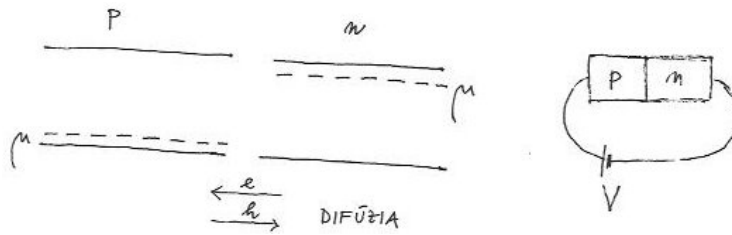


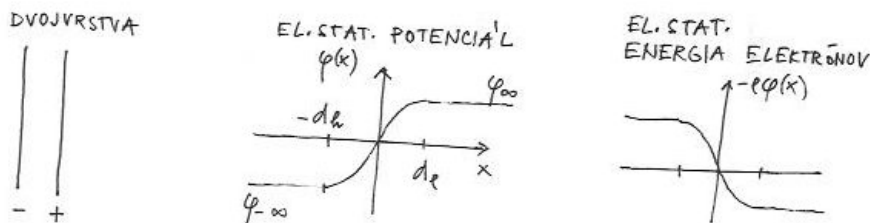
17. Polovodičová elektronika

V tejto prednáške si vysvetlíme, ako fungujú dve základné polovodičové súčiastky: dióda na báze p-n spoja a FET tranzistor.

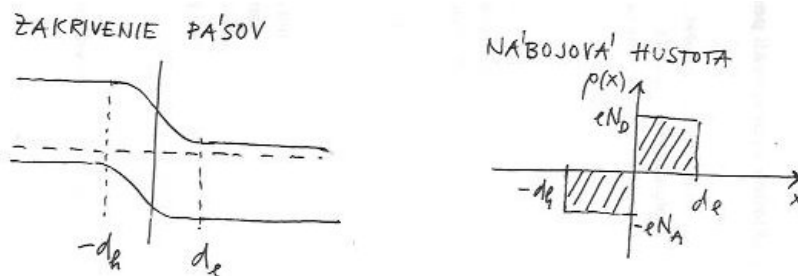


p-n spoj: rovnovážny stav

Skúmame makroskopický kus polovodiča s nasledovným profilom dopovania: polpriestor $x > 0$ je homogénne dopovaný donormi s koncentráciou N_D , kým polpriestor $x < 0$ je homogénne dopovaný akceptormi s koncentráciou N_A . Ak by si obidva polpriestory nemohli vymieňať elektróny, potom chemický potenciál časti typu n by bol blízko dna vodivostného pásu, kým chemický potenciál časti typu p by bol blízko maxima valenčného pásu.



Ak teraz umožníme výmenu elektrónov, elektróny z n časti budú difundovať do p časti,¹ ktorá sa teda nabije záporne a n časť sa nabije kladne. Z elektrostatického hľadiska teda p-n spoj predstavuje elektrickú dvojvrstvu alebo kondenzátor. Elektrostatický potenciál $\phi(x)$ potom vykazuje schod medzi nižšou hodnotou $\phi_{-\infty}$ pre $x \rightarrow -\infty$ a vyššou hodnotou ϕ_{∞} pre $x \rightarrow \infty$. Elektrostatická energia elektrónov² $-e\phi(x)$ je potom hlboko v oblasti n znížená voči jej hodnote hlboko v oblasti p. Keďže v semiklasickom priblížení je energia elektrónu v páse n, s hybnosťou $\hbar\mathbf{k}$ a v mieste x rovná $\varepsilon_n(\mathbf{k}) - e\phi(x)$, dochádza k tzv. zakriveniu pásov.



V rovnováhe je chemický potenciál v celej vzorke konštantný a pre priestorovo závislé koncentrácie elektrónov a dier platí:

$$n(x) = n_0(T)e^{(\mu + e\phi(x) - \Delta)/T}, \quad p(x) = p_0(T)e^{-(\mu + e\phi(x))/T}$$

¹ Pretože častice difundujú do oblasti s nižším chemickým potenciálom.

