

9 Polovodiče

9.1 Úvod

Za polovodiče považujeme látky, ktoré z hľadiska veľkosti elektrickej vodivosti tvoria medzičlánok medzi elektricky vodivými látkami a elektricky nevodivými látkami. Vodivosť polovodičov sa pohybuje pri normálnej teplote medzi 10^5 Sm^{-1} a 10^{-11} Sm^{-1} , čo odpovedá rezistivite v rozmedzí od $10^{-6} \Omega\text{m}$ do $10^8 \Omega\text{m}$ [2, 4, 11, 16, 17, 33].

Do skupiny polovodičov zahŕňame vysokočisté prvky a zliatiny s polovodivými vlastnosťami v polykryštalickej, monokryštalickej a amorfnej štruktúre (najmä Si a Ge, resp. A_3B_5 a A_2B_6). Základnou požiadavkou pri ich výrobe je ich chemická čistota a možnosť dopovania materiálu prvkami s požadovanými, monokryštalická štruktúra polovodiča s potlačeným množstvom mriežkových porúch a zbavená pnutí. Dopovaním vznikajú hladiny v zakázanom pásme vlastnosťami.

Polovodiče sú materiály s garantovanou čistotou, zaručenou šírkou zakázaného pásma, elektrickým odporom, charakteristickým typom elektrickej vodivosti a dobou života. Monokryštály sú pripravované spravidla v rovine (111) alebo (100). Zlúčeniny s malou šírkou zakázaného pásma využívajú vlastnú vodivosť (pri výrobe fotorezistorov). GaAs má vysokú pohyblivosť elektrónov, a preto sa využíva pre integrované obvody s veľkými rýchlosťami a diskrétné súčiastky mikrovlnnej techniky. GaAs, GaP, InP sa používajú pre optoelektronické účely (luminiscenčné diódy, lasery), sú to zlúčeniny, ktoré emitujú vo viditeľnom svetle.

Elektrické vlastnosti polovodičov a s tým súvisiace využitie v rozličných aplikáciách, súvisia s voľnými nosičmi elektrického náboja. Je potrebné poznať mechanizmus ich vzniku a podstatu ich transportu. Polovodiče podľa základnej definície (látky, v ktorých sa na prenose elektrického náboja zúčastňujú prevažne elektróny, resp. diery) predstavujú veľmi rozsiahlu skupinu materiálov s rozličným chemickým zložením, štruktúrou, čistotou, tvarom atď. Podľa štruktúry možno polovodiče rozdeliť na látky:

- a) monokryštalické,
- b) polykryštalické,
- c) nekryštalické

Podľa aplikačného tvaru sa rozdeľujú na:

- a) objemové,
- b) vrstvomé,
a podľa čistoty na:
 - a) maximálne čisté,
 - b) s riadeným druhom a množstvom prímiesí.

Napokon podľa chemického zloženia sa polovodiče delia na:

- a) chemické prvky,
- b) zlúčeniny.

Prevažná väčšina polovodičov patri medzi tuhé anorganické látky. Najmenšia hodnota šírky zakázaného pásma ΔW_z bola zistená v niektorých zlúčeninách (plynule od 0 eV), ale za polovodič sa pokladá aj uhlík vo forme diamantu ($\Delta W_z = 5,6 \text{ eV}$) a niektoré látky s ešte väčšou šírkou zakázaného pásma (tab.9.1).

