

9 Polovodiče

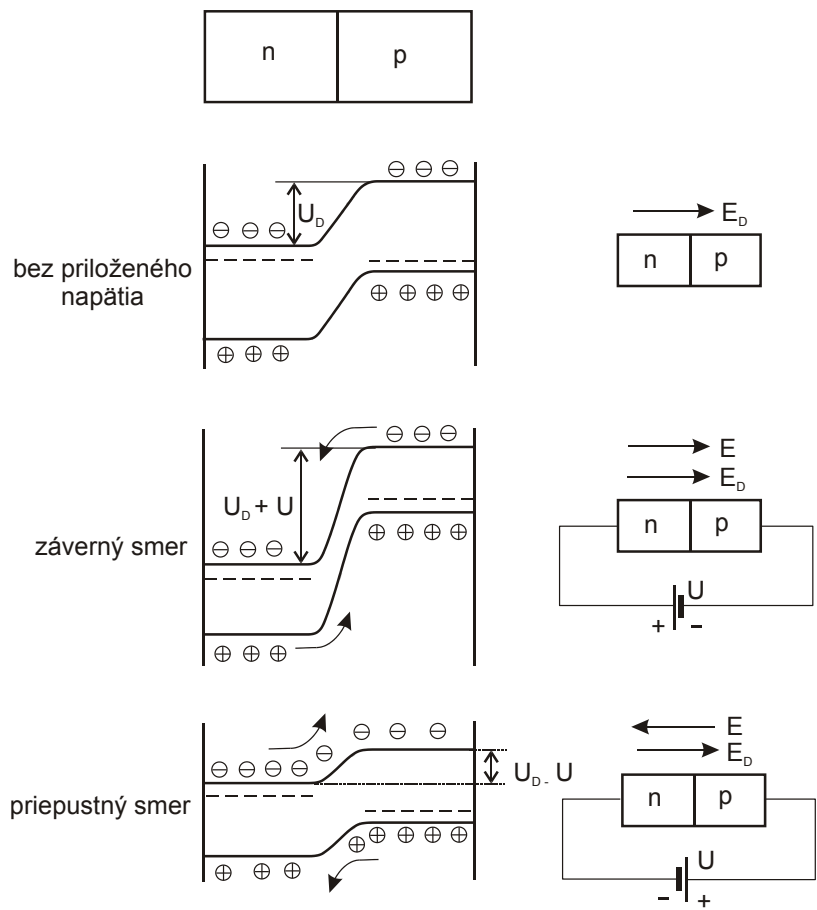
9.13 PN priechod

Za PN priechod sa považuje:

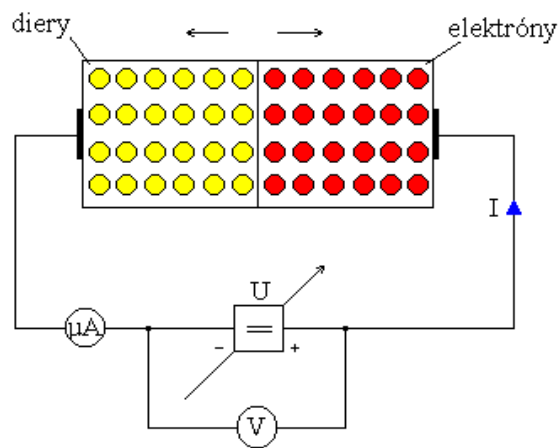
- Priestorová zmena typu polovodiča vhodnou technológiou.
- Oblasť polovodiča, v ktorej sa mení elektrická vodivosť typu P na elektrickú vodivosť typu N.
- Rozhranie oddeľujúce od seba oblasť s dierovou a elektrónovou vodivosťou v tom istom polovodiči.

Energetická pásmová schéma PN priechodu je na obr. 9. 14. Schéma zapojenia PN priechodu v závernom smere je na obr. 9.15 a v priepustnom smere na obr. 9.16.

