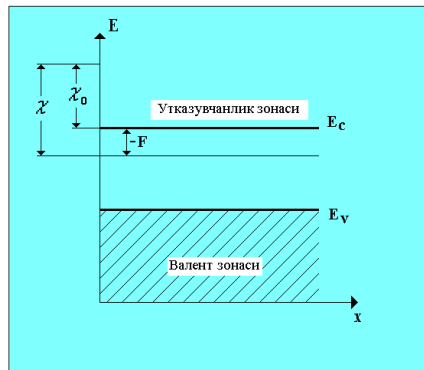


“YARIM O`TKAZGICHLAR VA DIELEKTRIKLAR FIZIKASI” FANIDAN



MA'RUZALAR MATNI

Mavzu. Metall-yarimo'tkazgich kontakti. Kontakt pppotensiallar farqi

1. Termodinamik chiqish ishi.
2. Yarim o'tkazgich sirtiga yo'nalgan elektronlar oqimi.
3. Yarimo'tkazgich va metall o'rtasida pppotensial to'siq hosil qilish.

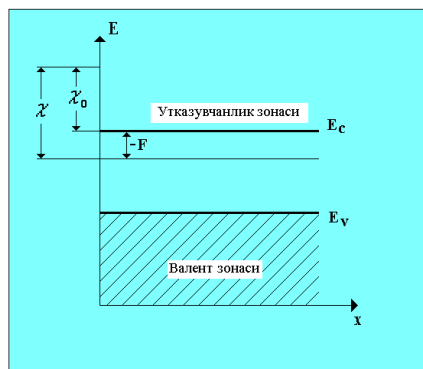
Metall-yarimo'tkazgich kontakti. Kontakt pppotensiallar farqi

Kristall ichida elektronlar Kulon kuchi ta'siri natijasida kristall ppanjara tugunlariga tortiladi. SHu sababli yarimo'tkazgich yoki metallardagi elektronlarning pppotensial energiyasi erkin elektronlarning vakuumdagi energiyasidan kam bo'ladi. Elektronni yarimo'tkazgichdan uzib olib vakuumga chiqarish uchun unga qo'shimcha energiya berish talab qilinadi. Yarimo'tkazgichning o'tkazuvchanlik zonasi tubida joylashgan elektronga yarimo'tkazgichni tashlab ketishi uchun zarur bo'lgan minimal energiyaga yarimo'tkazgichning tashqi chiqish ishi deyiladi. Odatda elektronlarning energiyasi elektronvoltlarda (eV) o'lchanadi, 1 eV energiya-bu pppotensiallar farqi 1 V bo'lgan maydon nuqtalariga o'tishda elektron oladigan energiyadir. Tashqi chiqish ishi χ_0 asosan kristall ppanjara xususiyatlari bilan aniqlanadi va turli yarimo'tkazgichlar uchun 1 eV dan 6 eV gacha qiymatlarni qabul qiladi. Bundan kelib chiqadiki, o'tkazuvchanlik zonasi tubida joylashgan elektron yarimo'tkazgichni tashlab chiqib ketishi uchun u χ_0 balandlikka ega bo'lgan pppotensial to'siqni yengib o'tishi zarur (1-rasm). Fermi sathida joylashgan elektron esa yarimo'tkazgichni tashlab chiqib ketishi uchun χ_0 balandlikka ega bo'lgan pppotensial to'siqni yengishi lozim. Agarda, barcha metallar va yarimo'tkazgichlarda bunday pppotensial to'siqlar bo'lmaganda edi, o'tkazuvchanlik zonasidagi barcha elektronlar yarimo'tkazgich va metallarni tashlab chiqib ketgan bo'lar edi. SHuni ta'kidlash lozimki, bunday pppotensial to'siq mavjud bo'lgan holda ham, elektronlarning bir qismi yetarlicha katta energiyaga ega va ular pppotensial to'siqni yengib yarimo'tkazgichni tashlab chiqib ketishi mumkin.

Agarda, yarimo'tkazgichda elektronlarning konsentratsiyasi katta bo'lmasa, u holda ular Maksvell taqsimotiga bo'ysunadi. Bu taqsimotga mos ravishda yarimo'tkazgichning 1 sm³ hajmiga mos keluvchi va v_x dan v_x+dv_x , v_y dan v_y+dv_y , v_z dan v_z+dv_z intervaldagi tezliklarga ega bo'lgan elektronlar soni quyidagi mahlum ifoda orqali aniqlanadi:

$$dn_{(v_x, v_y, v_z)} = \frac{2m^3}{\pi^2 \hbar^3} \exp\left(-\frac{m}{2} \frac{(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2) - F}{kT}\right) dv_x dv_y dv_z \quad (1.1)$$

bu yerda k -son qiymati $1,38 \cdot 10^{-23}$ Dj/grad. bo'lgan Bolg'tsman doimiysi, \hbar -son qiymati $6,62 \cdot 10^{-34}$ sek. bo'lgan Plank doimiysi, T -kristall temperaturasi, m -elektronning massasi.



1-rasm. Termodinamika chiqish ishi tushunchasi

Energiyasi yarimo'tkazgichni tashlab chiqib ketish uchun yetarli bo'lgan elektronlar uchun massaning erkin elektron massasidan farqini e'tiborga olmaslik mumkin. SHu sababli (1.1) ifodada elektronning massasi m ga teng.

Yarimo'tkazgichning barcha elektronlari ichidan faqatgina x yo'nalishi bo'yicha yarimo'tkazgich sirtiga perpendikulyar harakatlanayotgan va χ_0 pppotensial to'siq energiyasidan katta

$mv_x^2/2$ kinetik energiyaga ega bo'lganlarigina yarimo'tkazgichni tashlab chiqib ketishi mumkin. Bu holda v_x va v_z tezlik tashkil etuvchilari turlicha bo'lishi mumkin.

v_y va v_z tezlik tashkil etuvchilari turlicha bo'lgan holda 1 sm^3 hajmda v_x va $v_x + dv_x$ tezlik oralig'idagi tezliklarga ega bo'lgan elektronlar sonini aniqlaylik. Buning uchun $+\infty$ dan $-\infty$ gacha, v_y va v_z tezliklar olishi mumkin bo'lgan qiymatlar bo'yicha (1.1) ifodani integrallaymiz:

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

(1.2) ifodada ikkala integral ham bir xil. Ularni hisoblash uchun, ularning ixtiyoriy bittasiga yangi o'zgaruvchan kiritamiz

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

Endi

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

ekanligini hisobga olib, (1.2) ifodadagi so'nggi integral uchun quyidagini yozamiz:

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

(1.2) ifodada ikkala integralning ham teng kuchli ekanligidan quyidagi qiymatni olamiz

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

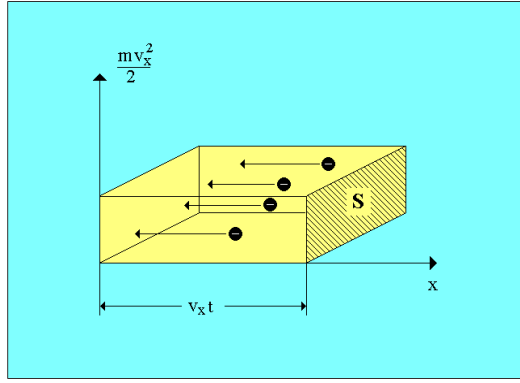
olingan (1.5) qiymatni (1.2) ifodaga olib borib qo'yamiz. Endi (1.2) ifoda quyidagi ko'rinishni oladi:

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

x o'qi bo'yicha kristall chegarasi tomon haraktlanayotgan va v_x tezlikka ega bo'lgan elektron t vaqt ichida $v_x t$ masofani bosib o'tadi. Demak t vaqt ichida v_x tezlikka ega bo'lib, yarimo'tkazgich sirtidan $v_x t$ masofada turgan, ya'ni $V=v_x t$ S hajmda (2-rasm) mavjud bo'lgan barcha elektronlar bu sirtga yetib keladi.

Bunday elektronlarning to'la soni quyidagicha ifodalanadi:

$dN=dn(v_x) S v_x t$, bu yerda, S -ajratilgan hajmning kesim yuzasi. 1 sm^2 sirt orqali elektronlar hosil qilayotgan oqim quyidagiga teng bo'ladi:



2-rasm. Yarim o'tkazgich sirtiga yo'nalgan elektronlar oqimi

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

Barcha tezliklar bo'yicha yarimo'tkazgich sirtiga yo'nalgan to'la oqimni (1.7) ifodani integrallash orqali aniqlash mumkin. SHuni esdan chiqarmaslik kerakki, sirtga yetib kelgan barcha elektronlar ham yarimo'tkazgichni tark etmasligi mumkin. Sirtida mavjud bo'lgan χ_0 pppotensial to'siqni faqatgina energiyasi pppotensial to'siq balandligidan katta bo'lgan $mv_x^2/2 > \chi_0$ elektronlarga yengib o'ta oladi.

Bundan elektronlar tezligi uchun quyidagi shartni olamiz olamiz:

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

SHu sababli, yarim o'tkazgichni tashlab chiqib ketayotgan elektronlarni to'la oqimini topishda faqatgina tezligi $v_x > v_0$ bo'lgan elektronlarnigina hisobga olish lozim. Bunday elektronlar hosil qilayotgan oqimni v_0 dan ∞ bo'lgan tezliklar oralig'idagi barcha tezliklar bo'yicha (1.7) ifodani integrallab topamiz:

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

(1.9) ifodaga (1.6) ifodadan dn ning qiymatini qo'yib va Fermi sathi holati yarimo'tkazgichlarda elektronlar tezligiga bog'liq emasligini hisobga olib, quyidagini olamiz:

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

(1.10) ifoda tarkibiga kiruvchi integralni yechish uchun yangi integrallash o'zgaruvchisini kiritamiz:

$\xi = \frac{mv_x^2}{2kT}$ bu holda $d\xi = \frac{m}{kT} v_x dv_x$ va $v_x dv_x$ uchun ifoda quyidagi ko'rinishni oladi:

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

ξ kattalikni va (1.11) ifodani (1.10) ga qo'yib integral qiymatini aniqlaymiz:

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

va mos ravishda yarimo'tkazgich sirti orqali o'tayotgan elektronlar oqimi ifodasini olamiz:

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

olingan ifodada, eksponenta darajasida $\chi_0 - F$, kattalik mavjud. Bu kattalik yarimo'tkazgichning Fermi sathida joylashgan elektronni vakuumga chiqarish uchun sarflanadigan ishga teng (1-rasmga qarang). Bu kattalik

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

ga teng bo'lib, Fermi sathi-bu bitta zarrachaga keltirilgan Gibbs termodinamik pppotensial bo'lganligi sababli, *termodinamik chiqish ishi* deb ataladi.

Termodinamik chiqish ishi, odatda sodda qilib, chiqish ishi deb ataladi. (1.13) ifoda yarimo'tkazgich sirtining 1 sm^2 yuzasidan 1 s vaqt mobaynida vakuumga chiqayotgan elektronlar sonini ko'rsatadi. (1.13) ifodadan ko'rinadiki, yarimo'tkazgichni tark etayotgan elektronlar miqdori faqatgina yarimo'tkazgich chiqish ishi va temperaturasi orqali aniqlanadi.

Qattiq jismdan issiqlik harakati energiyasi hisobiga elektronlarning chiqishiga *termoelektron emissiya* deyiladi.

Agarda, vakuumdagi yarimo'tkazgich yakkaLANGAN bo'lsa, yahni uning bevosita yaqinida boshqa jismlar bo'lmasa, u holda termoelektron emissiya uzoq davom eta olmaydi. Haqiqatan ham, yarimo'tkazgichda elektronlar soni kamayishi bilan u musbat zaryadlanadi va hosil bo'lgan elektr maydoni elektronlarning keyingi chiqishiga to'sqinlik qiladi.

Endi yarimo'tkazgich va metallni yaqin kontaktga keltirganda nima sodir bo'lishini qarab chiqaylik (3-rasmga qarang). Dastlabki vaqt momentida ular o'rtasida elektr maydoni yo'q, yahni yarimo'tkazgich va metall chegaralarida elektronlarning pppotensial energiyalari bir xil. Bu degan so'z, yarimo'tkazgichni tashlab chiqayotgan elektronlar metallga o'tadi, metallni tashlab chiqib ketayotgan elektronlar esa yarimo'tkazgichga o'tadi.

(1.13) ifodaga muvofiq yarimo'tkazgichni tashlab chiqib ketayotgan elektronlar esa yarimo'tkazgichga o'tadi.

(1.13) ifodaga muvofiq yarimo'tkazgichni tashlab chiqib ketayotgan elektronlar oqimi yarimo'tkazgich temperaturasi va material parametri chiqish ishi kattaligiga bog'liq bo'ladi. Bu oqimni quyidagi ko'rinishda yozish mumkin:

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

bu yerda χ_1 -yarimo'tkazgichning chiqish ishi. Metallda erkin elektronlar soni yarimo'tkazgichdagidan yetarlicha ko'p. Bu elektronlar o'tkazuvchanlik zonasida uning tubidan to Fermi sathigacha bo'lgan barcha energetik sathlarni to'ldiradi. Lekin energiyasi Fermi sathi energiyasidan katta bo'lgan elektronlar soni ham yetarlicha katta. Bunday tez elektronlar, xuddi yarimo'tkazgichdagi elektronlar kabi Maksvell taqsimotiga bo'ysunadi.

Termoelektron emissiya hodisasini qarab chiqishda faqat tez elektronlarga e'tiborga olinadi, chunki metallni energiyasi Fermi sathi energiyasidan katta bo'lgan elektronlarga tashlab chiqib ketishi mumkin. Bundan kelib chiqadiki, metalldan chiqib ketayotgan elektronlar oqimi (1.15) ifodaga o'xshash ifoda orqali aniqlanadi:

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

Bu yerda χ_2 metallning chiqish ishi. Aksariyat metall va yarim- o'tkazgichlarda chiqish ishinin qiymati 1,2 eV dan 6 eV gacha bo'lgan qiymatlarni tashkil qiladi.

Metallning chiqish ishi χ_2 yarimo'tkazgichning chiqish ishi χ_1 dan katta bo'lgan, yahni elektron metallni tashlab chiqib ketishi uchun yengishi lozim bo'lga pppotensial to'siq yetarlicha katta bo'lgan holni qarab chiqaylik. Bu holda (1.15) va (1.16) ifodalarga ko'ra yarimo'tkazgichdan chiqayotgan elektronlar oqimi, metalldan chiqayotgan elektronlar oqimidan katta. Bundan kelib chiqadiki, elektronlarnin bir qismi chiqib ketishi sababli yarimo'tkazgichning sirtga yaqin qismlari musbat zaryadlanib qoladi. Metallning sirtga yaqin qismlari esa qo'shimcha elektronlar hisobiga manfiy zaryadlanib qoladi. Yarimo'tkazgich va metall o'rtasida U pppotensiallar farqi paydo bo'ladi. Bu hol

yarimo'tkazgichdan chiqayotgan elektron metall sirtiga borib tushishi uchun $\phi = q U$ qo'shimcha pppotensial to'siqni yengib o'tishi kerak bo'ladi. Energiyasi pppotensial to'siq balandligidan kichik bo'lgan elektronlar yarimo'tkazgichga qaytib keladi. Bu degan so'z, yarimo'tkazgich va metall o'rtasidagi pppotensial to'siq ortadi va $\chi_1 + \phi$ ga teng bo'ladi. Demak, yarimo'tkazgichdan metallga o'tadigan elektronlar oqimi, quyidagi ifoda bilan aniqlanuvchi kattalikka teng bo'ladi:

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

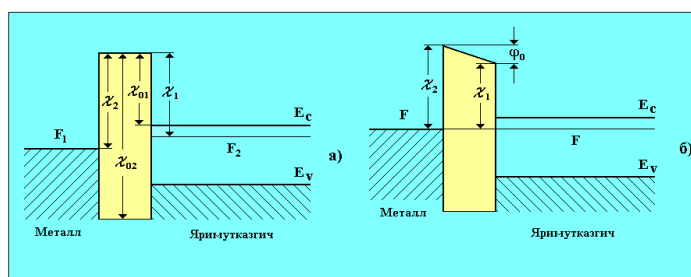
Metalldan yarimo'tkazgichga o'tadigan elektronlar oqimi esa, avvalgidek (1.16) ifoda yordamida aniqlanadi, chunki metallni tashlab yarimo'tkazgichga o'tadigan elektronlar uchun pppotensial to'siq balandligi o'zgarmaydi (3-rasmga qarang) va χ_2 ga teng bo'ladi. Paydo bo'lgan U pppotensiallar farqi yarimo'tkazgich va metalldan chiqayotgan elektronlar oqimi bir-biriga teng bo'lgunicha qadar davom etadi. Muvozanat vaziyatida bu oqimlar teng

$I_1 = I_2$, yahni

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

Olingan ifodadan ko'rinadiki, muvozanat holatida metall-yarimo'tkazgich chegarasida paydo bo'ladigan ϕ_0 pppotensiallar farqi metall va yarimo'tkazgich chiqish ishlari farqiga teng bo'ladi:

$$\phi_0 = \chi_2 - \chi_1 \quad (1.19)$$



3-rasm. Yarimo'tkazgich va metall o'rtasida pppotensial to'siqning hosil bo'lishi

Demak, o'zaro kontaktda bo'lgan metall va yarimo'tkazgich chiqish ishlari farqi qancha katta bo'lsa, metall-yarimo'tkazgich chegarasida paydo bo'ladigan pppotensial to'siq balandligi shuncha katta bo'ladi. Va aksincha o'zaro kontaktda bo'ladigan materiallar chiqish ishlari farqi kamayishi bilan bo'limlar chegarasida paydo bo'ladigan pppotensial to'siq balandligi kamayadi.

Mavzu. Metall-yarimo'tkazgich kontakti turlari

Reja.

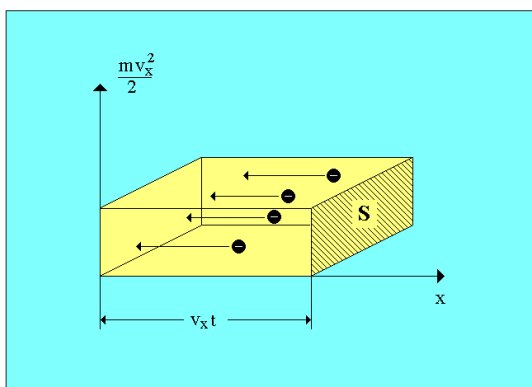
1. Kambag'allashgan kontakt.

2. Boyitilgan kontaktlar.

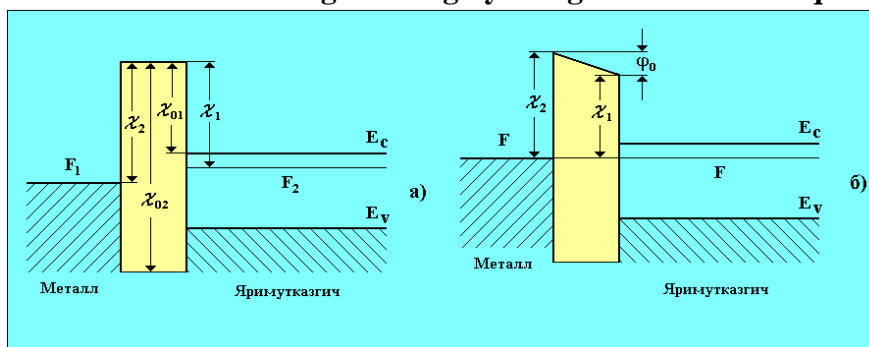
3.

Metall-yarimo'tkazgich kontakti turlari

Kontakt pppotensiallar farqining mavjudligi metall-yarimo'tkazgich qatlami chegarasida elektr maydonining mavjudligidan dalolat beradi. Bu maydon yarimo'tkazgichdan metall sirtiga o'tgan ortiqcha elektronlar hosil qilgan manfiy zaryad va yarimo'tkazgichning sirtoldi qatlamidan elektronlarning ketishi tufayli hosil bo'ladigan musbat zaryad tufayli paydo bo'ladi. Metallda ortiqcha elektronlar sirdagi atomlarda joylashgan bo'ladi, chunki erkin elektronlar konsentratsiyasi bu yerda yetarlicha katta ($\sim 10^{22} \text{ sm}^{-3}$) dielektrik singdiruvchanlik esa kichik. Yarimo'tkazgichda kambag'allashgan qatlam-bu elektronlar metallga o'tgan soha bo'lib-etarlicha katta va bir necha ming atom qatlamini tashkil qiladi. Bu esa kontakt pppotensiallar farqi tufayli paydo bo'ladigan elektr maydoni yarimo'tkazgichga yetarlicha katta chuqurlikda kiradi demakdir. Bu elektr maydon yarimo'tkazgichga kirib kristall ppanjara atomlari xususiy maydoniga qo'shiladi. Kristall ppanjara atomlari xususiy elektr maydoni kuchlanganligi 10^8 V/sm ga yaqin qiymatni tashkil qiladi. Kontakt maydon kuchlanganligi qiymati esa 10^6 V/sm dan ortmaydi. Demak, kontakt maydon ppanjara maydoniga nisbatan kuchsiz maydon hisoblanadi. Bu maydon chiqish ishi, man etilgan zona kengligi yoki yarimo'tkazgich energetik zonalarini tuzilishini o'zgartira olmaydi. Bu maydon yarimo'tkazgichlar energetik zonalarini «egrilanishi» ga olib keladi xolos. Yarimo'tkazgichda elektronning to'la energiyasi kontakt maydon bo'lmagan holdagi elektron energiyasi kontakt maydon ta'siridagi energiya yig'indisiga teng va $\varphi \ll \frac{mv_x^2}{2} \ll qU$ -kontakt maydon ta'siri tufayli oladigan energiyalari yig'indisiga teng bo'ladi. Kontakt maydon bo'lmagan holda yarimo'tkazgichning o'tkazuvchanlik zonasi tubida joylashgan elektronning energiyasi koordinataga bog'liq bo'lmaydi: u barcha nuqtalarda bir xil bo'ladi, shu sababli



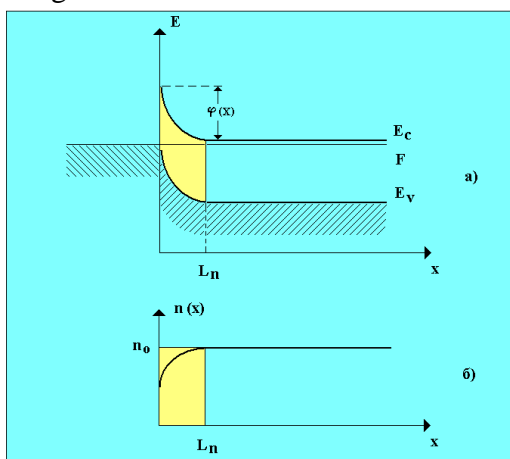
2-rasm. Yarim o'tkazgich sirtiga yo'nalgan elektronlar oqimi



3-rasm. Yarimo'tkazgich va metall o'rtasida pppotensial to'siqning hosil bo'lishi

1-va 3- rasmlarda o'tkazuvchanlik zonasi gorizont chiziqlar ko'rinishida tasvirlangan. Yarimo'tkazgichga kiruvchi kontakt maydon mavjud bo'lgan holda, yarimo'tkazgichning o'tkazuvchanlik zonasi tubida joylashgan elektronning energiyasi ortadi, chunki unga $\varphi \ll \frac{mv_x^2}{2}$ kontakt

maydon energiyasi qo'shiladi. Elektron energiyasining ortishi o'tkazuvchanlik zonasi tubining yuqoriga φ kattalikka egilishiga olib keladi



4-rasm. Elektron turdagi o'tkazuvchanlikka ega bo'lgan yarimo'tkazgichning kontaktoldi sohasida yarimo'tkazgichning zona diagrammasi (a) va elektronlar konsentratsiyasi taqsimoti (b).