Tabuľka 9.1 Typická šírka zakázaného pásma polovodičov

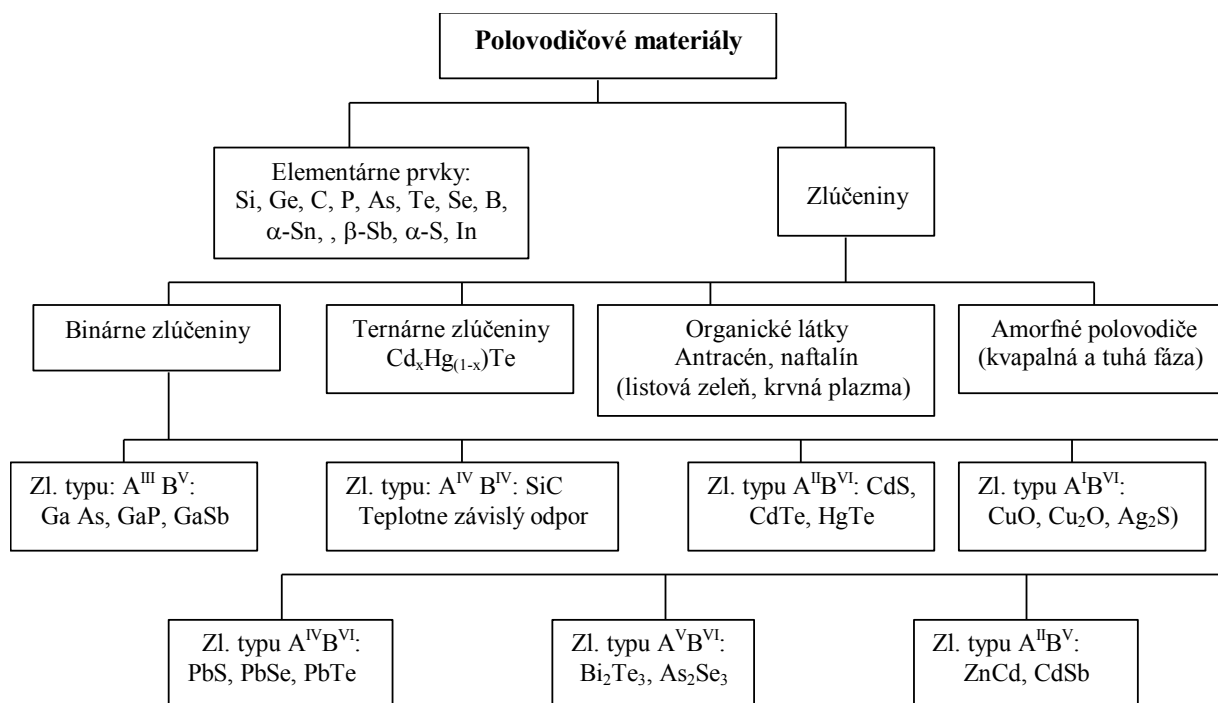
Materiál	Šírka zakázaného pásma ΔW_z (eV) pri izbovej teplote
Ge	0,75
Si	1,17
GaAs	1,5
GaP	2,32
GaSb	0,81
InSb	0,23
SiC	3,0
Diamant	5,3

Teoretické úvahy budeme vzťahovať predovšetkým na kryštalické anorganické polovodiče, pretože tieto polovodiče sa v súčasnosti najčastejšie používajú v praxi a ich teória je najdokonalejšie prepracovaná.

9.2 Elementárne prvky

Medzi polovodičové elementárne prvky patrí najmä kremík a germánium. Ďalšie prvky sa využívajú ako komponenty polovodičových zlúčenín. Sú to kryštalické materiály, vyznačujúce sa kovalentnou väzbou, diamantovou kryštalickou štruktúrou a sú to prvky 4. skupiny Periodickej sústavy prvkov. Používajú sa v chemicky veľmi čistom stave a podľa možnosti bez porúch kryštálovej mriežky. U kremíka a germánia nastáva vlastná vodivosť narušením kovalentnej väzby. Prvky 3. a 5. skupiny sa využívajú spolu s Si a Ge pre vytvorenie nevlastných polovodičov typu p a typu n. Koncentrácia týchto prímiesí býva spravidla 10^{17} m^{-3} . Ak koncentrácia prímiesí je vyššia ako 10^{22} m^{-3} hovoríme, že polovodič je degenerovaný. Hustota atómov u Si je $5 \cdot 10^{22}$ a u Ge $4,5 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3}$.

Rozdelenie polovodičových materiálov je na obr. 9.1.



