

PN spoj

A. Nepolarisani pn spoj

Na slici 1 prikazan je strmi pn spoj u otvorenom kolu. Na lijevoj strani pn spoja nalazi se poluprovodnik p tipa dopiran borom kao akceptoskom primjesom. U p oblasti većinski nosioci naelektrisanja su šupljine čija je koncentracija približno jednaka koncentraciji akceptora $p \approx N_A$, a manjinski nosioci naelektrisanja su elektroni. Na desnoj strani pn spoja nalazi se poluprovodnik n tipa dopiran fosforom kao donorskom primjesom. U n oblasti većinski nosioci naelektrisanja su elektroni čija je koncentracija približno jednaka koncentraciji donora $n \approx N_D$, dok su manjinski nosioci šupljine. Zbog velike razlike u koncentracijama postoji jaka difuziona težnja šupljina da pređu iz poluprovodnika p tipa u poluprovodnik n tipa, kao i jaka difuziona težnja elektrona da pređu iz poluprovodnika n tipa u poluprovodnika p tipa. Kada uslijed difuzionog kretanja elektron iz poluprovodnika n tipa pređe u poluprovodnik p tipa, nalazi se okružen velikim broj šupljina i nestaje u procesu rekombinacije u zoni koja se nalazi u blizini samog pn spoja. Slično, kada uslijed difuzionog kretanja šupljina iz poluprovodnika p tipa pređe u poluprovodnik n tipa, nalazi se okružena velikim broj elektrona i nestaje u procesu rekombinacije u zoni koja se nalazi u blizini samog pn spoja. Iza elektrona koji su difuzijom napustili pograničnu zonu poluprovodnika n tipa ostaju nepokretni pozitivni joni donorske primjese P^+ . Iza šupljina koje su difuzijom napustile pograničnu zonu poluprovodnika p tipa ostaju nepokretni negativni joni akceptorske primjese B^- . Ovi joni nalaze se u parovima koji formiraju dipole, sa električnim poljem usmjerenim od poluprovodnika n tipa ka poluprovodniku p tipa. Ovo električno polje E predstavljeno je sumom električnih polja svakog dipola pojedinačno. Orijentacija električnog polja E je takva da se suprotstavlja difuzionom kretanju elektrona i šupljina. Difuziono kretanje prestaje onog momenta kada se izjednači difuziona sila i elektrostatička sila koja se javlja kao posljedica električnog polja E . Tada se na rastojanju W_n desno od pn spoja, u zoni poluprovodnika n tipa, i na rastojanju W_p lijevo od pn spoja, u zoni poluprovodnika p tipa, formira oblast sa ugrađenim električnim poljem E . Unutar ove zone postoje samo nepokretna naelektrisanja u formi dipola P^+B^- , dok slobodnih nosilaca naelektrisanja nema (ako se zanemare slobodni nosioci naelektrisanja n_i koji vuku porijeklo od generisanja parova elektron - šupljina kod silicijuma). Zbog toga se zona unutar granica na rastojanjima $-W_p$ i $+W_n$ od pn spoja naziva oblast prostornog tovara.

Kako se unutar oblasti prostornog tovara nalaze dipoli, ukupna količina negativnog nepokretnog naelektrisanja mora biti jednaka ukupnoj količini pozitivnog nepokretnog naelektrisanja:

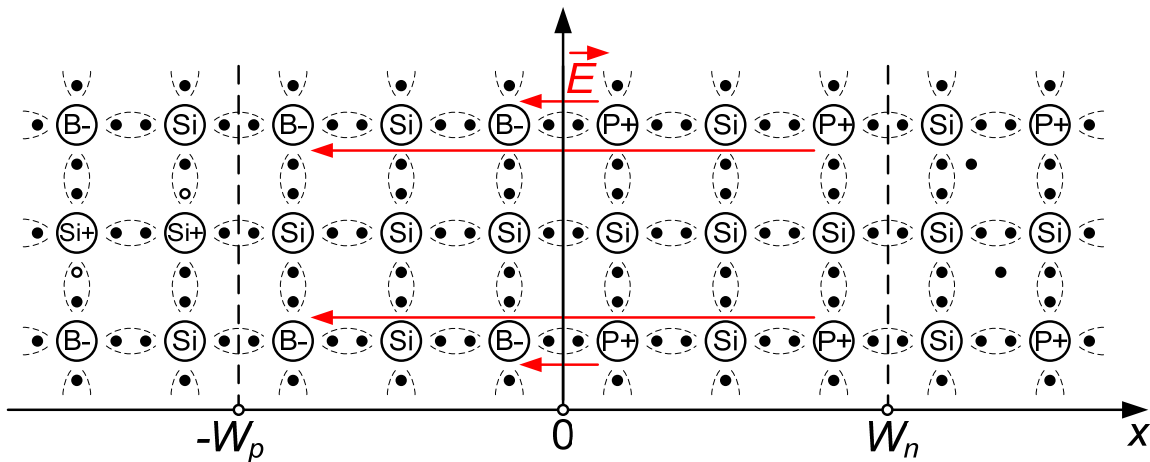
$$Q^- = Q^+ \Rightarrow N_A W_p S_{pn} = N_D W_n S_{pn} \Rightarrow N_A W_p = N_D W_n \Rightarrow \frac{W_n}{W_p} = \frac{N_A}{N_D} \quad (1)$$

gdje je S_{pn} površina pn spoja. U slučaju nesimetrično dopiranog pn spoja, kada je jedan od poluprovodnika značajno više dopiran nego drugi, npr. $N_A \gg N_D$, na osnovu relacije (1) zaključuje se da važi: $W_n \gg W_p$. Drugim riječima, oblast prostornog tovara dominantno se prostire u zoni manje dopiranog poluprovodnika.

Pošto unutar oblasti prostornog polja postoji ugrađeno električno polje E jasno je da postoji i naponska razlika V_{np} između n i p područja. Na osnovu analize neuniformno dopiranog poluprovodnika, ova naponska razlika V_{np} može se iskazati na sljedeći način:

$$V_{np} = V_T \ln \frac{n_{n0}}{n_{p0}} = V_T \ln \frac{p_{p0}}{p_{n0}} \quad (2)$$

gdje su n_{n0} i n_{p0} ravnotežne koncentracije elektrona u poluprovodnicima n tipa i p tipa, redom, dok su p_{p0} i p_{n0}



Slika 1. Strmi pn spoj u otvorenom kolu.

ravnotežne koncentracije šupljina u poluprovodnicima p tipa i n tipa, redom. Kako je $n_{n0} \approx N_D$ i $p_{p0} \approx N_A$:

$$n_{p0} p_{p0} = n_i^2 \Rightarrow n_{p0} = \frac{n_i^2}{p_{p0}} \approx \frac{n_i^2}{N_A} \Rightarrow V_{np} = V_T \ln \frac{n_{n0}}{n_{p0}} = V_T \ln \frac{N_A N_D}{n_i^2} = \psi_0 \quad (3)$$

$$n_{n0} p_{n0} = n_i^2 \Rightarrow p_{n0} = \frac{n_i^2}{n_{n0}} \approx \frac{n_i^2}{N_D} \Rightarrow V_{np} = V_T \ln \frac{p_{p0}}{p_{n0}} = V_T \ln \frac{N_A N_D}{n_i^2} = \psi_0 \quad (4)$$