² Pripomíname, že náboj elektrónu je $-e$, teda $e > 0$.

kde sme zaviedli označenie $n_0(T) = 2 \left(\frac{m_e^* T}{2\pi\hbar^2} \right)^{3/2}$ a $p_0(T) = 2 \left(\frac{m_v^* T}{2\pi\hbar^2} \right)^{3/2}$.³ Predpokladáme, že ďaleko od rozhrania sa oba polovodiče nachádzajú v saturačnej oblasti a teda má platiť

$$n(x = \infty) = n_0(T)e^{(\mu + e\phi_\infty - \Delta)/T} = N_D, \quad p(x = -\infty) = p_0(T)e^{-(\mu + e\phi_{-\infty})/T} = N_A$$

Vynásobením oboch rovníc vypadne hodnota μ a dostaneme podmienku pre skok $\delta\phi = \phi_\infty - \phi_{-\infty}$ potenciálu na dvojvrstve:

$$e^{(e\delta\phi - \Delta)/T} = \frac{N_D N_A}{n_0(T) p_0(T)}, \quad e\delta\phi = \Delta + T \ln \left(\frac{N_D N_A}{n_0(T) p_0(T)} \right)$$

Teda rozdiel potenciálov $\delta\phi$ je jednoznačne daný dopovaním N_D, N_A susediacich oblastí.

Budeme predpokladať, že oblasť zakrivenia pásov je obmedzená na konečný interval $\langle -d_h, d_e \rangle$ a že mimo tejto oblasti je elektrostatický potenciál konštantný a rovný ϕ_∞ pre $x > d_e$, resp. $\phi_{-\infty}$ pre $x < -d_h$. Ďalej budeme predpokladať, že v oblasti zakrivenia pásov je chemický potenciál dostatočne ďaleko od donorových aj akceptorových hladín. Potom budú v tejto oblasti všetky donorové stavy prázdne a všetky akceptorové stavy plne obsadené (t.j. nebudú obsahovať diery). Pretože oblasť $\langle -d_h, d_e \rangle$ takmer neobsahuje voľné nosiče náboja, budeme ju nazývať ochudobnenou.⁴ Pribeh potenciálu $\phi(x)$ dostaneme riešením Laplaceovej rovnice $\phi''(x) = -\rho/\epsilon$, kde ρ je celková hustota náboja a ϵ je permitivita polovodiča.⁵ V intervale $0 < x < d_e$ dostaneme, keďže v tejto oblasti existuje nevykompenzovaný jadrový náboj donorov s hustotou eN_D ,

$$\phi'' = -\frac{eN_D}{\epsilon}, \quad \phi(x) = \phi_\infty - \frac{eN_D}{2\epsilon}(x - d_e)^2$$

kde sme žiadali, aby potenciál $\phi(x)$ a aj elektrické pole $E(x) = -\phi'(x)$ boli v bode $x = d_e$ spojité. Podobne v oblasti $-d_h < x < 0$ dostaneme, keďže v tejto oblasti existuje nevykompenzovaný jadrový náboj akceptorov s hustotou $-eN_A$,

$$\phi'' = \frac{eN_A}{\epsilon}, \quad \phi(x) = \phi_{-\infty} + \frac{eN_D}{2\epsilon}(x + d_h)^2$$

kde sme žiadali spojitost potenciálu $\phi(x)$ a elektrického poľa $E(x) = -\phi'(x)$ v bode $x = -d_h$. Riešenia v oblastiach $-d_h < x < 0$ a $0 < x < d_e$ teraz musíme zošit v bode $x = 0$. Z podmienky spojitosti $\phi(x)$ a $E(x)$ potom dostaneme

$$\delta\phi = \frac{e}{2\epsilon}(N_D d_e^2 + N_A d_h^2), \quad N_A d_h = N_e d_e \quad (1)$$