Obr. 9.1 Rozdelenie polovodičových materiálov

Kremík je najrozšírenejší polovodičový materiál ($Z = 14$, $1s^2, 2s^2, 2p^6, 3s^2, 3p^2$, $\Delta W_z = 1,12 \text{ eV}$). Existuje kryštalický aj amorfny. Kryštalizuje v diamantovej štruktúre. Jeho teplota tavenia je 1420°C , $\epsilon_r = 12,5$. Používa sa najmä pre vyššie pracovné teploty. Jeho veľkou výhodou je schopnosť tvorby oxidu SiO_2 , ktorý umožňuje aplikovať fotolitografické postupy pri výrobe polovodičových súčiastok a slúži tiež ako výborná difúzna bariéra. Kremík s väčšou rezistivitou slúži pre výrobu vysokonapäťových a výkonových súčiastok, kde tvorí aktívnu časť. Kremík s menšou rezistivitou sa používa pre výrobu integrovaných obvodov, kde tvorí podklad pre epitaxné povlaky. Monokryštalický kremík sa používa pre výrobu slnečných batérií a využíva sa aj jeho magnetorezistenčný jav na výrobu tenzometrov.

Germánium: $Z = 32$, $1s^2, 2s^2, 2p^6, 3s^2, 3p^6, 3d^{10}, 4s^2, 4p^2$, $\Delta W_z = 0,78 \text{ eV}$, $\epsilon_r = 16$. Používa sa najmä pre výrobu vysokofrekvenčných polovodičových súčiastok. Nosiče náboja majú vyššiu pohyblivosť ako u kremíka. Používa sa podstatne menej ako kremík.

Selén a telúr: Prvky VI skupiny. Se má $\Delta W_z = 1,2$ eV a teplotu tavenia 220°C . Te má $\Delta W_z = 0,35$ eV a teplotu tavenia 453°C . Môžu sa používať ako samostatné polovodiče, ale v praxi sa používajú ako zložky polovodičových zlúčenín, ktoré vykazujú fotoelektrické a termoelektrické vlastnosti

9.3 Binárne zlúčeniny

Pre výrobu polovodičových súčiastok sa v súčasnej dobe používa veľké množstvo rôznych polovodičových zlúčenín (obr. 9.1). Zlúčeniny sú dvojzložkové, troj alebo i viaczložkové.

Najvýznamnejšiu skupinu tvoria zlúčeniny typu $A^{III}B^V$ (tab. 9.2).

Tabuľka 9.2 Parametre polovodičových zlúčenín $A^{III}B^V$

	InP	GaAs	InAs	InSb
Teplota topenia ($^\circ\text{C}$)	1070	1238	942	525
Pohyblivosť elektrónov ($\text{m}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$)	0,46	0,95	3,3	7,8
Pohyblivosť dier ($\text{m}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$)	0,015	0,045	0,046	0,075
Šírka zakázaného pásma (eV)	1,35	1,43	0,36	0,18

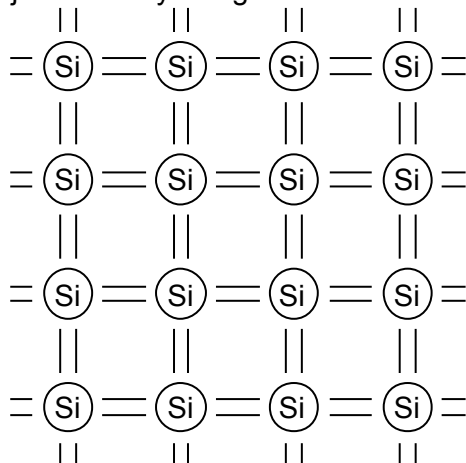
Rozsah šírky zakázaného pásma ΔW_z sa u týchto zlúčenín pohybuje od $0,2 - 3,0$ eV. Zlúčeniny sa používajú pri vysokých teplotách, vysokých frekvenciách (GaAs), ako Hallove generátory (InSb – vysoká pohyblivosť elektrónov), ako optočleny, napr. GaSb a GaP, z ktorých sa dajú zhotovovať veľkoplošné monokryštalické vrstvy napr. epitaxným rastom z plynnej fázy (priamy optický priechod t.j. žiarivá rekombinácia prebieha bez výmeny energie s kryštálovou mriežkou) sú veľmi perspektívne materiály pre optoelektronické účely (elektroluminiscenčné diódy).