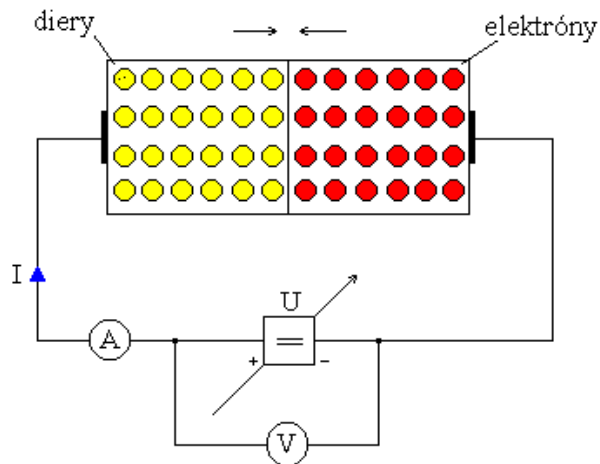
- **V stave bez priloženého napätia** sú na PN priechode rozdielne koncentrácie voľných elektrónov a voľných dier v dôsledku čoho nastáva difúzia (elektróny z polovodiča N smerujú do polovodiča P, diery z polovodiča P do polovodiča N). V dôsledku difúzie vznikne elektrické pole a ohmický prúd (**ohmický prúd sa rovná prúdu difúznemu**) a za krátky čas nastane rovnovážny stav. V okolí PN priechodu vznikne **vrstva ochudobnená o voľné nosiče náboja (hradlová vrstva)**. Toto je príčina jednosmernej vodivosti PN priechodu. Táto vrstva má väčší odpor R ako ostatné časti PN priechodu. Hrúbku hradlovej vrstvy možno ovládať vonkajším napätím.
- **Záverny smer** je na PN priechode polarizovaný, ak polarita vonkajšieho napätia U je zhodná s polaritou difúzneho napätia U_D . Záverny - nepriepustný smer (elektróny z polovodiča P smerujú do polovodiča N, diery z polovodiča N do polovodiča P a teda hradlová vrstva sa zväčšuje) je zapríčinený difúziou minoritných nosičov náboja cez PN priechod až kým vznikne nasýtený prúd, ktorý sa už nemení. Majoritné nosiče nábojov sú vytláčané zo stredu PN priechodu k jeho okraju, čo vedie k zväčšeniu hrúbky hradlovej vrstvy a tiež k zvýšeniu elektrického odporu PN priechodu. **Minoritné nosiče** náboja (t.j. elektróny v oblasti polovodiča P a diery v oblasti polovodiča N) zapríčiňujú vznik tzv. **záverného prúdu** a majú význam pri difúznych pochodoch. Minoritné nosiče náboja sú príčinou usmerňujúceho javu PN priechode (usmernenie je potrebné chápať ako komplexný efekt od všetkých činiteľov). Záverný prúd vykazuje nasýtenie pri malých hodnotách záverného napätia (všetky minoritné nosiče prechádzajú PN priechodom). Pripojené napätie zosilní vplyv potenciálovej bariéry. Priechodom budú prechádzať len menšinové elektróny z oblasti P a menšinovej diery z oblasti N. Pretože prúd závisí od plochy PN priechodu a pretože menšinových nosičov je v oboch oblastiach málo, bude priechodom tiecť prúd rádovo μA . Hovoríme, že priechod PN je polarizovaný v závernom smere.
- **Priepustný smer** PN priechodu nastane, ak je PN priechod zapojený opačne (+ pól napätia je pripojený na polovodič P oblasť PN priechodu), pričom pri určitej veľkosti napätia ($U = U_D$) hradlová vrstva zanikne. Pripojené napätie zoslabí vplyv potenciálovej bariéry a pri určitej veľkosti jeho vplyv celkom zruší (u kremíka $U = 0,6V$, u germánia Ge $U = 0,3V$). Priechodom začnú prechádzať majoritné nosiče prúdu. Hovoríme, že priechod PN je polarizovaný v priepustnom smere.



Obr. 9.14 Energetická pásmová schéma PN priechodu



Obr. 9. 15 Schéma zapojenia PN priechodu v závernom smere



Obr. 9.16 Schéma zapojenia PN priechodu v priepustnom smere

9.13.1 VA charakteristika PN priechodu

Pre kvantitatívne vyjadrenie VA charakteristiky PN priechodu vychádzame z rovnosti difúznej a ohmickej prúdovej hustoty:

$$e n u_n E_D = e D_n \frac{dn_n}{dx} \quad (9.73)$$

kde E_D (Vm^{-1}) je intenzita difúzneho elektrického poľa.