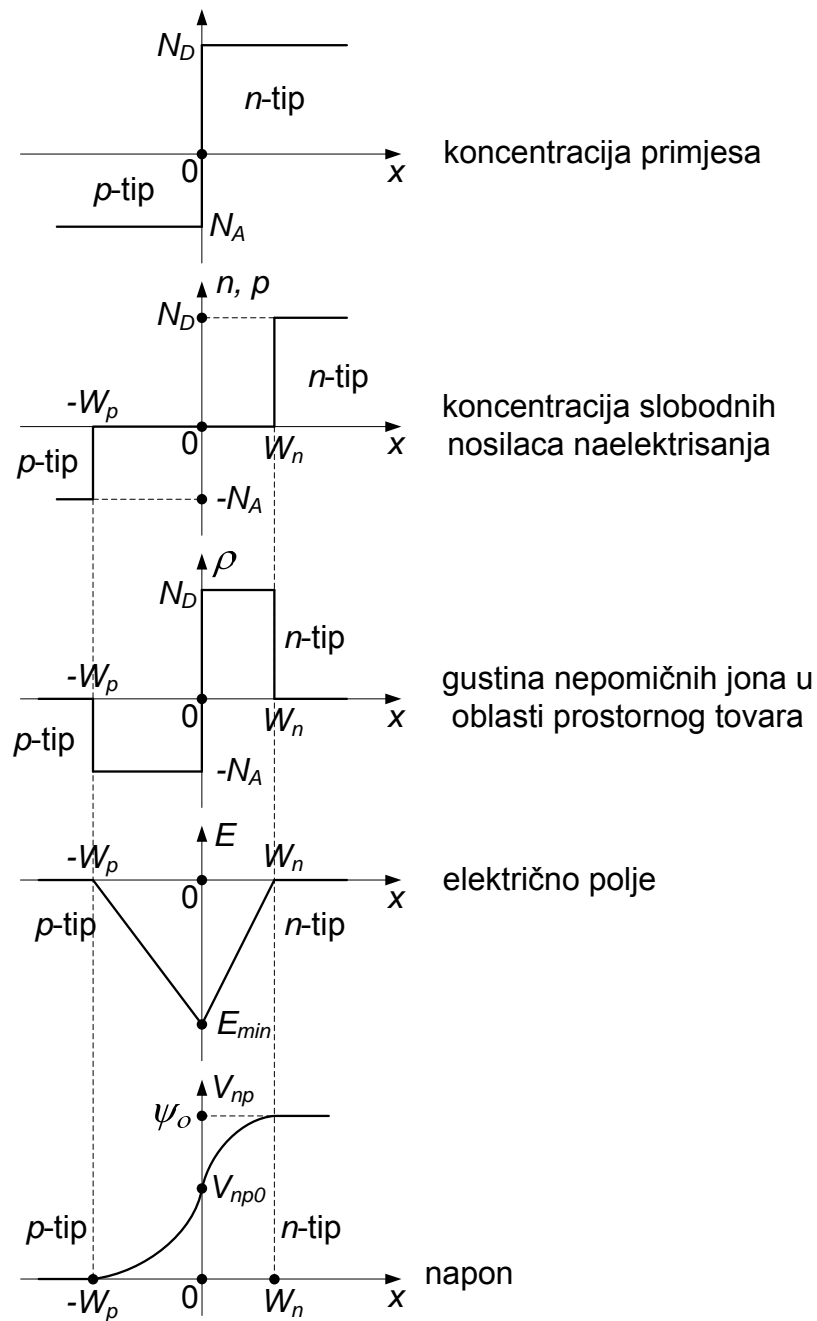
Veličina ψ_0 naziva se potencijalna barijera.

U narednim razmatranjima pn spoj će biti analiziran u zavisnosti od prostorne koordinate x , sa centrom koordinatnog sistema postavljenim na mjestu samog spoja, pri čemu se pozitivni dio x ose nalazi u području poluprovodnika n tipa, dok se negativni dio x ose nalazi u području poluprovodnika p tipa. Biće pretpostavljeno da je u području poluprovodnika p tipa van oblasti prostornog tovara ($x < -W_p$), i u području poluprovodnika n tipa van oblasti prostornog tovara ($x > W_n$) otpornost dopiranog poluprovodnika dovoljno mala da se pad napona prilikom protoka struje kroz pn spoj može zanemariti. Pošto nema raspodjele potencijala, električno polje unutar ovih zona jednako je nuli. Ova pretpostavka predstavlja aproksimaciju, jer dopirani poluprovodnik ima konačni provodnost, pa samim tim i konačnu otpornost. Za dovoljno velike koncentracije primjesa može se smatrati da je specifična provodnost poluprovodnika dovoljno velika, tako da se otpornost ovih područja može zanemariti. Zbog toga se ova područja ($x < -W_p$, $x > W_n$) nazivaju kvazi-neutralna područja. Zavisnost koncentracije primjesa, koncentracije slobodnih nosilaca naelektrisanja, gustine nepomičnih jona, električnog polja i napona unutar oblasti prostornog tovara strmog pn spoja od prostorne koordinate x prikazana je na slici 2.

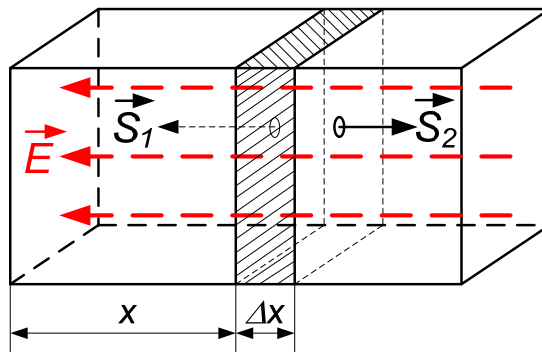
Primjena Gausove teoreme na oblast prostornog tovara prikayana je grafički na slici 3. Zatvorena kontura po kojoj se vrši integracija prikazana je kao prizma čije su bočne strane šrafirane. Sada se Gausova teorema može primjeniti na sljedeći način:

$$\int_S \vec{E} \cdot d\vec{S} = \frac{Q(x, x + \Delta x)}{\epsilon} = \int_{S_1} E dS \cos 0^\circ + \int_{S_2} E dS \cos 180^\circ = \frac{Q(x, x + \Delta x)}{\epsilon} \quad (5)$$

gdje je ϵ dielektrična konstanta silicijuma. Sada se relacija (5) može razviti na sljedeći način:



Slika 2. Zavisnost koncentracije primjesa, koncentracije slobodnih nosilaca naelektrisanja, gustine nepomičnih jona, električnog polja i napona unutar oblasti prostornog tovara strmog pn spoja od prostorne koordinate x .



Slika 3. Gausova teorema primjenjena na oblast prostornog tovara.

$$E(x)S_{pn} - E(x + \Delta x)S_{pn} = \frac{Q(x, x + \Delta x)}{\varepsilon} \Rightarrow \frac{E(x + \Delta x) - E(x)}{\Delta x} = -\frac{Q(x, x + \Delta x)}{\varepsilon S_{pn} \Delta x} \quad (6)$$

gdje je S_{pn} površina pn spoja. Prelaskom na diferencijalno male priraštaje $\Delta x \rightarrow dx$, relacija (6) postaje:

$$\frac{E(x + dx) - E(x)}{dx} = -\frac{Q(x, x + dx)}{\varepsilon S_{pn} dx} \Rightarrow \frac{dE}{dx} = -\frac{\rho}{\varepsilon} \Rightarrow \frac{d^2V}{dx^2} = -\frac{\rho}{\varepsilon} \quad (7)$$

gdje je ρ gustina naelektrisanja. Relacija (7) zove se Poisson-ova jednačina.

U oblasti $-W_p < x < 0$, u koordinatnom sistemu prikazanom na slici 2, Poisson-ova jednačina svodi se na sljedeći oblik:

$$\frac{d^2V_{np}}{dx^2} = -\frac{\rho}{\varepsilon} = +\frac{qN_A}{\varepsilon} \quad (8)$$

Integracijom relacije (8) dobija se sljedeća relacija:

$$\frac{dV_{np}}{dx} = \int \frac{qN_A}{\varepsilon} dx = \frac{qN_A}{\varepsilon} x + A, \quad A = const. \quad (9)$$

Na osnovu relacije (9), kao i na osnovu veze između električnog polja E i napona V_{np} dobija se:

$$V_{np} = \int \vec{E} \vec{dx} = -\int E dx \Rightarrow -E = \frac{dV_{np}}{dx} = \frac{qN_A}{\varepsilon} x + A \Rightarrow E = -\frac{qN_A}{\varepsilon} x - A \quad (10)$$

Integraciona konstanta A određuje se iz uslova da električno polje u kvazi-neutralnom području iznosi $E = 0$, pa se na osnovu relacije (10) zaključuje:

$$E(x = -W_p) = 0 \Rightarrow \frac{qN_A}{\varepsilon} W_p - A = 0 \Rightarrow A = \frac{qN_A}{\varepsilon} W_p \quad (11)$$

Kombinovanjem relacija (10) i (11) dobija se izraz za električno polje E u oblasti prostornog tovara na strani poluprovodnika p tipa:

$$E = -\frac{qN_A}{\varepsilon} x - \frac{qN_A}{\varepsilon} W_p = -\frac{qN_A}{\varepsilon} (x + W_p) \quad (12)$$

