг сиртолди ўтказувчанлигининг сиртий потенциалга ва МДЯ тузилмага кўйилган кучланиш катталлигига боғлиқ бўлган тўда ўзгариши куйидаги муносабатдан топилади:

$$\Delta\sigma = q\mu_n \Delta n + q\mu_p \Delta p \quad (5.20)$$

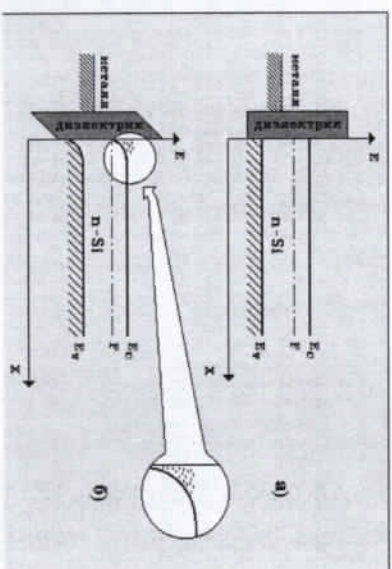
5.2-расмда n-ўтказувчанликка эга бўлган ўтказгич учун  $\Delta\sigma$  сиртий ўтказувчанликнинг n турдаги  $q\mu_n$  катталликка боғлиқлиги кўрсатилган. Расмдан кўринадики  $q\mu_n$  катталликнинг ҳам манфий, ҳам мусбат кийматларида ортикча ўтказувчанлик катталлиги кучли ортади.

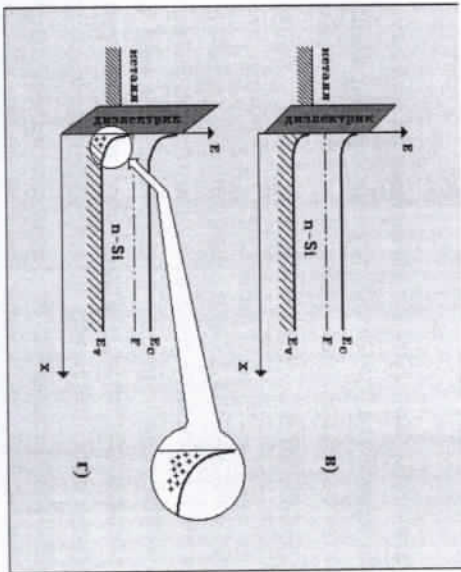


5.2-расм. Кремний учун сирт олди ўтказувчанликнинг  $q\mu_n$  катталликка боғлиқлиги

$$T=300 \text{ К. } N_d=4 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}.$$

Ҳақиқатан ҳам, яримўтказгичга тескари кийматли кучланиш кўйилганда, яримўтказгич-диэлектрикнинг ажралиш четарасида старли катта сондаги электронлар тўпланади. Бу эса унинг сиртолди соҳасининг ўтказувчанлигининг ортишига олиб келади. Яримўтказгичга кўйилган кучланишнинг кичик манфий ва мусбат кийматларида ўтказувчанликнинг ортиши катта эмас. Яримўтказгичга кўйилган мусбат кучланишнинг ортиши билан сиртолди катламида эркин электронлар сони камазди ва коваклар концентрацияси ортади. Бу кутбли кучланишнинг кейинги ортишида коваклар концентрацияси p электронлар концентрациясидан сезиларли ортади ва электрон туридаги ўтказувчанлик ковак типидagi ўтказувчанликка айланади. Бу ҳолда яримўтказгичнинг сирт олди катлами ўзгариши янада сезиларли катта бўлади. Барча юқорида айтиб ўтилганлар металл-диэлектрик-яримўтказгич тузилманинг потенциал диаграммалари ёрдамида яхши тушунтирилади. 5.3-расмда кўйилгандиган кучланишнинг кутби ва турли кийматлари учун металл-диэлектрик-яримўтказгич (кремний) тузилмасининг потенциал диаграммалари келтирилган.

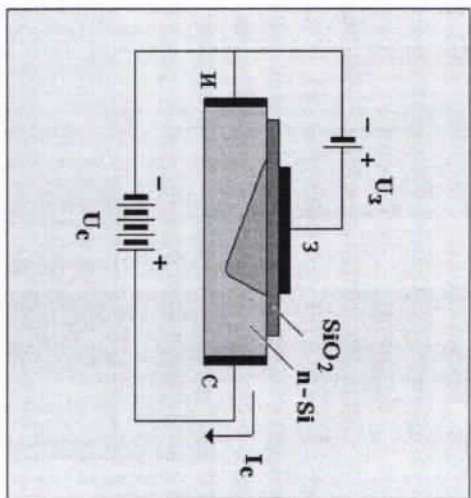




5.3-расм. МДЭ тузилманинг потенциал диаграммалари:  
 а) – ноль кучланишда, б) – бойгтувчи кучланишда,  
 в) – камбағаллаштирувчи кучланишда, г) – сирттий  
 ўтказувчанлик инверсиясига мос кучланишда.

Бу расмда  $x$  координата ажралыш чегарасидан яримўтказгыч ичкарасига томон олинган, яъни яримўтказгыч-диэлектрикнинг ажралыш чегарасида  $x=0$ .

Яккаланган ёпकिчи майдоний транзисторнинг содаллаштирилган тузилиши ва ишлаш принципи 5.4-расмда келтирилган. Бу ерда исток (И) нинг икки металл контакти орасида жойлашган электрон турдаги ўтказувчанликка эта яримўтказгыч, С-сток ток ўтказувчи канални хосил қилади. Контактларга кўрсатилган кутбולי ташки  $U$  кучланиш уланганда,  $U_c$  кучланиш катталигига боғлиқ бўлган электрон токи ( $I_c$ ) окиб ўтади. Бошқарувчи контакт (Ё-ёпкич) ўтказгычдан юлка диэлектрик қатлам орқали ажратилганбўлиб, диэлектрик сифатида кўичилик холларда кремний икки оксиди ( $SiO_2$ )ишлатилади.



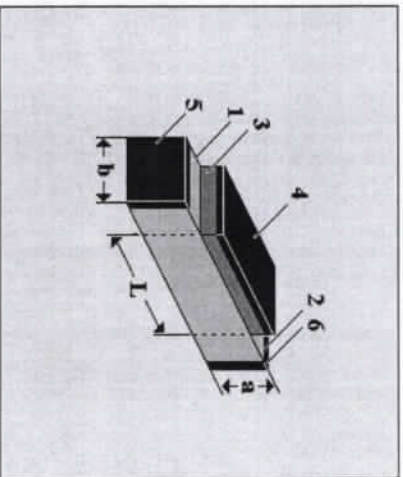
5.4-расм. Яккаланган (ажратилган) ёпкичи майдоний транзисторнинг ишлаш принципи.

Яримўтказгычдаги ёпкич (Ё) ва исток (И) орасига  $U_c$  кучланиш берилганда, диэлектрик билан ажралыш чегарасида электр майдони пайдо бўлади. Хосил бўлган электр майдони хажмий заряд соҳасини электронларни ажралыш чегарасидан итариб пайдо қилади. 1-Бобда айтиб ўтилганидек, хажмий заряд катлами катта электр қаршилигига эта, чунки унда ҳаракатланувчан зарядлар даярли йўқ. Бу деган сўз, бу катламнинг хосил бўлишида транзисторнинг ток ўтказувчи канали қаршилиги ортади ва бунинг натижасида канал орқали окиб ўтадиган ток камаяди. Ёпкичда кучланиш оптиши билан хажмий заряд соҳаси кенглиги ортади ва натижада канал орқали окиб ўтувчи ток ортади. Бошқача қилиб айтганда, яккаланган ёпкичи майдоний транзисторда канал орқали истокдан стокка томон окиб ўтадиган ток бошқарилувчи ёпкич кучланиши орқали амалга оширилади. Яккаланган ёпкичи майдоний транзисторнинг ишлаш принципи худди шу самарага асослангандир.