Z Einsteinovej rovnice:

$$D = u \frac{kT}{e} \quad (9.74)$$

možno vypočítať pohyblivosť:

$$u = \frac{e}{kT} D \quad (9.75)$$

a difúzne napätie U_D

$$U_D = E_D d \quad (9.76)$$

kde d (m) je šírka PN priechodu.

Z 1. Fickovho zákona pre prúdovú hustotu možno úpravou vzťahu (9.73) získať vzťah:

$$\int_{(n_{0n})_P}^{(n_{0n})_N} \frac{dn}{n} = \frac{u}{D_n} \int_{-l_p}^{+l_n} E_D dx \quad (9.77)$$

kde $(n_{0n})_N$ je rovnovážna koncentrácia elektrónov v polovodiči N,
 $(n_{0n})_P$ je rovnovážna koncentrácia elektrónov v polovodiči P,
 $(n_{0p})_N$ je rovnovážna koncentrácia dier v polovodiči N,
 $(n_{0p})_P$ je rovnovážna koncentrácia dier v polovodiči P.

Kedže

$$\frac{u_n}{D_n} = \frac{e}{kT} \quad (9.78)$$

je riešenie rovnice (9.77):

$$\ln \frac{(n_{0n})_N}{(n_{0n})_P} = \frac{eU_D}{kT} \quad (9.79)$$

kde

$$U_D = \int_{-l_p}^{+l_n} E_D \cdot dx \quad (9.80)$$

je difúzne napätie na PN priechode.

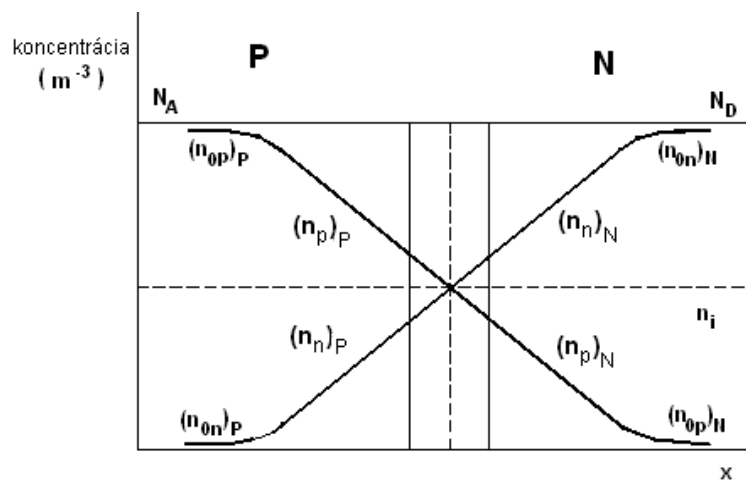
Úpravou vzťahu (9.79) dostaneme vzťah pre výpočet rovnovážnej koncentrácie elektrónov v polovodiči N (non)N:

$$(n_{0n})_N = (n_{0n})_P \exp\left(\frac{eU_D}{kT}\right) \quad (9.81)$$

alebo vzťah pre výpočet rovnovážnej koncentrácie elektrónov v polovodiči P (non)p:

$$(n_{0n})_P = (n_{0n})_N \exp\left(-\frac{eU_D}{kT}\right) \quad (9.82)$$

Priebeh koncentrácie nosičov nábojov v polovodiči N a P v pozdĺžnom smere PN je na obr. 9.17.