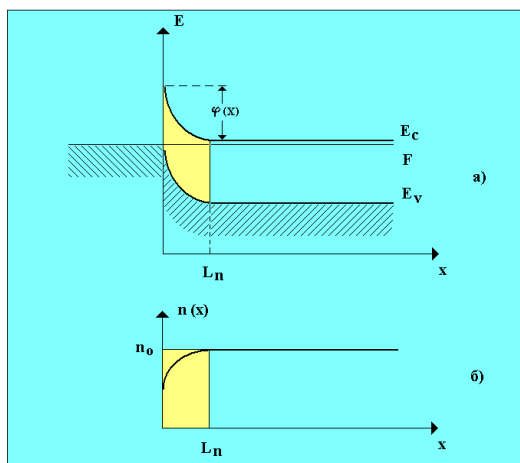
(4-rasmga qarang). Kontakt maydon kattaligi yarimo'tkazgich man etilgan zonasi kengligini o'zgartirish uchun yetarli bo'lmagani sababli, valent zonaning yuqori chegarasi ham xuddi shu kattalikka egrilanadi. Natijada yarimo'tkazgich-metall chegarasi yaqinida yarimo'tkazgichning zonalar diagrammasi egrilanadi. Har qanday sistemada muvozanat holatida F-Fermi sathi bir xil balandlikda bo'lganligi sababli, bizning holimizda ham, metall-yarimo'tkazgichda Fermi sathi bir xil bo'lishi kerak (3-rasm). Demak, kontakt maydon mavjud bo'lgan holda, Fermi sathidan o'tkazuvchanlik zonasi tubigacha bo'lgan masofa doimiy kattalik bo'lmasdan, koordinataga bog'liq bo'ladi. Faqat yarimo'tkazgich hajmining chuqur qismlarida bu kattalik doimiy saqlanadi. Bu yerda biz kontakt maydon yarimo'tkazgichning butun qatlamiga kiradigan yupqa yarimo'tkazgich holini qarab chiqmaymiz. qaralayotgan holda yarimo'tkazgich-metall bo'limi chegarasida kontakt maydon biror qism elektronlarning yarimo'tkazgichdan metallga o'tishi natijasida paydo bo'ladi. Demak, yarimo'tkazgichning kontakt oldi sohasida elektronlar konsentratsiyasi, uning hajmidagidan kam.

Kontaktoldi sohasida elektronlar konsentratsiyasi kamayishi sodir bo'ladigan metall-yarimo'tkazgich kontakti- **kambag'allashgan kontakt** deb ataladi.

Kambag'allashgan kontakt. Metall-yarimo'tkazgich kontaktining yarimo'tkazgich kontaktoldi sohasidagi erkin elektronlar konsentratsiyasi o'zgarishi va kontakt maydon kattaligi o'rtasidagi bog'lanishni batafsil qarab chiqamiz. SHuni eslatib o'tish lozimki qarab chiqilayotgan kontaktda, kontakt maydon yarimo'tkazgichdan bir qism elektronlarning metallga o'tishi natijasida paydo bo'ladi, chunki yarimo'tkazgichning chiqish ishi χ_1 , metallning χ_2 chiqish ishidan kichik. Yarimo'tkazgichga kiruvchi kontakt maydon mavjud bo'lganda yarimo'tkazgichdagi elektronlar energiyasi E koordinataga bog'liq bo'lmagan va φ kontakt maydon bilan xarakterlanadigan kristall ppanjara xususiy maydoni energiyalari yig'indilari bilan aniqlanadi: Energiyaning bu qismi koordinata funktsiyasi hisoblanadi, chunki kontakt maydon yarimo'tkazgichning butun hajmiga kirmaydi:

$$E = \frac{mv^2}{2} + \varphi$$

Yarimo'tkazgich chuqurligida (ichida), yahni $x = \infty$ da kontakt maydon bilan xarakterlanuvchi elektronlar energiyasi nolga teng, chunki $\varphi = 0$. Yarimo'tkazgichning o'tkazuvchanlik zonasida elektronlar konsentratsiyasi koordinata funktsiyasi kabi quyidagicha ifodalanishi mumkin:



4-rasm. Elektron turdagi o'tkazuvchanlikka ega bo'lgan yarimo'tkazgichning kontaktoldi sohasida yarimo'tkazgichning zona diagrammasi (a) va elektronlar konsentratsiyasi taqsimoti (b).

$$n(x) = n_0 \exp\left(-\frac{\varphi(x)}{kT}\right) \quad (1)$$

Bu yerda n_0 -yarimo'tkazgich ichida erkin elektronlarning muvozanatli konsentratsiyasi, k -Bolg'tsman doimiysi, T -temperatura.

(1) ifodadan ko'rinadiki, $\varphi(x)$ ortishi bilan $n(x)$ kattalik keskin kamayadi, ya'ni ajralish sohasiga yaqinlashgansari erkin elektronlar konsentratsiyasi kamayadi. Yarimo'tkazgichning elektronlarga kambag'allashgan kontaktoldi sohasida kambag'allashish! musbat zaryadning paydo bo'lishiga olib keladi, ya'ni ionlashgan donor aralashma atomlarining musbat zaryadi elektronlarning manfiy zaryadi bilan kompensatsiyalashmaydi. n -turdagi o'tkazuvchanlikka ega bo'lgan yarimo'tkazgichda zaryadning hajmiy zichligi quyidagiga teng:

$$\rho(x) = q(N_d - n(x)), \quad (2)$$

bu yerda q -elektronning zaryadi, N_d -donor aralashmaning ionlashgan atomlari konsentratsiyasi. Aksariyat yarimo'tkazgichlarda xona temperaturasida ham barcha mayda donor aralashmalar to'la ionlashadi, ya'ni $n_0 = N_d$. SHu sababli (2) ifodani quyidagicha yozish mumkin:

$$\rho(x) = q(n_0 - n(x)) \quad (3)$$

Puasson tenglamasi yordamida yarimo'tkazgichlarda zaryadning hajmiy zichligi $\rho(x)$ ni $\varphi(x)$ orqali ifodalash mumkin (bu yerda va kelgusida $\varphi = \varphi(x)$ va $\rho = \rho(x)$ deb hisoblaymiz):

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = \frac{\rho}{\epsilon\epsilon_0} \quad (4)$$

Bu yerda ϵ -yarimo'tkazgichning dielektrik singdiruvchanligi, ϵ_0 -elektr doimiysi bo'lib, son qiymati $8,85 \cdot 10^{-12}$ F/m ga teng.

(1) ifodani (4) ga qo'yib $\varphi(x)$ ning qiymatini topish uchun quyidagi tenglamani olamiz

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = \frac{q}{\epsilon\epsilon_0} n_0 \left[1 - \exp\left(-\frac{\varphi(x)}{kT}\right) \right] \quad (5)$$

va $\varphi(x) > 0$ va $\varphi(x) > (2-3) kT$ bo'lgan holni qaraymiz ($\varphi(x)$ ning kichik qiymatlarida kontakt maydon tufayli elektronlar energiyasining ortishi e'tiborga olmasa bo'ladigan darajada kam). Bunday sharoitlarda (5) ifoda tarkibida eksponenta bo'lgan kvadrat qavs ichidagi had birdan yetarlicha kichik va (5) tenglama quyidagicha yozilishi mumkin:

$$\frac{d^2 \varphi}{dx^2} = \frac{qn_0}{\varepsilon \varepsilon_0} \quad (6)$$

(6) ifodani koordinata bo'yicha integrallab quyidagini olamiz:

$$\frac{d\varphi}{dx} = \frac{q n_0}{\varepsilon \varepsilon_0} x + c_1 \quad (7)$$

Integrallash doimiysi S_1 ni topish uchun chegaraviy shartlarni qarab chiqamiz. Yuqorida aytib o'tilganidek, kontakt maydon yarimo'tkazgichning butun chuqurligiga kira olmaydi va shu sababli hajmiy zaryad qatlami chekli uzunlikka ega. Bu qatlam chegarasida, yahni $x=L_n$ da maydon yo'q deb hisoblaymiz:

$$\varphi \Big|_{x=L_n} = 0 \quad \text{va} \quad E \Big|_{x=L_n} = \frac{1}{q} \frac{d\varphi}{dx} = 0 \quad (8)$$

Bu yerda x koordinata ajralish chegarasidan yarimo'tkazgich chuqurligi bo'ylab hisoblanadi, yahni chegaraning o'zida $x=0$ (4-rasmga qarang). (8) shartni (7) tenglamaga qo'yib, integrallash doimiysi S_1 ni topamiz:

$$C_1 = -\frac{qn_0}{\varepsilon \varepsilon_0} L_n \quad (9)$$

(7) va (6) tenglamalardan foydalanib $\frac{d\varphi}{dx}$ ning qiymatini aniqlaymiz:

$$\frac{d\varphi}{dx} = -\frac{qn_0}{\varepsilon \varepsilon_0} (L_n - x) \quad (10)$$

Endi (8) ifodadan foydalanib elektr maydon kuchlanganligi E ning x koordinataga bog'liqligini olamiz:

$$E \Big|_{x=L_n} = -\frac{qn_0}{\varepsilon \varepsilon_0} (L_n - x) \quad (11)$$

(11) munosabatdan ko'rinadiki, $x=0$ holatda elektr maydon kuchlanganligi o'zining eng katta qiymatiga erishadi:

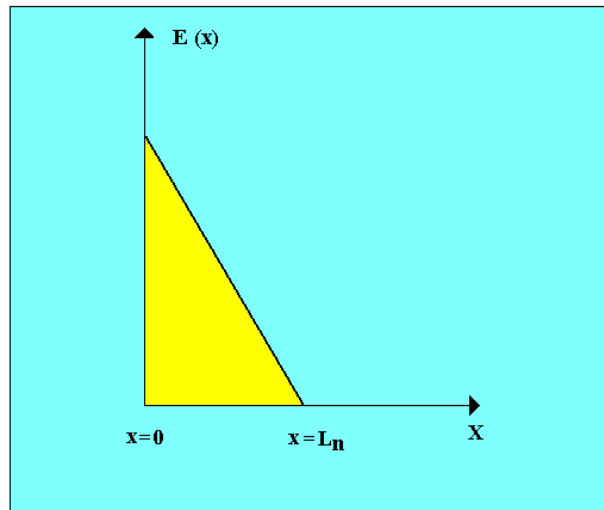
$$E_{\max} = -\frac{qn_0}{\varepsilon \varepsilon_0} L_n \quad (12)$$

5-rasmda (11) munosabat orqali chizilgan $E(x)$ bog'lanish grafigi keltirilgan. Rasmdan ko'rinib turibdiki, elektr maydoni yarimo'tkazgich qalinligi bo'yicha chiziqli o'zgarar ekan. $\varphi \Big|_{x=L_n}$ bog'lanishni aniqlash uchun (10) tenglamani integrallaymiz:

$$\varphi \Big|_{x=L_n} = -\frac{qn_0}{\varepsilon \varepsilon_0} \int (L_n - x) dx + C_2,$$

undan

$$\varphi(x) = -\frac{qn_0}{\varepsilon \varepsilon_0} L_n x + \frac{qn_0}{\varepsilon \varepsilon_0} \frac{x^2}{2} + C_2 \quad (13)$$



5-rasm. Metall-yarimo'tkazgich kontaktida elektr maydon kuchlanganligininig yarimo'tkazgich qalinligi bo'yicha taqsimoti

$x=L_n$ da $\varphi(x)$ ning qiymati $\varphi(x) = \varphi(L_n) = 0$ ekanligini e'tiborga olib (13) ifodadan integrallash doimiysi S_2 ni topamiz:

$$C_2 = \frac{qn_0 L_n^2}{\epsilon\epsilon_0 2} \quad (14)$$

SHundan so'ng (14) ifodani (13) tenglamaga qo'yib,

$$\varphi(x) = \frac{qn_0}{2\epsilon\epsilon_0} (L_n - x)^2 \quad (15)$$

ni olamiz. Olingan ifodadan ko'rinadiki, yarimo'tkazgichning chegaraoldi sohasida metall-yarimo'tkazgich kontaktida qaralayotgan elektronlar pppotensial energiyasi taqsimoti parabolik funktsiya orqali ifodalanar ekan. (15) ifodadan foydalanib, kontakt maydonining yarimo'tkazgichga maksimal kirish chuqurligini ko'rsatuvchi L_n kattalikni topishimiz mumkin. Haqiqatan ham $x=0$ holda (15) ifodadan quyidagini olamiz:

$$\varphi(0) = \varphi_0 = \frac{qn_0 L_n^2}{\epsilon\epsilon_0} \quad (16)$$

bu yerdan

$$L_n = \left(\frac{2\epsilon\epsilon_0 \varphi_0}{qn_0} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (17)$$

yoki (5) ifodani hisobga olgan holda

$$L_n = \left[\frac{2\epsilon\epsilon_0 (\chi_2 - \chi_1)}{qn_0} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (18)$$

ni olamiz. Olingan ifodadan ko'rinadiki, yarimo'tkazgich va metall chiqish ishlari farqi qanchalik katta bo'lsa, kontakt maydoni yarimo'tkazgichga shunchalik chuqurroqqa kira olar ekan. SHu bilan bir vaqtda erkin zaryad tashuvchilar kontsentratsiyasi n_0 ortishi bilan L_n kattalik kamayar ekan. Bu hol

hosil bo'ladigan elektr maydonining erkin zaryad tashuvchilar bilan ekranlashuvi tufayli sodir bo'ladi. Misol tariqasida n-Si-Au metall-yarimo'tkazgich kontaktini qarab chiqamiz. Kremniyda Si erkin zaryad tashuvchilar kontsentratsiyasi $1 \cdot 10^{15} \text{ sm}^{-3}$ deb hisoblaylik, yahni

$n_0 = 1 \cdot 10^{15} \text{ sm}^{-3}$. (17) ifoda va $\epsilon = 11,7$; $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-14} \text{ F/sm}$; $q=1,62 \cdot 10^{-19} \text{ K}$, $\varphi_0 = 0,8 \text{ eV}$, kattaliklardan foydalanib yarimo'tkazgichda kontakt maydonining kirish chuqurligi $L_n=1 \cdot 10^{-4} \text{ sm}$ ekanligini olamiz. So'ngra, (15) ifodadan va L_n ning topilgan qiymatidan foydalanib kremniy-oltin (Si:Cu) ajralish chegarasidagi elektr maydon kuchlanganligining maksimal qiymatini topamiz- $E_{\text{max}} = 1,6 \cdot 10^4 \text{ V/sm}$. n-Si-Cu kontakti uchun $\varphi_0 = 0,58 \text{ eV}$. Agarda kremniyning solishtirma qarshiligi $15 \text{ Om}\cdot\text{sm}$ ga teng bo'lsa, (17) ifodaga ko'ra kontakt maydoninig yarimo'tkazgichda kirish chuqurligi $L_n = 5 \cdot 10^{-5} \text{ sm}$ ga teng kattalikka ega bo'ladi. Bu hol metall-yarimo'tkazgich ajralish chegarasida elektr maydon kuchlanganligining maksimal qiymati $0,2 \cdot 10^4 \text{ V/sm}$ ni tashkil qiladi. (15 ifodaga qarang).

Boyitilgan kontaktlar. Yarimo'tkazgichning chiqish ishi metallning chiqish ishidan katta bo'lgan, yahni $\chi_1 > \chi_2$ sharoitda metall-yarimo'tkazgich kontaktin qarab chiqamiz. Bu holda yarimo'tkazgichni tashlab ketish uchun elektron metallga nisbatan yuqoriroq pppotensial to'siqni yengib o'tishi zarur. Demak, yarimo'tkazgichdan metallga o'tadigan elektronlar oqini metalldan yarimo'tkazgichga o'tadigan elektronlar oqimidan yetarlicha kam bo'ladi. Bu o'z navbatida yarimo'tkazgichning chegara oldi qatlamida elektronlar kontsentratsiyasining uning hajmidagiga nisbatan ko'p to'planishiga olib keladi, yahni chegara oldi qatlami elektronlar bilan boyitiladi. Bu holda boyitilgan qatlam chuqurligi, xuddi kambag'allashgan holdagi kabi, bir necha yuz atom qatlamini o'z ichiga oladi. Yarimo'tkazgich qalinligi bo'yicha elektronlar kontsentratsiyasi taqsimotini bu holda quyidagi ko'rinishda yozilishi mumkin:

$$n(x) = n_0 \exp\left[\frac{\varphi(x)}{kT}\right] \quad (19)$$

hajmiy zaryad zichligi esa

$$\rho(x) = q(n_0 + n(x)) \quad (20)$$

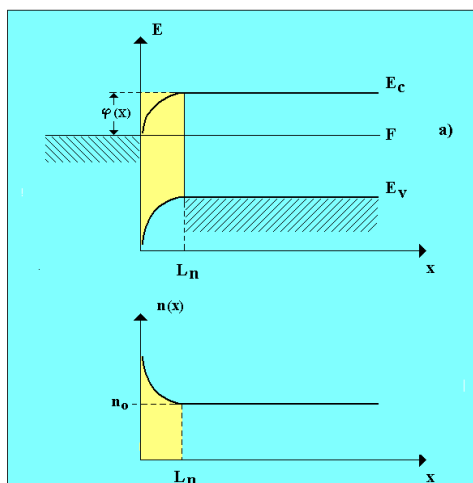
ko'rinishida yoziladi, bu yerda n_0 -yarimo'tkazgich chuqurligida elektronlarning muvozanatli kontsentratsiyasi, $n(x)$ -kontakt maydon ta'sirida elektronlar kontsentratsiyasining o'zgarishi. Bu holda Puasson tenglamasi quyidagi ko'rinishni oladi:

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = \frac{qn_0}{\epsilon\epsilon_0} \left[1 + \exp\left(\frac{\varphi}{kT}\right)\right] \quad (21)$$

Xuddi kambag'allashgan soha holiday kabi $\varphi > (2-3)kT$ bo'lsin, bu holda (21) ifodada eksponentani o'z ichiga olgan had birdan yetarlicha katta bo'ladi va Puasson tenglamasi quyidagi ko'rinishda yozilishi mumkin:

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = \frac{qn_0}{\epsilon\epsilon_0} \exp\left(\frac{\varphi}{kT}\right) \quad (22)$$

(22) tenglamaning ikkala tomonini ham $d\varphi$ ga ko'paytirib va bu o'zgaruvchi bo'yicha $x=\infty$ da $\varphi(x) = 0$ shartni hisobga olib integrallashni amalga oshirsak, quyidagi ifodani olamiz:



6-rasm. Boyitilgan kontaktlarda yarimo'tkazgichning zonalar diagrammasi (a) va elektronlar konsentratsiyasi taqsimoti

$$\frac{d\phi}{dx} = \sqrt{\frac{2qn_0kT}{\epsilon\epsilon_0}} \left(\exp \frac{\phi}{2kT} \right) \quad (23)$$

So'ngra o'zgaruvchilarni bo'laklab, (23) ifodani ikkala qismini integrallab, boyitilgan kontaktlar holida yarimo'tkazgichda elektronlar pppotensial energiyasining koordinataga bog'lanishini ifodalovchi bog'lanish grafigining ifodasini olamiz:

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

bu yerda α kattalik quyidagi ko'rinishda aniqlanishi mumkin:

$$\alpha = \sqrt{\frac{2qn_0kT}{\epsilon\epsilon_0}} \quad (24)$$

bo'lgan kattalik.

Olingan ifodadan ko'rinadiki, yarimo'tkazgichning chegara oldi qatlamlari asosiy zaryad tashuvchi bilan boyitilgan holda, metall-yarimo'tkazgich kontaktida yarimo'tkazgichdagi elektronlar pppotensial energiyalari taqsimoti logarifmik funktsiya orqali yozilar ekan. Bu holda kontakt maydonning yarimo'tkazgichga kirish chuqurligi muvozanat holida xuddi shu sharoitdagi kambag'allashgan kontaktlardagi nisbatan yetarlicha kichik bo'lar ekan. Bunday kontaktlar antiyonuvchi kontaktlar deb yuritiladi. I-jadvalda eng ko'p ishlatiladigan yarimo'tkazgichli asboblarda metall-yarimo'tkazgich kontakti uchun kontakt pppotensiallar farqining tajribada olingan qiymatlari keltirilgan.

1-jadval

Yarim-o'tkazgich	Tip	Ag	Al	Au	Cu	't	Mo	Ti	W	Ni
Si	n	0,78	0,72	0,80	0,61		0,42	0,61	0,45	0,51
Si	'	0,54	0,58	0,34	0,46					

Ge	n	0,54	0,48	0,59	0,52					
Ge	'	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	'	0,63		0,42						
Ga'	n	1,20	1,07	1,30	1,20	1,45	1,13	1,12		1,21
Ga'	'			0,72						
In'	n	0,54		0,52						
In'	'			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				

Mavzu. Metall-yarimo'tkazgich kontaktlarining sig'imiyl xususiyatlari.

Reja.

1. Teskari U kuchlanish berilganda metall-yarimo'tkazgich kontaktida yarimo'tkazgich hajmiyl zaryadi qatlami kengligi L_n ning o'zgarishi.
2. Hajmiyl zaryad kattaligi va undagi pppotensial tushuvi qatlam qalinligi.

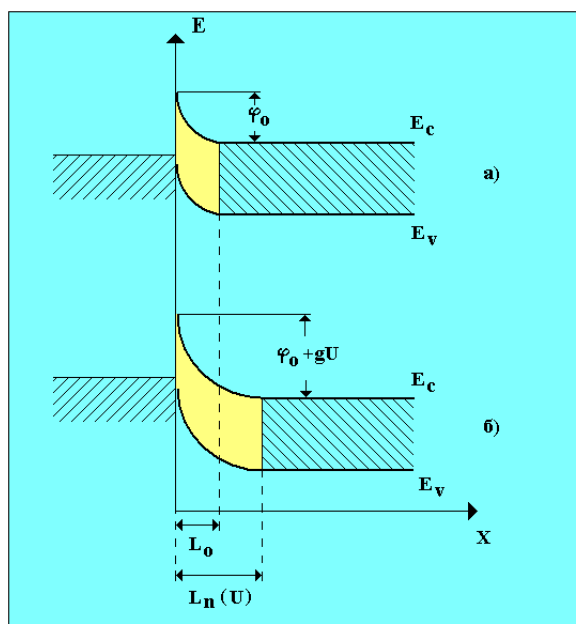
Metall-yarimo'tkazgich kontaktlarining sig'imi xususiyatlari.

Metall-yarimo'tkazgich kontaktiga U teskari kuchlanish berilganda, φ_0 kontakt pppotensiallar farqi bilan bog'liq bo'lgan pppotensial to'siq balandligi quyilgan U kuchlanish kattaligigacha o'sib, $\varphi_0 + qU$ kattalikka teng bo'ladi. Bu holda yarimo'tkazgich hajmiy zaryadi qatlami L_n ham ortadi. Hajmiy zaryad kristall ppanjara bilan bog'langan qo'zg'almas, donor yoki aktseptor aralashmalarning ionlashgan atomlari orqali hosil qilinganligi sababli, hajmiy zaryadning ortishi faqat uning yarimo'tkazgich ichiga tomon kengayishi tufayli sodir bo'lishi mumkin. Boshqacha qilib aytganda, kontaktga qo'yilgan teskari kuchlanishning ortishida elektronlar yoki kovaklar kabi harakatchan zaryad tashuvchilar deyarli bo'lmagan $L_n(U)$ yarimo'tkazgich sohasi kengayadi. Bu holda metall-dagi elektronlar konsentratsiyasi va yarimo'tkazgich chuqurligidagi zaryad tashuvchilar konsentratsiyasi elektroneytral sohada deyarli o'zgarmaydi. Demak, metall-yarimo'tkazgich kontaktni qoplamalari metall va yarimo'tkazgich bo'lib, hajmiy zaryad qatlami bilan ajratilgan yassi kondensator sifatida qarash mumkin. Misol tariqasida U teskari kuchlanish berilgan metall- n -turdagi yarimo'tkazgich kontaktini qarab chiqamiz (1-rasm). Yarimo'tkazgichning chiqish ishi χ_1 metallning chiqish ishi χ_2 dan kichik, yahni $\chi_1 < \chi_2$ shart bajarilsin. Bu holda yarimo'tkazgichning chegaraoldi sohasida, metall bilan ajralish chegarasida, elektronlarga kambag'allashgan hajmiy zaryad qatlami hosil bo'ladi. Bu qatlamning kengligi L_n kontaktga qo'yilgan kuchlanish kattaligiga bog'liq bo'ladi, yahni $L_n = L_n(U)$ va kuchlanish ortishi bilan ortadi. Ifodaga mos ravishda bir birlik yuzaga ega bo'lgan metall-yarimo'tkazgich kontakti uchun L_n ning qo'yilgan kuchlanishga bog'liqligi quyidagi munosabat orqali ifodalanishi mumkin:

$$L_n = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0 (\varphi_0 + qU)}{qn_0}} \quad (1)$$

bu yerdan, ifodaning ikkala tomonini ham kvadratga ko'tarib va qavs ichidagi hadlarni ajratib, quyidagini olamiz:

$$\frac{L_n^2 q n_0}{2 \epsilon \epsilon_0} = \varphi_0 + qU \quad (2)$$



1-rasm. Teskari U kuchlanish berilganda metall-yarimo'tkazgich kontaktida yarimo'tkazgich hajmiy zaryadi qatlami kengligi L_n ning o'zgarishi

Kontaktga qo'yilgan kuchlanish yetarlicha katta, yahni $qU \gg \varphi_0$ bo'lsin. Bu shart bajarilganda kontaktdagi pppotensial tushuv quyidagi munosabat orqali ifodalanishi mumkin:

$$U = \frac{L_n^2 q n_0}{2 \epsilon \epsilon_0} \quad (3)$$

Kambag'allashgan qatlam zaryadi kattaligi erkin elektronlar konsentratsiyasi n_0 va qatlam qalinligi L_n larga proporsional:

$$Q = qn_0 L_n \quad (4)$$

Yassi kondensatorning elektr sig'imi quyidagicha aniqlanadi:

$$C = \frac{dQ}{dU} \quad (5)$$

Hajmiy zaryad kattaligi va undagi pppotensial tushuvi qatlam qalinligi L_n ga bog'liq ekanligini e'tiborga olsak, dL_n ning o'zgarishida dQ va dU kattaliklar o'zgarishini topamiz:

$$dQ = qn_0 dL_n; \quad dU = \frac{qn_0}{2\varepsilon\varepsilon_0} 2L_n dL_n = \frac{qn_0}{\varepsilon\varepsilon_0} L_n dL_n \quad (6)$$

Olingan ifodani (5) ga qo'yib, sig'im uchun quyidagi ifodani olamiz:

$$C = \frac{qn_0 dL_n \varepsilon\varepsilon_0}{qn_0 L_n dL_n} = \frac{\varepsilon\varepsilon_0}{L_n} \quad (7)$$

(7) munosabat, birlik yuzaga ega bo'lgan L_n qalinlikdagi yassi kondensator sig'imi ifodasidir. (7) ifodani kontakt yuzasi S ga ko'paytirib, yassi kondensator sig'imi uchun quyidagi formulani olamiz:

$$C = \frac{\varepsilon\varepsilon_0 S}{L_n} \quad (8)$$

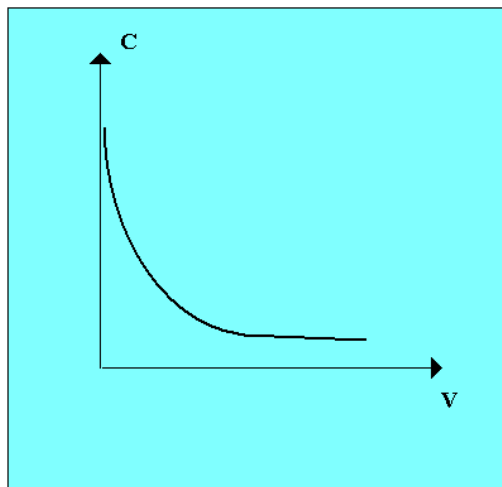
bu yerda L_n -hajmiy zaryad qatlami qalinligi.