Keďže objemová hustota nevykompenzovaného jadrového náboja v oboch oblastiach je eN_D a $-eN_A$, druhá rovnica žiada elektrickú neutralitu vzorky. Rovnice (1) pre dve neznáme d_e, d_h možno riešiť:

$$d_e = \sqrt{\frac{2\epsilon N_A}{e^2} \frac{e\delta\phi}{N_A + N_D}}, \quad d_h = \sqrt{\frac{2\epsilon N_D}{e^2} \frac{e\delta\phi}{N_A + N_D}}$$

Dostali sme kompletný opis p-n spoja. Zo známeho $e\delta\phi \sim 1$ eV a $N_D, N_A \sim 10^{20} - 10^{24} \text{ m}^{-3}$ potom dostávame odhad hrúbky p-n spoja $d_e, d_h \sim 10 - 1000$ nm a interné elektrické polia $E \sim 10^5 - 10^7$ V/m. Keďže hrúbka spoja je omnoho väčšia než mriežková konštanta, popis pomocou semiklasickej teórie by mal byť uspokojivý. Navyiac, náš popis ostane v platnosti, aj keď idealizovaný predpoklad skokovej zmeny koncentrácie dopantov v rovine $x = 0$ nahradíme spojitou zmenou N_D, N_A na dĺžkovej škále kratšej ako d_e, d_h .

p-n spoj: elementárna teória usmerňovania

Teraz preskúmame prúd, ktorý potečie cez p-n spoj, ak na tento spoj priložíme napätie V . Znamienková konvencia je pritom nasledovná: $V > 0$ znamená, že kladný potenciál bol priložený k oblasti typu p.

Keďže v ochudobnenej oblasti niet voľných nosičov náboja, odpor p-n spoja bude dominovaný odporom ochudobnenej oblasti a prakticky celý spád napätia bude lokalizovaný v tejto oblasti. Elektrostatický potenciál medzi bodmi $-d_h$ a d_e teda bude vykazovať skok $\delta\phi - V$. Zo vzťahov (1) potom očakávame, že

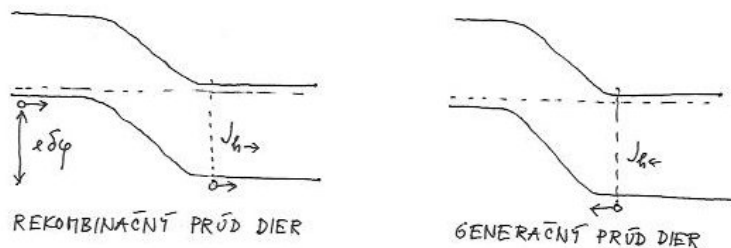
³Funkcie $n_0(T)$ a $p_0(T)$ s rozmerom koncentrácia závisia iba od vlastností nedopovaného polovodiča.

⁴Striktne vzaté, kvôli konečnosti teploty aj v ochudobnenej oblasti existuje malá ale nenulová koncentrácia voľných nosičov.

⁵Permitivita je daná polarizovateľnosťou elektrónov vo vnútorných šupkách.

pre $V > 0$ sa hrúbka spoja zmenší a teda potečie väčší prúd než pre $V < 0$, kedy naopak hrúbka izolujúcej ochudobnenej vrstvy vzrastie. Nasledujúci výklad má za cieľ zostrojiť jednoduchý model pre závislosť prúdovej hustoty⁶ j od rozdielu napätia V aplikovaného na spoj.

Pripomínáme, že celková prúdová hustota je súčtom príspevkov od prúdu neseného tokom počtu elektrónov J_e a tokom počtu dier J_h , $j = eJ_h - eJ_e$. Pritom počty elektrónov a dier nie sú zachovávacími sa veličinami, pretože elektrón a diera sa môžu vzájomne anihilovať a uvoľniť kvantum energie napr. vo forme fotónu, alebo naopak, tepelnou excitáciou môže v polovodiči vzniknúť elektrónovo-dierový pár. Zodpovedajúce procesy nazývame rekombinácia a generácia (párov). Budeme predpokladať, že rekombinačno-generačné procesy sú dostatočne pomalé, a preto prúdové hustoty toku elektrónov a dier J_e, J_h možno v krátkej ochudobnenej oblasti považovať každú osve za konštantnú.



Prípád $V = 0$.