Obr. 9.17 Priebeh koncentrácie donorov N_D , koncentrácie akceptorov N_A , voľných elektrónov v polovodiči N a P ($(n_n)_N$, $(n_n)_P$) a voľných dier v polovodiči N a P ($(n_p)_N$, $(n_p)_P$) v pozdĺžnom smere PN priechodu, kde $(n_{0n})_N$ je rovnovážna koncentrácia elektrónov v polovodiči N, $(n_{0n})_P$ je rovnovážna koncentrácia elektrónov v polovodiči P, $(n_{0p})_N$ je rovnovážna koncentrácia dier v polovodiči N, $(n_{0p})_P$ je rovnovážna koncentrácia dier v polovodiči P, n_i je intrinzická koncentrácia

Ak porušíme rovnováhu (ak priložíme vonkajšie pole U), ktoré pôsobí opačne ako U_D , zníži sa potenciálová bariéra na hodnotu $U_D - U$, difúzne sily sa oslabia, šírka difúzneho poľa sa ruší a majoritné nosiče prejdú do oblasti, kde sa stávajú minoritnými a kde sa rekombinujú. Koncentrácia elektrónov v polovodiči P $(n_n)_P$ a koncentrácia dier v polovodiči N $(n_p)_N$ sa zvýši na:

$$(n_n)_p = (n_{0n})_N \exp\left(-\frac{e(U_D - U)}{kT}\right) = (n_{0n})_p \exp\left(\frac{eU}{kT}\right) \quad (9.83)$$

$$(n_p)_N = (n_{0p})_p \exp\left(-\frac{e(U_D - U)}{kT}\right) = (n_{0p})_N \exp\left(\frac{eU}{kT}\right) \quad (9.84)$$

Zmena koncentrácie minoritných nosičov (zapríčinená vonkajším poľom) je priamo úmerná prúdovej hustote tečúcej PN priechodom.

$$J = J_{0n} + J_{0p} = \left[\frac{eD_n (n_{0n})_p}{L_N} + \frac{eD_p (n_{0p})_N}{L_P} \right] \left[\exp\left(\pm \frac{eU}{kT}\right) - 1 \right] \quad (9.85)$$

t.j. usmerňujúca rovnica cez PN priechod, kde

$$\left[\frac{eD_n (n_{0n})_p}{L_N} + \frac{eD_p (n_{0p})_N}{L_P} \right] = J_s \quad (9.86)$$

je nasýtený záverný prúd J_s .

Súčet koncentrácie minoritných nosičov $(n_n)_p$ a $(n_p)_n$ je priamo úmerný maximálnej prúdovej hustote v závernom smere J_s (J_s je nasýtený záverný prúd). Rovnica

$$J = J_s \left[\exp\left(\pm \frac{eU}{kT}\right) - 1 \right] \quad (9.87)$$

je ideálna VA charakteristika PN priechodu.

Vynásobením prúdovej hustoty plochou PN priechodu dostávame rovnicu pre výpočet prúdu:

$$I = I_s \left[\exp\left(\pm \frac{eU}{kT}\right) - 1 \right] \quad (9.88)$$

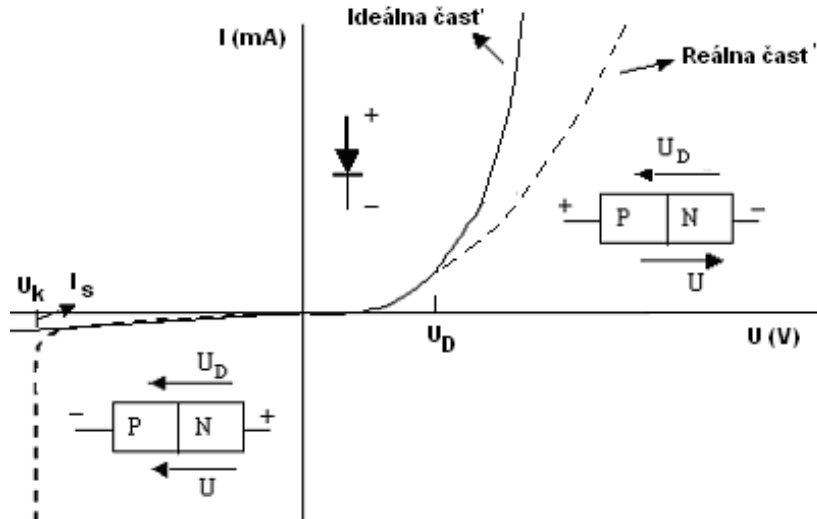
v ktorej I_s predstavuje zvyškový prúd.

Prúd závisí od koncentrácií $(n_{0n})_p$ a $(n_{0p})_n$, čo sú minoritné nosiče náboja.