Dakle, električno polje E u oblasti $-W_p < x < 0$ opada po linearnom zakonu, odnosno, povećava svoj intenzitet po apsolutnoj vrijednosti, slika 2. Električno polje E ima minimalnu vrijednost (najveću apsolutnu vrijednost) na samom pn spoju:

$$E_{min} = E(x = 0) = -\frac{qN_A}{\varepsilon} W_p \quad (13)$$

Najveći intenzitet električnog polja $|E(x = 0)|$ iskazan relacijom (13) nalazi se na samom pn spoju jer kroz sam pn spoj prolazi najveći broj linija električnog polja E , slika 1. Dalje važi:

$$V_{np} = \int \vec{E} \vec{dx} = -\int E dx \Rightarrow \frac{dV_{np}}{dx} = -E = \frac{qN_A}{\varepsilon} (x + W_p) \Rightarrow$$

$$\Rightarrow V_{np} = \frac{qN_A}{\varepsilon} \int (x + W_p) dx = \frac{qN_A}{\varepsilon} \left(\frac{x^2}{2} + W_p x \right) + B, \quad B = \text{const.} \quad (14)$$

Integraciona konstanta B određuje se iz uslova da se naponu V_{np} na ivici oblasti prostornog tovara $x = -W_p$ dodjeljuje određena referentna vrijednost. Ako se izabere da je ta referentna vrijednost $V_{np}(x = -W_p) = 0$, dobija se sljedeći izraz za konstantu B :

$$V_{np}(x = -W_p) = 0 \Rightarrow -\frac{qN_A}{\varepsilon} \frac{W_p^2}{2} + B = 0 \Rightarrow B = \frac{qN_A}{\varepsilon} \frac{W_p^2}{2} \quad (15)$$

Kombinovanjem relacija (14) i (15) dobija se izraz za napon V_{np} u oblasti prostornog tovara na strani poluprovodnika p tipa:

$$V_{np} = \frac{qN_A}{\varepsilon} \left(\frac{x^2}{2} + W_p x \right) + \frac{qN_A}{\varepsilon} \frac{W_p^2}{2} = \frac{qN_A}{\varepsilon} \left(\frac{x^2}{2} + W_p x + \frac{W_p^2}{2} \right) \quad (16)$$

Dakle, napon V_{np} u oblasti $-W_p < x < 0$ mijenja se po zakonu parabole, slika 2. Na samom pn spoju napon $V_{np0} = V_{np}(x = 0)$ iznosi:

$$V_{np0} = V_{np}(x = 0) = \frac{qN_A}{\varepsilon} \frac{W_p^2}{2} \quad (17)$$

U oblasti $0 < x < W_n$, u koordinatnom sistemu prikazanom na slici 2, Poisson-ova jednačina svodi se na sljedeći oblik:

$$\frac{d^2 V_{np}}{dx^2} = -\frac{\rho}{\varepsilon} = -\frac{qN_D}{\varepsilon} \quad (18)$$

Integracijom relacije (18) dobija se sljedeća relacija:

$$\frac{dV_{np}}{dx} = -\int \frac{qN_D}{\varepsilon} dx = -\frac{qN_D}{\varepsilon} x + A, \quad A = \text{const.} \quad (19)$$

Na osnovu relacije (19), kao i na osnovu veze između električnog polja E i napona V_{np} dobija se:

$$V_{np} = \int \vec{E} \vec{dx} = -\int E dx \Rightarrow -E = \frac{dV_{np}}{dx} = -\frac{qN_D}{\varepsilon} x + A \Rightarrow E = \frac{qN_D}{\varepsilon} x - A \quad (20)$$

Integraciona konstanta A određuje se iz uslova da električno polje u kvazi-neutralnom području iznosi $E = 0$, pa se na osnovu relacije (10) zaključuje:

$$E(x = W_n) = 0 \Rightarrow \frac{qN_D}{\varepsilon} W_n - A = 0 \Rightarrow A = \frac{qN_D}{\varepsilon} W_n \quad (21)$$

Kombinovanjem relacija (20) i (21) dobija se izraz za električno polje E u oblasti prostornog tovara na strani poluprovodnika n tipa:

$$E = \frac{qN_D}{\varepsilon} x - \frac{qN_D}{\varepsilon} W_n = \frac{qN_D}{\varepsilon} (x - W_n) \quad (22)$$

Dakle, električno polje E u oblasti $0 < x < W_n$ raste po linearnom zakonu, odnosno, smanjuje svoj intenzitet po apsolutnoj vrijednosti, slika 2. Dalje važi:

$$V_{np} = \int \vec{E} \cdot d\vec{x} = -\int E dx \Rightarrow \frac{dV_{np}}{dx} = -E = -\frac{qN_D}{\varepsilon}(x - W_n) \Rightarrow$$

$$\Rightarrow V_{np} = -\frac{qN_D}{\varepsilon} \int (x - W_n) dx = -\frac{qN_D}{\varepsilon} \left(\frac{x^2}{2} - W_n x \right) + B, \quad B = \text{const.} \quad (23)$$

Integraciona konstanta B određuje se iz uslova da naponu V_{np} iskazan relacijom (23) treba da ima istu vrijednost na samom pn spoju $V_{np0} = V_{np}(x=0)$ kao i vrijednost iskazana relacijom (17):

$$V_{np0} = V_{np}(x=0) = B = \frac{qN_A}{\varepsilon} \frac{W_p^2}{2} \quad (24)$$

Kombinovanjem relacija (23) i (24) dobija se izraz za napon V_{np} u oblasti prostornog tovara na strani poluprovodnika n tipa:

$$V_{np} = -\frac{qN_D}{\varepsilon} \left(\frac{x^2}{2} - W_n x \right) + \frac{qN_A}{\varepsilon} \frac{W_p^2}{2} \quad (25)$$

Dakle, napon V_{np} u oblasti $0 < x < W_n$ mijenja se po zakonu parabole, slika 2. Veličina potencijalne barijere ψ_0 dobija se kao vrijednost napona V_{np} (25) na ivici oblasti prostornog tovara u poluprovodniku n tipa, za $x = W_n$:

$$\psi_0 = V_{np}(x=W_n) = \frac{qN_D}{\varepsilon} \frac{W_n^2}{2} + \frac{qN_A}{\varepsilon} \frac{W_p^2}{2} = \frac{q}{2\varepsilon} (N_D W_n^2 + N_A W_p^2) \quad (26)$$

Kombinovanjem relacija (1) i (26) moguće je dobiti izraze za veličine oblasti prostornog tovara W_p i W_n u poluprovodnicima p i n tipa, redom:

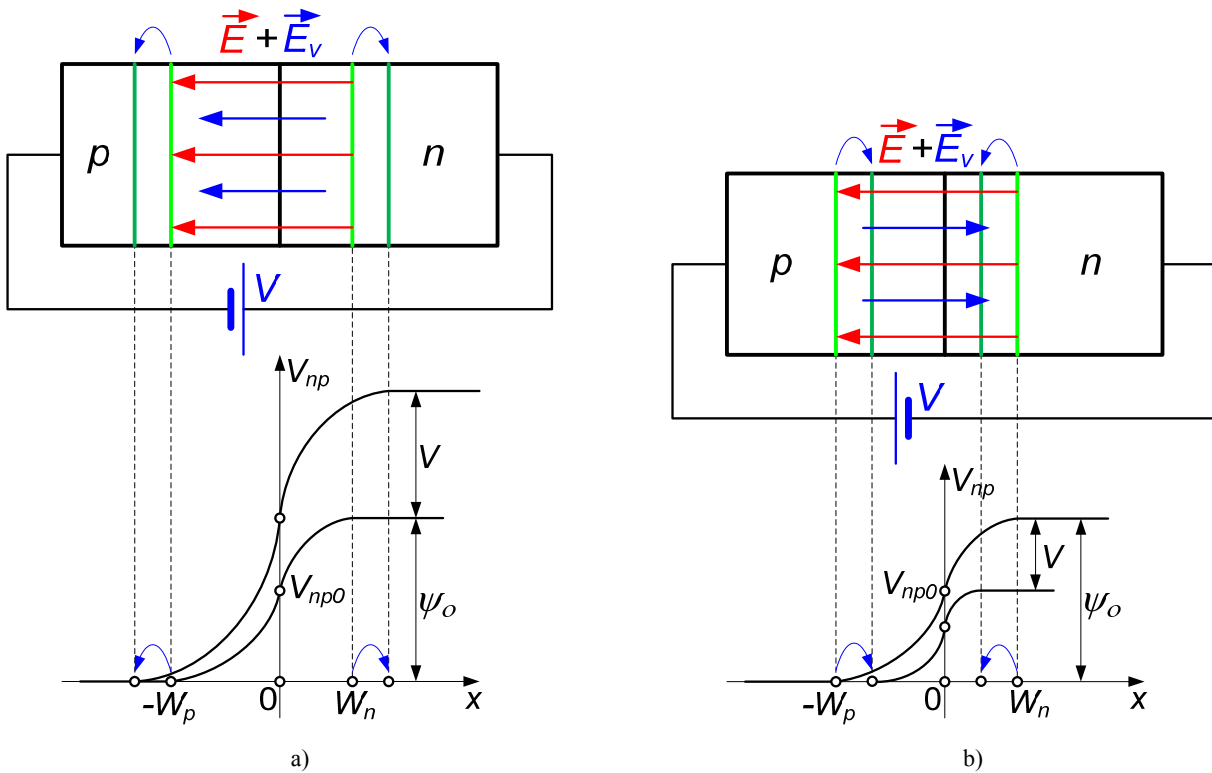
$$\psi_0 = \frac{q}{2\varepsilon} \left(N_D \frac{N_A^2}{N_D^2} W_p^2 + N_A W_p^2 \right) = \frac{q}{2\varepsilon} N_A W_p^2 \left(1 + \frac{N_A}{N_D} \right) \Rightarrow W_p = \sqrt{\frac{2\varepsilon\psi_0}{qN_A \left(1 + \frac{N_A}{N_D} \right)}} \quad (27)$$

$$W_n = \frac{N_A}{N_D} W_p = \frac{N_A}{N_D} \sqrt{\frac{2\varepsilon\psi_0}{qN_A \left(1 + \frac{N_A}{N_D} \right)}} = \sqrt{\frac{2\varepsilon\psi_0}{qN_D \left(1 + \frac{N_D}{N_A} \right)}} \quad (28)$$

B. Polarisani pn spoj

Na slici 4 prikazana su dva načina povezivanja pn spoja na DC izvor za napajanje V .

Prema slici 4a) pozitivan priključak DC izvora za napajanje V povezan je na poluprovodnik n tipa, dok je negativni priključak DC izvora za napajanje V povezan na poluprovodnik p tipa. Pošto u kvazi-neutralnim područjima nema električnog polja, električno polje E_V koje unosi DC izvor za napajanje (plava boja) algebarski se sabira sa ugrađenim električnim poljem E (crvene boja) koje postoji unutar oblasti



Slika 4. Polarisan pn spoj: a) inverzna polarizacija, b) direktna polarizacija.

prostornog tovara kod nepolarisanog pn spoja. Rezultujuće električno polje E_R u oblasti prostornog tovara se povećava, a njegov intenzitet računa se kao:

$$E_R = \left| \vec{E} + \vec{E}_v \right| \quad (29)$$

Povećanje intenziteta električnog polja (29) unutar oblasti prostornog tovara može se javiti samo kao posledica povećanog broja dipola P+B-. Ovo povećanje dipola unutar oblasti prostornog tovara moguće je ostvariti samo povećanjem dimenzija oblasti prostornog tovara W_n i W_p , slika 4a). Sa druge strane, povećanje intenziteta električnog polja unutar oblasti prostornog tovara znači i povećanje napona unutar oblasti prostornog tovara sa ψ_0 na $\psi_0 + V$. Ovakav način polarizacije naziva se inverznom polarizacijom pn spoja. Na osnovu prethodne analize, kao i relacija (27) i (28), moguće je formulisati matematičke modele za dimenzije oblasti prostornog tovara inverzno polarisanog pn spoja:

$$W_p = \sqrt{\frac{2\varepsilon(\psi_0 + V)}{qN_A \left(1 + \frac{N_A}{N_D}\right)}} \quad (30)$$

$$W_n = \sqrt{\frac{2\varepsilon(\psi_0 + V)}{qN_D \left(1 + \frac{N_D}{N_A}\right)}} \quad (31)$$

gdje je V napon inverzne polarizacije. Elektroni kao većinski nosioci naelektrisanja u kvazi-neutralnom području poluprovodnika n tipa nemaju dovoljno jaku difuzionu moć da bi mogli da preskoče ovako

proširenu oblast prostornog tovara i pređu na stranu poluprovodnika p tipa. Slično, šupljine kao većinski nosioci naelektrisanja u kvazi-neutralnom području poluprovodnika p tipa nemaju dovoljno jaku difuzionu moć da bi mogle da preskoče ovako proširenu oblast prostornog tovara i pređu na stranu poluprovodnika n tipa. Dakle, pri inverznoj polarizaciji nema struje kroz pn spoj.

Prema slici 4b) pozitivan priključak DC izvora za napajanje V povezan je na poluprovodnik p tipa, dok je negativni priključak DC izvora za napajanje V povezan na poluprovodnik n tipa. Pošto u kvazi-neutralnim područjima nema električnog polja, električno polje E_V koje unosi DC izvor za napajanje (plava boja) algebarski se sabira sa ugrađenim električnim poljem E (crvene boja) koje postoji unutar oblasti prostornog tovara kod nepolarisanog pn spoja. Rezultujuće električno polje E_R u oblasti prostornog tovara se smanjuje, a njegov intenzitet računa se kao:

$$E_R = \left| \vec{E} - \vec{E}_V \right| \quad (32)$$

Smanjenje intenziteta električnog polja (32) unutar oblasti prostornog tovara može se javiti samo kao posljedica smanjenog broja dipola P+B-. Ovo smanjenje dipola unutar oblasti prostornog tovara moguće je ostvariti samo smanjenjem dimenzija oblasti prostornog tovara W_n i W_p , slika 4b). Sa druge strane, smanjenje intenziteta električnog polja unutar oblasti prostornog tovara znači i smanjenje napona unutar oblasti prostornog tovara sa ψ_0 na $\psi_0 - V$. Ovakav način polarizacije naziva se direktnom polarizacijom pn spoja. Pri dovoljno velikom naponu direktne polarizacije V elektroni kao većinski nosioci naelektrisanja u kvazi-neutralnom području poluprovodnika n tipa imaju dovoljno jaku difuzionu moć da preskoče ovako smanjenu oblast prostornog tovara, i prelaze na stranu poluprovodnika p tipa. Slično, pri dovoljno velikom naponu direktne polarizacije V šupljine kao većinski nosioci naelektrisanja u kvazi-neutralnom području poluprovodnika p tipa imaju dovoljno jaku difuzionu moć da preskoče ovako smanjenu oblast prostornog tovara, i prelaze na stranu poluprovodnika n tipa. Dakle, pri dovoljno velikom naponu direktne polarizacije V postoji struja kroz pn spoj.

C. Kapacitivnost oblasti prostornog tovara

Pošto kvazi-neutralna područja poluprovodnika n i p tipa imaju dovoljno malu otpornost, u prvoj aproksimaciji mogu se tretirati kao provodnici. Sa druge strane, pošto u oblasti prostornog tovara u prvoj aproksimaciji nema slobodnih nosilaca naelektrisanja, ova se oblast može tretirati kao izolator. Može se zaključiti da sljedeća struktura: kvazi-neutralno područje poluprovodnika p tipa – oblast prostornog tovara – kvazi-neutralno područje poluprovodnika n tipa predstavlja pločasti kondenzator. Dakle, oblast prostornog tovara predstavlja kondenzator čija je kapacitivnost data sljedećim izrazom:

$$C_T = \varepsilon \frac{S_{pn}}{W_n + W_p} \quad (33)$$

gdje je ε dielektrična konstanta silicijuma, a S_{pn} je površina pn spoja. Kombinovanjem relacija (30), (31) i (33) dobija se kapacitivnost oblasti prostornog tovara C_T :

$$C_T = S_{pn} \sqrt{\frac{q\varepsilon N_A N_D}{2(N_A + N_D)}} \frac{1}{\sqrt{\psi_0 + V}} \quad (34)$$

Na osnovu relacije (34) vidi se da se kapacitivnost oblasti prostornog tovara C_T može mijenjati promjenom napona inverzne polarizacije V .