## 5.2. Яккаланган ёпкичли майдоний

### транзисторларнинг вольтампер характеристикалари.

Яккаланган ёпкичли майдоний транзисторларнинг вольтампер характеристикаларини хисоблаш учун транзисторнинг 5.5-расмда келтирилган ва соддалаштирилган моделдан фойдаланамиз. Бу расмда 1,2-мос равнишда исток ва сток соҳалари 3-ёпкич остидаги диэлектрик, 4-ёпкичнинг металл электроди, 5-6-исток ва стокнинг металл электродилари, а, b, L-ток ўтказувчи каналнинг геометрик ўлчамлари.



5.5-расм. Яккаланган ёпкичли майдоний транзисторнинг соддалаштирилган модели

Аниқлик учун ток ўтказувчан канал n-турдаги ўтказувчанликка эга бўлсин. Ташқи кучланиш мавжуд бўлмаган ҳолда, каналнинг электр ўтказувчанлиги куйидаги мавлуд муносабат орқали ифодалангани мумкин:

$$\sigma = q\mu_n \quad (5.21)$$

Бу ерда q-электрон заряди,  $\mu_n$ -эркин электронлар концентрацияси ва харакатчанлиги. Транзистор ёпкичига мусабат кучланиш берилганда, харакатчан электронлар электр майдони кучлари тавсирида яримўтказгич сиртидан

яримўтказгич-диэлектрик ажраллисоҳасига тортилади ва бу билан сиртолди катламининг электр ўтказувчанлиги ортади:

$$\sigma = q\mu_n (n + \Delta n) \quad (5.22)$$

Бу ифодада  $\Delta n$ -каналдаги электронлар концентрациясининг ўзариши бўлиб, бу ўзариш каналдаги тўла заряд Q, электроннинг заряди q ва ток ўтказувчан канал геометрик ўлчамлари a, b, l орқали ифодалангани мумкин:

$$\Delta n \approx Q / qabL \quad (5.23)$$

Каналнинг тўла заряди Q, канал сигими C ва ёпкичга кўйилган  $U_g$  кучланиш билан куйидаги муносабат орқали боғланган:

$$Q \approx C U_g \quad (5.24)$$

(5.23) ва (5.24) ифодалардан фойдаланиб, (5.22) муносабатни куйидагича ёзишимиз мумкин:

$$\sigma = q\mu_n \left( n + \frac{C U_g}{qabL} \right) \quad (5.25)$$

Транзистор ёпкичига манфий кучланиш берилганда, харакатчан электронлар электр майдон кучлари тавсирида яримўтказгич-диэлектрик ажраллиш четарасидан яримўтказгич чуқурлигига томон итарилиб, сирт олди катлами электр ўтказувчанлигини камайтиради. Бу ҳолда канал ўтказувчанлигини, (5.25) га ўхшаш, куйидаги ифода ёрдамида аниқлашимиз мумкин:

$$\sigma = q\mu_n \left( n - \frac{C U_g}{qabL} \right) \quad (5.26)$$

Ёпкичнинг старлича катта  $U_e$  манфий кучланишларида ( $U_e=U_{e0}$ ) канал ўтказувчанлиги нолгача камайди. Бу ҳолда (2.56) ифодадан кўйидагини оламиз:

$$q_{\text{нч}} = \mu \frac{CU_{e0}}{abL} \quad (5.27)$$

Сўнгра (5.26) ва (5.27) муносабатлардан фойдаланиб, транзистор канали ўтказувчанлигини:

$$\sigma = \mu \frac{C}{abL} (U_{e0} - U_e) \quad (5.28)$$

кўринишида оламиз.  $\sigma = 1/\rho$  ва  $R_x = \rho L/ab$  эканлигини эътиборга олиб, канал каршилигини ёпкичга кўйилган кучланиш функцияси сифатида аниқлаймиз:

$$R_x = \rho \frac{1}{ab} = \frac{L^2}{\mu C U_{e0} - U_e} \quad (5.29)$$

(5.29) ифода канал каршилигини, транзистор стокига кўйилган кучланиш таъсирини ҳисобга олмаган ҳолда ифодалайди.  $U_e$  кучланишнинг ҳажмий заряд соҳаси кенглигига таъсири сток яқинида кузатила бошлайди. (5.24-расм). Шундай қилиб стокда кучланиш мавжуд бўлганда, исток яқинида ёпкичга кўйилган кучланиш  $U_e$  га, сток яқинида эса  $U_e=U_c$  га тенг. Бошқача қилиб айтганда, ёпкичга кўйилган кучланиш координата функциясидир. Шу сабабли, транзистор стокида кучланиш мавжуд бўлганда, (5.29) ифодадан факатгина каналнинг эътиборга олмаसा ҳам бўладиган кичик  $dx$  қисми учун фойдаланиш мумкин:

$$dR_x(x) = \frac{R_x}{L} dx \quad (5.30)$$

Сўнгра (5.29) ва (5.30) ифодалардан фойдаланиб кўйидагини оламиз:

$$dR_x(x) = \frac{R_x}{L} dx = \frac{L}{\mu C [U_{e0} - (U_e + U(x))]} dx \quad (5.31)$$

Стокка кучланиш берилганда, транзистор стоки орқали  $I_c$  сток токи оқиб ўтади ва  $dx$  узунликка тенг ҳар бир қисмда  $U(x)$  потенциал тушувини ҳосил қилади:

$$dU(x) = I_c dR_x(x) \quad (5.32)$$

(5.31) ифодани (5.32) га кўйиб, потенциал тушуви учун кўйидаги муносабатни оламиз:

$$dU(x) = I_c \frac{L}{\mu C U_{e0} - (U_e + U_e)} dx \quad (5.33)$$

$x=0$  да,  $U=0$  ва  $x=L$  да  $U=U_c$  бошланғич шартларни эътиборга олиб (5.33) ифодани интеграллашдан сўнг кўйидагини оламиз:

$$I_c \frac{L}{\mu C} \int_0^L dx = \int_0^{U_c} \{U_{e0} - [U_e + U(x)]\} dx \quad (5.34)$$

Бу ердан  $n$  турдаги ўтказувчан киритилган канал мавжуд бўлган яқкаланган ёпкичли майдоний транзисторнинг вольтампер характеристикаси учун ифодани топамиз:

$$I_c = \frac{\mu C}{L^2} \left( U_{e0} - U_e - \frac{U_c}{2} \right) U_c \quad (5.35)$$

Олинган ифода  $U_c$  катталикнинг кичик қийматларидагина, яъни канал тўла очик бўлган ҳолдагина ўринлидир.  $U_c$  нинг катта қийматларида ёпкичга кўйилган кучланишнинг ортгиши ва канал кесимининг камайиши ҳисобига сток токи ўсишининг

камайиши ва тўйиниши содир бўлади. Бу ҳолда  $U_{e0}=U_e+U_c$  ёки  $U_c=U_{e0}-U_e$ . ни (5.35) ифодага кўйиб, тўйиниш токи учун куйидаги ифодани олаемиз:

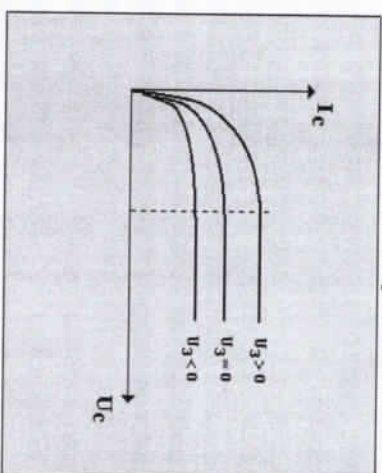
$$I_{нас} = \frac{\mu C}{2L^2} (U_{e0} - U_e)^2 \quad (5.36)$$