Metall yarimo'tkazgich kontaktida yarimo'tkazgich hajmiy zaryadi qatlamining qalinligi kontaktga qo'yilgan kuchlanish kattaligiga bog'liq $L_n = L_n \tilde{U}$. Bu bog'lanish (1) va (8) ifodadan foydalanib kontaktga qo'yilgan kuchlanish kattaligining o'zgarishi natijasida metall-yarimo'tkazgich kontakti sig'imi o'zgarishini ifodalovchi quyidagi analitik munosabatni aniqlashimiz mumkin. Keltirilgan bog'lanishdan

ko'rinadiki, kontaktga qo'yilgan teskari U kuchlanishning ortib borishi natijasida kontakt sig'imi parabolik qonuniyat bo'yicha kamayadi:

$$C = \frac{\epsilon\epsilon_0 S}{\sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_0 (\phi_0 + qU)}{q n_0}}} \quad (9)$$

2-rasmda metall yarimo'tkazgich kontaktning tipik volt-farada xarakteristikasi keltirilgan



2-rasm. Metall-yarimo'tkazgich kontaktning volt-farada xarakteristikasi

Mavzu. **Kovakli-elektron o'tish**

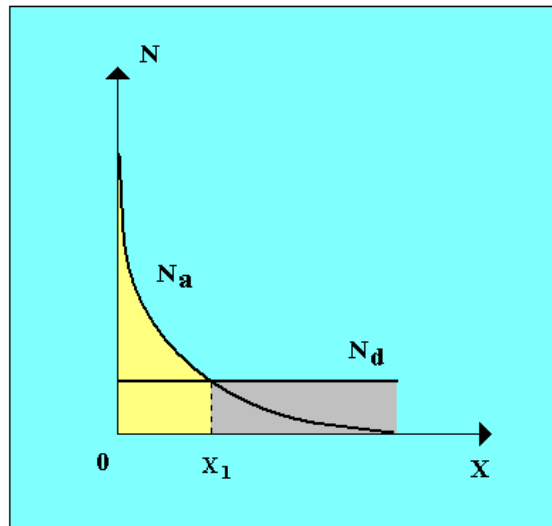
Reja.

1. Elektron-(kovakli) (r-n) o'tishning hosil bo'lishi.
2. p-n o'tishning hosil bo'lishi.
3. p-n o'tish qalinligi bo'yicha zaryad tashuvchilar konsentratsiyasi.
4. taqsimoti va pppotensial to'siqning paydo bo'lishi.
5. Foydalanilgan adabiyotlar.

Kovakli-elektron o'tish

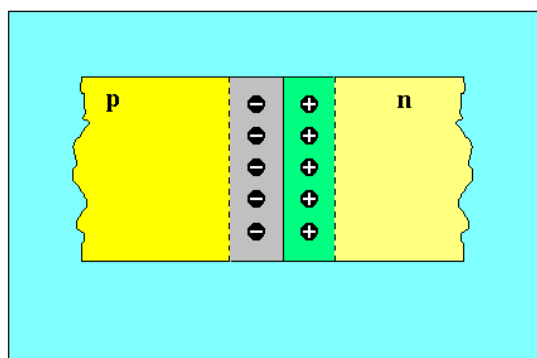
Elektron-(kovakli) (p–n) o'tishning hosil bo'lishi.

p-n o'tish hosil bo'lishining fizik manzarasini qarab chiqamiz. N_d konsentratsiyali donor kirishma butun hajm bo'yicha tekis taqsimlangan, elektron turdagi o'tkazuvchanlikka ega bo'lgan yarimo'tkazgichli kristall mavjud bo'lsin. Kristallning biror qirradi bo'yicha N_a konsentratsiyali aktseptor kirishma diffuziyasi o'tkazilsin, bu holda $N_a \gg N_d$ (1.rasm). Bunday diffuziyadan so'ng, yarimo'tkazgich hajmi turli turdagi o'tkazuvchanlikka ega bo'lgan ikki qismga ajraladi. Haqiqatan ham, butun $0 < x < x_1$ sohada «kovaklar» konsentratsiyasi $p = N_a - N_d$, elektronlar konsentratsiyasi esa N_d ga teng. $N_a \gg N_d$ bo'lganligi sababli, asosiy zaryad tashuvchilar kovaklar hisoblanadi. $x > x_1$ sohada «kovaklar» konsentratsiyasi kam ($N_a \ll N_d$), elektronlar konsentratsiyasi esa $n = N_d$, demak bu soha n turdagi o'tkazuvchanlikka ega, ya'ni asosiy zaryad tashuvchilar bu sohada elektronlar hisoblanadi. Boshqacha qilib aytganda $x = x_1$ tekislik yaqinida p sohadan n sohaga o'tish shakllanadi, ya'ni p-n o'tish hosil bo'ladi. Sohaning har ikki tarafida ($x = x_1$ tekislikning) elektronlar va «kovaklar» konsentratsiyalari turlicha. O'tishning paydo bo'lishida elektronlar yuqori konsentratsiyali sohadan kam konsentratsiyali sohaga diffuziya orqali o'tadi. Bu holda n sohada, $x = x_1$ tekislik yaqinida erkin elektronlar soni ionlashgan donorlar sonidan kichik bo'ladi. Bu esa elektroneytrallik shartining buzilishiga va ionlashgan donor aralashmalar tufayli paydo bo'ladigan kompensatsiyalanmaydigan musbat zaryadning hosil bo'lishiga olib keladi.



1-rasm. p-n o'tishning hosil bo'lishi

O'z navbatida $x = x_1$ tekislikka tegib turgan soxadan, p sohadan kovaklar n sohaga diffuziyalanadi. Bu esa p sohada ionlashgan aktseptorlarning kompensatsiyalanmaydigan manfiy zaryadlari hosil bo'lishiga olib keladi. SHunday qilib, p va n sohalar ajralishi chegarasida aralashmalarning ionlashgan zaryadlari bilan xarakterlanadigan ikkilamchi elektr qatlami hosil bo'ladi (2-rasm). Bu qatlam tufayli hosil bo'lgan elektr maydoni, harakatchan zaryad tashuvchilarning keyingi diffuziyasiga to'sqinlik qiladi. Lekin bu maydon diffuzion tokka teskari yo'nalgan asosiy bo'lmagan elektr tashuvchilarning dreyf tokini yuzaga keltiradi. Tashqi kuchlanish bo'lmagan holda, muvozanat holatida, o'tish orqali natijaviy tok nolga teng bo'ladi.



2-rasm. p va n sohalar ajralish chegarasida ikkilamchi elektr qatlamining hosil bo'lishi

Bu degan so'z, elektr maydoni kuchlari va zaryad tashuvchilar diffuziyasini aniqlovchi kuchlar, yarimo'tkazgichning ixtiyoriy kesimida

bir-birini muvozanatlaydi demakdir. Zaryad tashuvchilarning diffuziya jarayoni to'xtatilgandan so'ng p-n o'tish termodinamik muvozanat holatida bo'ladi. Muvozanat holatida p va n sohalar qalinligi bo'yicha erkin elektronlar va kovaklarning konsentratsiyalari taqsimoti va p-n o'tishning energetik zonalar diagrammasi 3-rasmda ko'rsatilgan. Bundan tashqari bu rasmda p va n sohalar ajralishi chegarasida hosil bo'lgan φ_0 balandlikka ega bo'lgan pppotensial to'siq ham ko'rsatilgan. Pppotensial to'siq kattaligini batafsil qarab chiqamiz. Termodinamik muvozanat holatida ixtiyoriy sistema uchun Fermi sathi doimiy kattalikdir. Agarda p-n o'tish termodinamik muvozanat holatida bo'lsa, p va n sohalarda Fermi sathi bir xil balandlikda bo'ladi (3 rasm). n sohadagi elektronlar konsentratsiyasi

$$n = N_c \exp\left(-\frac{E_c - E_{Fn}}{kT}\right) \quad (1)$$

ga teng. Energiyaning nol qiymatini n soha o'tkazuvchanlik zonasi tubiga mos keluvchi energiya deb hisoblaymiz, yahni $E_c = 0$, u holda

$$n = N_c \exp\left(\frac{E_{Fn}}{kT}\right) \quad (2)$$

Bu yerdan n turdagi o'tkazuvchanlikka ega bo'lgan yarimo'tkazgich temperaturasi, o'tkazuvchanlik zonasidagi erkin elektronlar konsentratsiyasi va holatlarning effektiv zichligi kabi kattaliklarni o'zaro bog'lovchi n-sohadagi Fermi sathi energiyasi uchun quyidagi ifodani olamiz:

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

yoki

$$kT \ln \frac{n}{N_c} = E_{Fn} \quad (3)$$

p sohada kovaklar konsentratsiyasi quyidagicha ifodalanishi mumkin:

$$p = N_v \exp\left(\frac{-E_g + E_{Fp}}{kT}\right) \quad (4)$$

Bu yerdan p sohadagi Fermi sathi energiyasi uchun ifodani olamiz:

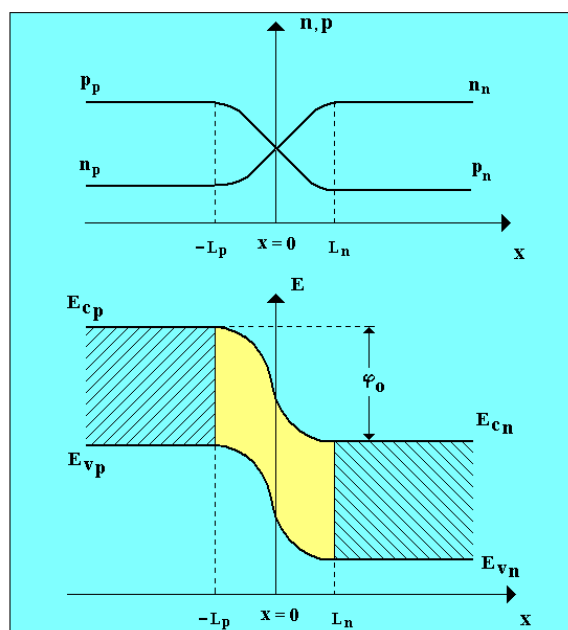
$$E_{Fp} = E_g - kT \ln \frac{N_v}{p} \quad (5)$$

Nolinchi energiya sifatida o'tkazuvchanlik zonasi tubi olinganligini e'tiborga olib, p va n sohalar ajralish chegarasida hosil bo'ladigan pppotensial to'siq balandligini olamiz:

$$\varphi_0 = -E_g + E_{Fp} + E_{Fn}$$

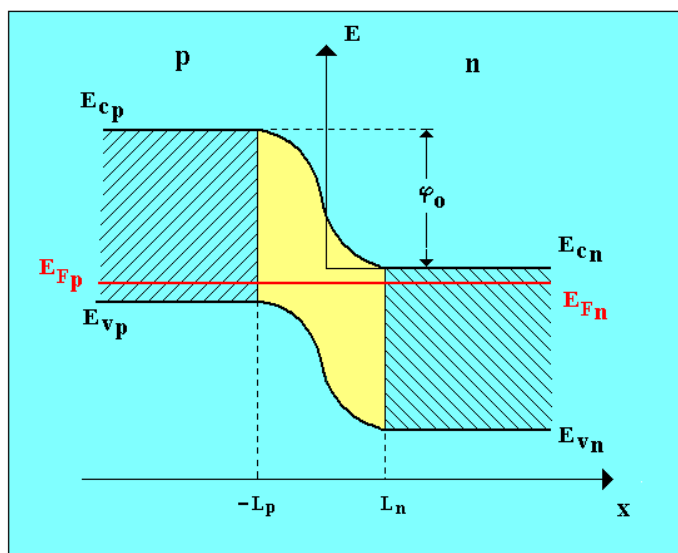
So'ngra (2) va (4) ifodalardan foydalanib φ_0 ning qiymatini olamiz:

$$\varphi_0 = -kT \ln \frac{N_c N_v}{np} \quad (5)$$



3-rasm. p-n o'tish qalinligi bo'yicha zaryad tashuvchilar konsentratsiyasi taqsimoti va pppotensial to'siqning paydo bo'lishi.

Olingan (6) ifodadan ko'rinadiki p-n o'tish pppotensial to'siq balandligi (4-rasmga qarang) material turi hamda p va n sohalardagi erkin zaryad tashuvchilar konsentratsiyalari nisbati bilan aniqlanar ekan.



4.a-rasm. Muvozanat holatida p-n o'tishning energetik diagrammasi

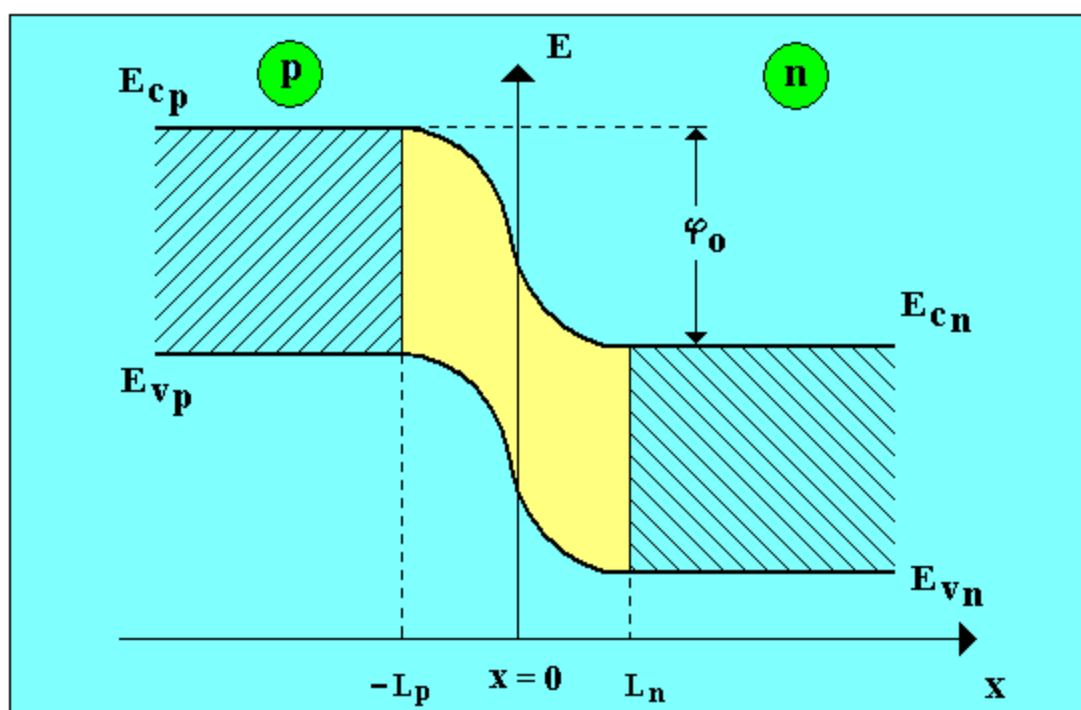
Mavzu. p-n o'tishda pppotensial va maydon taqsimoti.

Reja.

1. p-n o'tish energetik diagrammasi.
2. p-n o'tishning p va n sohalaridagi hajmiy zaryad zichligi.
3. p-n o'tishda elektr maydon taqsimoti.
4. Foydalanilgan adabiyotlar.

p-n o'tishda pppotensial va maydon taqsimoti.

Elektron va kovakli o'tkazuvchanlikka ega bo'lgan ikki yarimo'tkazgich kontaktida hosil bo'lgan p-n o'tishni qarab chiqamiz. n sohada donor aralashma konsentratsiyasi- N_d , r sohadagi aktseptor aralashma konsentratsiyasi- N_a . bo'lsin. Bunda n sohadagi erkin elektronlar konsentratsiyasi n_n , r sohadagi erkin kovaklar konsentratsiyasi p_p . O'tish yetarlicha yuqori temperaturada mavjud, demak, har ikkala sohada aralashma to'la ionlashgan va $N_d = n_n$ va $N_a = p_p$. deb hisoblaymiz. Bunday o'tishning energetik zona diagrammasi 1-rasmida keltirilgan. Bu yerda E_{cp} va E_{cn} -p va n o'tish sohalaridagi o'tkazuvchanlik zonasining tubi; E_{vp} va $E_{vn} - E_{cn}$ -p va n o'tish sohalaridagi valent zonalarning eng yuqori energetik sathi.



1-rasm. p-n o'tish energetik diagrammasi

Diffuzion pppotensial bilan xarakterlanadigan p va n sohalar orasidagi pppotensial to'siq φ_0 r sohada L_p qalinlikdagi qN_a hajmiy zaryadni va o'tishning n sohasida L_n qalinlikdagi qN_d hajmiy zaryadni hosil qiladi. Bunda agarda p-n o'tishning ikkala sohasida ham elektronlar va kovaklar konsentratsiyasi bir xil bo'lsa, yahni $p_p = n_n$, u holda $L_p = L_n$. n-sohadagi hajmiy zaryad zichligi (birlik hajmga mos keluvchi zaryad) quyidagicha ifodalanishi mumkin:

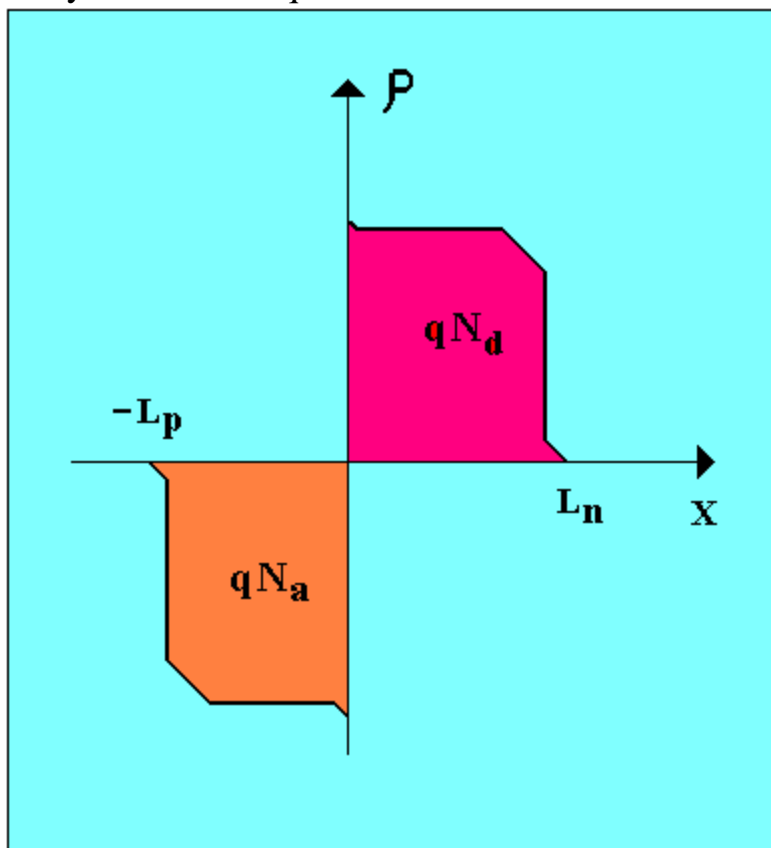
$$\rho = qN_d = qn_n, \quad 0 < x < L_n \quad \text{da} \quad (1)$$

p sohadagi hajmiy zaryad zichligi

$$\rho = -q(N_a - N_d) = -qp_n \quad -L_p < x < 0 \quad \text{da} \quad (2)$$

ga teng bo'ladi.