D. Proboj pn spoja

Proboj pn spoja nastaje pri dovoljno velikoj inverznoj polarizaciji. Postoje dva tipa proboja: lavinski i Zenerov.

U oblasti prostornog tovara postoje nosioci naelektrisanja koncentracije n_i koji vuku porijeklo od procesa generacije. Zahvaljujući tome, na strani poluprovodnika p tipa unutar oblasti prostornog tovara postoje slobodni elektroni kao manjinski nosioci. Pod uticajem ugrađenog električnog polja E pojačanog djelovanjem spoljašnjeg električnog polja E_V ovi elektroni prelaze iz poluprovodnika p tipa u poluprovodnik n tipa. Ukoliko pod uticajem rezultujućeg električnog polja elektron stekne dovoljno veliku kinetičku energiju, prilikom sudara sa kristalnom rešetkom ovaj elektron može da razbije kovalentnu vezu, i na taj način da formira par elektron - šupljina. Sada postoje 2 slobodna elektrona koji se pod uticajem rezultujućeg električnog polja ubrzavaju i udaraju u kristalnu rešetku. I jedan i drugi elektron sa dovoljno velikom kinetičkom energijom sada razbijaju po jednu kovalentnu vezu, te nastaju 2 nova para elektron – šupljina. Sada su na raspolaganju 4 slobodna elektrona koji po istom principu oslobađaju još 4 elektrona,... Zbog kumulativnog efekta dolazi do lavinskog procesa, pa se ova vrsta proboja naziva lavinski proboj. Novonastale šupljine prelaze iz poluprovodnika n tipa u poluprovodnik p tipa, a novonastali elektroni prelaze iz poluprovodnika p tipa u poluprovodnik n tipa. Ukupna struja jednaka je sumi struja elektrona i šupljina. Zbog multiplikativnog efekta, u veoma kratkom vremenskom intervalu gustina struje dostiže velike vrijednosti. Ukoliko se ova struja ne ograniči na pogodan način, zbog Džulovog efekta može da se razvije velika temperatura koja topi pn spoj. Do lavinskog proboja dolazi na samom pn spoja, gdje je intenzitet električnog polja najveći, relacija (13).

Zenerov proboj nastaje kod visoko dopiranih pn spojeva. Rezultujuće električno polje (ugrađeno električno polje E pojačano djelovanjem spoljašnjeg električnog polja E_V) unutar oblasti prostornog tovara kod takvih pn spojeva toliko je veliko da čupa elektrone iz kovalentnih veza. Na taj način stvaraju se parovi elektron – šupljina, tj. slobodni nosioci naelektrisanja koji doprinose provođenju struje.

Pri porastu temperature vibracije kristalne rešetke poluprovodnika se povećavaju. Na taj način statistički gledano skraćuje se put između dva uzastopna sudara slobodnog elektrona sa kristalnom rešetkom. Time se smanjuje i kinetička energija koju posjeduje elektron u trenutku udara u kristalnu rešetku. Zbog toga je potrebno povećati stepen inverzne polarizacije pn spoja kako bi se povećao intenzitet rezultujućeg električnog polja unutar oblasti prostornog tovara, što bi rezultiralo povećanjem kinetičke energije slobodnog elektrona između dva sudara i pojavom lavinskog proboja. Drugim riječima, probojni napon V_L neophodan za lavinski proboj potrebno je povećati pri porastu temperature da bi došlo do ove vrste proboja. Ova činjenica može se matematički formulisati preko temperaturnog koeficijenta napona inverzne polarizacije pn spoja V_L potrebnog za lavinski proboj na sljedeći bačin:

$$\frac{\partial V_L}{\partial T} > 0 \quad (35)$$

Pri porastu temperature vibracije kristalne rešetke poluprovodnika se povećavaju, pa se na taj način povećava i kinetička energija valentnih elektrona u kovalentnim vezama. Samim tim potrebno je manje rezultujuće električno polje unutar oblasti prostornog tovara za čupanje elektrona iz kovalentnih veza. Zbog toga je potrebno smanjiti stepen inverzne polarizacije pn spoja. Drugim riječima, probojni napon V_Z neophodan za Zenerov proboj potrebno je smanjiti pri porastu temperature da bi došlo do ove vrste proboja. Ova činjenica može se matematički formulisati preko temperaturnog koeficijenta napona inverzne polarizacije pn spoja V_Z potrebnog za Zenerov proboj na sljedeći bačin:

$$\frac{\partial V_Z}{\partial T} < 0 \quad (36)$$

E. Strujno-naponska karakteristika pn spoja

Pri dovoljno velikom naponu direktne polarizacije V , slika 4b), oblast prostornog tovara se smanjuje, i većinski nosioci naelektrisanja uslijed jake difuzione težnje prelaze sa jedne na drugu stranu oblasti prostornog tovara gdje postaju manjinski nosioci naelektrisanja. Ovako nastali manjinski nosioci naelektrisanja nastavljaju da se kreću difuzijom ka mjestima manje koncentracije manjinskih nosilaca. Nakon izvjesnog vremena ovako ubačeni manjinski nosioci okruženi obiljem većinskih nosilaca nestaju u procesu rekombinacije. Ovaj proces prikazan je na slici 5.

Šupljine kao većinski nosioci naelektrisanja u poluprovodniku p tipa, sa ranotežnom koncentracijom naelektrisanja p_{p0} , uslijed velike difuzione težnje prelaze preko smanjene (ili čak potpuno nestale) oblasti prostornog tovara i prelaze na stranu poluprovodnika n tipa. Ovako ubačene šupljine na strani poluprovodnika n tipa kao manjinski nosioci nastavljaju da se kreću difuzijom u pozitivnom smjeru x ose. Okružene obiljem elektrona kao većinskih nosilaca ove šupljine nestaju u procesu rekombinacije, pa se njihova koncentracija u poluprovodniku n tipa $p_n(x)$ od početne $p_n(0)$ smanjuje nakon nekoliko difuzionih dužina na ravnotežnu koncentraciju šupljina u poluprovodniku n tipa p_{n0} . U ovom procesu rekombinacije nestaju i elektroni u istom apsolutnom iznosu, tako da se koncentracija elektrona u poluprovodniku n tipa $n_n(x)$ smanjuje od ravnotežne koncentracije n_{n0} do koncentracije $n_n(0)$ na ivici oblasti prostornog tovara, idući u negativnom smjeru x ose. Međutim, relativan gubitak elektrona kao većinskih nosilaca u procesu rekombinacije sa šupljinama ubačenim iz poluprovodnika p tipa je zanemarljivo mali, pa važi:

$$n_n(0) \approx n_{n0} \quad (37)$$

Elektroni kao većinski nosioci naelektrisanja u poluprovodniku n tipa, sa ranotežnom koncentracijom naelektrisanja n_{n0} , uslijed velike difuzione težnje prelaze preko smanjene (ili čak potpuno nestale) oblasti prostornog tovara i prelaze na stranu poluprovodnika p tipa. Ovako ubačeni elektroni na strani poluprovodnika p tipa kao manjinski nosioci nastavljaju da se kreću difuzijom u negativnom smjeru x ose. Okruženi obiljem šupljina kao većinskih nosilaca ovi elektroni nestaju u procesu rekombinacije, pa se njihova koncentracija u poluprovodniku p tipa $n_p(x)$ od početne $n_p(0)$ smanjuje nakon nekoliko difuzionih dužina na ravnotežnu koncentraciju elektrona u poluprovodniku p tipa n_{p0} . U ovom procesu rekombinacije nestaju i šupljine u istom apsolutnom iznosu, tako da se koncentracija šupljina u poluprovodniku p tipa $p_p(x)$ smanjuje od ravnotežne koncentracije p_{p0} do koncentracije $p_p(0)$ na ivici oblasti prostornog tovara, idući u pozitivnom smjeru x ose. Međutim, relativan gubitak šupljina kao većinskih nosilaca u procesu rekombinacije sa elektronima ubačenim iz poluprovodnika n tipa je zanemarljivo mali, pa važi:

$$p_p(0) \approx p_{p0} \quad (38)$$

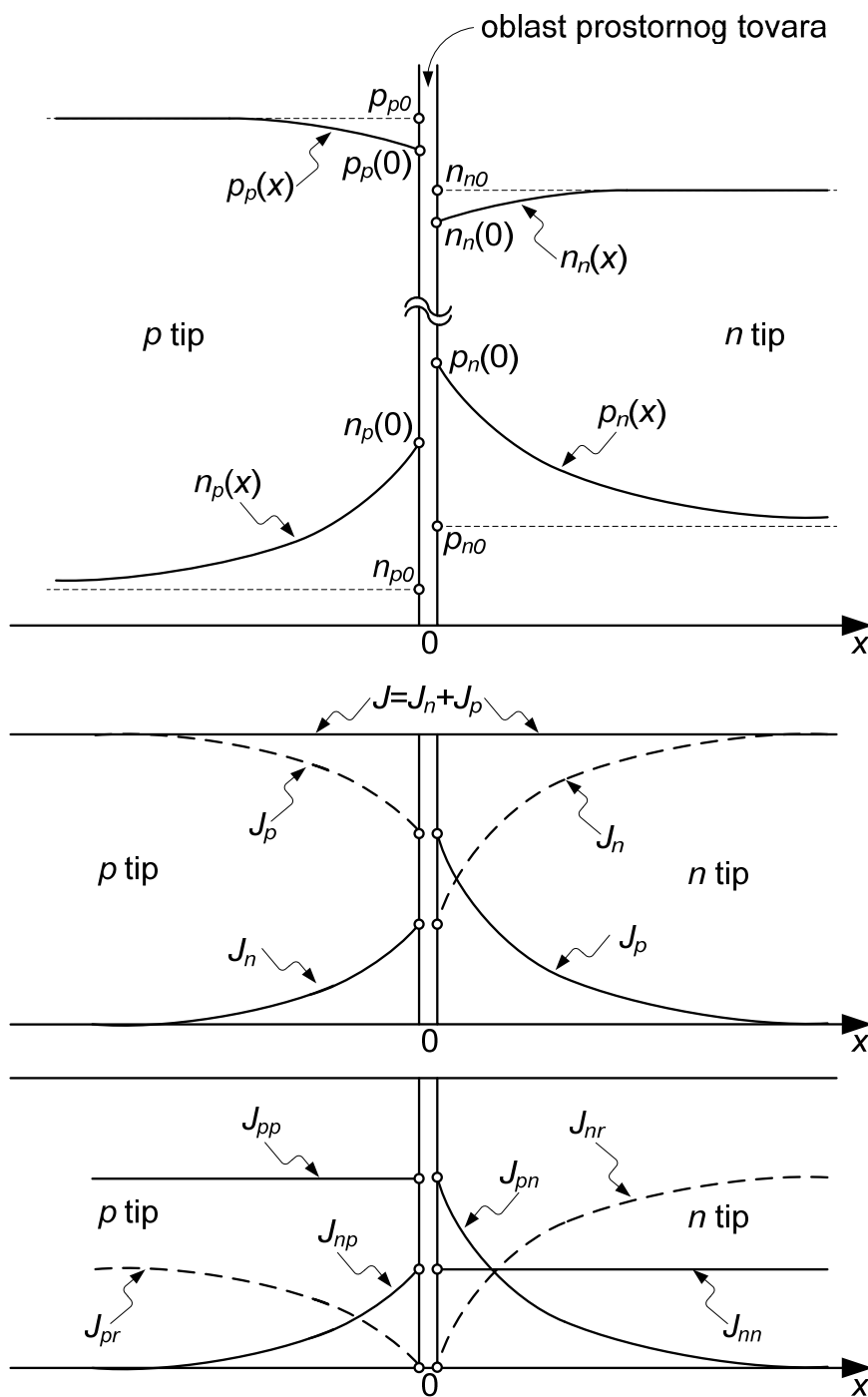
Dakle, glavni nosioci naelektrisanja (elektroni u poluprovodniku n tipa i šupljine u poluprovodniku p tipa) jednim dijelom nestaju u procesu rekombinacije sa manjinskim nosiocima, a drugi dijelom prelaze preko oblasti prostornog tovara gdje se rekombinuju kao manjinski nosioci. Ukupnu struju čine nosioci naelektrisanja kojima se snabdjeva proces rekombinacije sa obje strane oblasti prostornog tovara, što je prikazano na slici 5. U svakom trenutku, u bilo kom presjeku pn spoja, gustina ukupne struje J data je kao suma gustina struja elektrona J_n i šupljina J_p :

$$J = J_n + J_p \quad (39)$$

U poluprovodniku n tipa važi:

$$J_p = J_{pn}, \quad J_n = J_{nn} + J_{nr} \quad (40)$$

Ovdje je J_{pn} gustina struje šupljina u poluprovodniku n tipa, J_{nr} je gustina struje elektrona kojom se



Slika 5. Koncentracije glavnih i sporednih nosilaca u direktno polarisanom pn spoju sa odgovarajućim strujama.

nadoknađuje gubitak elektrona u procesu rekombinacije sa ubačenim šupljinama u poluprovodniku n tipa, i J_{nn} je gustina struje elektrona koji se prabacuju preko oblasti prostornog tovara u poluprovodnik p tipa. U poluprovodniku p tipa važi:

$$J_n = J_{np}, \quad J_p = J_{pp} + J_{pr} \quad (41)$$

Ovdje je J_{np} gustina struje elektrona u poluprovodniku p tipa, J_{pr} je gustina struje šupljina kojom se nadoknađuje gubitak šupljina u procesu rekombinacije sa ubačenim elektronima u poluprovodniku p tipa, i J_{pp} je gustina struje šupljina koje se prabacuju preko oblasti prostornog tovara u poluprovodnik n tipa.

U narednoj analizi polazi se od relane pretpostavke da je oblast prostornog tovara dovoljno uska uslijed direktne polarizacije djelovanjem spoljašnjeg naponskog izvora V , slika 4b), da se proces rekombinacije u oblasti prostornog tovara može zanemariti, da su dužine kvazineutralnih područja značajno veće od difuzionih dužina elektrona L_n i šupljina L_p , kao i da se u kvazineutralnim područjima može zanemariti pad napona uslijed protoka struje. Gustina struje pn spoja J na samom spoju ($x = 0$) data je prema relacijama (39) i (40) na sljedeći način:

$$J(x=0) = J_n(x=0) + J_p(x=0) = J_{nn}(x=0) + J_{nr}(x=0) + J_{pn}(x=0) \quad (42)$$

Kako je $J_{nn}(x=0) = J_{np}(x=0)$ i $J_{nr}(x=0) = 0$, relacija (42) svodi se na sljedeći oblik:

$$J(x=0) = J_{np}(x=0) + J_{pn}(x=0) \quad (43)$$

Sa druge strane, gustina struje pn spoja J na samom spoju ($x = 0$) data je prema relacijama (39) i (41) na sljedeći način:

$$J(x=0) = J_n(x=0) + J_p(x=0) = J_{np}(x=0) + J_{pp}(x=0) + J_{pr}(x=0) \quad (44)$$

Kako je $J_{pp}(x=0) = J_{pn}(x=0)$ i $J_{pr}(x=0) = 0$, relacija (44) svodi se na sljedeći oblik:

$$J(x=0) = J_{np}(x=0) + J_{pn}(x=0) \quad (45)$$

što predstavlja istu relaciju kao i relacija (43). Pošto jedna ista struja teče kroz svaki presjek pn spoja, relacije (42) – (45) imaju univerzala karakter i predstavljaju struju pn spoja u bilo kom njegovom presjeku. Dakle, struja koja teče kroz direktno polarisan pn spoj može se izvesti prema relacijama (43) i (45):

$$J = J_{np}(x=0) + J_{pn}(x=0) \quad (46)$$

Kako je $J_{np}(x=0)$ gustina difuzione struje elektrona u poluprovodniku p tipa na samom spoju, i $J_{pn}(x=0)$ gustina difuzione struje šupljina u poluprovodniku n tipa na samom spoju, relacija (46) postaje:

$$J = qD_n \left. \frac{dn_p(x)}{dx} \right|_{x=0} - qD_p \left. \frac{dp_n(x)}{dx} \right|_{x=0} \quad (47)$$