Hoci v tomto prípade celková prúdová hustota $j = 0$, neznamena to, že mikroskopické prúdy vôbec netečú. Absenciu prúdu treba skôr chápať ako stav dynamickej rovnováhy, kedy prúd zľava doprava je rovnako veľký ako prúd sprava doľava.

Prúd dier budeme analyzovať na konci ochudobnenej zóny v n oblasti, t.j. v bode $x = d_e$. Označme $J_{h\rightarrow}$ prúd dier smerujúcich doprava (do n oblasti). Tieto diery prešli cez ochudobnenú zónu a pri prechode museli prekonať bariéru $e\delta\phi$. Nakoniec budú tieto diery rekombinovať v polodiči typu n. Tento prúd sa preto volá rekombinačný. Prúd dier v smere doľava $J_{h\leftarrow}$ pochádza z oblasti typu n. Keďže tam sú dominantnými nosičmi náboja elektróny, diery sú generované tepelnými excitáciami a preto sa prúd volá generačný. Pri $V = 0$ tečie nulový celkový prúd dier, preto musí platiť $J_{h\rightarrow}(0) = J_{h\leftarrow}(0) = J_{h0}$.

Prúd elektrónov budeme analyzovať na konci ochudobnenej zóny v p oblasti, t.j. v bode $x = -d_h$. Označme $J_{e\leftarrow}$ prúd elektrónov smerujúcich doľava (do p oblasti). Tieto elektróny prešli cez ochudobnenú zónu a pri prechode museli prekonať bariéru $e\delta\phi$. Nakoniec budú tieto elektróny rekombinovať v polodiči typu p. Tento prúd sa preto volá rekombinačný. Prúd elektrónov v smere doprava $J_{e\rightarrow}$ pochádza z oblasti typu p. Keďže tam sú dominantnými nosičmi náboja diery, elektróny tu treba generovať a preto sa prúd volá generačný. Pri $V = 0$ tečie nulový výsledný prúd elektrónov, preto musí platiť $J_{e\rightarrow}(0) = J_{e\leftarrow}(0) = J_{e0}$.

Prípád $V \neq 0$.

Generačné prúdy elektrónov aj dier nezávisia od naloženého napätia V , preto dostávame $J_{h\leftarrow}(V) = J_{h0}$ a $J_{e\rightarrow}(V) = J_{e0}$. Na druhej strane, rekombinačné prúdy (elektrónov aj dier) musia prekonať potenciálový rozdiel $e\delta\phi - eV$ namiesto $e\delta\phi$, preto sú exponenciálne modulované voči ich hodnotám pri $V = 0$:

$$J_{h\rightarrow}(V) = J_{h0}e^{eV/T}, \quad J_{e\leftarrow}(V) = J_{e0}e^{eV/T}$$

Preto celkový dierový a elektrónový príspevok k prúdu náboja je

$$j_h = eJ_h = e(J_{h\rightarrow} - J_{h\leftarrow}) = eJ_{h0} \left(e^{eV/T} - 1 \right), \quad j_e = -eJ_e = -e(J_{e\rightarrow} - J_{e\leftarrow}) = eJ_{e0} \left(e^{eV/T} - 1 \right)$$

Keďže celková nábojová prúdová hustota je $j = j_e + j_h$, dostávame napokon Shockleyho rovnicu pre diódu

$$j = j_0 \left(e^{eV/T} - 1 \right), \quad j_0 = e(J_{e0} + J_{h0})$$

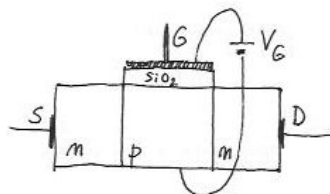
Táto rovnica predpovedá veľkú prúdovú hustotu pre $V > 0$ a takmer izolujúce správanie pre $V < 0$. Pre p-n spoj v germánii je Shockleyho rovnica v dobrom (kvantitatívnom) súlade s experimentom. Pre

⁶V stacionárnom prípade, vďaka rovnici kontinuity pre náboj, je prúdová hustota nezávislá od x .

ostatné polovodiče je súhlas teórie s experimentom iba kvalitatívny.