O'tishning har ikkala sohasi uchun potensial va hajmiy zaryad o'rtasidagi bog'lanish Puasson tenglamasi yordamida aniqlanadi:



2-rasm. p-n o'tishning p va n sohalaridagi hajmiy zaryad zichligi

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = \frac{qn_n}{\epsilon\epsilon_0}, \quad \text{agar} \quad 0 < x < L_n \quad (3)$$

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = -\frac{qp_p}{\epsilon\epsilon_0}, \quad \text{agar} \quad -L_p < x < 0. \quad (4)$$

Bunda n sohada $x=L_n$ bo'lganda, ya'ni hajmiy zaryad qatlami chegarasida quyidagi shart bajariladi:

$$\varphi = 0 \quad \text{va} \quad \frac{d\varphi}{dx} = 0 \quad (5)$$

$x=-L$, bo'lganda, yahni r sohadagi hajmiy zaryad qatlami chegarasida quyidagi shart bajariladi:

$$\varphi = \varphi_0 \quad \text{va} \quad \frac{d\varphi}{dx} = 0 \quad (6)$$

Har bir o'tish sohasi uchun (4) va (5) tenglamalarni yechib quyidagilarni olamiz:

$$\frac{d\varphi}{dx} = \frac{qn_n}{\varepsilon\varepsilon_0} (L_n - x), \quad \text{agar} \quad 0 < x < L_n, \quad (7)$$

$$\frac{d\varphi}{dx} = \frac{qp_p}{\varepsilon\varepsilon_0} (x + L_p), \quad \text{agar} \quad -L_p < x < 0 \quad (8)$$

Elektr maydon kuchlanganligi:

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

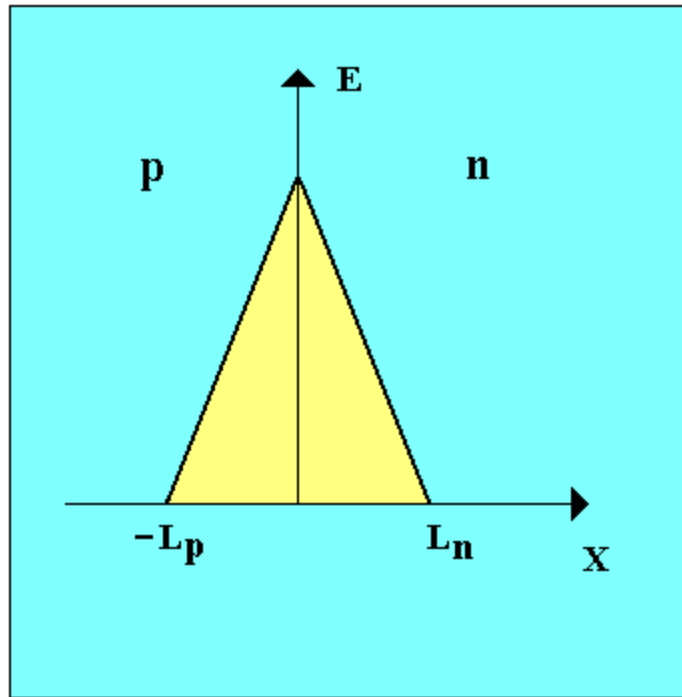
ekanligini e'tiborga olib, (7) va (8) ifodalardan p-n o'tishning har ikkala sohasida (3.-rasm) o'tishning qalinligi bo'yicha elektr maydon kuchlanganligi taqsimotini ifodalovchi munosabatni olamiz:

$$E = \frac{n_n}{\varepsilon\varepsilon_0} (L_n - x) \quad \text{yoki} \quad E = \frac{p_p}{\varepsilon\varepsilon_0} (x + L_p) \quad (9)$$

So'ngra (7) va (8) ifodalarni koordinatalar bo'yicha differentsiallab

$$\varphi = \frac{qn_n}{2\varepsilon\varepsilon_0} (L_n - x)^2, \quad \text{agar} \quad 0 < x < L_n; \quad (10)$$

$$\varphi = \varphi_0 - \frac{qp_p}{2\varepsilon\varepsilon_0} (x + L_p)^2, \quad \text{agar} \quad -L_p < x < 0. \quad (11)$$



3-rasm. p-n o'tishda elektr maydon taqsimoti

$x=0$ da, ikki sohaning ajralish chegarasida $\frac{\partial\varphi}{\partial x} = \frac{d\varphi}{dx}$ shart bajariladi. Bu shartni e'tiborga olib quyidagi munosabatlarni olamiz:

$$\frac{qn_n}{\epsilon\epsilon_0} L_N = \frac{qp_p}{\epsilon\epsilon_0} L_P \quad (12)$$

yoki

$$n_n L_n = p_p L_p \quad \frac{n_n}{p_p} = \frac{L_p}{L_n} \quad (13)$$

$x = 0$ nuqtada (10) va (11) ifodalarni tenglashtirib

$$\varphi_0 - \frac{qp_p}{2\epsilon\epsilon_0} L_p^2 = \frac{qn_n}{2\epsilon\epsilon_0} L_n^2 \quad (14)$$

ifodani olamiz yoki

$$\varphi_0 = \frac{q}{2\varepsilon\varepsilon_0} \left(n_n L_n^2 + p_p L_p^2 \right) \quad (15)$$

O'tish hajmiy zaryadi qatlamining to'la qalinligi (1-rasm) $L=L_n+L_p$ ko'rinishida yoziladi. (13) ifodani hisobga olib quyidagilarni yozishimiz mumkin:

$$\frac{L}{L_n} = \frac{L_n + L_p}{L_n} = 1 + \frac{L_p}{L_n} = 1 + \frac{n_n}{p_p} = \frac{p_p + n_n}{p_p} \quad (16)$$

va

$$\frac{L}{L_p} = \frac{L_n + L_p}{L_p} = \frac{L_n}{L_p} + 1 = \frac{p_p}{n_n} + 1 = \frac{p_p + n_n}{n_n} \quad (17)$$

BU YERDAN

$$L_n = L \frac{p_p}{p_p + n_n} \quad \text{i} \quad L_p = L \frac{n_n}{p_p + n_n} \quad (18)$$

ifodalarni olamiz.

(18) ni (15) ga qo'yib, p-n o'tish pppotensial to'sig'i balandligi uchun quyidagi ifodani olamiz:

$$\varphi_0 = \frac{q}{2\varepsilon\varepsilon_0} \left[n_n \frac{p_p^2}{(p_p + n_n)^2} L^2 + p_p \frac{n_n^2}{(p_p + n_n)^2} L^2 \right] \quad (19)$$

yoki quyidagi ko'rinishda:

$$\varphi_0 = \frac{qL^2}{2\varepsilon\varepsilon_0} \frac{1}{(n_n + p_p)^2} \left(n_n p_p^2 + p_p n_n^2 \right) \quad (20)$$

(20) ifodani yanada soddaroq ko'rinishga keltirish mumkin:

$$\varphi_0 = \frac{q}{2\varepsilon\varepsilon_0} \frac{n_n p_p}{n_n + p_p} L^2 \quad (21)$$

(21) ifodadan p-n o'tishning hajmiy zaryadi qatlamining to'la qalinligini topamiz:

$$L = \left(\frac{2\varepsilon\varepsilon_0}{q} \frac{n_n + p_p}{n_n p_p} \varphi_0 \right)^{\frac{1}{2}} \quad (22)$$

Keltirilgan ifodadan ko'rinadiki, p-n o'tishning hajmiy zaryad qatlami qalinligi yarimo'tkazgich materiali, φ_0 kattalik va p va n sohalardagi harakatchan zaryad tashuvchilar konsentratsiyalari nisbatiga bog'liq bo'lar ekan. Agar p-n o'tishning biror sohasida zaryad tashuvchilar konsentratsiyasi boshqasidan yetarlicha katta bo'lsa, u holda hajmiy zaryad qalinligi kam konsentratsiyali sohaga tarqaladi.

$$L_n = \left(\frac{2\varepsilon\varepsilon_0}{q} \frac{1}{n_n} \varphi_0 \right)^{\frac{1}{2}} \quad p_p \gg n_n \text{ da} \quad (23)$$

$$L_p = \left(\frac{2\varepsilon\varepsilon_0}{q} \frac{1}{p_p} \varphi_0 \right)^{\frac{1}{2}} \quad n_n \gg p_p \text{ da} \quad (24ya)$$

Mavzu: p-n o'tishning VAX. To'g'rilagich diodlar.

Reja.

1. To'g'rilagich diodlarning differentsial parametrlari.

2. to'yinish toki zichligi

3. foydalanilgan adabiyotlar.

p-n o'tishning VAX. To'g'rilagich diodlar.

Rekombinatsiya sodir bo'lmaydigan p-n o'tish orqali tok o'tishini qarab chiqamiz. p va n sohalar qalinligi katta emas, p_p va n_n asosiy zaryad tashuvchilar konsentratsiyasi n_i dan yetarlicha katta. Bu holda p va n sohalarining omik qarshiligi yetarlicha kichik va uni e'tiborga olmaslik mumkin. Issiqlik muvozanati holatida p-n o'tishning har ikkala tomonida elektronlar va kovaklar oqimi bir xil. Tashqi maydon qo'yilganda bu muvozanat buziladi. Agar p-n o'tish qalinligi L erkin yugurish yo'li l dan kichik bo'lsa, u holda p-n o'tishda zaryad tashuvchilar sochilishi kam va uni e'tiborga olmaslik mumkin. Bunday yaqinlashishlarda p-n o'tish orqali o'tayotgan tok pppotensial to'siqni yengish uchun yetarli energiyaga ega bo'lgan tashuvchilar soni bilan aniqlanadi. To'g'ri yo'nalishdagi kuchlanish qo'yilganda p va n sohalar o'rtasidagi pppotensial to'siq balandligi kamayadi va n sohadan elektronlar r sohaga o'tadi, kovaklar esa r sohadan n sohaga o'tadi. Mos sohalardagi asosiy bo'lmagan zaryad tashuvchilar konsentratsiyasi ortadi. Ortiqcha tashuvchilar p-n o'tish chuqurligi bo'ylab so'riladi va rekombinatsiyaga uchraydi. Asosiy bo'lmagan ortiqcha zaryad tashuvchilar hosil qiladigan zaryad asosiy tashuvchilar oqimi bilan kompensatsiyalanadi. qo'yilgan kuchlanish qanchalik katta bo'lsa, shuncha ko'p asosiy bo'lmagan tashuvchilar mos sohalarga o'tadi va p-n o'tish toki shuncha katta bo'ladi. Diffuzion va dreyf toklar tushunchasidan foydalanib, n sohadagi kovaklarning to'la toki quyidagicha yozilishi mumkin:

$$j_{p(n)} = ep_n\mu_p E - eD_p \frac{dn}{dx} \quad (1)$$

p sohadagi kovaklarning to'la toki (diffuzion va dreyf) esa

$$j_{p(p)} = ep_p\mu_p E - eD_p \frac{dp}{dx} \quad (2)$$

ga teng bo'ladi.

r sohada, yahni kovaklar konsentratsiyasi katta bo'lgan sohada tok asosan uning dreyf tashkil etuvchisi hisobiga paydo bo'ladi:

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

n sohada esa kovaklar konsentratsiyasi kam, lekin katta konsentratsiya gradienti mavjud, shu sababli bu sohada to'la tok asosan uning diffuzion tashkil etuvchisi hisobiga paydo bo'ladi:

$$j_{p(p)} = eD_p \frac{dp}{dx} .$$

qaralayotgan p-n o'tish yuqqa bo'lganligi sababli, zaryad tashuvchilar undan rekombinatsiyaga uchramay o'tadi, shu sababli p-n o'tishning ($x = L_n$, $x = L_p$ tekisligida) ikkala tomonida kovaklar va elektronlar toki ($j_{p(p)} = j_{n(n)}$).

$$j_{p(n)} = -eD_p \frac{dp}{dx} \quad (3)$$

p-n o'tish orqali o'tayotgan tokni hisoblash uchun quyidagi n sohada mavjud bo'lgan kovaklar zaryadi uzluksizligi tenglamasini qarab chiqamiz:

$$\frac{d^2 p}{dt^2} = \frac{p - p_0}{Z_p^2} \quad (4)$$

bu yerda $Z_p^2 = D_p \tau_p$ -n sohadagi kovaklarning diffuzion uzunligi; D_p -kovaklarning diffuziya koeffitsienti; τ_p -n sohadagi kovaklarning yashash vaqti; p -kovaklarning n soha x tekisligidagi konsentratsiyasi; p_0 -n sohadagi kovaklarning muvozanatli konsentratsiyasi. Tahlil uchun (4) ni quyidagi

$$\frac{d^2 p}{dt^2} - \frac{1}{Z_p^2} (p - p_0) = 0 \quad (5)$$

ko'rinishda yozamiz.

(5) tenglama doimiy koeffitsientli ikkinchi tartibli bir jinsli tenglamadir. Bu tenglamaning umumiy ko'rinishdagi yechimi quyidagi ko'rinishga ega:

$$p - p_0 = C_1 \exp \frac{x}{Z_p} + C_2 \exp \left(-\frac{x}{Z_p} \right) \quad (6)$$

p_0 -n sohadagi kovaklarning muvozanatli konsentratsiyasi bu n sohadagi asosiy bo'lmagan zaryad tashuvchilar konsentratsiyasiga teng, $p_0 = p_n$, u holda (6) tenglamani quyidagi ko'rinishda yozamiz:

$$p = p_n + C_1 \exp \frac{x}{Z_p} + C_2 \exp \left(-\frac{x}{Z_p} \right) \quad (7)$$

S_1 va S_2 doimiylarni topish uchun p - n o'tishning turli sohalaridagi konsentratsiyalarni qarab chiqamiz. n sohadagi kovaklar konsentratsiyasi $x = \infty$ da kovaklarning bu sohadagi p_n konsentratsiyasiga teng, yahni $p \Big|_{x=\infty} = p_n$, u holda $S_1 = 0$ va (7) tenglama quyidagi ko'rinishda yoziladi:

$$p = p_n + C_2 \exp \left(-\frac{x}{Z_p} \right) \quad (8)$$

S_2 doimiykni p va n sohalar chegarasidagi $x = L_n$, tekislikda p - n o'tishga qo'yilgan U kuchlanishga bog'liqligi shartida foydalanib aniqlash mumkin:

$$p \Big|_{x=L_n} = p_n \exp \frac{qU}{kT} \quad (9)$$

(9) ifodadan ko'rinadiki, $U=0$ shartda L_n tekislikda kovaklar konsentratsiyasi muvozanat xolatidagi konsentratsiyaga teng, yahni $p \Big|_{x=L_n} = p_0$ bo'lib, bu holda (8) tenglama quyidagi ko'rinishni oladi:

$$p_n \exp \frac{qU}{kT} = p_n + C_2 \exp \left(-\frac{L_n}{Z_p} \right) \quad (10)$$

bu yerdan S_2 :

$$C_2 = p_n \left(\exp \frac{qU}{kT} - 1 \right) \exp \frac{L_n}{Z_p} \quad (11)$$

(11) tenglama va S_1 , S_2 larning topilgan qiymatlaridan foydalanib n soha qalinligi, yahni elektron o'tkazuvchanlikka ega bo'lgan soha qalinligi bo'yicha kovaklar taqsimotini aniqlovchi ifodani olamiz:

$$p(x) = p_n + p_n \left(\exp \frac{qU}{kT} - 1 \right) \exp \frac{L_n}{Z_p} \exp \left(-\frac{x}{Z_p} \right) \quad (12)$$

SHUNI ESLATIB O'TAMIZKI, BIZ QUYIDAGI

$$j_p(x) = -qD_p \frac{dp(x)}{dx} \quad (13)$$

tenglama orqali aniqlanuvchi p-n o'tishning L_n tekisligi orqali o'tuvchi kovak tokining diffuzion tashkil etuvchisini qarab chiqamiz. (12) tenglamani x koordinata bo'yicha $x = L_n$ shart bajarilgan xol uchun differentsiallab, diffuzion tokning kovakli tashkil etuvchisini aniqlovchi ifodani olamiz:

$$j_p(L_n) = \frac{qp_n D_p}{Z_p} \left(\exp \frac{qU}{kT} - 1 \right) \quad (14)$$

Mos ravishda diffuzion tokning elektron tashkil etuvchisini hisoblashimiz mumkin:

$$j_n(L_p) = \frac{qn_p D_n}{Z_n} \left(\exp \frac{qU}{kT} - 1 \right) \quad (15)$$

Diod orqali o'tuvchi to'la tok, tokning elektron va kovakli tashkil etuvchilari yig'indisidan iborat: $j = j_n(-L_p) = j_p(L_n)$, shu sababli

$$j = q \left(\frac{n_p D_n}{Z_n} + \frac{p_n D_p}{Z_p} \right) \left(\exp \frac{qU}{kT} - 1 \right). \quad (16)$$

1-rasmda p va n sohalarining yupqa p-n o'tish bo'yicha elektronlar va kovaklarning konsentratsiyalari taqsimoti (a) hamda elektron-kovak toklari zichliklari (b) keltirilgan.

SHtrix orqali esa elektr tashuvchilar rekombinatsiyalashmay o'tadigan hajmiy zaryad sohasi ko'rsatilgan.

(16) tenglama p-n o'tish orqali o'tayotgan tok zichligining unga qo'yilgan tashqi kuchlanishga bog'liqligini ifodalaydi.

$$j_s = \left(\frac{n_p D_n}{Z_n} + \frac{p_n D_p}{Z_p} \right) \quad (17)$$

kattalikka **to'yinish toki zichligi** yoki **teskari issiqlik toki zichligi** deyiladi. Bu tushunchadan foydalanib (16) ifodani quyidagicha yozamiz:

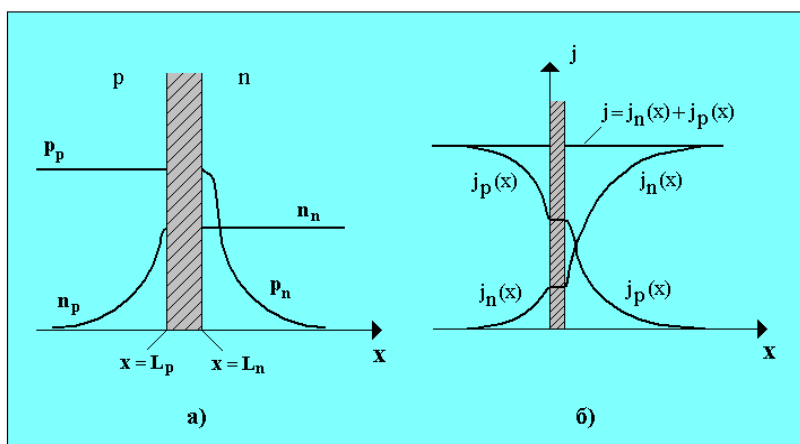
$$j = j_s \left(\exp \frac{qU}{kT} - 1 \right) \quad (18)$$

(18) tenglamani keltirib chiqarishda p-n o'tish yuzasi birga teng deb olindi. Agarda p-n o'tish yuzasi S ga teng bo'lsa, u holda to'la tok $I = jS$ ga teng bo'ladi, bu yerda I-tok kuchi. Bu holda diodning VAX uchun quyidagi ifodani olamiz:

$$I = I_s \left(\exp \frac{qU}{kT} - 1 \right), \quad (19)$$

bu yerda I_s —to'yinish toki.

(19) ifodadan ko'rinadiki, qo'yilgan kuchlanishning musbat qiymatlarida p-n o'tish orqali o'tayotgan tok yetarlicha katta va kuchlanish kattaligiga eksponentsial bog'liq. Kuchlanishning musbat qiymatlari o'tish orqali o'tayotgan to'g'ri tokka mos keladi, manfiy qiymatlari esa teskari tokka, yahni asosiy bo'lmagan zaryad tashuvchilar hosil qilayotgan tokka mos keladi. 2-rasmda (19) munosabatlar yordamida hisoblangan yupqa, p-n o'tishning to'yinish toki asosiy bo'lmagan zaryad tashuvchilar konsentratsiyasi oshishi bilan ortadi. SHu sababli, to'yinish tokini kamaytirish uchun o'tishning p va n sohalaridagi asosiy zaryad tashuvchilar konsentratsiyasini oshirish kerak.



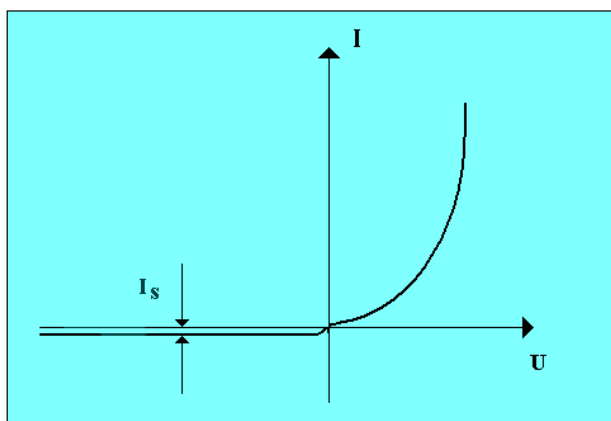
1-rasm. Yupqa p-n o'tishda harakatchan zaryad tashuvchilar konsentratsiyasi (a) va elektron-kovakli toklar zichliklari (b)

Bu holda (17) ifodadan ko'rinadiki, o'tishning p-n sohaları orasidagi pppotensial to'siq balandligi ham ortadi.

p-n o'tish orqali oqib o'tadigan tok ikkita tashkil etuvchidan tashkil topgan. Ular tokning elektron va kovakli tashkil etuvchilaridir va ularning nisbati quyidagi ifoda bilan aniqlanadi:

$$\frac{j_n}{j_p} = \frac{n_p D_n L_n}{p_n D_p L_p} = \frac{\mu_n n_n L_p}{\mu_p p_p L_n} = \frac{\sigma_n}{\sigma_p} \quad (20)$$

Agar n sohadagi elektronlar harakatchanligi ularning p sohadagi harakatchanligiga yaqin, r sohadagi kovaklar harakatchanligi ularning n sohadagi harakatchanligidan farq qilmasa va elektron hamda kovaklarning diffuzion uzunliklari keskin farq qilmasa, u holda (20) munosabatga ko'ra elektron tokining kovak tokiga nisbati o'tkazuvchanliklar nisbatiga teng va bu sohalaridagi asosiy zaryad tashuvchilarni parametrlariga bog'liq nisbat orqali aniqlanadi.

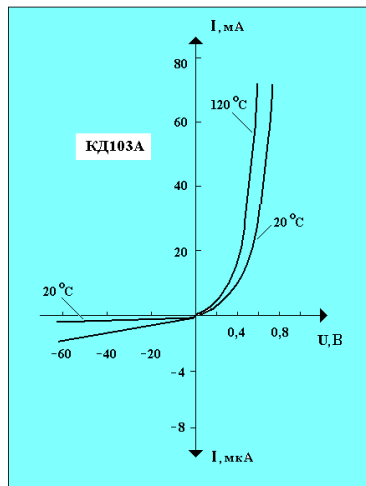


2-rasm. Ideal p-n o'tish VAX

Agarda n sohada elektronlar konsentratsiyasi r sohadagi kovaklar konsentratsiyasidan yetarlicha ko'p bo'lsa, u holda p-n o'tish orqali o'tayotgan tok asosan kovaklar oqimi hisobiga bo'ladi.

To'g'rilagich diodlar.

To'g'rilagich diodlar o'zgaruvchan tokni o'zgarmas toka aylantirishga xizmat qiladi. Hozirgi vaqtda turli mamlakatlar sanoati 1700 A tok va 2000 V gacha bo'lgan kuchlanishga mo'ljallangan to'g'rilagich diodlarni ishlab chiqarmoqda.



3-rasm. KD103A to'g'rilagich diodning voltamper xarakteristikasi

3-rasmda KD103A turdagi to'g'rilagichning 20⁰S dan 120⁰S gacha temperatura oralig'ida olingan voltamper xarakteristikasi keltirilgan. Keltirilgan voltamper xarakteristikalaridan ko'rinadiki, temperatura ortishi bilan diod orqali o'tayotgan tok ortadi.

To'g'rilagich diodlarning differentsial parametrlari. **Yarimo'tkazgichli diodning differentsial parametrlari deb, diod orqali o'tadigan tok kichik o'zgarishlarini ularni hosil qiluvchi kichik sabablarga bog'liqligining aniqlovchi kattaliklarga aytiladi. Umumiy holda diod orqali o'tuvchi tok-qo'yilgan kuchlanish U va diod temperaturasi T-kabi ikkita o'zaro aloqador bo'lmagan o'zgaruvchilar funktsiyasi hisoblanadi. Bu bog'lanishni $I=f(U,T)$ ko'rinishda yozishimiz mumkin:**

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

dU va dT differentsiallar oldida turgan xususiy hosilarni S_U va S_T orqali ifodalaymiz:

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

Tanlab olingan ishchi nuqta uchun diod xarakteristikalaridan quyidagilarni olamiz:

$$\Delta I = 15 - 11 = 4 \text{ mA} \quad \text{i} \quad \Delta U = 0,7 - 0,54 = 0,16 \text{ V},$$

$$S_U = 4 / 0,16 = 25 \text{ mA / V}, \quad \Delta T = 120 - 20 = 100 \text{ }^0\text{S}$$

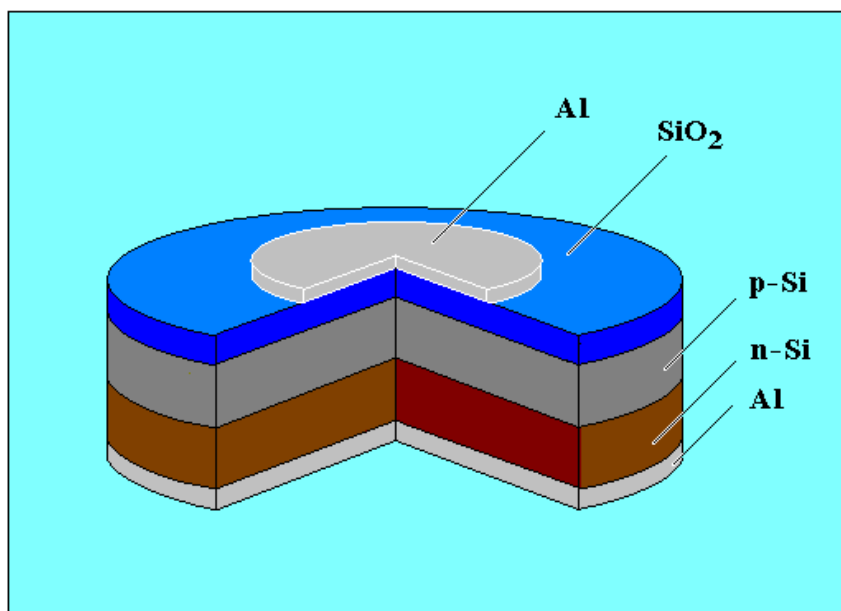
$$S_T = 4 / 100 = 0,04 \text{ mA / }^0\text{S}.$$

Misol tariqasida Rossiyada ishlab chiqarilgan bahzi tug'rilagich diodlarning parametrlari 2-jadvalda keltirilgan.