- Arzenid gália GaAs – je v súčasnosti najpoužívanejšia polovodičová zlúčenina. Používa sa pri výrobe tranzistorov a diód pre veľmi vysoké kmitočty, pre výrobu fotoelektrických článkov, elektroluminiscenčných zdrojov svetla a optoelektronických súčiastok. Typická je väčšia šírka zakázaného pásma, ktorá umožňuje použitie súčiastok až do teplôt 400°C .
- Arzenid india InAs – sa používa pre výrobu laserov, Hallových sond, magnetorezistorov, detektorov infračerveného žiarenia a fotoelektrických článkov.
- Fosfid gália a india (GaP a InP) sa používajú pre výrobu diód pre oblasť vyšších teplôt, laserov a elektroluminiscenčných panelov.
- Antimonid india InSb má najväčšiu pohyblivosť elektrónov zo všetkých známych polovodičov. Do značnej miery sa v ňom prejavuje Hallov jav, a preto sa používa predovšetkým pre výrobu Hallových sond a magnetorezistenčných sond. Má jednu z najmenších širok zakázaného pásma, z čoho vyplýva vysoká intrinzická koncentrácia nosičov náboja aj vodivosť. Významné je použitie pre výrobu detektorov infračerveného žiarenia, ktorým možno indikovať teploty rôznych objektov a vytvárať ich tepelný obraz (termovízia).

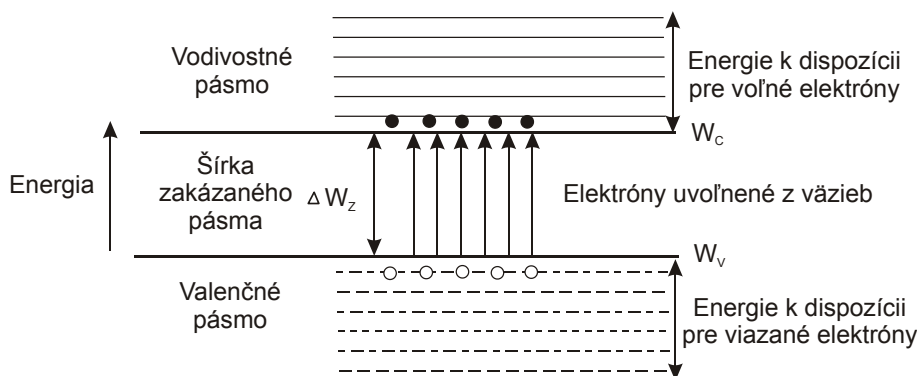
9.4 Vlastné polovodiče

Vlastné (intrinzické) polovodiče neobsahujú žiadne poruchy v kryštálovej mriežke. Ideálny monokryštál Si má väzby kovalentné a diamantovú kryštálovú mriežku, ktorá je dokonale pravidelná. Všetky valenčné elektróny sa zúčastňujú na väzbách a pokiaľ sú väzby neporušené, takýto kryštál je dokonalým izolantom. Takýto stav nastáva pri teplote absolútnej nuly. Pri vyššej teplote v dôsledku tepelného pohybu dochádza k uvoľneniu väzbového elektrónu z väzby a elektrón sa stane voľným.

V plošnom zobrazení je takáto kryštalografická sústava znázornená na obr. 9.2.



Obr. 9.2 Diamantová mriežka kremíka v plošnom zobrazení



Obr. 9.3 Pásmový model vlastného polovodiča

Stav pri vyššej teplote možno pomocou pásmovej schémy interpretovať tak, že elektrón preskočil z valenčného do vodivostného pásma cez zakázané pásmo, pričom vo valenčnom pásme ostalo po elektróne prázdne miesto. Teda aby sa valenčný elektrón stal voľným, t.j. aby prešiel do vodivostného pásma, musí absorbovať energiu rovnajúcu sa prinajmenšom šírke zakázaného pásma ΔW_z .

$$\Delta W_z = W_c - W_v \quad (9.1)$$

kde W_c je dolný okraj vodivostného pásma,
 W_v horný okraj valenčného pásma.