Relacije koje važe za nehomogeno dopiran poluprovodnik su date kao:

$$V_{12} = V_T \ln \frac{n_1}{n_2} \quad (48)$$

$$V_{12} = V_T \ln \frac{p_2}{p_1} \quad (49)$$

gdje se indeksi 1 i 2 odnose na prostorne koordinate x_1 i x_2 unutar pn spoja. Ako koordinata x_1 prostorno pripada poluprovodniku p tipa, a koordinata x_2 prostorno pripada poluprovodniku n tipa, kada pn spoj nije polarisan, tj. kada su koncentracije nosilaca naelektrisanja jednake ravnotežnim koncentracijama, $p_p(x) = p_{p0}$, $p_n(x) = p_{n0}$, $n_n(x) = n_{n0}$, $n_p(x) = n_{p0}$, tada relacija (48) i (49) postaju

$$V_{12} = -\psi_0 = V_T \ln \frac{n_{p0}}{n_{n0}} \Rightarrow n_{p0} = n_{n0} e^{-\psi_0/V_T} \quad (50)$$

$$V_{12} = -\psi_0 = V_T \ln \frac{p_{n0}}{p_{p0}} \Rightarrow p_{n0} = p_{p0} e^{-\psi_0/V_T} \quad (51)$$

Kada se pn spoj direktno polariše djelovanjem spoljašnjeg napona V prema slici 4b), ako koordinata x_1 određuje položaj granice oblasti prostornog tovara i kvazi-neutralnog područja poluprovodnika p tipa, a kordinata x_2 određuje položaj granice oblasti prostornog tovara i kvazi-neutralnog podruja poluprovodnika n tipa, relacije (48) i (49) postaju

$$V_{12} = -(\psi_0 - V) = V_T \ln \frac{n_p(0)}{n_n(0)} \Rightarrow n_p(0) = n_n(0) e^{-(\psi_0 - V)/V_T} = n_n(0) e^{-\psi_0/V_T} e^{V/V_T} \quad (52)$$

$$V_{12} = -(\psi_0 - V) = V_T \ln \frac{p_n(0)}{p_p(0)} \Rightarrow p_n(0) = p_p(0) e^{-(\psi_0 - V)/V_T} = p_p(0) e^{-\psi_0/V_T} e^{V/V_T} \quad (53)$$

Kombinovanjem relacija (37), (38), (52) i (53) dobija se:

$$n_p(0) \approx n_{n0} e^{-\psi_0/V_T} e^{V/V_T} \quad (54)$$

$$p_n(0) \approx p_{p0} e^{-\psi_0/V_T} e^{V/V_T} \quad (55)$$

Vodeći računa o relacijama (50) i (51), prethodne dvije relacije postaju:

$$n_p(0) \approx n_{p0} e^{V/V_T} \quad (56)$$

$$p_n(0) \approx p_{n0} e^{V/V_T} \quad (57)$$

Raspodjele koncentracija elektrona u poluprovodniku p tipa $n_p(x)$ i šupljina u poluprovodniku n tipa $p_n(x)$ iskazuju se na sljedeći način:

$$n_p(x) - n_{p0} = [n_p(0) - n_{p0}] e^{x/L_n} \quad (58)$$

$$p_n(x) - p_{n0} = [p_n(0) - p_{n0}] e^{-x/L_p} \quad (59)$$

Kombinovanjem relacija (56) i (58) dobija se raspodjela koncentracije elektrona u poluprovodniku p tipa $n_p(x)$ pri direktnoj polarizaciji pn spoja:

$$n_p(x) - n_{p0} = n_{p0} (e^{V/V_T} - 1) e^{x/L_n} \quad (60)$$

Kombinovanjem relacija (57) i (59) dobija se raspodjela koncentracije šupljina u poluprovodniku n tipa $p_n(x)$ pri direktnoj polarizaciji pn spoja:

$$p_n(x) - p_{n0} = p_{n0} (e^{V/V_T} - 1) e^{-x/L_p} \quad (61)$$

Na osnovu relacija (60) i (61) mogu se dobiti gustina struje elektrona u poluprovodniku p tipa $J_{np}(x)$ i gustina struje šupljina u poluprovodniku n tipa $J_{pn}(x)$:

$$J_{np}(x) = qD_n \frac{dn_p(x)}{dx} = qD_n \frac{n_{p0}}{L_n} (e^{V/V_T} - 1) e^{x/L_n} \quad (62)$$

$$J_{pn}(x) = -qD_p \frac{dp_n(x)}{dx} = qD_p \frac{P_{n0}}{L_p} (e^{V/V_T} - 1) e^{-x/L_p} \quad (63)$$

Gustina struje J koja teče kroz polarisani pn spoj dobija se pomoću relacija (46), (47), (62) i (63):

$$\begin{aligned} J &= J_{np}(x=0) + J_{pn}(x=0) = qD_n \frac{dn_p(x)}{dx} \Big|_{x=0} - qD_p \frac{dp_n(x)}{dx} \Big|_{x=0} = \\ &= q \left(D_n \frac{n_{p0}}{L_n} + D_p \frac{P_{n0}}{L_p} \right) (e^{V/V_T} - 1) = J_S (e^{V/V_T} - 1) \end{aligned} \quad (64)$$

Veličina:

$$J_S = q \left(D_n \frac{n_{p0}}{L_n} + D_p \frac{P_{n0}}{L_p} \right) \quad (65)$$

predstavlja gustinu inverzne struje zasićenja. Vodeći računa da je $n_{n0}p_{n0} = n_i^2$, $n_{p0}p_{p0} = n_i^2$, $n_{n0} = N_D$, $p_{p0} = N_A$, gustina inverzne struje zasićenja J_S postaje:

$$J_S = q \left(D_n \frac{n_i^2}{N_A L_n} + D_p \frac{n_i^2}{N_D L_p} \right) = qn_i^2 \left(\frac{D_n}{N_A L_n} + \frac{D_p}{N_D L_p} \right) \quad (66)$$

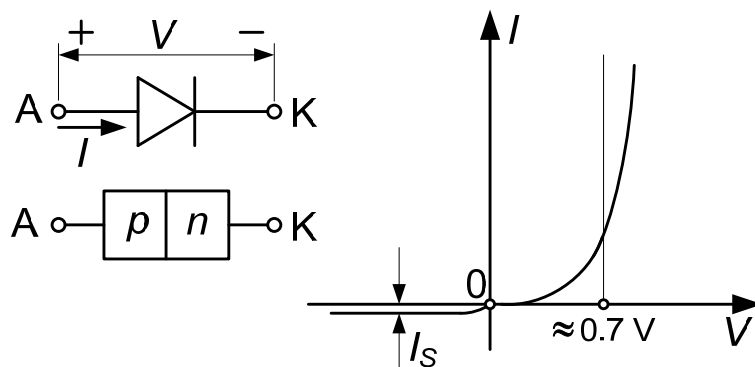
Množenjem obje strane relacije (64) površinom poprečnog presjeka pn spoja S_{pn} kroz koji protiče struja dobija se struja I polarisanog pn spoja:

$$I = JS_{pn} = J_S S_{pn} (e^{V/V_T} - 1) = I_S (e^{V/V_T} - 1) \quad (67)$$

gdje je $I_S = J_S S_{pn}$ inverzna struja zasićenja:

$$I_S = qS_{pn} \left(D_n \frac{n_i^2}{N_A L_n} + D_p \frac{n_i^2}{N_D L_p} \right) = qn_i^2 S_{pn} \left(\frac{D_n}{N_A L_n} + \frac{D_p}{N_D L_p} \right) \quad (68)$$

Razmatrani pn spoj poznat je pod imenom dioda. Simbol diode sa strujno-naponskom karakteristikom diode prikazan je na slici 6.



Slika 6. Simbol diode sa strujno-naponskom karakteristikom diode.

F. Dioda sa kratkom bazom

U sprovedenoj analizi rada polarisanog pn spoja pošlo se od pretpostavke da su dužine kvazi-neutralnih područja značajno veće od difuzionih dužina elektrona L_n i šupljina L_p . U skladu sa tim, na osnovu raspodjela koncentracija manjinskih nosilaca naelektrisanja koje su date relacijama (60) i (61) zaključuje se da prilikom direktne polarizacije pn spoja manjinski nosioci naelektrisanja ubačeni preko oblasti prostornog tovara iščezavaju u procesu rekombinacije nakon nekoliko difuzionih dužina, zbog eksponencijalne zavisnosti koncentracije manjinskih nosilaca naelektrisanja od prostorne koordinate x , slika 7a).