(5.36) ифодадан кўринадики, тўйиниш шароитида сток токи стоқдати кучланишга боғлиқ бўлмасдан, факат ёпкичдаги кучланиш катталигига боғлиқ бўлар экан. Сток токи катталиги ўзгаришининг ёпкичдаги кучланиш ўзгаришига боғлиқлигини ифодасини олиш учун вольтампер характеристиканинг тўйиниш қисмида қиялик тушунчаси киритилади:

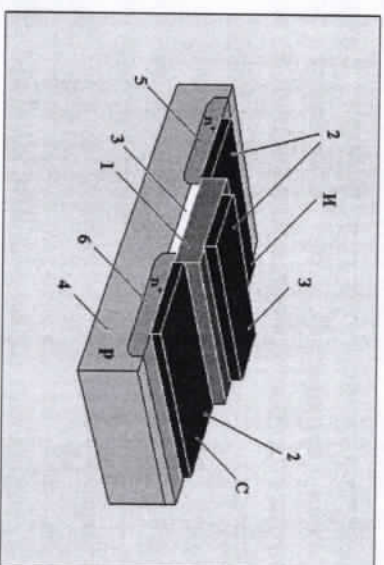
$$S = \frac{dI_{c,нас}}{dU_e} \text{ к } \frac{\mu C}{L^2} (U_{e0} - U_e) \quad (5.37)$$

(5.35), (5.36) ва (5.37) ифодалар каналнинг асосий заряд ташувчилар билан бойиши, яъни n-турдаги ўтказувчанликли каналга эга бўлган транзистор ёпкичга мусбат кучланиш берилган деган фараз асосида келтириб чиқарилди. Камбаталлаштириш маромида (шароитида), яъни бу транзистор ёпкичга тескари кучланиш берилганда, канал ўтказувчанлиги камаяди. Сток токи тўйиниш токи ва тўйиниш ҳолатидаги вольтампер характеристикаси қиялиги фақатгина  $U_e$  ва  $U_{e0}$  кучланишлар олдидати ишора ўзгариши билан фарқ қилади. 5.6-расмда ўрнатилган каналга эга бўлган, яккаланган ёпкичли майдоний транзисторнинг бойитувчи ва камбаталлаштирувчи кучланишлар берилган ҳолдаги чиккиш вольтампер характеристикалари келтирилган. Узук чизиклар билан сток токнинг тўйиниш соҳаси кўрсатилган. 5.7-расмда n-турдаги ўтказувчанликли канал киритилган, кремний асосида тайёрланган яккаланган ёпкичли майдоний транзисторнинг тузлиши батафсил келтирилган. Бу ерда яримўтказгичли тағлик сифатида p-турдаги ўтказувчанликка эга кремнийдан фойдаланилади, унда диффузион усуллар ёрдамида каналнинг p соҳаси ва исток ҳамда стоқларнинг p<sup>+</sup> соҳалари хосил қилинган.

Каналнинг p соҳаси устида бошқарувчи ёпкич электродини хосил қилиш учун металл қатлами билан қопланган диэлектрик қатлам жойлаштирилган. 5.7-расмдан кўринадики, яккаланган ёпкичли майдоний транзисторни тайёрлаш учун яримўтказгич қатлами диэлектрик қатлами билан қопланади. Бунда яримўтказгич-диэлектрик ажралиш қатлами яримўтказгични ҳам, диэлектрикнинг ҳам хусусиятларидан фарқ қилувчи хусусиятга эга бўлади. Бу фарқ кўп ҳолларда майдоний транзисторлар параметрларига таъсир қилади.



5.6-расм. Яккаланган ёпкичли майдоний транзисторнинг вольтампер характеристикаси



5.7-расм. n-турдаги киритилган каналли, яккаланган ёпкичга эга майдоний транзистор тузлиши:

1—диэлектрик қатлам, 2—исток (И), ёпқич (Ё) ва сток (С) нинг металл электродлари, 3—ток ўтказувчи канал, 4—яримўтказгичли асос, 5,6—исток ва стокнинг  $n^+$ -соҳалари.

### 5.3. Сирт ҳолатининг майдоний транзисторлар харақтеристикаларига (тавсифнома) тавсирни

Маълумки, яримўтказгич сирти рухсат этилган энергетик зоналар билан электронлар алмашиш имкониятига эга кўп сондаги сиртий электрон ҳолатлари ўз ичига олади. Бу электрон ҳолатлар сиртда даврий кристалл панжаранинг узлиши ва унда турли, адсорбцияланган киришмаларнинг мавжудлиги билан асосланган. Бу ҳолда сиртий ҳолатларнинг энергетик сатҳлари яримўтказгичнинг тақикланган зонасида локалланган (жойлашган). Сиртда рухсат этилган зона билан электрон алмашиш имкониятига эга бўлган сиртдаги энергетик сатҳлар мавжудлиги майдоний транзисторлар хусусиятларида тавсир кўрсатади.

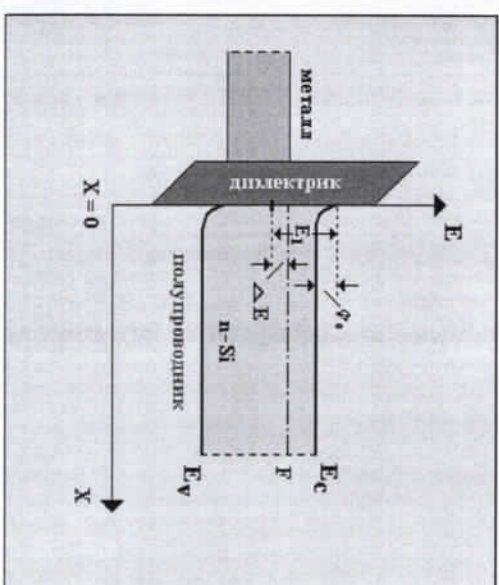
Мисол тариқасида металл-диэлектрик-яримўтказгич тузилмаси энергетик диаграммасида  $N_s$  зичликка эга бўлган, сирт ҳолатларида жойлашган (локалланган) заряд тавсирини қараб чиқамиз. (5.7-расм). Диэлектрик-яримўтказгич ажралиш чегарасида битта дискрет - Ферми сатҳидан  $\Delta E$  масофата пастда жойлашган акцепторли энергетик сатх  $E_1$  мавжуд бўлсин. Сирт ҳолатининг тўла заряди  $Q_s$  бу ҳолатларда жойлашган (локалланган) электронлар орқали ифодаланиши мумкин:

$$Q = qn_s \quad (5.38)$$

Бу ерда

$$n_s = \frac{N_s}{\exp\left(-\frac{\Delta E}{kT}\right) + 1} \quad (5.39)$$

Бу ерда  $N_s$ —сиртий ҳолатлар зичлиги,  $\Delta E$ —сирт сатҳининг энергетик ҳолати,  $k$ —Больцман доимийси,  $T$ —температура.



5.7-расм. Сиртий ҳолатлар мавжуд бўлганда МДЯ тузилмасининг энергетик диаграммаси.