Pretože elektróny vo valenčnom pásme na seba vzájomne pôsobia a ľahko si medzi sebou vymieňajú miesta, je veľmi pravdepodobné, že na prázdne miesto prejde valenčný elektrón z niektorej susednej kovalentnej väzby. Toto voľné miesto vzápätí obsadí ďalší susedný elektrón, takže prázdne miesto po elektróne sa pohybuje kryštálom. Pokiaľ sa všetky elektróny zúčastňovali na väzbách, bol kryštál aj v rámci jednoatómových vzdialeností elektricky neutrálny. Ak sa elektrón nezúčastňuje na kovalentnej väzbe, je v okolí atómu prebytok kladného náboja oproti náboju zápornému, čo zapríčiní, že sa prázdne miesto javí ako kladne nabitý centrum. Kryštál ako celok je aj v tomto prípade elektricky neutrálny.

Pohyb mnohých elektrónov, ktoré následne preskakujú do prázdneho miesta, možno preto nahradiť pohybom jednej fiktívnej častice s kladným elektrickým nábojom, pre ktorú sa v odbornej literatúre [10, 12] zaviedol názov *diera*. Diera je neobsadený stav elektrónov v čiastočne nezaplnenom valenčnom pásme polovodiča. Voľné diery sú pohyblivé miesta vo

valenčnom pásme a možno ich považovať za miesta obsadené myslenými (fiktívnymi) časticami s kladným nábojom a kladnou hmotnosťou. Diera je teda fiktívna elementárna častica, ktorá je nosičom kladného elementárneho náboja ($e = -1,602 \cdot 10^{-19} \text{ C}$) a slúži pre opis vodivosti v polovodiči. Pohybom dier vzniká dierový prúd v polovodiči. Vodivosť spôsobená dierami vo valenčnom pásme polovodiča sa nazýva dierová vodivosť alebo vodivosť typu P. Je to jeden z dvoch typov prímiesovej vodivosti v polovodiči. Zavedením diery sa kvantitatívne úvahy o pohybe mnohých elektrónov značne zjednodušia, a preto sa bežne hovorí o dierovej elektrickej vodivosti, o difúzii dier a pod.

Z uvedeného mechanizmu vzniku voľných nosičov elektrického náboja vo vlastných polovodičoch vyplýva *rovnosť koncentrácie voľných elektrónov a voľných dier*. Uvoľnenie každého elektrónu z valenčného pásma je sprevádzané vznikom voľnej diery vo valenčnom pásme. Vo vlastnom polovodiči platí *rovnica elektrickej neutrality vlastných polovodičov*:

$$n_n = n_p = n_i \quad (9.1)$$

kde n_e [m^{-3}] je koncentrácia voľných elektrónov,
 n_p [m^{-3}] - koncentrácia voľných dier,
 n_i [m^{-3}] - koncentrácia elektrónov vo vlastnom (intrinzickom) polovodiči.

V praxi majú vlastné polovodiče len obmedzené použitie. Sú to východiskové materiály pre výrobu prímiesových polovodičov. Polovodiče sa musia najprv vyčistiť na maximálny dosiahnuteľný stupeň čistoty a potom sa zámerne „znečisťujú“ prímiesami s definovaným množstvom a vlastnosťami.

Kryštál ako celok je pri pohybe voľných elektrónov elektricky neutrálny. Stredná energia tepelného pohybu, resp. priemerná energia elektrónu získaná v tepelnom poli, pri teplote 300 K je $kT = 0,025 \text{ eV}$.