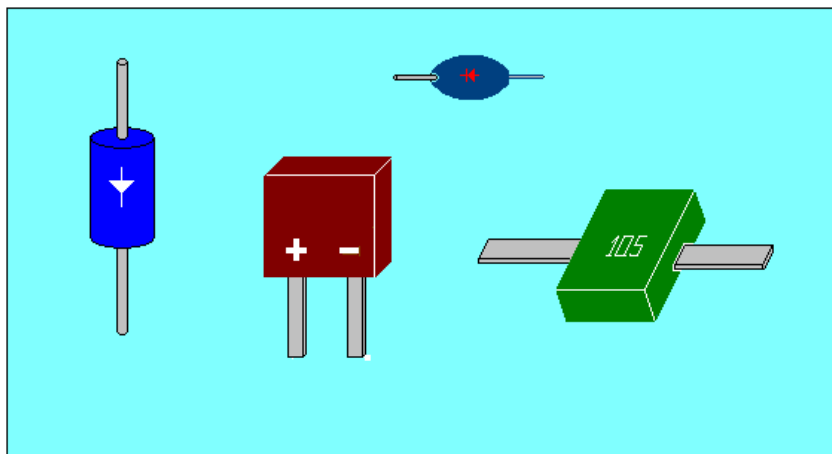
4-rasmda to'g'rilagich diodning eng sodda tuzilishlaridan biri keltirilgan. Bu yerda boshlang'ich yarimo'tkazgichli taglik sifatida n-turdagi o'tkazuvchanlikka ega bo'lgan kremniy plastinkasidan (n-Si) foydalanilgan bo'lib, butun sirt bo'ylab ('-Si) '-turdagi qatlam o'stirilgan. p va n sohalar kontakti sifatida metall- alyuminiydan foydalanildi (Al). Tashqi ta'sirdan himoya qilish maqsadida diod tuzilmasining butun sirti (SiO₂) dielektrik qatlam bilan qoplangan. 5-rasmda bir necha kam quvvatli to'g'rilagich diodlarning tashqi ko'rinishlari keltirilgan.

2-jadval

Diod turi	I t , A	Ut, V	I tes, mA	Utes, V	f max, kGts
KD105B	0,3	1	0,1	400	0,5
Diod turi	I t , A	Ut, V	I tes, mA	Utes, V	f max, kGts
KD105B	0,3	1	0,1	400	0,5
KD209J	0,7	1	0,05	100	1
KD229I	0,7	1	0,05	200	1
KD212A	1	1	0,05	200	100
KD226D	1,7	1,4	0,05	800	35
KD202K	5	0,9	0,8	400	5
KD202R	5	1	1,5	600	5
D242	10	1,25	3	100	1,1
D246A	10	1	3	400	1,1
KD2999V	20	1	0,2	100	100
KD2997V	30	1	0,3	100	100



4-rasm. To'g'rilagich diodning eng sodda tuzilmasi



5-rasm. Kamquvvatli to'g'rilagich diodlarning tashqi ko'rinishi

Mavzu: p-n o'tishning sig'im xususiyatlari.

Reja:

1. p-n o'tishning energetik diagrammasi

2. p-n o'tishda kirishmalar konsentratsiyalarining chiziqli taqsimoti.

3. foydalanilgan adabiyotlar.

p-n o'tishning sig'im xususiyatlari.

U_0 doimiy va kichik $U_1 \exp j\omega t$ kuchlanishlar qo'yilgan '–n o'tishni qarab chiqamiz. Aniqlik uchun U_0 doimiy kuchlanish to'g'ri yo'nalish bo'yicha qo'yilgan bo'lib, U_1 o'zgaruvchan kuchlanish amplitudasi kT/q dan kichik bo'lsin. Agarda U_0 doimiy kuchlanish qiymati yetarlicha kichik bo'lmasa, u holda barcha qo'yilgan kuchlanish p-n o'tishga tushadi. Yuqoridagi shartlar bajarilganda o'tishga qo'yilgan to'la kuchlanishni quyidagicha yozishimiz mumkin:

$$U = U_0 + U_1 \exp j\omega t, \text{ bu yerda } U_1 \ll \frac{kT}{q} \text{ yoki } \frac{qU_1}{kT} \ll 1. \quad (1)$$

O'zgaruvchan kuchlanish chastotasi yetarlicha katta emas va zaryad tashuvchilarning p-n o'tish orqali o'tish vaqti $1/\omega$ dan yetarlicha kichik bo'lsin. Bu holda chegarada zaryad tashuvchilar kuchlanish o'zgarishiga bog'liq ravishda o'zgaradi:

$$p \left(\left. \right|_n \right) = p_n \exp \frac{qU}{kT}, \quad n \left(\left. \right|_p \right) = \exp \frac{qU}{kT} \quad (2)$$

p-n o'tishning n-sohasi chegarasida '-sohadan kovaklarning purkalishi natijasida konsentratsiya o'zgarishini qarab chiqamiz:

$$p \left(\left. \right|_n \right) = p_n \exp \frac{q}{kT} [U_0 + U_1 \exp j\omega t] = p_n \exp \frac{qU_0}{kT} \exp \frac{qU_1 \exp j\omega t}{kT} \quad (3)$$

Ifodani soddalashtirish maqsadida quyidagi

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

mahlum munosabatdan foydalanamiz. Bu holda (3) ifodadagi oxirgi ko'paytuvchi quyidagicha yozilishi mumkin:

$$\exp \frac{qU_1 \exp j\omega t}{kT} = 1 + \frac{qU_1}{kT} \exp j\omega t \quad (4)$$

(3) va (4) munosabatlardan foydalanib ham doimiy, ham o'zgaruvchan kuchlanish qo'yilgan p-n o'tish chegarasidagi zaryad tashuvchilar konsentratsiyachi uchun quyidagi munosabatni yozishimiz mumkin:

$$p \left(\left. \right|_n \right) = p_n \exp \frac{qU_0}{kT} \left(1 + \frac{qU_1}{kT} \exp j\omega t \right) \quad \text{va} \quad (5)$$

$$n \left(L_p \right) = n_p \exp \frac{qU_0}{kT} \left(1 + \frac{qU_1}{kT} \exp j\omega t \right) \quad (5a)$$

Ixtiyoriy vaqt mobaynida butun p-n o'tish orqali o'tayotgan zaryad tashuvchilar konsentratsiyasi taqsimotini topish uchun elektronlar va kovaklar uchun uzluksizlik tenglamasini yechish kerak. Kovaklarning diffuzion toki uchun bu tenglama quyidagi ko'rinishga ega:

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{p - p_n}{\tau} + D_p \frac{d^2 p}{dx^2} \quad (6)$$

(6) tenglamani yechish uchun uni qulay bo'lgan ko'rinishda yozamiz:

$$D_p \frac{d^2 p}{dx^2} = \frac{p - p_n}{\tau} + \frac{\partial p}{\partial t} \quad (7)$$

p-n o'tishning ixtiyoriy tekisligida kovaklar konsentratsiyasini ikkita tashkil etuvchi yig'indisi sifatida qarashimiz mumkin. Bu doimiy kuchlanish orqali aniqlanadigan, vaqtga bog'liq bo'lmagan konsentratsiya tashkil etuvchisi yig'indisi sifatida qarashimiz mumkin. Bu doimiy kuchlanish orqali aniqlanadigan, vaqtga bog'liq bo'lmagan konsentratsiya tashkil etuvchisi p_0 va o'zgaruvchan kuchlanish orqali aniqlanuvchi vaqtga bog'liq bo'lgan $p_1 \exp j\omega t$ tashkil etuvchilardir:

$$p = p_0 + p_1 \exp j\omega t \quad (8)$$

(8) ifodani koordinata bo'yicha differentsiallab:

$$\frac{\partial p}{\partial x} = j\omega p_1 \exp j\omega t \quad (9)$$

ifodani olamiz. (8) va (9) ifodalarni (7) ga qo'yib

$$D_p \frac{d^2}{dx^2} (p_0 + p_1 \exp j\omega t) = \frac{p_0 + p_1 \exp j\omega t - p_n}{\tau} + p_1 j\omega \exp j\omega t \quad (10)$$

tenglamani olamiz. (10) tenglama p-n o'tishga ham o'zgarmas, ham o'zgaruvchan kuchlanish qo'yilgan holdagi n sohaga purkalgan kovaklar konsentratsiyasi taqsimotini bildiradi. p-n o'tishga to'g'ri yo'nalishdagi doimiy kuchlanish qo'yilgan holda n-sohadagi kovaklar konsentratsiyasi taqsimoti p-n o'tishning voltamper xarakteristikasini tahlil qilishda qarab chiqilgan va (4) tenglama yechimi orqali

aniqlangan edi. Konsentratsiyaning o'zgaruvchan tashkil etuvchisi, yahni vaqtga bog'liq konsentratsiyalar uchun, konsentratsiyaning uzluksizligi tenglamasini yechish orqali p-n o'tishga o'zgaruvchan kuchlanish qo'yilgan holda, n sohaga purkalgan kovaklar konsentratsiyasi taqsimotini topishimiz mumkin:

$$D_p \frac{d^2}{dx^2} \langle p_1 \exp j\omega t \rangle = \frac{p_1 \exp j\omega t}{\tau} + p_1 j\omega \exp j\omega t \quad (11)$$

Bu tenglamani quyidagi ko'rinishda yozishimiz mumkin:

$$D_p \tau_p \frac{d^2 p_1}{dx^2} = p_1 + j\omega p_1 \tau \quad (12)$$

quyidagi

$$Z_p^2 = D_p \tau_p, \quad \frac{d^2 p_1}{dx^2} = \frac{p_1 + j\omega p_1 \tau}{Z_p^2} \quad \text{va} \quad Z_1^2 = \frac{Z_p^2}{1 + j\omega \tau} \quad (13)$$

belgilashlarni kiritib, (12) tenglamani quyidagi,

$$\frac{d^2 p_1}{dx^2} = \frac{p_1}{Z_1^2} \quad (14)$$

ko'rinishda yozamiz.

(14) tenglama doimiy koeffitsientli ikkinchi tartibli bir jinsli differentsial tenglamadir. Bu tenglama yechimining umumiy ko'rinishi quyidagicha yoziladi:

$$p_1 \langle \rangle = C_1 \exp\left(-\frac{x}{Z_1}\right) + C_2 \exp\left(\frac{x}{Z_1}\right) \quad (15)$$

p va n sohalar chegarasidan yetarlicha katta masofalarda purkalgan kovaklar konsentratsiyasini e'tiborga olmasa ham bo'ladigan darajada kichik ekanligi, yahni $x \rightarrow \infty$ da $i_1(x)=0$ dan S_1 va S_2 doimiy koeffitsientlarni aniqlashda foydalanamiz. $x \rightarrow \infty$ da $i_1(x)=0$ ekanligidan foydalanib, (15) ifodadan $C_2 = 0$ ekanligini olamiz. Elektroneytral soha chegarasida, yahni $x=L_n$ tekislikda purkalgan kovaklar konsentratsiyasi (15) ga mos ravishda quyidagicha yozilishi mumkin:

$$p_1 \langle \rangle = C_1 \exp\left(-\frac{L_n}{Z_1}\right) \quad (16)$$

(16) ifodadan S_1 ni topamiz va uni (15) ga qo'yib

$$p_1 \langle \rangle = p_1 \langle \rangle \exp\left(\frac{L_n}{Z_1}\right) \exp\left(-\frac{x}{Z_1}\right) = p_1 \langle \rangle \exp\left(-\frac{x-L_n}{Z_1}\right) \quad (17)$$

munosabatni olamiz. (17) ifodada $i_1(L_n)$ o'rniga (15) munosabatni qo'yib n sohaga o'zgaruvchan kuchlanish sababli purkalgan kovaklar konsentratsiyasi taqsimotini yozamiz:

$$p_1 \approx p_n \exp \frac{qU_0}{kT} \frac{qU_1}{kT} \exp j\omega t \exp \left(-\frac{x - L_n}{Z_1} \right) \quad (18)$$

Purkalgan kovaklar p-n o'tishning n sohasi bo'ylab asosan diffuziya tufayli tarqalishini hisobga olib, $x=L_n$ tekislikda diffuzion tok zichligini topamiz:

$$j_p \approx -qD_p \frac{dp_1}{dx} \quad \text{va} \quad (19)$$

$$j_p \approx \frac{qp_n D_p}{Z_1} \exp \frac{qU_0}{kT} \frac{qU_1}{kT} \exp j\omega t \quad (20)$$

yoki quyidagi yanada qulay ko'rinishda yozamiz

$$j_p \approx \frac{qp_n D_p}{Z_p} \exp \frac{qU_0}{kT} \frac{qU_1}{kT} \exp j\omega t \left(1 + j\omega \tau \right)^{\frac{1}{2}} \quad (21)$$

(22) ifodada qavs ichidagi ifodani $\omega \tau \ll 1$ shart bajarilgan holda, yahni kichik chastotalar holda qatorga yoyamiz:

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

va olingan ifodani (21) ifodaga qo'yamiz:

$$j_p \approx \frac{qp_n D_p}{Z_p} \exp \frac{qU_0}{kT} \frac{qU_1}{kT} \exp j\omega t \left(1 + \frac{1}{2} j\omega \tau \right) \quad (22)$$

(22) ifoda ham doimiy U_0 , ham o'zgaruvchan $U_1 \exp j\omega t$ kuchlanish qo'yilgan o'tish orqali o'tayotgan o'zgaruvchan kovakli tok zichligini xarakterlaydi. O'tish orqali o'tayotgan elektronlar toki xuddi kovaklar holdagi kabi aniqlanadi. Soddalik uchun tokning kovakli tashkil etuvchisi uning elektron tashkil etuvchisidan yetarlicha katta, yahni $j \gg j_n$ deb hisoblaymiz. SHundan so'ng, differentsial o'tkazuvchanlik, yahni o'zgaruvchan signalda o'tkazuvchanlik tushunchasidan foydalanamiz. Tahrifiga ko'ra differentsial o'tkazuvchanlik bu o'zgaruvchan tok o'zgarishining shu o'zgarishni yuzaga keltiruvchi o'zgarish kuchlanishiga nisbatidir:

$$Y = dj / dU \quad (23)$$

(22) ifodadan (23) ni hisobga olgan holda, p-n o'tishning differentsial o'tkazuvchanligi uchun (birlik yuzaga to'g'ri keluvchi) ifodani olamiz:

$$Y_p \approx \frac{qp_n D_p}{Z_p} \exp \frac{qU_0}{kT} \frac{q}{kT} \left(1 + \frac{1}{2} j\omega \tau \right) \quad (24)$$

(24) munosabatdan ko'rindiki, p-n o'tishning differentsial o'tkazuvchanligi ham aktiv, ham reaktiv tashkil etuvchilarga ega ekan. Bu holda reaktiv tashkil etuvchi quyidagiga

$$B = \frac{qp_n D_p}{Z_p} \exp \frac{qU_0}{kT} \frac{q}{2kT} \omega \tau \quad (25)$$

teng bo'lib, sig'im xarakteriga ega. Bu degan so'z, p-n o'tishning eng sodda ekvivalent sxemasi parallel ulangan R qarshilik va C sig'imdan iborat sxema ko'rinishida tasvirlanishi mumkin:

$$R = \frac{1}{G} = \left(\frac{qp_n D_p}{Z_p} \exp \frac{qU_0}{kT} \frac{q}{kT} \right)^{-1} \quad \text{va} \quad (26)$$

$$C = \frac{B}{\omega} = \frac{qp_n D_p}{Z_p} \exp \frac{qU_0}{kT} \frac{q}{2kT} \tau \quad (27)$$

Demak, R qarshilik kovaklari konsentratsiyasi $n \exp(qU/kT)$ bo'lgan L_n yarimo'tkazgich qatlami qalinligining qarshiligi. S sig'imning paydo bo'lishi esa, o'tishning mos sohalarida elektron yoki kovaklarning to'planib qolishiga bog'liqdir. Haqiqatan ham, o'tishga to'g'ri yo'nalishda kuchlanish qo'yilganda p va n sohalar o'rtasidagi pppotensial to'siq balandligi pasayadi va zaryad tashuvchilar mos konsentratsiyasi teskari bo'lgan sohaga diffuziyalanadi. Ajralish chegarasi yaqinida joylashgan p sohadagi kovaklar n sohaga, n soha yaqinida joylashgan elektronlar esa 'sohaga diffuziyalanadi. Diffuziyalangan zaryad tashuvchilar qisman asosiy zaryad tashuvchilar bilan rekombinatsiyalashadi, lekin ularning katta qismi rekombinatsiyalanishga ulgurmay, teskari ishorali hajmiy zaryadni hosil qiladi. p-n o'tishning sig'im xususiyatlari paydo bo'lishiga sabab, qarama-qarshi ishorali zaryadlarning ikki qatlamining hosil bo'lishidir. Mos sohalarda zaryadlarning hosil bo'lishi diffuzion jarayonlar natijasidir, shu sababli, o'tish sig'imi unga to'g'ri kuchlanish berilgan holda diffuzion sig'im nomini olgan. (26) va (27) ifodalardan ko'rinadiki, p-n o'tishning diffuzion sig'imi kattaligi asosiy bo'lmagan zaryad tashuvchilarning τ yashash vaqtiga proporsional:

$$C = R^{-1} \frac{\tau}{2} \quad (28)$$

Rekombinatsiya kuzatilmaydigan holda, p-n o'tishning n sohasiga diffuziyalanadigan kovaklar zaryadi o'tishga to'g'ri U kuchlanish berilgan holda quyidagicha aniqlanadi:

$$Q = q \int_0^{\infty} \Delta p dx = qp_n L_p \exp \frac{qU}{kT} \quad (29)$$

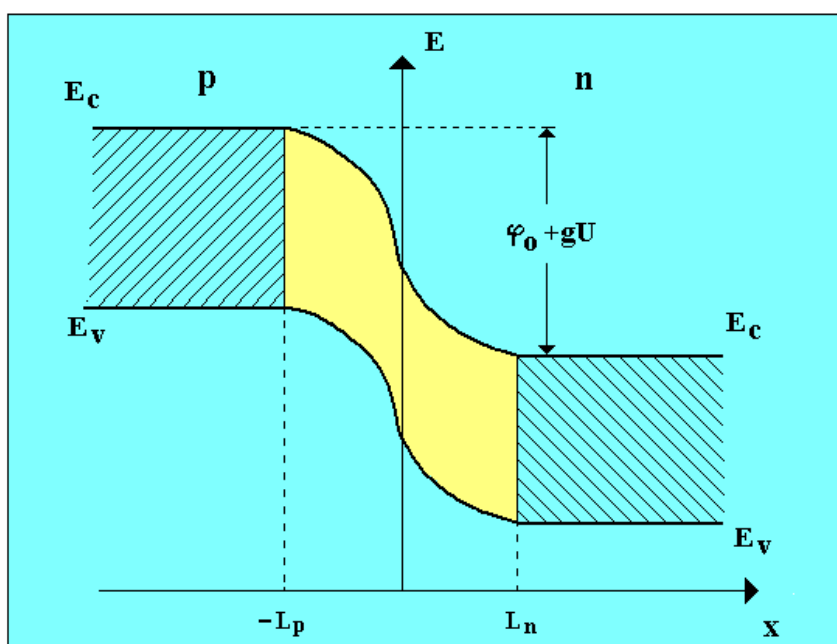
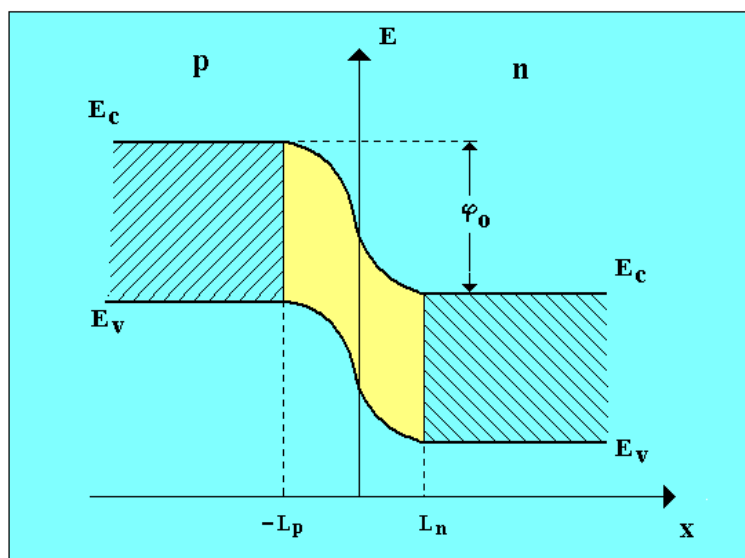
Yassi kondensator sig'imi uchun $S=dQ/dU$ ifoda bu holda quyidagiga teng:

$$\frac{dQ}{dU} = \frac{q^2 p_n L_p}{kT} \exp \frac{qU}{kT} \quad (30)$$

Yassi kondensator sig'imi uchun olingan (30) ifodani (27) ifoda bilan solishtirib, (27) ifoda (30) ifodadan ikkinchi ko'paytuvchiga farq qilishini ko'rish mumkin. Bu farq, diffuzion sig'im holda, elektronlar va kovaklar diffuzion zaryadlarining fazoda asosiy

zaryad tashuvchilar zaryadi bilan ajratilmaganligi va hajmning har bir nuqtasida ular bir-birini neytrallashishi bilan tushuntiriladi.

p-n o'tishga teskari kuchlanish berilganda, p va n sohalar orasidagi Φ potensial to'siq balandligi va hajmiy zaryad qalinligi kengliklari yig'indisi L ortadi. Haqiqatan ham, teskari kuchlanish berilganda elektr maydon kuchlari ta'sirida p va n sohadagi erkin zaryad tashuvchilar ajralish chegarasidan mos sohalar ichkarisiga siqiladi. Harakatchan zaryad tashuvchilarning p va n sohalar ajralish chegarasida siqilishi o'z navbatida elektr neytrallik shartining buzilishiga va qo'zg'almas hajmiy zaryadlarni hosil bo'lishiga olib keladi. n sohadagi elektronlar va p sohadagi kovaklar konsentratsiyalari sezilarli farq qilmagan holda hajmiy zaryad o'zaro kompensatsiyalashmagan ionlashgan kirishmalar hisobiga paydo bo'ladi. n sohada bu musbat zaryadlangan ionlashgan donorlar, p sohada esa manfiy zaryadlangan ionlashgan aktseptorlardir.