Сиртий сатх ҳолатини (5.7-расм) ҳисобга олиб қуйидагини топамиз:

$$\Delta E = E_1 - \phi_0 + F \quad (5.40)$$

(5.40) ифодани (5.39) га кўйиб:

$$n_s = \frac{N_s}{\exp\left(-\frac{E_1 - \phi_0 + F}{kT}\right) + 1} \quad (5.41)$$

муносабатни оламиз. Яримўтказгичдаги тўла заряд  $Q_0$  Пуассон тенгламаси ёрдамида аниқланади:

$$\frac{d^2\phi}{dx^2} = \frac{q\rho(x)}{\epsilon\epsilon_0} \quad (5.42)$$

Бу ердан ҳажмий заряд зичлиги катталигини топиб оламиз:

$$\rho(x) = \frac{\epsilon \epsilon_0 d^2 \phi}{q dx^2} \quad (5.43)$$

Яримўтказгичдаги зарядни унинг зичлиги орқали  
ифодалаймиз

$$Q_0 = \int_0^{\infty} \rho(x) dx = \frac{\epsilon \epsilon_0}{q} \int_0^{\infty} \frac{d^2 \phi}{dx^2} dx = \left. \frac{\epsilon \epsilon_0 d \phi}{q dx} \right|_{x=0}^{\infty} \quad (5.44)$$

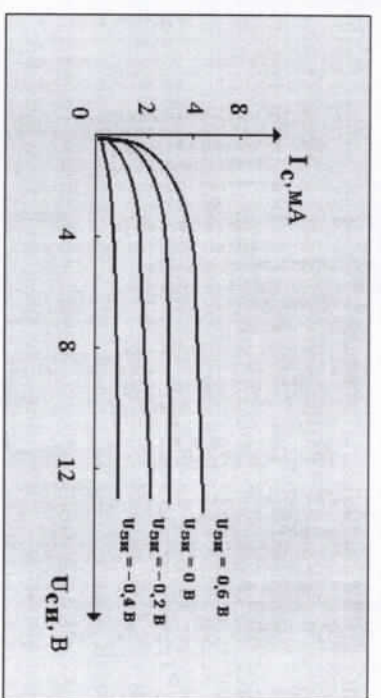
Сўнгра, электронейтраллик шартидан фойдаланамиз. Бу шартга кўра яримўтказгичда электронлар бир кисмининг акцепторли сиртий ҳолатларга ўтиши натижасида ҳосил бўладиган  $Q_0$  заряд сиртий ҳолатлар зарядига  $Q_s$  тенг:

$$Q_s = -Q_0 \quad (5.45)$$

(5.45), (5.44), (5.38) ифодалар ва (2.13) тенгламадан фойдаланиб, яримўтказгич энергетик зоналари эгиллишининг катталигини топамиз:

$$\phi_0 = \phi_0(p, n, p_s, \rho) \quad (5.46)$$

Олинган ифодадан кўринадики, сиртий ҳолатлар мавжуд бўлганда, ташқи майдон бўлмаса ҳам, яримўтказгичнинг энергетик зоналари эгриланган бўлади, чунки яримўтказгич-диэлектрик ажралиш соҳасида киритилган электр майдони мавжуд. Бундай майдоннинг мавжудлиги каналнинг беркигилиши кучланиши катталигига, вольтампер характеристика қиялигига, тўйиниш шароитидаги ток токига, транзисторнинг частотавий ва температуравий параметрларига таъсир кўратади. Мисол тариқасида p-турдаги ўтказувчанликка эга КПЭ13А майдоний транзисторнинг турли ёпқич кучланишларида ва ҳона температураси шароитида олинган вольтампер характеристикалари туркуми келтирилган. Расмдан кўриниб турибдики, ток ва исток орасидаги кучланиш 4 В дан ошганда, транзисторнинг ток токи тўйинишга етади ва кучланишга боғлиқ бўлмай қолади:



5.8-расм. КПЭ13А туридаги майдоний транзисторнинг  
чипши вольтампер характеристикалари.

#### 5.4. Майдоний транзисторларда тешилиш

Майдоний транзистор ёпқичига бошқарувчи кучланиш берилганда, диэлектрикдаги электр майдон кучланганлиги ортади. Электр индукциясининг сақланиш қонунига мос диэлектрикда электр майдон кучланганлиги  $E_n$  ва яримўтказгичдаги электр майдон кучланганлиги  $E_n$  диэлектрикнинг ажралиш четарасида қуйидаги муносабат орқали боғланган:

$$E_n = E_n \left( \frac{\epsilon_n}{\epsilon_n} \right)$$

бу ерда  $\epsilon_n$  ва  $\epsilon_n$  яримўтказгич ва диэлектрикнинг диэлектрик сингдирувчанликлари. Si-SiO<sub>2</sub> контакт учун, яримўтказгичдаги электр майдон кучланганлиги кўчқили тешилиш қийматига етган ҳолда ( $3 \cdot 10^5$  В см<sup>-1</sup>), диэлектрикдаги электр майдон кучланганлиги тахминан уч марта катта. Етарлича катта электр майдонларда, диэлектрикнинг тешилиши содир бўлади ва шу сабабли унда эркин заряд ташувчилар сони ортади. Бунда диэлектрик ўзининг ажратувчанлик хусусиятини йўқотади. Кремний диоксидида электр майдон кучланганлиги 7-

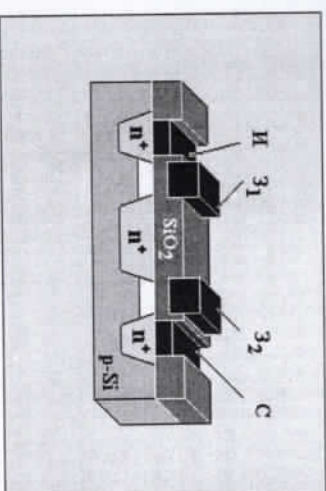


8 МВ см<sup>-1</sup> га етганда уни тешилишга олиб келаётган токнинг ортиши юзата келади. Исиклик усули ёрдамида кремнийда ўстирилган, SiO<sub>2</sub> диэлектрик қатламнинг тешилиш кучланиши қатлам қалинлиги, дастлабки кремнийнинг легируланиш даражаси ва температурага боғлиқ бўлади. Температура ортиши билан тешилиш кучланиши камаяди. +алинлиги 1000А<sup>0</sup> дан катта бўлган SiO<sub>2</sub> парда учун тешилиш бошланадиган электр майдон кучланилиги тақрибан 9·10<sup>6</sup> В см<sup>-1</sup> ни ташкил қилади. Майдоний транзистор каналда заряд ташувчиларнинг максимал дайдиш тезликларини олиш учун, каналдаги электр майдон кучланилигини ошириш максалга мувофиқдир. Лекин транзистор каналда майдон кучланилигининг ортиши билан туртки ионлашиши туфайли электрон-ковак жуфтларининг генерация жадаллиги ортади. Ҳақиқатан ҳам, электр майдон кучланилиги ортиши билан эркин заряд ташувчилар ўзларининг икки тўқнашуви орасидаги вақтда, панжара атомлари туртки ионлашиши учун етарли бўлган энергияни олади. Бунда заряд ташувчиларнинг сони кескин ортади. Электрон-ковак жуфтларининг жадал пайдо бўлиши, майдоннинг максимал соҳасига, яъни сток яқинидаги ҳажмий заряд соҳасига тўғри келади. Сток яқинида пайдо бўладиган электронлар канал майдони таъсирида транзистор стокига кетади. Коваклар майдон таъсирида исток томонга дайдийди. Бу жараёнлар транзисторлар вольтампер характеристикаларининг ўзгаришига олиб келади.