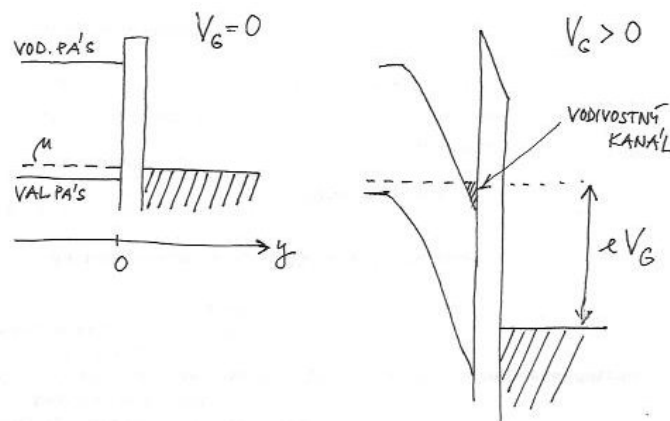
FET tranzistor

Ide o súčiastku, ktorej odpor je kontrolovaný vonkajším napätím. Súčiastka je tvorená sériovým zapojením (v smere osi x) polovodičov typu n-p-n, pričom oblasti typu n sú silno dopované (koncentrácia donorov N_D) a (aktívna) oblasť typu p je slabo dopovaná s koncentráciou akceptorov N_A . Kontroluje sa prúd z jednej n oblasti (zdroj, source, S) do druhej n oblasti (odtok, drain, D). V idealizovanej verzii má FET tranzistor tvar hranola. Jedna zo stien hranola je v oblasti typu p pokrytá tenkou vrstvou izolantu,⁷ na ktorom je pripravená kovová vrstva tvoriaca kontrolnú elektródu (hradlo, gate, G). Kontrolovať možno napätie V_G priložené medzi kontrolnú elektródu a oblasť typu p (kanál).



Pri nulovom napätí $V_G = 0$ sú chemické potenciály hradla a kanálu rovnaké. Kanál obsahuje nosiče typu p. Odpor medzi zdrojom a odtokom je veľký, lebo pre akúkoľvek polaritu napätia medzi S a D je jeden z p-n prechodov zapojený v závernom smere.

Ak na hradlo priložíme kladné napätie $V_G > 0$ (voči kanálu), potom spád napätia sa bude realizovať (podobne ako v prípade p-n spoja) v izolujúcej bariére a v tých častiach hradla a kanálu, ktoré ležia v jej blízkosti. Dá sa však ukázať, že spád napätia v bariére a v kovovom hradle je zanedbateľný. V ochudobnenej oblasti typu p budú pásy zahnuté nadol.⁸ Pri dostatočne veľkom V_G je zakrivenie dostatočné na to, aby v blízkosti izolantu energia vodivostného pásu klesla pod hodnotu chemického potenciálu v p oblasti. Potom však tesne pod hradlom vznikne vodivý kanál typu n a odpor medzi zdrojom a odtokom výrazne klesne, pretože transport náboja z S do D sa realizuje pozdĺž celej trasy výlučne vodivosťou typu n.



Poznámka. Za istých okolností vytvára vodivostný kanál tzv. dvojrozmerný elektrónový plyn, v ktorom boli pozorované dva pozoruhodné javy fundamentálneho významu, obidva ocenené Nobelovými cenami:

1. kvantový Hallov jav, ktorý umožňuje najpresnejšie meranie kombinácie fundamentálnych konštánt h/e^2 s rozmerom odporu, $h/e^2 = 25.812807572 \text{ k}\Omega$.
2. zlomkový kvantový Hallov jav, pri ktorom v dvojrozmernom elektrónovom plyne vznikajú častice s nábojom, ktorý je zlomkom náboja elektrónu $-e$ (ich náboj závisí od hodnoty aplikovaného poľa, najľahšie sa pozoruje prípad zlomkového náboja $-e/3$).

⁷ V kremíkovej technológii ide o SiO_2 .

⁸ Veľkosť ochudobnenej oblasti možno vypočítať podobne ako pre p-n prechod, vid' cvičenia.