1-rasm. p-n o'tishning energetik diagrammasi

1-rasmda p-n o'tishning tashqi maydon bo'lmagan va U teskari kuchlanish berilgan hollardagi energetik zonalar diagrammalari keltirilgan. Rasmdan ko'rinib turibdiki, teskari kuchlanish ortishi bilan pppotensial to'siq balandligi va hajmiy zaryad qatlami kengligi ortadi. p va n sohalardagi hajmiy zaryad kattaligini n va p sohalarning L_n va L_p qatlamlari kengligi va n elektronlar hamda p kovaklar konsentratsiyalari orqali ifodalash mumkin. Haqiqatan ham

$$Q_n = qnL_n, \quad Q_p = -q'pL_p \quad (31)$$

(31) ifodadan foydalanib, qatlamlar qalinliklari L_n va L_p larni o'tishning to'la qalinligi L orqali ifodalash mumkin

$$L_n = L \frac{p}{n+p}, \quad L_p = L \frac{n}{n+p} \quad (32)$$

(31) va (32) munosabatlardan foydalanib o'tishning har bir sohasidagi hajmiy zaryadlar kattaligini aniqlaymiz:

$$Q_n = qL \frac{np}{n+p}, \quad Q_p = qL \frac{np}{n+p} \quad (33)$$

Kuchlanishning o'zgarishi, L hajmiy zaryad qatlami qalinligining o'zgarishiga olib kelishini e'tiborga olib, dQ zaryad o'zgarishi kattaligini quyidagicha yozishimiz mumkin:

$$dQ = q \frac{np}{n+p} dL \quad (34)$$

(34) munosabatga ko'ra, o'tishdagi pppotensial tushishi quyidagicha yoziladi:

$$U = \frac{q}{2\varepsilon\varepsilon_0} \frac{np}{n+p} L^2 \quad (35)$$

bu yerda : ε -yarimo'tkazgichning dielektrik singdiruvchanligi,

ε_0 -elektr doimiysi va $qU \gg \Phi_0$, yahni teskari kuchlanish yetarlicha katta deb hisoblanadi.

p-n o'tishdagi kuchlanish o'zgarishini, (35) ifodani o'tish qalinligi L bo'yicha differentsiallab topamiz:

$$dU = \frac{q}{\varepsilon\varepsilon_0} \frac{np}{n+p} L dL \quad (36)$$

SHundan so'ng, (34) va (36) ifodalardan foydalanib yassi kondensator sig'imi uchun quyidagi munosabatni olamiz:

$$C = \frac{dQ}{dU} = \frac{\varepsilon\varepsilon_0}{L} \quad (37)$$

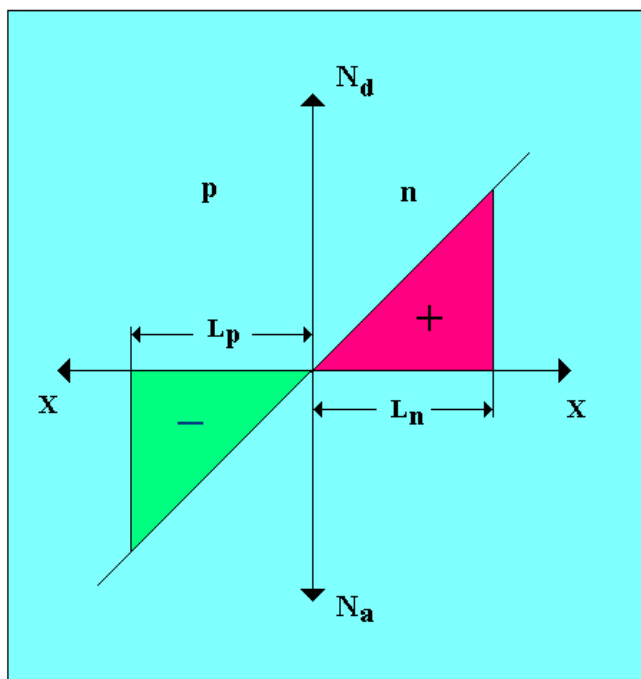
(37) ifodadan ko'rinadiki, p-n o'tishga teskari kuchlanish berilganda, unda sig'im xususiyatlari paydo bo'ladi, yahni u o'zini dielektrik qatlami L bo'lgan yassi kondensator sifatida tutadi. Hajmiy zaryad qatlami qalinligi L, U qo'yilgan kuchlanishga bog'liq ekanligini hisobga olsak ((38) ga qarang),

$$L = \left(\frac{2\varepsilon\varepsilon_0}{q} \frac{n_n + p_p}{n_n p_p} (\varphi_0 + U) \right)^{\frac{1}{2}} . \quad (38)$$

U holda p-n o'tish sig'imi uchun quyidagi ifodani olamiz:

$$C = \varepsilon\varepsilon_0 S \sqrt{\frac{np}{n+p}} \frac{2q}{\varphi_0 + U} , \quad (39)$$

bu yerda S—o'tish yuzasi. p-n o'tish sig'imi, unga teskari kuchlanish berilganda p va n sohalar o'rtasidagi pppotensial to'siq balandligining ortishi bilan paydo bo'ladi, shu sababli bu sig'im-to'siq sig'imi nomini oldi. SHuni ta'kidlash lozimki, keskin p-n o'tish sig'imi, unga teskari siljish kuchlanishi berilgan holda, berilgan kuchlanishning 1/2 darajasiga teskari proportsional ((39) ifodaga qarang) bolib, kirishmalar kontsentratsiyalari kattaliklari bilan aniqlanadi. Uzluksiz o'tishda, yahni $x=0$ tekislikning (2-rasmga qarang) har ikkala tarafida donor va aktseptorlarning kontsentratsiyalari chiziqli qonuniyat bo'yicha o'zgarganda, sig'im o'tishda kuchlanishning kub ildiziga teskari proportsional bo'lib, hajmiy zaryad sohasi chegarasida kirishmalar kontsentratsiyalari gradienti kattaligi orqali aniqlanadi. To'siq sig'imning o'ziga xos xususiyati shundan iboratki—bu uning qo'yilgan kuchlanish kattaligiga bog'liqligidir. p-n o'tish sig'imining qo'yilgan teskari kuchlanish kattaligiga bog'liqligidan kondensatorlar-varikaplar tayyorlashda keng foydalaniladi. Varikaplar—to'siq sig'imining p-n o'tishning teskari siljishi bilan o'z qiymatini qo'yilgan kuchlanishga bog'liq holda o'zgartirishiga asoslangan yarimo'tkazgichli asboblardir (qurilmalar). Varikap so'zining o'zi ingliz tilidagi ikki-Variable, ca'acitens—o'zgaruvchan sig'im—so'zlarining qisqartirilishidan orqali kelib chiqqan. Odatda, varikaplar $^{-}n-n^{+}$ turdagi tuzilma asosida, yahni kuchli legirlangan $^{-}$ -turdagi o'tkazuvchanlik qatlami, kuchsiz legirlangan n-turdagi o'tkazuvchanlikdan foydalanib tayyorlanadi. Bunday tuzilmalarda teshish kuchlanishi va doimiy tokka qarshilik n-turdagi qatlam bilan aniqlanadi. Omik, yahni to'g'rilamaydigan kontakt sifatida Ti va Ni dan tayyorlangan metall qatlamlardan foydalaniladi.



2-rasm. p-n o'tishda kirishmalar konsentratsiyalarining chiziqli taqsimoti

Mavzu: Varikaplar. Varaktorlar

Reja:

1. Varikaplar.

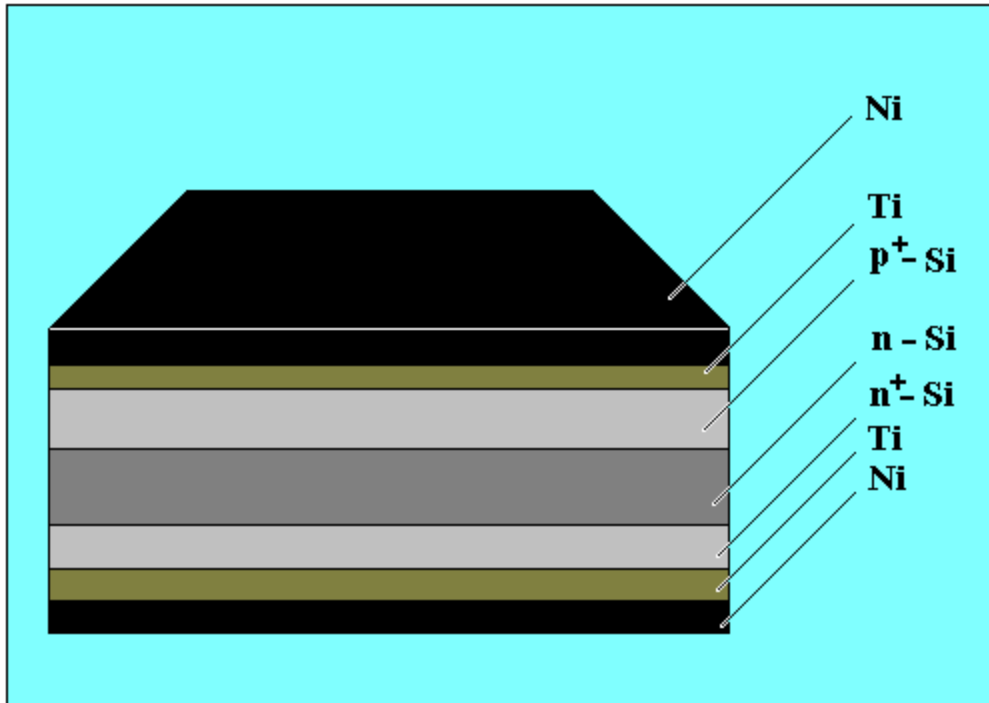
**2. D901A turidagi varikapning voltfarada
xarakteristikasi (tavsifi).**

3. Varaktorning ishlash printsiipi.

4. Foydalanilgan adabiyotlar.

Varikaplar. Varaktorlar

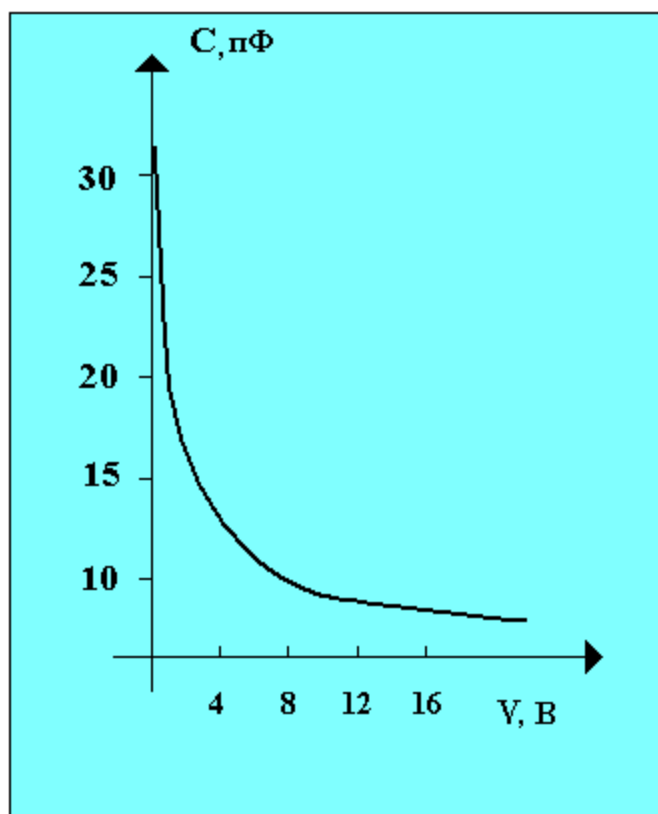
1-rasmda yuqorida yozilgan texnologiya bo'yicha tayyorlangan varikapning mumkin bo'lgan tuzilishlaridan biri keltirilgan



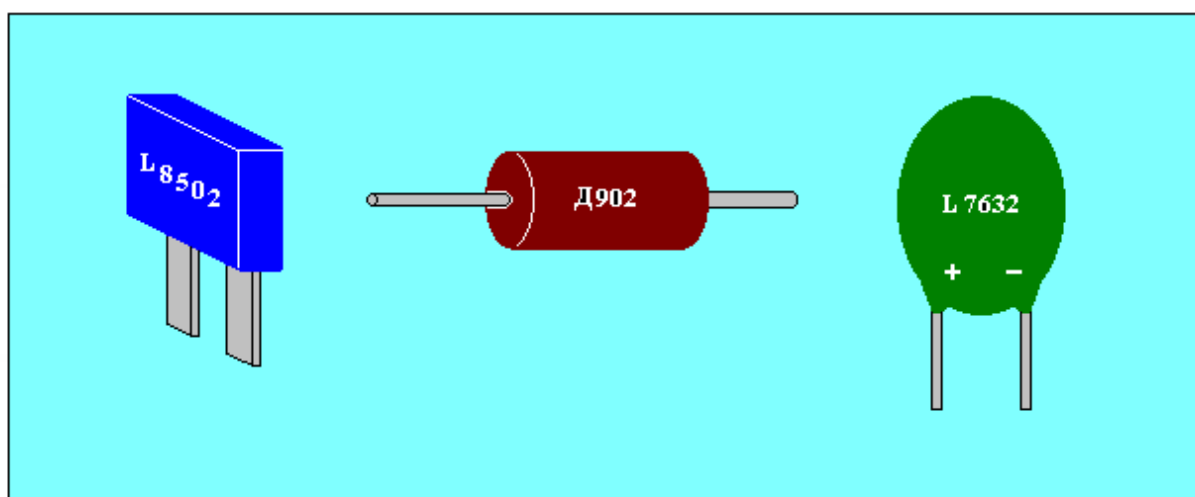
1-rasm. Varikapning eng sodda tuzilishi

2-rasmda D901A turdagi sanoat varikaplaridan birining voltfarada xarakteristikasi keltirilgan. Varikaplarning asosiy parametrlari S_{maks} -eng kichik siljish kuchlanishidagi varikap sig'imi-maksimal sig'im; S_{min} -eng katta siljish kuchlanishidagi varikap sig'imi-minimal sig'im; Q -varikapning aslligi, yahni siljish kuchlanishining o'rtacha qiymatida reaktiv qarshilikning varikap to'la qarshiligiga nisbati; U_{maks} -varikapga qo'yiladigan kuchlanishning maksimal qiymati-qo'yilishi mumkin bo'lgan kuchlanishning maksimal qiymati; STK -sig'imning temperatura koeffitsienti-temperatura $1^{\circ}S$ ga o'zgarganda siljish kuchlanishining aniq belgilangan qiymatidagi varikap sig'imining nisbiy o'zgarishi hisoblanadi.

3-rasmda turli mamlakatlar sanoatida ishlab chiqarilgan bahzi varikaplarning tashqi ko'rinishlari keltirilgan.



2-rasm. D901A turidagi varikapning voltfarada xarakteristikasi (tavsifi)



3-rasm. Bahzi sanoat varikaplarining tashqi ko'rinishlari

Varaktorlar. p-n o'tish sig'iminin qo'yilgan siljish kuchlanishiga noxiziqli bog'lanishidan diodlarning yana bir turi-varaktorlar deb ataluvchi diodlarda keng foydalaniladi. Bu asboblarning asosiy ish printsiptini qarab chiqamiz. p-n o'tishning voltfarada tavsifini qarab chiqishda legirlangan kirishmalar kontsentratsiyalari taqsimoti o'tish qalinligiga bog'liq emas, ya'ni $N(x)=const$ deb hisoblagan edik. Bu holda p-potensial sig'imning qo'yilgan kuchlanishga bog'liqligi kvadratik funktsiya orqali yoziladi. Bu bog'lanishlarni batafsilroq qarab chiqamiz. Hajmiy zaryad sohasining butun qatlami bo'yicha kirishmalar kontsentratsiyalari taqsimoti $N(x)=N_0x^n$ ko'rinishda bo'lgan p-n o'tish mavjud bo'lsin. Bu hol uchun bir o'lchovli Puasson tenglamasi quyidagicha yoziladi:

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = \frac{qN(x)}{\epsilon\epsilon_0}, \quad (1)$$

u holda $n=0$ -kirishmalarning bir jinsli taqsimoti va keskin o'tishga mos keladi, $n=1$ esa kontsentratsiyaning chiziqli ortishi va uzluksiz o'tishga mos keladi. $n<0$ holda kirishmalar kontsentratsiyalari gradienti juda katta va bu juda ham keskin o'tishga mos keladi. Kirishmalar kontsentratsiyasining bunday kesimi ion legirlash yoki epitaksial o'stirish jarayonlaridan foydalanib olinadi. (1) tenglamaning yechimi, bunday o'ta keskin o'tish uchun to'siq sig'imi uchun quyidagi ifodani olish imkonini beradi:

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

bu yerda A -doimiy kattalik, $s=1/n+2$. Keskin p-n o'tish yuqorisidan o'zgaruvchan kuchlanish berilganda, u orqali o'zgaruvchan tok oqib o'tadi. p-n o'tishning to'siq sig'imi orqali o'tgan tokning oniy qiymati quyidagi

$$i(t) = \frac{dQ}{dt} = \frac{dQ}{dU} \frac{dU}{dt} = C \frac{dU}{dt} \quad (3)$$

ifoda orqali aniqlanadi, bu yerda $S(t)$ -berilgan vaqt momentida qo'yilgan $U(t)$ kuchlanishga mos keluvchi to'siq sig'iminin qiymati. Bunda qo'yilgan kuchlanish to'la p-n o'tishga tushadi deb hisoblaymiz, ya'ni diod bazasi va omik kontaktlarning ketma-ket ulanishi natijasida hosil bo'ladigan qarshiliklar ta'sirini hisobga olmaslik mumkin. Diodga bir vaqtning o'zida U doimiy va $U(t)$ o'zgaruvchan kuchlanish berilgan bo'lsin. U holda to'siq sig'iminin oniy qiymati quyidagi ifodadan aniqlanadi:

$$C \approx C_0 + \frac{dC}{dU} U_{\approx} + \frac{1}{2} \frac{d^2C}{dU^2} U_{\approx}^2 + \frac{1}{6} \frac{d^3C}{dU^3} U_{\approx}^3 + \dots \quad (4)$$

To'siq sig'im orqali oqib o'tayotgan tok uchun yozilgan ifoda (3), (4) munosabatni e'tiborga olgan holda quyidagi ko'rinishni oladi:

$$i \approx \left(C_0 + \frac{dC}{dU} U_{\approx} + \frac{1}{2} \frac{d^2C}{dU^2} U_{\approx}^2 + \frac{1}{6} \frac{d^3C}{dU^3} U_{\approx}^3 + \dots \right) \frac{dU_{\approx}}{dt} \quad (5)$$

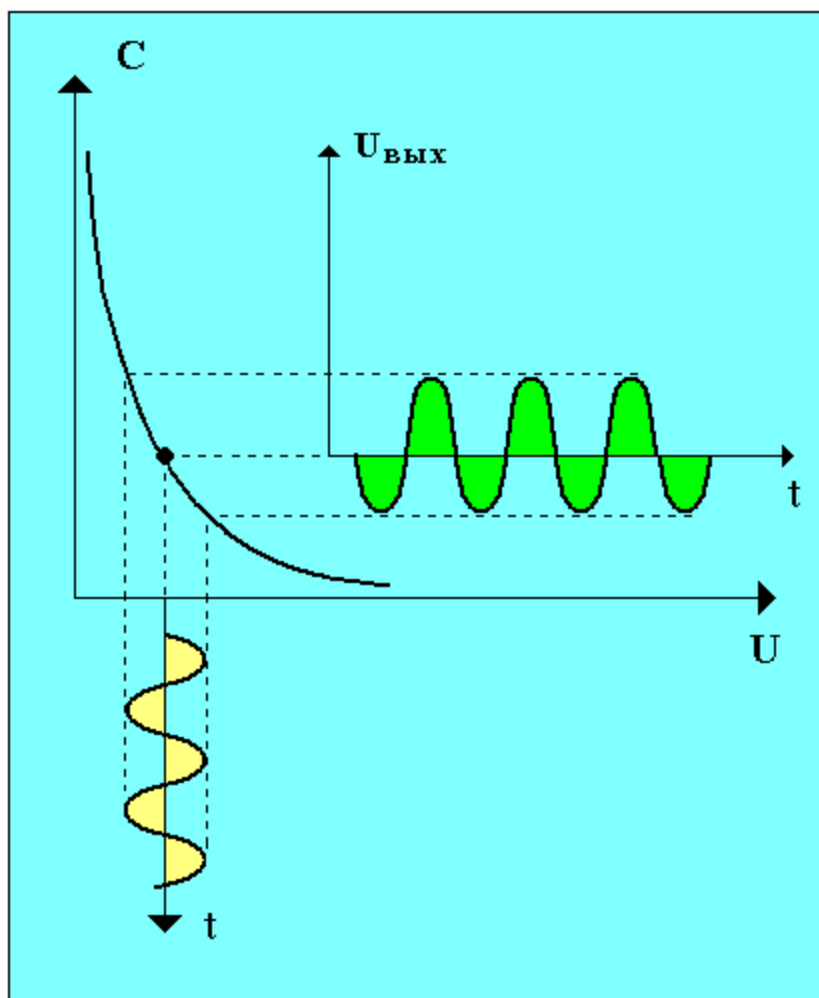
U_{\approx} o'zgaruvchan kuchlanish garmonik kuchlanish

$$U_{\approx} \approx U_1 \sin \omega_1 t \quad (6)$$

bo'lgan holni qarab chiqaylik. Bu holda o'zgaruvchan kuchlanish amplitudasi p-n o'tishga qo'yilgan doimiy kuchlanishdan yetarlicha kichik, ya'ni $U_1 \ll U_0$ bo'lsin. (6) ifodani (5) ga qo'yib va qator dastlabki 3 ta hadi bilan chegaralanib, to'siq sig'im orqali o'tayotgan tok kattaligi uchun quyidagi ifodani olamiz:

$$i \approx \omega_1 t C_0 U_1 \cos \omega_1 t + \frac{1}{2} \frac{dC}{dU} \omega_1 U_1^2 \cos 2\omega_1 t + \frac{1}{8} \frac{d^2C}{dU^2} \omega_1 U_1^3 (\cos \omega_1 t - \cos 3\omega_1 t) + \dots \quad (7)$$

(7) ifodadan p-potensial sig'imning chiziqli bo'lmaganligi sababli, sinusoidal kuchlanish ta'sirida p-n o'tishda sig'im tokining yuqori garmonikalari paydo bo'lishi mumkinligi kelib chiqadi. 5-rasmda yetarlicha katta amplitudaga ega bo'lgan o'zgaruvchan kuchlanish p-n o'tishning chiziqli bo'lmagan p-potensial sig'imga ta'siri keltirilgan. Rasmdan ko'rinadiki, o'tishning volt-farada tavsifi (xarakteristikasi) chiziqli bo'lmaganligi sababli, chiqish kuchlanishi U_{chiq} kirish kuchlanishi U_{kir} dan farq qiladi va sinusoidal bo'lmaydi.



5-rasm. Varaktorning ishlash printsipt

Varaktorning xarakteristik (tavsifiy) parametrlaridan biri uning sezgirligidir:

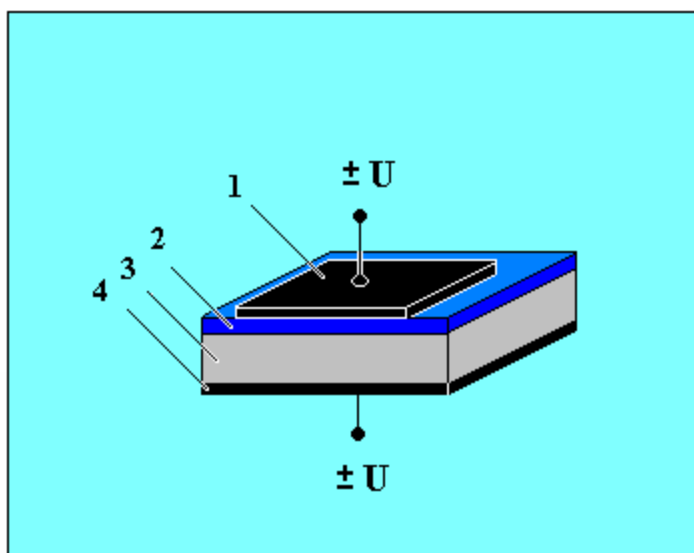
$$S = -\frac{dC}{C} \frac{U}{dU} = \frac{1}{n+2} \quad (8)$$

(8) ifodadan ko'rinadiki, S kattalik qancha katta bo'lsa, qo'yilgan U kuchlanish ta'siridagi S sig'imning o'zgarishi shuncha katta bo'lar ekan. Legirlangan kirishmalar taqsimoti bir jinsli bo'lgan o'tishlar uchun $n=0$ va $S=1/2$. Kirishmalar taqsimoti chiziqli bo'lgan o'tishlar uchun $n=1$ va $S=1/3$. O'ta keskin o'tishlar uchun $n=-1$ va $S=1$, $n=-3/2$ va $S=2$. Bulardan ko'rinib turibdiki, o'ta keskin o'tishlar kuchlanish o'zgarganda sig'imning o'zgarishiga nisbatan katta sezgirlikka ega bo'lar ekan. O'zining tuzilishiga ko'ra varaktorlar varikap tuzilishidan kam farq qiladi (2.15-rasmga qarang). Yuqori omli n qatlam, kam omli '+' va n^+ qatlamlari orasiga joylashgan bo'ladi. Kuchlanish qo'yilganda voltfarada xarakteristikasining (tavsifining) boshlang'ich qismida varaktor sig'imi keskin kamayadi, chunki man qilingan qatlam yuqori omli n sohada joylashgan. +o'yilgan kuchlanish qiymati ortishi bilan hajmiy zaryad sohasi kengayadi. Hajmiy zaryad kuchli legirlangan n^+ sohaga yetishi bilan,

kuchlanish ortishi bilan sig'inning o'zgarishi deyarli to'xtaydi. Bu holda, volt-farada xarakteristikasining (tavsifi) shu sohalaridan foydalaniladi. Misol tariqasida amerika sanoatida ishlab chiqarilgan (L8505) tipdagi varaktor kattaliklarini keltiramiz. Bu varaktor 90 Gts gacha bo'lgan chastotalarda ishlaydi, bunda chiqish quvvati 10 Vt gacha yetadi. Ikkinchi garmonika bo'yicha bu varaktorning foydali ish koeffitsienti 60% ga teng. Varaktorning teshilish kuchlanishi 180 V atfida.