### 5.5. Икки ёпқичли (затворли) майдоний транзистор.

Яккаланган ёпқичли майдоний транзисторларнинг энг тарқалган турларидан бири икки ёпқичли майдоний транзистордир. Бундай транзистор тузилиши 5.9-расмда келтирилган. Бу ерда дастлабки асос сифатида р-турдаги ўтказувчанликка эга диффузион n<sup>+</sup> соҳали исток (И) ва сток (С) ли кремнийдан фойдаланилади. n-турдаги ўтказувчанликка эга ток ўтказувчи канал n<sup>+</sup> қатлам орқали икки қисмга ажратилган. Хар бир ажратилган қисм устида бошқарувчи ёпқич (Ё<sub>1</sub>) ва (Ё<sub>2</sub>)

металл электродлари хосил қилинган. Бугун яримўтказгич сирти диэлектрик қатлам билан қопланган бўлиб, ток ўтказувчи канал устидаги диэлектрик қатлами қалинлиги пластинканинг бошқа қисмлари устидаги қалинликдан етарлича қичик. Мисол тариқасида КП306А турдаги икки ёпқичли майдоний транзисторнинг вольтампер характеристикалари келтирилган. 10-жадвалда эса бу транзисторнинг максимал руҳсат этилган параметрлари келтирилган.



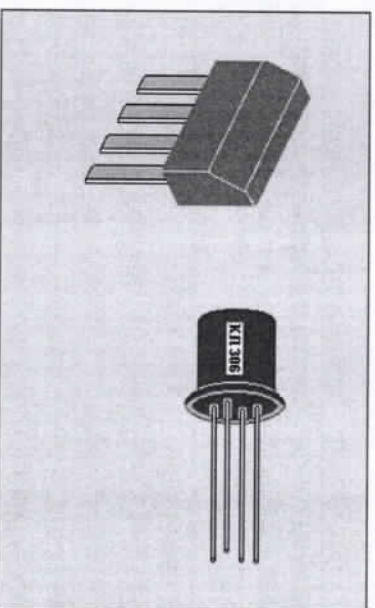
5.9-расм. Икки ёпқичли майдоний транзистор.

### 10-жадвал

Параметр (максимал қиймат)	Белгиланиши	Катталик	Ўлчов бирлиги
Дойимий сток токи	I <sub>c</sub> тах	20	мА
Ёпқичлар орасидаги кучланиш	U <sub>ёё</sub> тах	25	В
Сток-исток кучланиш	U <sub>си тах</sub>	20	В
1-ёпқич ва исток орасидаги кучланиш	U <sub>ё1и тах</sub>	20	В
2-ёпқич ва исток орасидаги кучланиш	U <sub>ё2и тах</sub>	20	В
1-ёпқич бўйича характеристика	S <sub>1</sub>	5	мА/В

2-ёпкинч бўйича характеристика	$S_2$	3	мА/В
1-ёпкинч ва сток орасидаги кучланиш	$U_{\epsilon,с} \text{ мах}$	20	В
2-ёпкинч ва сток орасидаги кучланиш	$U_{\epsilon,с} \text{ мах}$	20	В
Социлувчи қувват	$P \text{ мах}$		
$T=60 \dots +35^{\circ}\text{C}$		0,15	Вт
$T=+125^{\circ}\text{C}$		0,05	Вт
1-ёпкинч сиркиш токи	$I_{\epsilon 1} \text{ ут}$	5	мА
Максимал кучайтириш частотаси	$f \text{ мах}$	800	МГц

5.11-расмда металл ва пластмасса қобикларда тайёрланган КП306 турдаги иккиёпкинчли майдоний транзисторнинг ташқи кўриниши келтирилган.



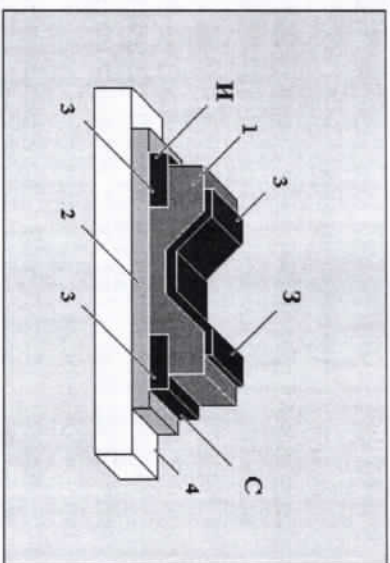
5.11-расм. КП306А майдоний транзисторнинг ташқи кўриниши.

### 5.6. Юпка қатламли (юпка қолламалли) майдоний транзисторлар

Юпка қолламалли транзисторнинг тузилмаси ўз ичига ажратувчи тағлиқка кетма-кет ўтказилган яримўтказгич, диэлектрик ва металл қатламларни ўз ичига олади. 5.12-расмда бундай транзистор тузилиши келтирилган. Бу ерда 1-ажратувчи тағлиқ асос, 2-тағлиқка ўтказилган яримўтказгич қатлами, 3-исток ( $I$ ), сток ( $C$ ) ва ёпкинч ( $E$ ) нинг металл электродлари. 4-диэлектрикнинг ёпкинчости қатлами. Юпка қолламалли транзисторлар турли ажратувчи материаллар-тағлиқларда тайёрланади. Бундай тағлиқларга, шунингдек, керамика, пластмасса ва бошқалар қиради. Яримўтказгич қатлам сифатида кўп ҳолларда қадмий сульфиди ишлатилади. Кристалл бўлмаган тағлиқ (асос) ларга қолланган қатламлар поликристалл тузилишта эга. Бундай қолламаларда заряд ташувчилар ҳаракатчанлиги ўзинга хос хусусиятларга эга. Юпка қолламалли транзисторлар худди одатий майдоний транзисторлар юқори кириш қаршилигига ва яхши ажратилган тўйиништа эга характеристикаларга эга. Сток токиннинг исток ва сток орасидаги кучланишта боғлиқлиги бундай транзисторлар учун (2.39) ифодага ўхшаш муносабат орқали аниқланади:

$$I_{\epsilon} = \frac{\mu C}{r^2} \left( U_{\epsilon 0} - U_{\epsilon} - \frac{U_{\epsilon}}{2} \right) U_{\epsilon}$$

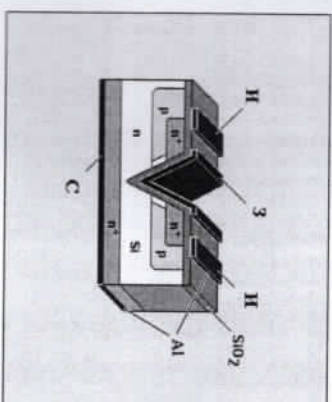
Бу ерда  $\mu$ -заряд ташувчилар ҳаракатчанлиги,  $C$ -ёпкинч снгиши,  $r$ -канал узунлиги,  $U_{\epsilon 0}$ -канални беркитиш кучланиши,  $U_{\epsilon}$ -ёпкинчдаги кучланиш,  $U_{\epsilon}$ -транзистор стокидаги кучланиш.  $U_{\epsilon} > U_{\epsilon 0} - U_{\epsilon}$  шарт бажарилганда, юпка қолламалли транзисторлар стоки токи, (2.40) ифодага ўхшаш муносабат орқали аниқланади.



5.12-расм. Юпқа қопламалы майдоний транзистор.

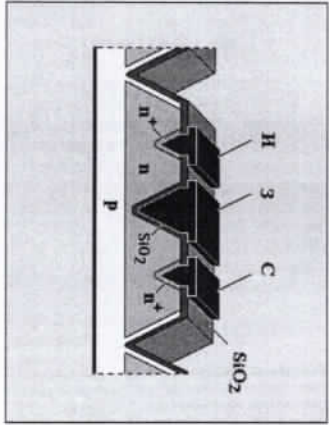
### 5.7. Катта қувватли ажратылган (ыскалганган) ёпкичли транзисторлар

Юкорида айтиб ўтилганидек, катта сигнални кучайтиришда транзисторнинг асосий параметри фойдали иш коэффициенти хисобланади. Фойдали иш коэффициентининг катта қийматларини олиш учун очик ҳолатда майдоний транзистор кучланиши минимал бўлиши зарур. Бу ҳолда қувват исрофи ҳам минимал бўлади. Очик ҳолатда транзистор каршилтиги канал каршилтиги орқали аниқланади. Канал каршилтигини камайтириш унинг узуنлигини камайтириш ва унинг кенглигини ошириш орқали амалга оширилиши мумкин. Канал узунлигини камайтиришга бир неча усуллар билан эришиш мумкин. Бундай усуллардан бири транзисторнинг планар тузилмаси ўрнига (5.5, 5.6, 5.9-расмларга қаранг) вертикал тузилмасидан фойдаланишидир. Бундай тузилмаларда ток йўналиши сиртта перпендикуляр. 5.13-расмда V-тиркишли (канавкали) транзистор номини олган транзистор тузилиши келтирилган. Транзистор  $<|I|I>$  кристаллография йўналиши п-турдаги ўтказувчанликка эга кремний асосида тайёрланган V-тиркиш (канавка), селектив едиргич ёрдамида сиртий қатламни анизотроп едиргиш орқали хосил қилинади.