Ideálna VA charakteristika v závernom smere je :

$$I = -I_s \quad (9.89)$$

Z obr. 9.18 vyplýva, že pri kritickom napätí U_k prudko vzrastá koncentrácia minoritných nosičov s napätím v dôsledku lavínového alebo Zenerovho javu, resp. v dôsledku rastúcej teploty.

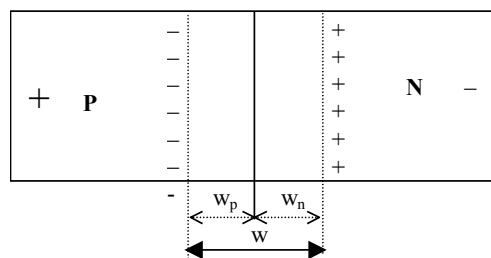


Obr. 9.18 VA charakteristika PN priedochu

Vzťah (9.87) vyjadruje tzv. ideálnu voltampérovú charakteristiku PN priedochu, ktorá je znázornená na obr. 9.18 plnou čiarou. Reálna voltampérová charakteristika sa od ideálnej líši najmä tým, že pri určitom kritickom napätí v závernom smere PN priedochu U_k sa pozoruje prudký vzrast prúdovej hustoty (na obr. 9.18 čiarkovaná krivka).

9.13.2 Šírka oblasti priestorového náboja

Šírka oblasti priestorového náboja (obr. 9.19) je daná súčtom širok nábojovej dvojvrstvy, ktorá zasahuje do určitej hĺbky v oblasti PN priedochu. Tieto šírky w môžu, ale nemusia byť rovnako veľké. Priestorový náboj preniká hlbšie do materiálu s menšou koncentráciou prímiesí.



Obr. 9.19 Schéma pre určenie šírky oblasti objemového náboja

Ak nie je priložené vonkajšie napätie na PN priedochu, šírka oblasti objemového náboja na strane polovodiča typu P sa vypočíta:

$$\begin{aligned}
 w_p &= \frac{N_d}{N_a} w_n \\
 \Rightarrow U_d &= \frac{eN_d}{2\varepsilon} w_n^2 \frac{N_a + N_d}{N_a} \\
 \Rightarrow w_n &= \sqrt{U_d \frac{2\varepsilon}{eN_d} \frac{N_a}{N_a + N_d}}
 \end{aligned}
 \tag{9.90}$$

a rovnako šírka oblasti objemového náboja na strane polovodiča typu N:

$$\begin{aligned}
 w_n &= \frac{N_a}{N_d} w_p \\
 \Rightarrow U_d &= \frac{eN_a}{2\varepsilon} w_p^2 \frac{N_a + N_d}{N_d} \\
 \Rightarrow w_p &= \sqrt{U_d \frac{2\varepsilon}{eN_a} \frac{N_d}{N_a + N_d}}
 \end{aligned} \tag{9.91}$$

Celková šírka oblasti objemového náboja je:

$$\begin{aligned}
 w &= w_n + w_p = w_n + \frac{N_d}{N_a} w_n = \\
 &= \sqrt{U_d \frac{2\varepsilon}{eN_d} \frac{N_a}{N_a + N_d} \frac{N_a + N_d}{N_a}} = \sqrt{U_d \frac{2\varepsilon}{eN_d} \frac{N_a + N_d}{N_a}}
 \end{aligned} \tag{9.92}$$

kde $\varepsilon = \varepsilon_0 \varepsilon_r$.

Ak je na PN priechode priložené napätie U , za hodnotu U_D dosadzujeme:

- $(U_D - U)$ v priamom smere, kedy sa šírka oblasti objemového náboja w znižuje,
- $(U_D + U)$ v závernom smere, kedy sa šírka oblasti objemového náboja w zväčšuje.