Maydon samarasi

Ajratilgan yopqichli maydoniy tranzistorlar ishlash tamoyili asosida maydon samarasi yotadi. Maydon samarasi-bu tashqi maydonning yarimo'tkazgich elektr o'tkazuvchanligiga tag'siridir. Bu eferktni 6-rasmda keltirilgan metall-dielektrik-yarimo'tkazgich (MDYa) tuzilmasi misolida qarab chiqamiz. Rasmdan ko'rinib turibdiki MDYa tuzilishida, yarimo'tkazgichli plastinka metalldan yupqa qatlamdagi dielektrik orqali ajratilgan. Agar bunday tuzilishga U tashqi kuchlanish qo'yilsa, yarimo'tkazgich-metall va yarimo'tkazgich ajralish chegaralarida turli ishorali elektr zaryadlar hosil bo'ladi. Metallda hosil bo'ladigan zaryadlar bevosita uning sirtida joylashadi. Yarimo'tkazgichda paydo bo'ladigan zaryadlar esa hajmiy zaryad qatlamini hosil qilib, uning biror chuqurligigacha tarqaladi. Bu sirtoldi sohalarida erkin zaryad tashuvchilar sonini ortishi tufayli yarimo'tkazgich elektr o'ikazuvchanligining o'zgarishiga olib keladi. Metall elektrodga qo'yilgan kuchlanishning qutbiga qarab, yarimo'tkazgichning sirtoldi qatlamining qarshiligi ortishi ham mumkin, kamayishi ham mumkin.



6-rasm. MDYa-tuzilmasi.

1-metall, 2-dielektrik, 3-yarimo'tkazgich, 4-omik kontakt.

n-turdagi yarimo'tkazgichning sirtoldi sohasidagi hajmiy zaryad hosil bo'lishining nazariyasi asoslarini qarab chiqamiz.

MDYa tuzilmaga U kuchlanish qo'yilganda, elektr maydoni yarimo'tkazgich qalinligi bo'yicha harakatchan zaryadlar konsentratsiyasini o'zgartiradi. Koordinataga bog'liq bo'lgan elektronlar $n = n_0 \exp\left(-\frac{q\phi}{kT}\right)$ va kovaklar $p = p_0 \exp\left(\frac{q\phi}{kT}\right)$ konsentratsiyalarining qiymatlari quyidagicha aniqlanishi mumkin:

$$n = n_0 \exp\left(-\frac{q\phi}{kT}\right); \quad p = p_0 \exp\left(\frac{q\phi}{kT}\right), \quad (5.1)$$

bu yerda n_0 -yarimo'tkazgich chuqurligida erkin elektronlarning muvozanatli konsentratsiyasi, p_0 -yarimo'tkazgich chuqurligidagi erkin kovaklarning muvozanatli konsentratsiyasi, k -Bolg'tsman doimiysi, T -temperatura.

(5.1) ifodadan ko'rinadiki, ϕ ning ortishi bilan n kattalik keskin kamayadi, p kattalik esa keskin ortadi. Boshqacha qilib aytganda yarimo'tkazgich-dielektrik ajaralish chegarasiga yaqinlashgan sari erkin elektronlar konsentratsiyasi kamayib erkin kovaklar konsentratsiyasi ortadi. n -turdagi o'tkazuvchanlikka ega bo'lgan yarimo'tkazgichning elektronlar bilan asoslangan hajmiy zaryad zichligi

$$\rho = q(N_d - n) \quad (5.2)$$

ga teng bo'ladi, bu yerda q -elektron zaryadi, N_d -donor kirishmaning ionlashgan atomlari konsentratsiyasi. Aksariyat yarimo'tkazgichlarda xona temperaturasida barcha kichik o'lchamdagi donor kirishmalar to'la ionlashgan, yahni $n_0 = N_d$. SHu sababli

$$\rho = q(N_d - n) \quad (5.3)$$

Yarimo'tkazgich hajmida kovaklar bilan asoslanadigan hajmiy zaryad zichligi quyidagicha:

$$\rho = q(p - n) \quad (5.4)$$

Yarimo'tkazgichdagi hajmiy zaryad zichligiyada ρ ni ϕ orqali Puasson tenglamasi yordamida ifodalash mumkin (bu yerda va kelgusida $\phi = \phi(x)$ va $\rho = \rho(x)$ deb hisoblaymiz):

$$\frac{d^2\phi}{dx^2} = \frac{\rho}{\epsilon\epsilon_0} \quad (5.5)$$

bu yerda ε -yarimo'tkazgichning dielektrik singdiruvchanligi, ε_0 -elektr doimiysi, yahni $8,85 \cdot 10^{-12}$ F/m. SHu sababli, hajmiy zaryad zichligi ham nolga teng, yahni $\rho=0$. Bu erkin elektronlar konsentratsiyasi (manfiy zaryadli) ionlashgan donor kirishma va erkin kovaklar konsentratsiyalariga (musbat zaryadlangan) teng ekanligi bilan tushuntiriladi, yahni

$$n_0 = N_d + p_0 \quad (5.6)$$

Sirt yaqinida, yahni elektr maydoni mavjud bo'lgan sohada bu tenglik buziladi va zichligi:

$$\rho = q(n_0 - p_0) \quad (5.7)$$

bo'lgan hajmiy zaryad hosil bo'ladi. (5.1) ifodani hisobga olgan holda yarimo'tkazgichning sirtoldi qatlamida to'plangan (lokallashgan) hajmiy zaryad quyidagi tenglama ko'rinishida yoziladi:

$$\rho = -qn_0 \left[\exp\left(-\frac{q\phi}{kT}\right) - 1 \right] + qp_0 \left[\exp\left(\frac{q\phi}{kT}\right) - 1 \right] \quad (5.8)$$

(5.5) tenglamani yechish uchun, yangi o'zgaruvchilar kiritamiz:

$$\psi = \frac{q\phi}{kT}; \quad Y = \frac{n_0}{n_i} = \frac{n_i}{p_0}; \quad L^2 = \frac{\varepsilon\varepsilon_0 kT}{2q^2 n_i} \quad (5.9)$$

bu yerda n_i -yarimo'tkazgichdagi xususiy zaryad tashuvchilarning konsentratsiyasi. (5.9) ifodani (5.8) ga qo'yib va Puasson tenglamasidan (5.5) foydalanib quyidagi tenglamani olamiz:

$$2 \frac{d^2 \psi}{dx^2} = L^{-2} \left[Y \exp(-\psi) - 1 \right] - Y^{-1} \left[\exp(\psi) - 1 \right] \quad (5.10)$$

Olingan (5.10) tenglamani yechish uchun uning ikkala tomonini $d\psi/dx$ ga ko'paytirib:

$$2 \frac{d\psi}{dx} \frac{d^2 \psi}{dx^2} = \frac{d}{dx} \left(\frac{d\psi}{dx} \right)^2 \quad (1)$$

ifodadan foydalanamiz. So'ngra (1) ifodaning chap va o'ng tomonini dx ga ko'paytirib va ψ bo'yicha integrallab quyidagini olamiz:

$$\int d\left(\frac{d\psi}{dx}\right)^2 + C = L^{-2} \int_0^{\psi} \left[\exp(\psi) - 1 \right] Y^{-1} \exp(\psi) - 1 d\psi \quad (2)$$

Bundan quyidagi ifodani olamiz:

$$\left(\frac{d\psi}{dx}\right)^2 = L^{-2} F^2(\psi, Y) + C \quad (3)$$

bu yerda:

$$F^2(\psi, Y) = Y \left[-\exp(\psi) + Y^{-1} \left[-\exp(\psi) + \psi \exp^{-1} - Y \right] \right] \quad (4)$$

(3) ifoda tarkibiga kiruvchi S integrallash doimiysi, yarimo'tkazgich hajmida $x \rightarrow \infty$ da $\psi = 0$ va $d\psi/dx=0$ chegaraviy shartlardan foydalanib aniqlanishi mumkin. Demak, $F(\psi) = 0$ va mos ravishda $C=0$. +aralayotgan holda, $qU > 0$ va $d\psi/dx > 0$ ekanligini hisobga olib, (5.13) ifodadan quyidagi qiymatni olamiz:

$$\frac{d\psi}{dx} = L^{-1} F(\psi, Y) \quad (5)$$

(1), (3) va (4) munosabatlardan foydalanib, yarimo'tkazgichning sirt oldi qatlamlarida tashqi maydon ta'siri bilan xarakterlanadigan erkin elektronlar konsentratsiyasi o'zgarishini topamiz:

$$\Delta n = \int_0^{\infty} \left[\exp(\psi) - n_0 \right] dx \quad q \quad n_0 \int_0^{\infty} \left[\exp(\psi) - 1 \right] dx \quad q$$

$$q \quad n_0 \int_0^{\infty} \left[\exp(\psi) - 1 \right] \left(\frac{d\psi}{dx}\right)^{-1} d\psi \quad q \quad n_0 L_n F(\psi_s, Y) \quad , \quad (6)$$

bu yerda

$$F(\psi_s, Y) = \int_0^{\psi_s} \frac{\exp(\psi) - 1}{F(\psi, Y)} d\psi \quad (7)$$

Yarimo'tkazgichning sirtoldi qatlamidagi erkin kovaklar konsentratsiyasi o'zgarishi, xuddi elektronlar xolidagiga o'xshash aniqlanadi:

$$\Delta p = \int_0^{\infty} \left[\left(\frac{d\psi}{dx} \right)^2 - p_0 \right] dx = p_0 \int_0^{\infty} \left[\exp \psi - 1 \right] dx =$$

$$q p_0 \int_0^{\infty} \left[\exp \psi - 1 \right] \left(\frac{d\psi}{dx} \right)^{-1} d\psi = p_0 L \Phi(\psi_s, Y), \quad (8)$$

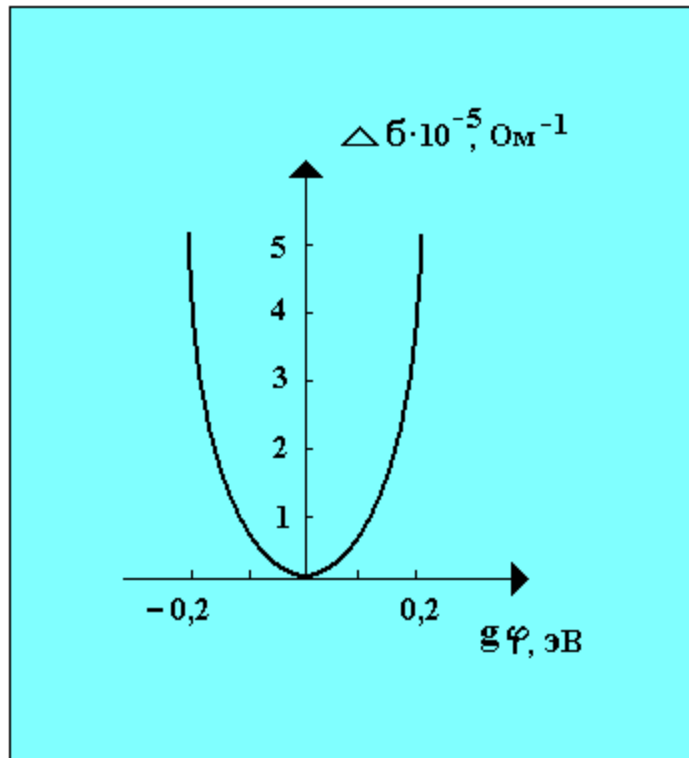
bu yerda

$$\Phi(\psi_s, Y) = \int_0^{\infty} \frac{\exp \psi - 1}{F(\psi_s, Y)} d\psi \quad (9)$$

Yarimo'tkazgichning sirtoldi o'tkazuvchanligining sirtiy pppotensialga va MDYa tuzilmaga qo'yilgan kuchlanish kattaligiga bog'liq bo'lgan to'la o'zgarishi quyidagi munosabatdan topiladi:

$$\Delta \sigma = q\mu_n \Delta n + q\mu_p \Delta p \quad (10)$$

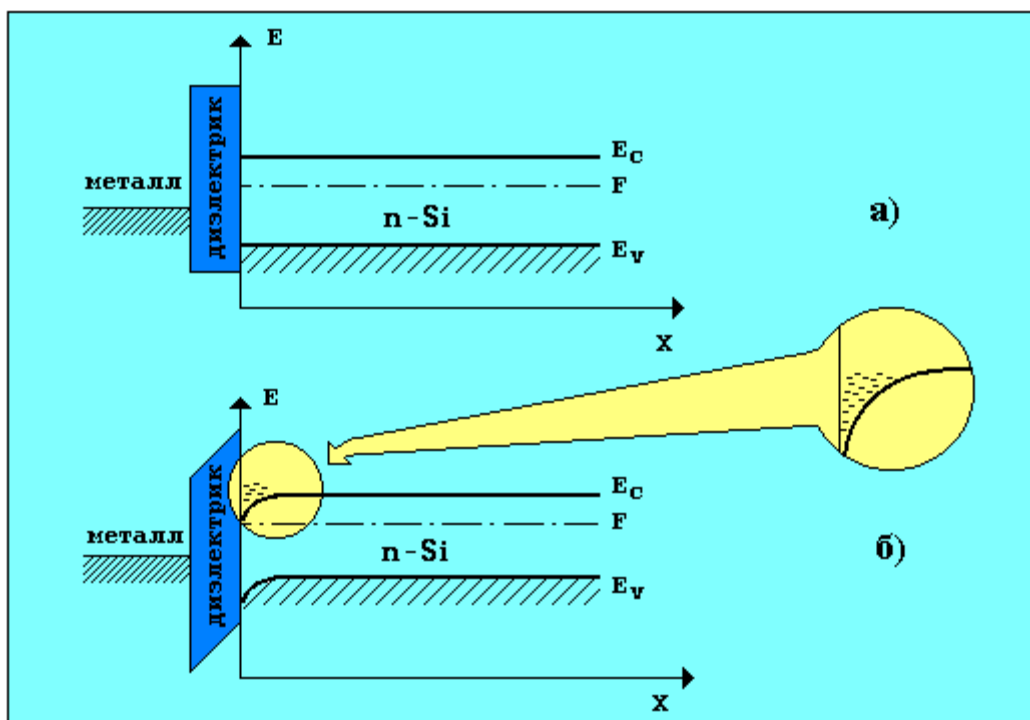
2-rasmda n-o'tkazuvchanlikka ega bo'lgan o'tkazgich uchun $\Delta \sigma$ sirtiy o'tkazuvchanlikning n turdagi $q\phi_s$ kattalikka bog'liqligi ko'rsatilgan. Rasmdan ko'rinadiki $q\phi_s$ kattalikning ham manfiy, ham musbat qiymatlarida ortiqcha o'tkazuvchanlik kattaligi kuchli ortadi.

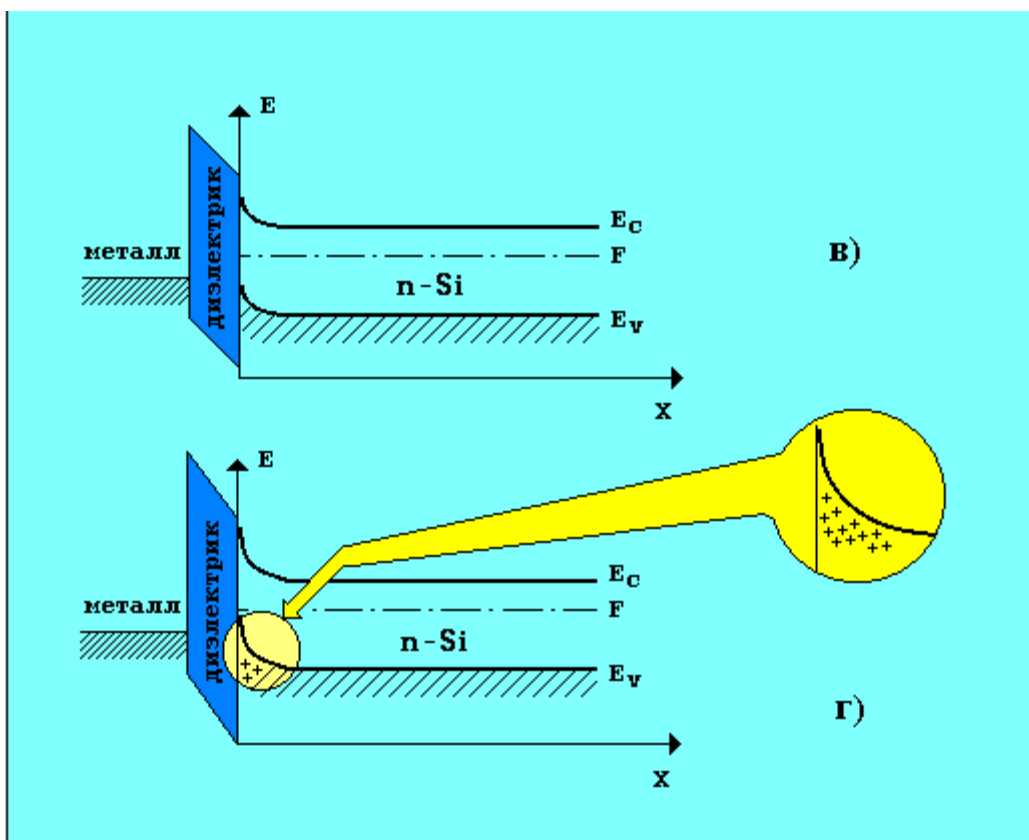


2-rasm. Kremniy uchun sirt oldi o'tkazuvchanlikning $q\phi$ kattalikka bog'liqligi

$$T=300 \text{ K. } N_d=4 \cdot 10^{13} \text{ sm}^{-3}.$$

Haqiqatan ham, yarimo'tkazgichga teskari qiymatli kuchlanish qo'yilganda, yarimo'tkazgich-dielektrikning ajralish chegarasida yetarli katta sondagi elektronlar to'planadi. Bu esa uning sirtoldi sohasining o'tkazuvchanligining ortishiga olib keladi. Yarimo'tkazgichga qo'yilgan kuchlanishning kichik manfiy va musbat qiymatlarida o'tkazuvchanlikning ortishi katta emas. Yarimo'tkazgichga qo'yilgan musbat kuchlanishning ortishi bilan sirtoldi qatlamida erkin elektronlar soni kamayadi va kovaklar konsentratsiyasi ortadi. Bu qutbli kuchlanishning keyingi ortishida kovaklar konsentratsiyasi elektronlar konsentratsiyasidan sezilarli ortadi va elektron turidagi o'tkazuvchanlik kovak tipidagi o'tkazuvchanlikka aylanadi. Bu holda yarimo'tkazgichning sirt oldi qatlami o'zgarishi yanada sezilarli katta bo'ladi. Barcha yuqorida aytib o'tilganlar metall-dielektrik-yarimo'tkazgich tuzilmaning pppotensial diagrammalari yordamida yaxshi tushuntiriladi. 3-rasmda qo'yiladigan kuchlanishning qutbi va turli qiymatlari uchun metall-dielektrik-yarimo'tkazgich (kremniy) tuzilmasining pppotensial diagrammalari keltirilgan.

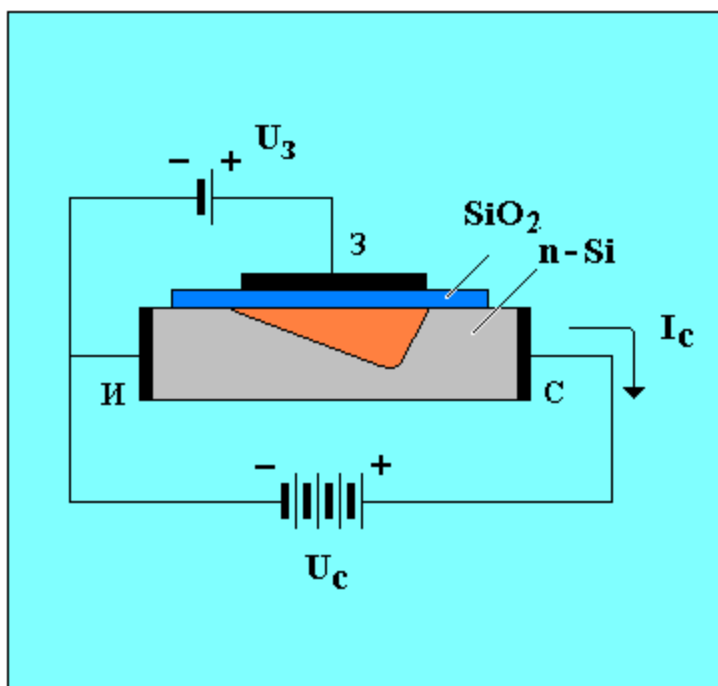




3-rasm. MDYa tuzilmaning pppotensial diagrammalari:
a) – nolg' kuchlanishda, b) – boyituvchi kuchlanishda,
v) – kambag'allashtiruvchi kuchlanishda, g) – sirtiy o'tkazuvchanlik inversiyasiga
mos kuchlanishda.

Bu rasmda x koordinata ajralish chegarasidan yarimo'tkazgich ichkarisiga tomon olingan, yahni yarimo'tkazgich-dielektrikning ajralish chegarasida $x=0$.

Yakkalangan yopqichli maydoniy tranzistorning soddalashtirilgan tuzilishi va ishlash printsi 5.4-rasmda keltirilgan. Bu yerda istok (I) ning ikki metall kontakti orasida joylashaga elektron turdagi o'tkazuvchanlikka ega yarimo'tkazgich, S-stok tok o'tkazuvchi kanalni hosil qiladi. Kontaktlarga ko'rsatilgan qutbli tashqi U kuchlanish ulanganda, U_c kuchlanish kattaligiga bog'liq bo'lgan elektron toki (I_c) oqib o'tadi. Boshqaruvchi kontakt (Yo-yopqich) o'tkazgichdan yupqa dielektrik qatlam orqali ajratilgan bo'lib, dielektrik sifatida ko'pchilik hollarda kremniy ikki oksidi (SiO_2) ishlatiladi.

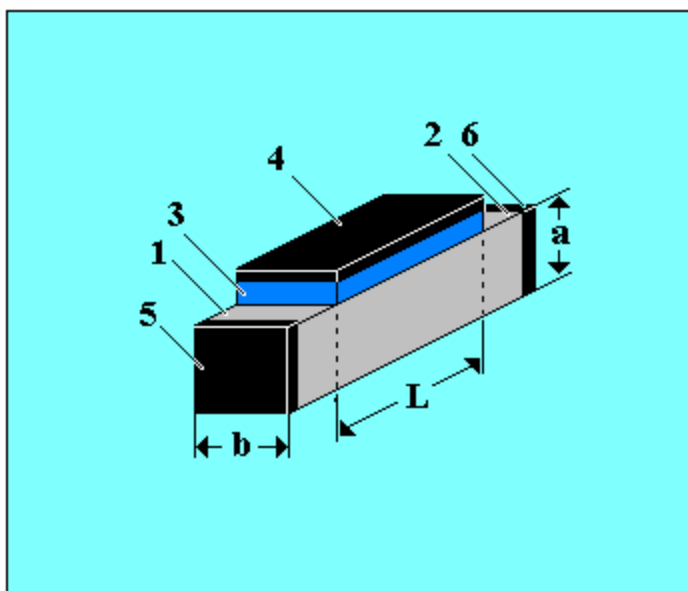


4-rasm. Yakkalangan (ajratilgan) yopqichli maydoniy tranzistorning ishlash printsiipi.

Yarimo'tkazgichdagi yopqich (Y_o) va istok (I) orasiga U_{y_o} kuchlanish berilganda, dielektrik bilan ajralish chegarasida elektr maydoni paydo bo'ladi. Hosil bo'lgan elektr maydoni hajmiy zaryad sohasini elektronlarni ajralish chegarasidan itarib paydo qiladi. 1-Bobda aytib o'tilganidek, hajmiy zaryad qatlami katta elektr qarshiligiga ega, chunki unda harakatlanuvchan zaryadlar deyarli yo'q. Bu degan so'z, bu qatlamning hosil bo'lishida tranzistorning tok o'tkazuvchi kanali qarshiligi ortadi va buning natijasida kanal orqali oqib o'tadigan tok kamayadi. Yopqichda kuchlanish ortishi bilan hajmiy zaryad sohasi kengligi ortadi va natijada kanal orqali oqib o'tuvchi tok ortadi. Boshqacha qilib aytganda, yakkalangan yopqichli maydoniy tranzistorda kanal orqali istokdan stokka tomon oqib o'tadigan tok boshqariluvchi yopqich kuchlanishi orqali amalga oshiriladi. Yakkalangan yopqichli maydoniy tranzistorning ishlash printsiipi xuddi shu samaraga asoslangandir.