5.13-расм. V-тиркишли (канавкали) майдоний транзистор.

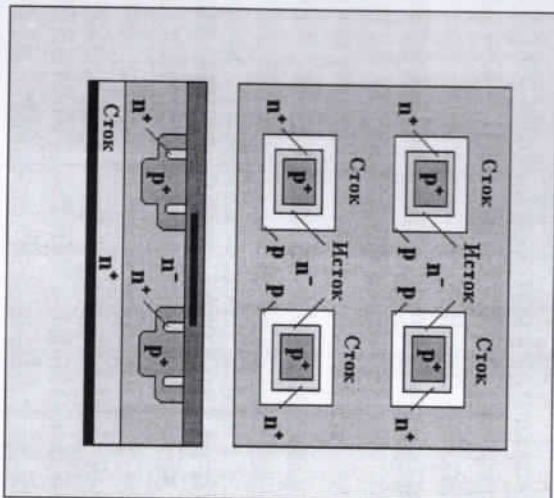
Металл-диэлектрик-яримўтказгич тузилмага эга ва V-тиркишлар (канавка) технологияси ёрдамида тайёрланган транзисторлар, худди бошқарувчи p-p ўтишли транзисторлар каби (4.8-бўлимга қаранг) бошқа ўхшаш транзисторларга нисбатан очик ҳолатда канал каршилтигининг энг кичик қийматига ва характеристика қийлигининг катта қийматларига эга. 5.14-расмда V-тиркишлар (канавка) технологиясидан фойдаланиб тайёрланган яна бир транзистор тузилиши келтирилган. Бу ерда тиркишнинг (канавканинг) уч хил туридан фойдаланилади: исток ва сток учун саёз, ёпкич учун ўрта ва транзисторларни бир-биридан ажратиш учун чуқур. Расмдан кўринадики, исток, сток ва ёпкичнинг чиқишлари юкориги текисликлардан бирига чиқарилган. Одатда бундай транзистор тузилишлари интеграл микросхемадар тайёрлашда фойдаланилади. +ўшилувчи тоқларнинг қувватини ошириш учун кўп элементли майдоний транзисторлар кенг тарқалган. Ўларнинг тузилишига кўра транзисторлар бир асосда тайёрланган ва параллел уланган бир неча алоҳида транзисторларни ўз ичига олади.



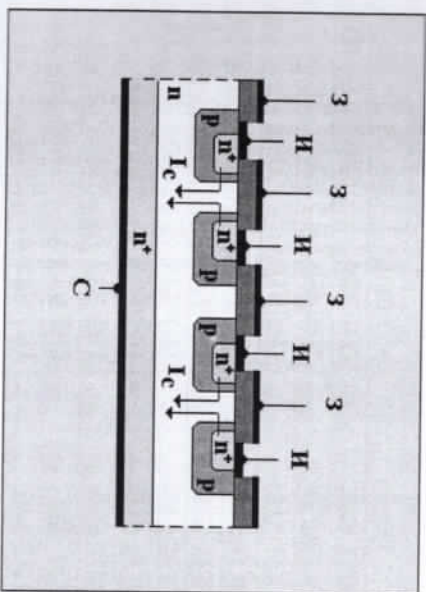
5.14-расм. Тўрли V-тиркишли (канавкали) транзистор тузилиши.

Мисол тариқасида 5.15-расмда бундай транзисторнинг соддалаштирилган тузилиши келтирилган. Келтирилган расмдан кўринадики, транзистор битта умумий стокага эга кўп сондаги алоҳида тўри бурчакли шаклга эга элементлар кўринишида тайёрланган (5.15-расмнинг юқори қисми). Бундай тузилишдаги асбоблар сток ва исток орасида кучланишнинг 460-480В қийматларигача дош беради ва максимал 7 А гача сток токига эга бўлади. 11-жадвалда International фирмаси томонидан ишлаб чиқарилган қувватли майдоний транзисторларнинг асосий эксплуатацион (ишлатиладиган) характеристикалари келтирилган. 5.16-расмда яқкаланган ёпқичли вертикал майдоний транзисторнинг яна бир тузилиши келтирилган. Ундан кўринадики, бу транзисторнинг истоки (И) ва ёпқичи (Ё), яримўтказгичли пластинканинг бир томонида, сток (С) эса қарама-қарши иккинчи томонига жойлашган. Исток соҳаси ёпқич соҳаси атрофида, худди 5.15-расмда кўрсатилган транзистор ҳолидаги каби жойлашган. Бу транзисторнинг барча алоҳида элементлари ўзаро параллел уланган, чунки барча элементлар учун сток умумий. Бундай уланишда сток токи ортади ва транзисторнинг умумий қуввати ошади. Пластينا юзасидан яхши фойдаланиш мақсадида бутун транзистор кўп сондаги тўғрибурчакли шаклдаги элементлардан тайёрланади. Бундай тузилишга эга транзисторлар стокага кўйилган 500 В

кучланишгача чидайди ва 7 А гача бўлаган сток токида старинча узоқ вақт ишлай олади.



5.15-расм. Кўп элементли вертикал майдоний транзисторнинг тузилиши.



5.16-расм. Параллел уланган элементларга эга вертикал майдоний транзистор тузилиши.

Кристаллда транзисторлар жойлашиши зичлигини ошириш учун кўп холларда элементларнинг бошка шакли, масалан гексагонал шаклдан фойдаланилади. Гексагонал элементлар транзистор сочадиган кувват катталигини 100 Вт га кийматга эришишини таъминлайди. 12-жадвалда турли мамлакатларда ишлаб чиқарилган бавъзи бир майдоний транзисторлар ва улардан айримларининг ташқи кўринишлари келтирилган.

#### 11-жадвал

Параметр	Транзистор турлари				
	IRFP150	IRFP250	IRFP350	IRFP450	IRFP460
Уси. max	100 В	200 В	400 В	500 В	500 В
Ис. max	38 А	30 А	14 А	12 А	20 А
P max	150 Вт	150 Вт	150 Вт	150 Вт	280 Вт
Узи. отс.	4 В	4 В	4 В	4 В	4 В

#### 11-жадвал

Номи	Ўхшаш	Уси, В	Ис, А
КП 440	IRF440	500	8,0
КП 450	IRF450	500	12
КП 510	IRF510	100	5,6
КП 520	IRF520	100	9,2
КП 530	IRF530	100	14
КП 540	IRF540	100	28
КП 610	IRF610	200	3,3
КП 620	IRF620	200	5,2
КП 630	IRF630	200	9,0
КП 640	IRF640	200	18
КП 710	IRF710	400	2,0
КП 720	IRF720	400	3,3
КП 730	IRF730	400	5,5