9.13.3 Kapacita PN priechodu

Kapacita PN priechodu je podmienená pôsobením nábojovej dvojvrstvy, ktorá zasahuje do hĺbky w . **Kapacitu PN priechodu určíme, ak poznáme koncentráciu akceptorov, koncentráciu donorov a plochu PN priechodu S .**

Kapacita PN priechodu:

$$C = \varepsilon_0 \varepsilon_r \frac{S}{w} = \varepsilon_0 \varepsilon_r S \sqrt{\frac{eN_d}{2\varepsilon_0 \varepsilon_r (U_d \pm U)} \frac{N_a}{N_a + N_d}} = S \sqrt{\frac{e\varepsilon_0 \varepsilon_r N_d}{2(U_d \pm U)} \frac{N_a}{N_a + N_d}} \tag{9.93}$$

Kapacita PN priechodu sa v priamom smere zvyšuje a pri $U_D = U$, kedy $w \rightarrow \infty$ sa kapacita stáva nekonečnou. V priamom smere sa vodivosť PN priechodu s rastúcim napätím zväčšuje, v závernom smere je vodivosť malá a vplyv kapacity PN priechodu je veľmi výrazný. Táto analýza sa vzťahuje k strmým PN priechodom. Strmý PN priechod má omnoho užšiu oblasť zmeny koncentrácie prímiesi ako je oblasť priestorového náboja.

Kapacitu PN priechodu využívajú polovodičové prvky – **varikapy**.

9.13.4 Prieraz PN priechodu

Ako vyplýva z usmerňujúcej rovnice na PN priechode (vzťah 9.85) v závernom smere dosiahne prúd na PN priechode rýchle nasýtený stav a prestane závisieť na napätí. Ak prekročí záverné napätie kritickú hodnotu dochádza k rýchlemu vzrastu prúdu, čo sa vysvetľuje rozvinutím prierazu PN priechodu.

Podľa mechanizmu rozlišujeme prieraz:

- lavínový,
- elektrickým poľom (Zenerov alebo tunelový prieraz),
- tepelný.

Lavínový prieraz

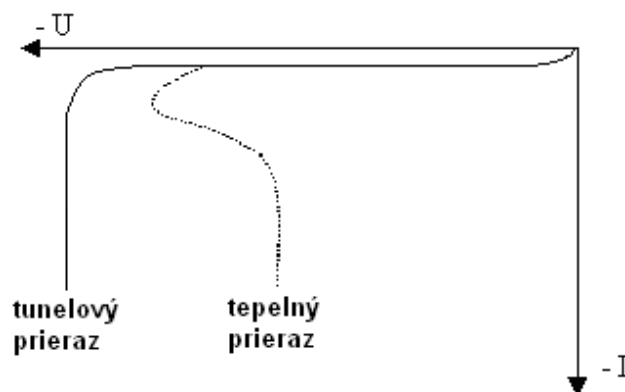
Je typický pre vysokoohmový PN priechod so značnou šírkou. Minoritné nosiče náboja ionizujú atómy kryštálovej mriežky, rastie koncentrácia elektrónov a dier v dôsledku nárazovej ionizácie v Zenerových diódach, ktoré pracujú v závernom smere. Tieto diódy sa využívajú na stabilizáciu napätia. Podmienkou je dostatočne **hrubá hradlová vrstva**.

Tunelový prieraz na PN priechode

Tunelový prieraz na PN priechode nastáva pri veľmi vysokých intenzitách (rádovo 10^5 Vcm^{-1} pre Ge s rezistivitou $10^{-3} \Omega\text{cm}$). Jav sa nazýva Zenerov jav, t.j. uvoľňovanie elektrónov z väzieb medzi atómami kryštálovej mriežky silným elektrickým poľom. Zenerov jav sa využíva v Zenerových diódach, ktoré majú veľmi tenkú hradlovú vrstvu, u ktorých sa pri pomerne malom napätí dosiahne veľmi silné elektrické pole. Zenerov jav alebo tunelový prieraz sa uskutočňuje tunelovaním elektrónov cez hradlovú vrstvu.

Tepelný prieraz PN priechodu

Tepelný prieraz PN priechodu je podmienený vznikom tepla pri priechode prúdu priechodom (obr. 9.20). Ak nie je dostatočný odvod tepla, dochádza k exponenciálnemu nárastu elektrickej vodivosti a pri ďalšom náraste tepla dochádza k prierazu v závernom smere PN priechodu. Prieraz sa prejaví vzrastom prúdu a poklesom napätia. Nie je to bežný jav pri veľkých záverných prúdoch.



Obr. 9.20 Tepelný a tunelový prieraz PN priechodu