1.2 Yakkalangan yopqichli maydoniy tranzistorlarning voltamper xarakteristikalari.

Yakkalangan yopqichli maydoniy tranzistorlarning voltamper xarakteristikalarini hisoblash uchun tranzistorning 5.5-rasmda keltirilgan va soddalashtirilgan modelidan foydalanamiz. Bu rasmda 1,2-mos ravishda istok va stok sohalari 3-yopqich ostidagi dielektrik, 4-yopqichning metall elektrodi, 5-6-istok va stokning metall elektrodlari, a,b,L-tok o'tkazuvchi kanalning geometrik o'lchamlari.



5-rasm. Yakkalangan yopqichli maydoniy tranzistorning soddalashtirilgan modeli

Aniqlik uchun tok o'tkazuvchan kanal n-turdagi o'tkazuvchanlikka ega bo'lsin. Tashqi kuchlanish mavjud bo'lmagan holda, kanalning elektr o'tkazuvchanligi quyidagi ma'lum munosabat orqali ifodalanishi mumkin:

$$\sigma = qn\mu \quad , \quad (12)$$

bu yerda q -elektron zaryadi, n, μ -erkin elektronlar konsentratsiyasi va harakatchanligi. Tranzistor yopqichiga musbat kuchlanish berilganda, harakatchan elektronlar elektr maydoni kuchlari ta'sirida yarimo'tkazgich sirtidan yarimo'tkazgich-dielektrik ajralishsohasiga tortiladi va bu bilan sirtoldi qatlamining elektr o'tkazuvchanligi ortadi:

$$\sigma = q\mu(n + \Delta n) \quad (13)$$

Bu ifodada Δn -kanaldagi elektronlar konsentratsiyasining o'zgarishi bo'lib, bu o'zgarish kanaldagi to'la zaryad Q , elektronning zaryadi q va tok o'tkazuvchan kanal geometrik o'lchamlari a, b, l orqali ifodalanishi mumkin:

$$\Delta n = Q / qabL \quad (14)$$

Kanalning to'la zaryadi Q , kanal sig'imi S va yopqichga qo'yilgan U_{yo} kuchlanish bilan quyidagi munosabat orqali bog'langan:

$$Q = C U_{yo} \quad (15)$$

(14) va (15) ifodalardan foydalanib, (13) munosabatni quyidagicha yozishimiz mumkin:

$$\sigma = q\mu\left(n + \frac{CU_{\bar{e}}}{qabL}\right) \quad (16)$$

Tranzistor yopqichiga manfiy kuchlanish berilganda, harakatchan elektronlar elektr maydon kuchlari ta'sirida yarimo'tkazgich-dielektrik ajralish chegarasidan yarimo'tkazgich chuqurligiga tomon itarilib, sirt oldi qatlami elektr o'tkazuvchanligini kamaytiradi. Bu holda kanal o'tkazuvchanligini, (5.25) ga o'xshash, quyidagi ifoda yordamida aniqlashimiz mumkin:

$$\sigma = q\mu\left(n - \frac{CU_{\bar{e}}}{qabL}\right) \quad (17)$$

Yopqichning yetarlicha katta U_{y_0} manfiy kuchlanishlarida ($U_{y_0}=U_{y_00}$) kanal o'tkazuvchanligi nolgacha kamayadi. Bu holda (16) ifodadan quyidagini olamiz:

$$qn\mu = \mu \frac{CU_{\bar{e}0}}{abL} \quad (18)$$

So'ngra (16) va (17) munosabatlardan foydalanib, tranzistor kanali o'tkazuvchanligini:

$$\sigma = \mu \frac{C}{abL} (U_{\bar{e}0} - U_{\bar{e}}) \quad (19)$$

ko'rinishida olamiz. $\sigma = 1/\rho$ va $R_k = \rho L/ab$ ekanligini e'tiborga olib, kanal qarshiligini yopqichga qo'yilgan kuchlanish funksiyasi sifatida aniqlaymiz:

$$R_k = \rho \frac{l}{ab} = \frac{L^2}{\mu C} \frac{1}{U_{\bar{e}0} - U_{\bar{e}}} \quad (19)$$

(19) ifoda kanal qarshiligini, tranzistor stokiga qo'yilgan kuchlanish ta'sirini hisobga olmagan holda ifodalaydi. U_c kuchlanishning hajmiy zaryad sohasi kengligiga ta'siri stok yaqinida kuzatila boshlaydi. (5.24-rasm). SHunday qilib stokda kuchlanish mavjud bo'lganda, istok yaqinida yopqichga qo'yilgan kuchlanish U_{y_0} ga, stok yaqinida esa $U_{y_0}=U_c$ ga teng. Boshqacha qilib aytganda, yopqichga qo'yilgan kuchlanish koordinata funksiyasidir. SHu sababli, tranzistor stokida kuchlanish mavjud bo'lganda, (5.29) ifodadan faqatgina kanalning e'tiborga olmasa ham bo'ladigan kichik dx qismi uchun foydalanish mumkin:

$$dR_k \left[\right] = \frac{R_k}{L} dx \quad (20)$$

So'ngra (5.29) va (5.30) ifodalardan foydalanib quyidagini olamiz:

$$dR_k \left[\right] = \frac{R_k}{L} dx = \frac{L}{\mu C} \frac{dx}{V_{\bar{e}0} - U_{\bar{e}} + U} \quad (21)$$

Stokka kuchlanish berilganda, tranzistor stoki orqali I_c stok toki oqib o'tadi va dx uzunlikka teng har bir qismda $U(x)$ pppotensial tushuvini hosil qiladi:

$$dU \left[\right] = I_c dR_k \left[\right] \quad (22)$$

(5.31) ifodani (5.32) ga qo'yib, pppotensial tushuvi uchun quyidagi munosabatni olamiz:

$$dU \left[\right] = I_c \frac{L}{\mu C} \frac{dx}{U_{\bar{e}0} - U_{\bar{e}} + U_c} \quad (24)$$

$x=0$ da, $U=0$ va $x=L$ da $U=U_s$ boshlang'ich shartlarni e'tiborga olib (5.33) ifodani integrallasdan so'ng quyidagini olamiz:

$$I_c \frac{L}{\mu C} \int_0^L dx = \int_0^{U_c} U_{\bar{e}0} - U_{\bar{e}} + U_c dx \quad (5.34)$$

Bu yerdan n turdagi o'tkazuvchan kiritilgan kanal mavjud bo'lgan yakkaalangan yopqichli maydoniy tranzistorning voltamper xarakteristikasi uchun ifodani topamiz:

$$I_c = \frac{\mu C}{L^2} \left(U_{y00} - U_{y0} - \frac{U_c}{2} \right) U_c \quad (5.35)$$

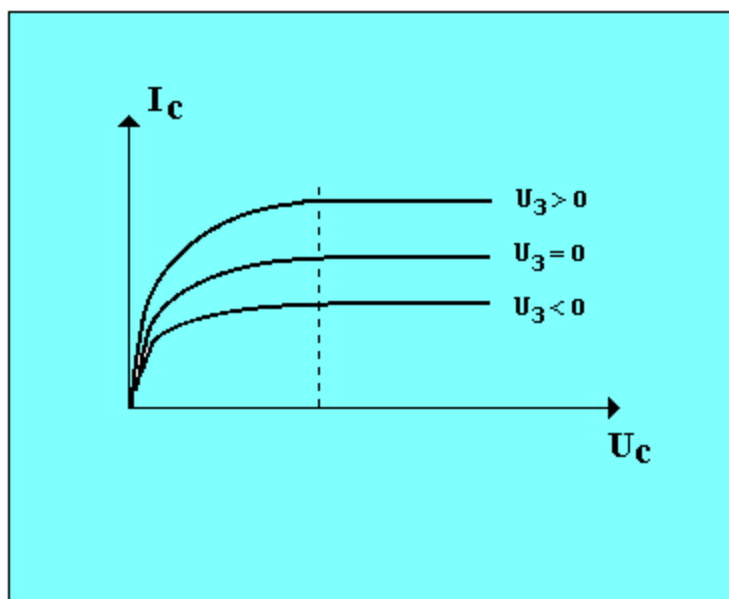
Olingan ifoda U_s kattalikning kichik qiymatlaridagina, yahni kanal to'la ochiq bo'lgan holdagina o'rinalidir. U_s ning katta qiymatlarida yopqichga qo'yilgan kuchlanishning ortishi va kanal kesimining kamayishi hisobiga stok toki o'sishining kamayishi va to'yinishi sodir bo'ladi. Bu holda $U_{y00}=U_{y0}+U_c$ yoki $U_c=U_{y00}-U_{y0}$ ni (5.35) ifodaga qo'yib, to'yinish toki uchun quyidagi ifodani olamiz:

$$I_{nac} = \frac{\mu C}{2L^2} (U_{\bar{e}0} - U_{\bar{e}}) \quad (5.36)$$

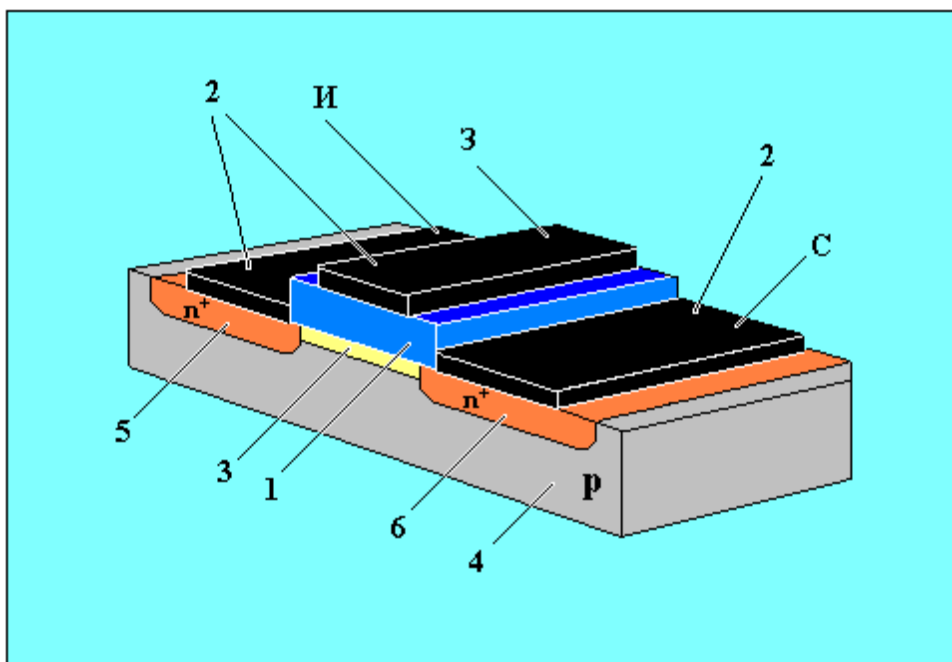
(5.36) ifodadan ko'rinadiki, to'yinish sharoitida stok toki stokdagi kuchlanishga bog'liq bo'lmasdan, faqat yopqichdagi kuchlanish kattaligiga bog'liq bo'lar ekan. Stok toki kattaligi o'zgarishining yopqichdagi kuchlanish o'zgarishiga bog'liqligini ifodasini olish uchun voltamper xarakteristikaning to'yinish qismida qiyalik tushunchasi kiritiladi:

$$S = \frac{dI_{C.m\ddot{y}u}}{dU_{\bar{e}}} \text{ q } \frac{\mu C}{L^2} (U_{yo0} - U_{yo}) \quad (5.37)$$

(5.35), (5.36) va (5.37) ifodalar kanalning asosiy zaryad tashuvchilar bilan boyishi, yahni n-turdagi o'tkazuvchanlikli kanalga ega bo'lgan tranzistor yopqichiga musbat kuchlanish berilgan degan faraz asosida keltirib chiqarildi. Kambag'allashish maromida (sharoitida), yahni bu tranzistor yopqichiga teskari kuchlanish berilganda, kanal o'tkazuvchanligi kamayadi. Stok toki to'yinish toki va to'yinish holatidagi voltamper xarakteristikasi qiyaligi faqatgina U_{yo} va U_{yo0} kuchlanishlar oldidagi ishora o'zgarishi bilan farq qiladi. 5.6-rasmda o'rnatilgan kanalga ega bo'lgan, yakkalangan yopqichli maydoniy tranzistorning boyituvchi va kambag'allashtiruvchi kuchlanishlar berilgan holdagi chiqish voltamper xarakteristikalari keltirilgan. Uzuq chiziqlar bilan stok tokining to'yinish sohasi ko'rsatilgan. 5.7-rasmda n-turdagi o'tkazuvchanlikli kanal kiritilgan, kremniy asosida tayyorlangan yakkalangan yopqichli maydoniy tranzistorning tuzilishi batafsil keltirilgan. Bu yerda yarimo'tkazgichli taglik sifatida r-turdagi o'tkazuvchanlikka ega kremniydan foydalaniladi, unda diffuzion usullar yordamida kanalning n sohasi va istok hamda stoklarning n^+ sohalari hosil qilingan. Kanalning n sohasi ustida boshqaruvchi yopqich elektrodini hosil qilish uchun metall qatlami bilan qoplangan dielektrik qatlam joylashtirilgan. 5.7-rasmdan ko'rinadiki, yakkalangan yopqichli maydoniy tranzistorni tayyorlash uchun yarimo'tkazgich qatlami dielektrik qatlami bilan qoplanadi. Bunda yarimo'tkazgich-dielektrik ajralish qatlami yarimo'tkazgichni ham, dielektrikning ham xususiyatlaridan farq qiluvchi xususiyatga ega bo'ladi. Bu farq ko'p hollarda maydoniy tranzistorlar parametrlariga ta'sir qiladi.



5.6-rasm. Yakkalangan yopqichli maydoniy tranzistorning voltamper xarakteristikasi



5.7-rasm. n-turdagi kiritilgan kanalli, yakkalangan yopqichga ega maydoniy tranzistor tuzilishi:

1–dielektrik qatlam, 2-istok (I), yopqich (Yo) va stok (S) ning metall elektrodlari, 3-tok o'tkazuvchi kanal, 4-yarimo'tkazgichli asos, 5,6–istok va stokning n⁺ - sohalari.

5.3. Sirt holatining maydoniy tranzistorlar xarakteristikalariga (tavsifnoma) ta'siri

Mahlumki, yarimo'tkazgich sirti ruxsat etilgan energetik zonalar bilan elektronlar almashish imkoniyatiga ega ko'p sondagi sirtiy elektron holatlarni o'z ichiga oladi. Bu elektron holatlar sirtida davriy kristall ppanjaraning uzilishi va unda turli, adsorbtsiyalangan kirishmalarning mavjudligi bilan asoslangan. Bu holda sirtiy holatlarning energetik sathlari yarimo'tkazgichning taqiqlangan zonasida lokallashgan (joylashgan). Sirtida ruxsat etilgan zona bilan elektron almashish imkoniyatiga ega bo'lgan sirtidagi energetik sathlar mavjudligi maydoniy tranzistorlar xususiyatlariga ta'sir ko'rsatadi.

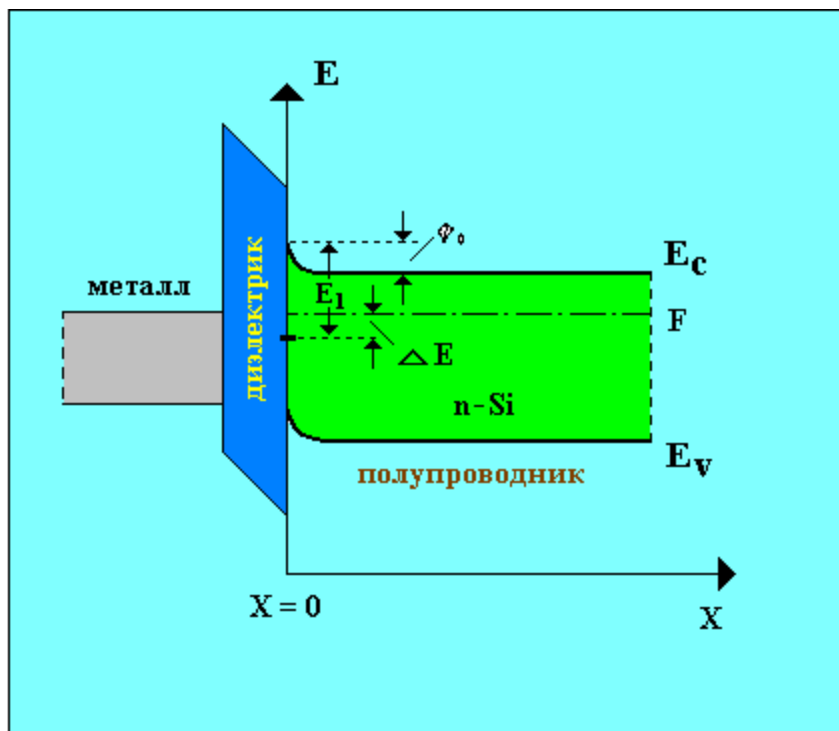
Misol tariqasida metall-dielektrik-yarimo'tkazgich tuzilmasi energetik diagrammasida N_s zichlikka ega bo'lgan, sirt holatlarida joylashgan (lokallashgan) zaryad ta'sirini qarab chiqamiz. (5.7-rasm). Dielektrik-yarimo'tkazgich ajralish chegarasida bitta diskret - Fermi sathidan ΔE masofaga pastda joylashgan aktseptorli energetik sath Ye₁ mavjud bo'lsin. Sirt holatining to'la zaryadi Q_s, bu holatlarda joylashgan (lokallashgan) elektronlar orqali ifodalanishi mumkin:

$$Q = qn_s \quad (5.38)$$

bu yerda

$$n_s = \frac{N_s}{\exp\left(-\frac{\Delta E}{kT}\right) + 1} \quad (5.39)$$

Bu yerda N_s —sirtiy holatlar zichligi, ΔE -sirt sathining energetik holati, k -Bolg'tsman doimiysi, T -temperatura.



5.7-rasm. Sirtiy holatlar mavjud bo'lganda MDYa tuzilmasining energetik diagrammasi.

Sirtiy sath holatini (5.7-rasm) hisobga olib quyidagini topamiz:

$$\Delta E = E_1 - \varphi_0 + F \quad (5.40)$$

(5.40) ifodani (5.39) ga qo'yib:

$$n_s = \frac{N_s}{\exp\left(-\frac{E_1 - \varphi_0 + F}{kT}\right) + 1} \quad (5.41)$$

munosabatni olamiz. Yarimo'tkazgichdagi to'la zaryad Q_0 Puasson tenglamasi yordamida aniqlanadi:

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = \frac{q\rho}{\epsilon\epsilon_0} \quad (5.42)$$

Bu yerdan hajmiy zaryad zichligi kattaligini topib olamiz:

$$\rho = \frac{\epsilon\epsilon_0}{q} \frac{d^2\varphi}{dx^2} \quad (5.43)$$

Yarimo'tkazgichdagi zaryadni uning zichligi orqali ifodalaymiz

$$Q_0 = \int_0^\infty \rho dx = \frac{\epsilon\epsilon_0}{q} \int_0^\infty \frac{d^2\varphi}{dx^2} dx = \frac{\epsilon\epsilon_0}{q} \left. \frac{d\varphi}{dx} \right|_{x=0} \quad (5.44)$$

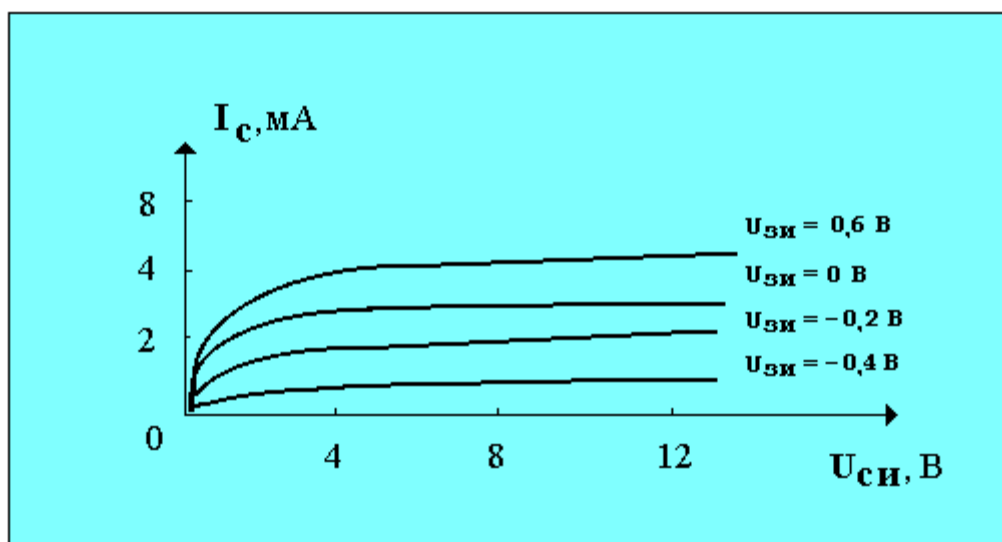
So'ngra, elektroneytrallik shartidan foydalanamiz. Bu shartga ko'ra yarimo'tkazgichda elektronlar bir qismining aktseptorli sirtiy holatlarga o'tishi natijasida hosil bo'ladigan Q_0 zaryad sirtiy holatlar zaryadiga Q_s teng:

$$Q_s = Q_0 \quad (5.45)$$

(5.45), (5.44), (5.38) ifodalar va (2.13) tenglamadan foydalanib, yarimo'tkazgich energetik zonalari egilishining kattaligini topamiz:

$$\varphi_0 = \varphi_0(q, p, n_s, \rho) \quad (5.46)$$

Olingan ifodadan ko'rinadiki, sirtyi holatlar mavjud bo'lganda, tashqi maydon bo'lmasa ham, yarimo'tkazgichning energetik zonalari egrilangan bo'ladi, chunki yarimo'tkazgich-dielektrik ajralish sohasida kiritilgan elektr maydoni mavjud. Bunday maydonning mavjudligi kanalning berkitilishi kuchlanishi kattaligiga, voltamper xarakteristika qiyaligiga, to'yinish sharoitidagi stok tokiga, tranzistorning chastotaviy va temperaturaviy parametrlariga ta'sir ko'rsatadi. Misol tariqasida n-turdagi o'tkazuvchanlikka ega KP313A maydoniy tranzistorning turli yopqich kuchlanishlarida va xona temperaturasi sharoitida olingan voltamper xarakteristikalari turkumi keltirilgan. Rasmdan ko'rinib turibdiki, stok va istok orasidagi kuchlanish 4 V dan oshganda, tranzistorning stok toki to'yinishga yetadi va kuchlanishga bog'liq bo'lmay qoladi:



5.8-rasm. KP313A turidagi maydoniy tranzistorning chiqish voltamper xarakteristikalari

“Yarimo’tkazgichlar va dielektriklar” fizikasi fanidan
o’quv-uslubiy majmua uchun

ANNOTATSIYA

Ushbu o’quv qo’llanmada yarimo’tkazgich materiallar va asboblar fizikasi bo’yicha laboratoriya-amaliyot ishlarining tavsiflari keltirilgan. Ushbu qo’llanmaning maqsadi: ma’ruza materiallaridan talabalar olgan nazariy bilimlarni mustahkamlash, ularni keng tarqalgan uslublar, yarimo’tkazgich materiallar va asboblar ko’rsatkichlarini aniqlash, hamda laboratoriya qurilmalari va ularning tuzilish sxemalari bilan yaqindan tanishtirishdan iboratdir.

Talabalarning bilimlari turlicha ekanligini va ularning turli o’lchash uslublarini o’zlashtirish darajalarini hisobga olgan holda, har bir laboratoriya ishi tavsifining boshlang’ich qismida ko’rilayotgan o’lchash uslubining nazariy asoslari zarur formulalar yordamida batafsil tushuntirilgan. Olingan natijalarni solishtirish va tahlil etish uchun zarur ma’lumotlar va qiymatlar jadvallarda keltirilgan. Talaba bajarayotgan har bir laboratoriya ishini yaxshi tushunishi va to’liq tasavvurga ega bo’lishi, hamda eslab qolishi uchun o’rganilayotgan yarimo’tkazgich asbob va strukturalarning tashqi ko’rinishlari keltirilgan.

O’quv qo’llanma O’zbekiston Milliy universitetining «Yarimo’tkazgichlar va dielektriklar fizikasi» kafedrasida uzoq yillar davomida o’quv laboratoriya mashg’ulotlarini olib borishdagi to’plangan tajribalar asosida yaratilgan.

Mazkur o’quv qo’llanma «Yarimo’tkazgichlar va dielektriklar fizikasi», "Yarimo’tkazgich asboblar fizikasi", "Mikroelektronika" kabi yo’nalishlar bo’yicha ta’lim oluvchi talabalarga va shuningdek, ushbu yo’nalishlar bo’yicha tadqiqotchi, as’irant va doktorantlarga mo’ljallangan.