248

КП 740	IRF740	400	10
КП 780	IRF820	500	2,5
КП 830	IRF830	500	4,5
КП 840	IRF840	500	8,0
КП 707Б	BUZ90	600	4

#### 5.8. Ўта юкори частотали (ЎЮЧ) майдоний транзисторлар.

Ўта юкори частотали (ЎЮЧ) транзисторлар-бу частотанинг 5 ГГц дан юкори диапазонда ишлайдиган транзисторлардир. Ўта юкори частоталарда ишлайдиган транзисторлар-бу Шоттки тўсиқли майдоний транзисторлардир. Бундай транзисторлар одатда арсенид галлий асосида тайёрланади. Бу материалнинг танланishiга асосий сабаб, биринчи навбатда ундаги асосий заряд ташувчилар харакатчанлиги етарлича катта кийматларга эга. n-турдати Si да электронлар харакатчанлиги 300-500 см<sup>2</sup>/В·с бўлса, GaAs даги электронлар харакатчанлиги 2000-3000 см<sup>2</sup>/В·с га етади. Ўзининг тўзилишига кўра, ЎЮЧ ли транзисторлар юкори частотали транзисторлардан кам фарк қилади. GaAs асосида тайёрланган Шоттки тўсиқли ЎЮЧ транзисторларнинг ўзига хос хусусияти шундан иборатки, уларда ёпқич ва канал орасида кўшимча катлам мавжуд. Бу кўшимча катлам летирланмаган GaAs бўлиб, унинг вазифаси «ёпқич-сток» нинг тешилиш кучланишини катталигини оширишидир. Майдоний транзисторлар каналда майдон кучланилиги одатда 10 кВ/см дан юкори бўлиб, ўрнатилган маромда электронларнинг ўртacha энергияси ~0,3 эВ ни ташкил қилади. Истокдан стока электронларнинг дайдиши чоғида улар етарлича кўп сондаги тўкнашишларга дуч келади. Тўкнашиш частотаси бунда 10<sup>13</sup> с<sup>-1</sup> дан ортиб кетади. Учинш вақти 10<sup>-12</sup> с бўлганлиги сабабли, бу учинш вақтида электронлар ўйнаб ёки юзлаб тўкнашишларга дучор бўлади. Иккита тўкнашиш орасидаги вақтда, яъни 10<sup>-13</sup> с да, заряд ташувчилар 400 Å дан катта бўлмаган масофаларни босиб ўтади. Майдоний транзисторларни лойихалашда ва ясада каналнинг кичик узуңлиқлари учун зарур бўлган, каналдаги заряд ташувчилар

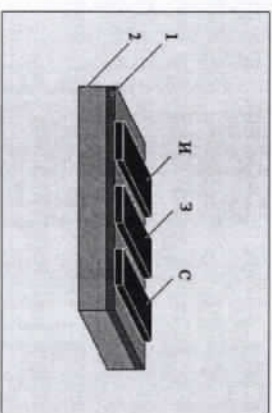
249

концентрацияси ошган ҳолдаги потенциал тушуви муаммоси билан дуч келинади. Заряд ташувчилар концентрациясининг ўсиши летирилган даражасининг ўсиши билан боғлиқлиги сабабли, донорлар концентрациясининг ортиши заряд ташувчиларнинг донор ионлари билан тўқнашиш эҳтимоллигини оширади ва ҳаракатчанлик камайтиради. Гетеро ўтишлардан фойдаланиш бу муаммони бартараф этиш имконини бериб: икки ўлчовли электрон газ иондорлар концентрациясини оширмасдан, заряд ташувчилар концентрацияси юқори бўлган қатлам олиш имконини берибди. Эркин электронлар ва донор ионларини ажратувчи фазо бир вақтнинг ўзида юқори ҳаракатчанлик катталикларига эга бўлган заряд ташувчиларнинг юқори концентрацияларини олиш имконини берибди. Электронларнинг юқори ҳаракатчанлигига эга бўлган транзисторларнинг бошқа вариантлари ҳам (НЕМТ) мавжуд, масалан GaAs қатламидаги канали (тор зонали яримўтказгич) ва «электронлар етказиб берувчи»-кенг зонали AlInAs. GaInAs нинг каналда ҳаракатчанлик  $300^{\circ}\text{K}$  да  $10000 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$  га етади. Бунда шуни таъкидлаш лозимки, юқори ҳаракатчан электронларга эга бўлган транзисторлар (НЕМТ) да, бу барча сифатлар асосан, юқори даражада паст температурададагина намоён бўлади. Электронлари юқори ҳаракатчанликка эга бўлган транзисторлар имкониятларини амалга оширишда, энг катта тўсиқлардан бири AlGa<sub>1-x</sub>As таркибида юқори даражада алюминий бўлганда электронлар учун чуқур тўтиб қолувчи ўраларнинг мавжудлигидир. Икки ўлчовли электрон газга эга бўлган қатламларни олиш учун  $X > 0,2$  бўлиши зарур, лекин бу қийматларда чуқур тўтиб қолувчилар сток ВАХ ларининг ўзгаришига олиб келади, бу деган сўз генерация-рекомбинациялар билан боғлиқ шовкинлар ортади демакдир. Икки гетеро ўтишли НЕМТ-транзисторлар, текширув пайтида юқори ток зичлиги ва ёқичининг юқори тешилиш кучланишларини олиш имконини берибди. 20 ГГц частотада 3,2 дБ кучайтиришда чиқиш қуввати 660 мВт ни ва ФИК тахминан 19,3% ни ташкил қилди. 30 ГГц частотада эса: бериладиган қувват-210 мВт, кучайтириш-2,0 дБ ва ФИК-7,5%.

Бундай турдаги транзисторлар кўпгаб юқори частотаги параметрлар бўйича одатдаги GaAs-транзисторлардан юқори туради. Масалан, НЕМТ-транзисторларнинг ўтиш харақтеристикалари қияликлари шовкиннинг минимал даражасида одатдаги GaAs майдоний транзисторлардан 1,5 марта юқори. Бу эса 20 ГГц частотада 8 дБ кучайтиришни олиш имконини берибди. ЎЮЧ ли транзисторлар ишлаши мумкин бўлган чегаравий частотага биринчи навбатда заряд ташувчиларнинг истокдан стокка томон учини вақти  $\tau$  (одатда электронлар учун) билан аниқланади. Биринчи яқинлашишда бу вақтни қуйидагича ифода қилиш мумкин:

$$\tau \approx L^2 / \mu V_d.$$

бу ерда L-канал узунлиги,  $\mu$ -заряд ташувчиларнинг ҳаракатчанлиги,  $V_d$ -заряд ташувчиларнинг дайдиш тезлиги. GaAs асосида тайёрланган транзисторлар учун канал узунлиги 1 мкм бўлса, учини вақти  $10^{-1}$  с ни ташкил қилади.

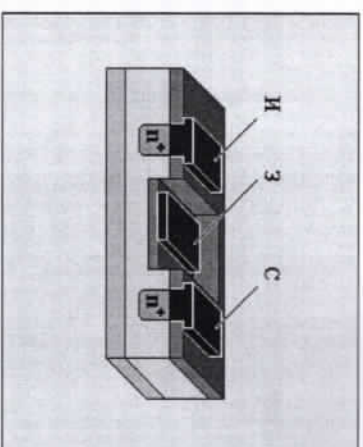


### 5.18-расм. GaAs асосида ЎЮЧ транзисторлар тузилиши.

5.18-расмда GaAs асосида тайёрланган майдоний ЎЮЧ транзисторнинг соддалаштирилган тузилиши келтирилган. Бундай турдаги транзисторлар қувватни 2-3 Вт гача ошириб, 5-7 ГГц частоталарда ишлай олади. Майдоний транзисторларнинг ишчи частоталарини ошириш учун, канал узунлигини камайитириш керак. Лекин, ҳар қандай ҳолда, L канал узунлиги

унинг чуқурлигидан узун бўлиши керак, яъни  $L/a > 1$  шарт бажарилши керак. Бу юкоридаги шарт бажарилгандагина, канал орқали оқиб ўтувчи ток ёпқич кучланиши орқали самарали бошқарилши билан боғлиқдир. Канал чуқурлигини камайтириш мақсадида (Si) ва GaAs асосли транзисторларда кучли легирланган ( $5 \cdot 10^{17}$  см<sup>-3</sup> гача) яримўтказгич қатламларидан фойдаланилади. Кирришмаларнинг бундай концентрацияларида, ёпқич самарадорлигини сақлаган ҳолда, канал узунлиги 0,1 мкм ни ташкил қилади ва бу ҳолда чегаравий частота 100 ГГц гача етиши мумкин. Ёпқич самарадорлигини ёпқичдаги кучланиш орқали ошириш ва канал қаршилиги модуляцияси чуқурлигини орттириш мақсадида чуқурлаштирилган каналли тузилмалардан фойдаланилади.