Postoje diode čija su kvazi-neutralna područja značajno manja od difuzionih dužina elektrona L_n i šupljina L_p . Zbog toga je potrebno pristupiti drugačijem načinu matematičkog modelovanja rada ovih pasivnih elektronskih komponenti koje se zovu diode sa kratkom bazom. Polazna osnova za matematičko modelovanje o kojem je riječ jeste razvoj funkcije e^x u stepeni red:

$$e^x = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{x^n}{n!} = 1 + x + \frac{x^2}{2!} + \frac{x^3}{3!} + \frac{x^4}{4!} + \dots \quad (69)$$

Raspodjele koncentracija manjinskih nosilaca naelektrisanja polarisanog pn spoja date relacijama (60) i (61) mogu se iskazati na sljedeći način korišćenjem relacije (69):

$$n_p(x) - n_{p0} = n_{p0} (e^{V/V_T} - 1) e^{x/L_n} = n_{p0} (e^{V/V_T} - 1) \left(1 + \frac{x}{L_n} + \frac{x^2}{2! L_n^2} + \frac{x^3}{3! L_n^3} + \dots \right) \quad (70)$$

$$p_n(x) - p_{n0} = p_{n0} (e^{V/V_T} - 1) e^{-x/L_p} = p_{n0} (e^{V/V_T} - 1) \left(1 - \frac{x}{L_p} + \frac{x^2}{2! L_p^2} - \frac{x^3}{3! L_p^3} + \dots \right) \quad (71)$$

Ako je W_E dužina kvazineutralnog područja na strani poluprovodnika p tipa, W_B dužina kvazineutralnog područja na strani poluprovodnika n tipa, pri čemu je $0 < x < W_E \ll L_n$ i $0 < x < W_B \ll L_p$, prethodne dvije relacije mogu se napisati u približnoj formi:

$$n_p(x) - n_{p0} \approx n_{p0} (e^{V/V_T} - 1) \left(1 + \frac{x}{W_E} \right) \quad (72)$$

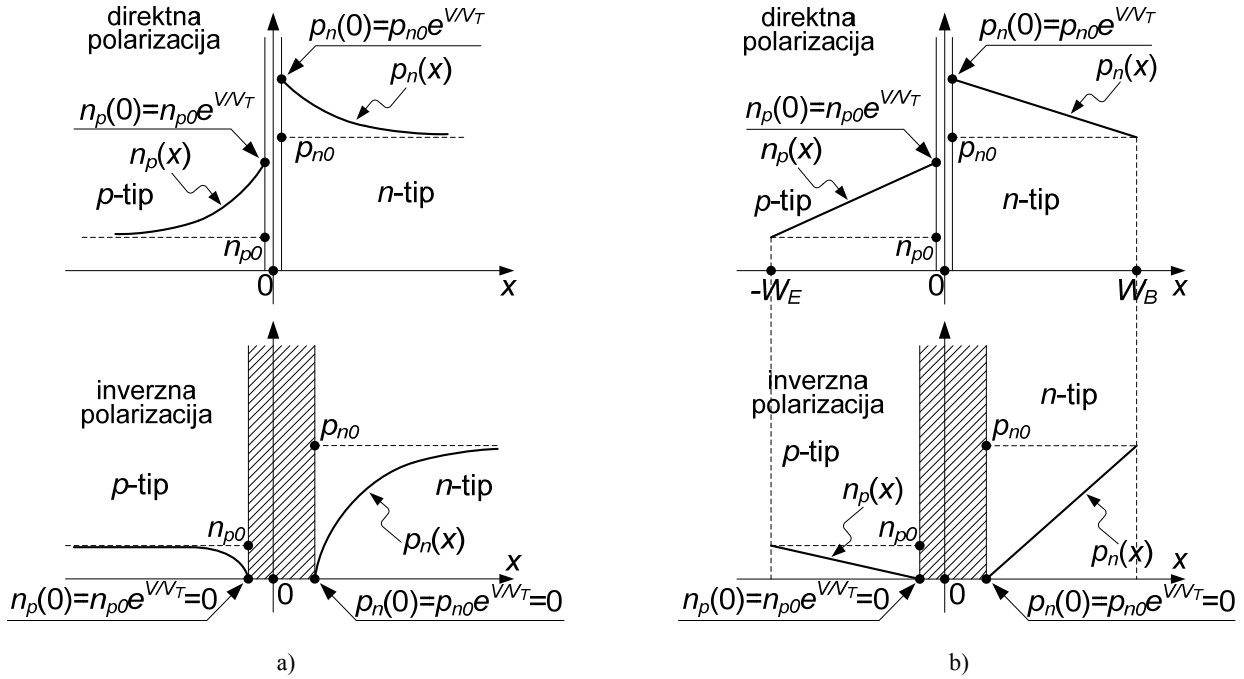
$$p_n(x) - p_{n0} \approx p_{n0} (e^{V/V_T} - 1) \left(1 - \frac{x}{W_B} \right) \quad (73)$$

Koncentracije manjinskih nosilaca naelektrisanja u direktno i inverzno polarisanom pn spoju sa kratkom bazom (72) i (73) mijenjaju se linearno u zavisnosti od prostorne koordinate x , i prikazane su na slici 7b). Na osnovu relacija (72) i (73) mogu se dobiti gustina struje elektrona u poluprovodniku p tipa $J_{np}(x)$ i gustina struje šupljina u poluprovodniku n tipa $J_{pn}(x)$ u pn spoju sa kratkom bazom:

$$J_{np}(x) = qD_n \frac{dn_p(x)}{dx} \approx qD_n \frac{n_{p0}}{W_E} (e^{V/V_T} - 1) \quad (74)$$

$$J_{pn}(x) = -qD_p \frac{dp_n(x)}{dx} \approx qD_p \frac{p_{n0}}{W_B} (e^{V/V_T} - 1) \quad (75)$$

Dakle, gustina struje elektrona u poluprovodniku p tipa $J_{np}(x)$ (74) i gustina struje šupljina u poluprovodniku



Slika 7. Raspodjela koncentracija manjinskih nosilaca naelektrisanja u direktno i inverzno polarisanom pn spoju sa: a) dugačkom bazom, b) sa kratkom bazom.

n tipa $J_{pn}(x)$ (75) u pn spoju sa kratkom bazom ne zavise od prostorne koordinate x . Gustina struje J koja teče kroz polarisani pn spoj dobija se pomoću relacija (46), (47), (74) i (75):

$$J = J_{np}(x) + J_{pn}(x) = qD_n \frac{dn_p(x)}{dx} - qD_p \frac{dp_n(x)}{dx} = q \left(D_n \frac{n_{p0}}{W_E} + D_p \frac{p_{n0}}{W_B} \right) (e^{V/V_T} - 1) = J_S (e^{V/V_T} - 1) \quad (76)$$

Veličina:

$$J_S = q \left(D_n \frac{n_{p0}}{W_E} + D_p \frac{p_{n0}}{W_B} \right) \quad (77)$$

predstavlja gustinu inverzne struje zasićenja diode sa kratkom bazom. Vodeći računa da je $n_{n0}p_{n0} = n_i^2$, $n_{p0}p_{p0} = n_i^2$, $n_{n0} = N_D$, $p_{p0} = N_A$, gustina inverzne struje zasićenja J_S postaje:

$$J_S = q \left(D_n \frac{n_i^2}{N_A W_E} + D_p \frac{n_i^2}{N_D W_B} \right) = qn_i^2 \left(\frac{D_n}{N_A W_E} + \frac{D_p}{N_D W_B} \right) \quad (78)$$

Množenjem obje strane relacije (76) površinom poprečnog presjeka pn spoja S_{pn} kroz koji protiče struja dobija se struja I polarisanog pn spoja sa kratkom bazom:

$$I = JS_{pn} = J_S S_{pn} (e^{V/V_T} - 1) = I_S (e^{V/V_T} - 1) \quad (79)$$

gdje je $I_S = J_S S_{pn}$ inverzna struja zasićenja:

$$I_S = qS_{pn} \left(D_n \frac{n_i^2}{N_A W_E} + D_p \frac{n_i^2}{N_D W_B} \right) = qn_i^2 S_{pn} \left(\frac{D_n}{N_A W_E} + \frac{D_p}{N_D W_B} \right) \quad (80)$$