5.19-расмда ўЮЧ диапазонда ишлай оладиган, чуқурлаштирилган ёпқичли майдоний транзистор тузилиши келтирилган. Бу ерда худди паст частотаги транзисторлардаги каби, исток (И) ва сток (С) соҳалари сифатида n-турдаги ўтказувчанликка эга канал учун  $p^+$  қатламлардан фойдаланилади. Транзисторнинг барча ишчи сирти диэлектрик қатлами билан қопланган. Расмдан кўриниб турибдики, ёпқичнинг (Е) металл электроди остидаги диэлектрик қалинлиги бошқа соҳаларга қараганда бир мунча кам, бундан ташқари ёпқич чуқурлаштирилган, яъни сток ўтказувчи каналга яқин. Бундай усулда тайёрланган транзисторлар, исток-сток қисмида анча қатта тешилиш кучланишига ва 11 ГГц частоталаргача ишлаш қобилиятига эга



5.19-расм. Чуқурлаштирилган ёпқичли ўЮЧ транзистор тузилиши.

13-жадвалда турли мамлакатларда иўлаб чиқарилган ўЮЧ ли майдоний транзисторларнинг асосий принциплари келтирилган.

13-Жадвал

Транзистор турлари	P max (Вт)	Uси max (В)	Iис max (мА)	Фр. max ГГц
2SK275	0,27	5	80	12
2SK577	0,27	6	80	12
2SK585	0,3	8	120	12
2SK586	0,27	5	80	12
2SK648	0,2	5	120	12
2SK1233	0,3	6	100	40
2SK138	0,3	5	100	55
2SK1234	0,27	3	100	60
2SK1237	0,27	3	70	70
2SK1238	0,27	3	70	100
2SK1239	0,27	3	70	100

Мазкур тавсия этилаётган ўқув кўланмада замонавий яримўтказгичли асбоблар ишлашнинг асосини ташкил этувчи физикавий тамойиллар қараб чикилди. Тўғрилагич диодлар, варикаплар, варакторлар, бикүтбўй ва майдоний транзисторлар каби кенг тарқалган яримўтказгич асбобларнинг замонавий моделлари келтирилди. Диод ва транзисторли тузилмаларнинг вольтампер ва вольтфарада характеристикаларини ҳисоблаш усуллари батафсил баён килинди. Баъзи яримўтказгичли асбоблар тузилишларининг ўзига хос хусусиятлари тўғрисидаги катталиклар келтирилган. Уларнинг ўзига хос хусусиятлари, вольтампер характеристикаларининг температуравий ва частотавий боғланишлари батафсил қараб чикилган. Шунинг таъкидлаш лозимки, мазкур ўқув кўланмасида туннель ва Ганн самаралари асосида ишлайдиган яримўтказгич асбобларнинг катта синфи қараб ўтилмади. Ўтишлар орасидаги воҳаларда ишловчи, шунингдек фотосезгир ва ёруғлик нуруловчи яримўтказгичли асбоблар амалда қараб чикилмаган. Лекин, шуларга қарамай, мазкур кўланмада баён килинган материаллар замонавий яримўтказгич асбоблар ва интеграл микросхемаларини тушуниш ва келгусидаги ўрганиш учун, асос бўлиб хизмат қилади.

<b>Кириш</b>	3
<b>1. боб. Металл-яримўтказгич контакти.....</b>	6
1.1 Контакт потенциаллар фарқи.....	6
1.2 Металл-яримўтказгич контакти туллари.....	15
1.3 Металл-яримўтказгич контактининг сингим хусусиятлари.....	26
1.4 Диффузион ва дайдиш тоқлари.....	29
1.5 Металл-яримўтказгич контактларининг ВАХ.....	32
1.6 Чуқур марказларнинг контактлар параметрларига таъсири.....	41
1.7 Шоттки эффекти.....	43
<b>2. боб. Электрон ковакги ўтиш.....</b>	46
2.1 Электрон-ковакги (р-п) ўтишнинг пайдо бўлиши...	46
2.2 р-п ўтишда потенциал ва майдоннинг тақсимооти....	50
2.3 р-п ўтиш ВАХ. Тўғрилагич диодлар.....	56
2.4 р-п ўтишнинг сингим хусусиятлари. Варикаплар.....	65
2.5 р-п ўтишда тешилиш. Стабилитронлар.....	82
2.6 Туннель диодлар.....	78
2.7 Оғдирилган диодлар.....	105
<b>3. боб. Биполяр(икки кутб)ли транзисторлар.....</b>	109
3.1 Транзисторларнинг ҳосил килиниши.....	109
3.2 Транзисторларда тоқлар.....	111
3.3 Транзисторларнинг вольтампер характеристикалари .....	121
3.4 Транзисторларнинг дифференцила параметрлари....	126
3.5 Транзисторлар параметрларининг частотавий боғланишлари....	132
3.6 Дайдишли транзисторлар.....	148
3.7 Транзистор параметрларининг температуравий боғланишлари	154
3.8 Гетероўтишли транзисторлар.....	161
3.9 Бир ўтишли транзисторла.....	165
3.10 Кўчкили транзисторлар.....	171
3.11 Интеграл транзисторлар.....	176



3.12	Юкори кувватли бикүтбый транзисторлар.....	185
	<b>4. бооб. Майдоний (униполлар) транзисторлар.....</b>	<b>195</b>
4.1	Бошкарувчи <i>r-n</i> ўтиши майдоний транзисторлар....	195
4.2	Ўтиши бошкарилувчи майдоний транзисторлар-нинг вольтампер характеристикалари.....	157
4.3	Температуравий характеристикалари.....	161
4.4	Ўтиши бошкариладиган майдоний транзисторлар турлари .....	199
4.5	Шоттки тўсикли майдоний транзисторлар.....	208
4.6	<i>r-n</i> ўтишли майдоний фотокаришлик (фоторезистор).....	211
4.7	Пуркалтишли-майдоний транзистор.....	214
4.8	<i>V</i> -тиркишли майдоний транзисторлар.....	216
	<b>5. бооб. Яккаланган беркитувчан тўсикли майдоний транзисторлар. ....</b>	<b>221</b>
5.1	Майдон самараси.....	221
5.2	Яккаланган беркитувчан тўсикли транзисторлар-нинг вольтампер характеристикалари.....	230
5.3	Майдоний транзисторларнинг характеристикаларига сирт холатининг таъсири.....	236
5.4	Майдоний транзисторларнинг тешилиши.....	239
5.5	Икки беркитувчи тўсикли майдоний транзистор....	240
5.6	Юпка катламли майдоний транзисторлар.....	243
5.7	Кагта кувватли ажратилган(яккаланган) ёпкичли транзисторлар.....	244
5.8	Ўта юкори частотали майдоний транзисторлар.....	249
	Хулоса.....	254
	Фойдаланилган адабийглар .....	