Generácia (proces vzniku) voľných nosičov nábojov je tepelný proces, absorpciou kvanta energie, pričom $h\nu \geq \Delta W_z$. **Rekombinácia** (zánik) nosičov je sprevádzaná vyžiarovaním kvanta energie. Koncentrácia vodivostných elektrónov a valenčných dier sa vypočíta:

$$n_n = n_p = n_i = \frac{2}{h^3} \sqrt{(2\pi m^* kT)^3} e^{-\frac{\Delta W_z}{2kT}} = N^* e^{-\frac{\Delta W_z}{2kT}} \quad (9.2)$$

kde N^* je stredná efektívna hustota energetických stavov, meniac sa v rozsahu pracovných teplôt len málo a tak ju môžeme považovať za konštantu, pre teplotu 300 K je $N^* = 2 \cdot 10^{19} / \text{cm}^3$. Pre kremík $\Delta W_z = 1,12 \text{ eV}$ a $n_i = 10^{10} / \text{cm}^3$.

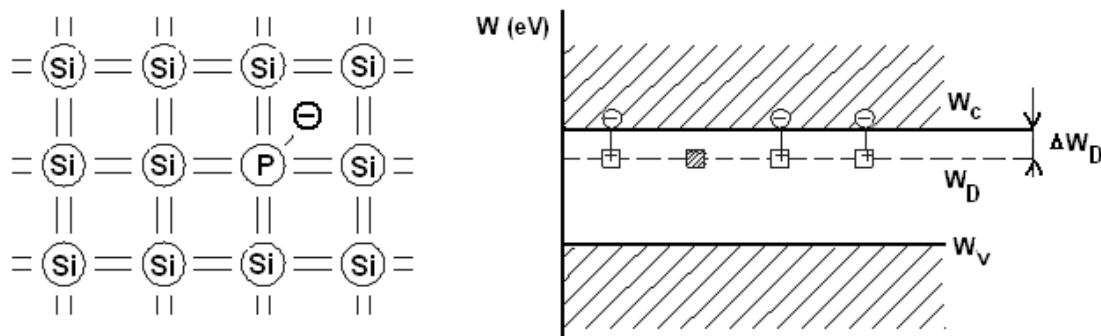
9.5 Prímiesové polovodiče

Nevlastná vodivosť (prímiesová polovodivosť) polovodičov je spôsobená pohybom elektrónov alebo dier prechádzajúcich z atómov prímiesí v polovodičoch. Týmito prímiesami možno regulovať nielen veľkosť rezistivity, ale i charakter (typ) elektrickej vodivosti polovodičov.

Prímiesi predstavujú poruchy kryštálovej mriežky a môžu byť **elektricky pasívne** (prvky IV. skupiny v IV. skupiny (C v Si)), alebo **aktívne** (prvky III. alebo V. skupiny v IV. skupine).

Ak prímiesový prvok má o jeden valenčný elektrón viac a v polovodiči prevažuje elektrónová vodivosť, prímiesové atómy sú donormi (napr. P, As, Sb v Si) a **polovodič je typu N**. Donory sú spravidla prvky s jedným mocenstvom vyšším ako mocenstvo základného polovodiča.

Sledujme, ako sa zmenia pomery v ideálnom monokryštále kremíka, ak časť jeho atómov nahradíme atómami päťmocného prvku, napr. fosforu. Atóm fosforu, ktorý nahrádza jeden atóm kremíka v kryštálovej mriežke, je obklopený štyrmi atómami kremíka, s ktorými sa viaže štyrmi kovalentnými väzbami. Tieto štyri kovalentné väzby sú zabezpečené pomocou štyroch valenčných elektrónov fosforu, pričom piaty valenčný elektrón fosforu sa na väzbách nezúčastňuje (obr. 9.4). Tento piaty valenčný elektrón nie je voľný, pretože ho priťahuje kladný náboj jadra fosforového atómu. Toto priťahovanie je však v dôsledku okolitých atómov zoslabené a elektrónu stačí dodať malú energiu, aby sa odtrhol od atómu fosforu a začal sa voľne pohybovať kryštálovou mriežkou. Keďže atóm fosforu ľahko odovzdáva jeden elektrón, nazýva sa *donor*.



Obr. 9.4. Kryštálová mriežka kremíka obsahujúca atómy fosforu v substitučných polohách a jeho pásmová schéma

V energetickom pásmovom modeli si opísaný mechanizmus vzniku voľného elektrónu možno predstaviť tak, že v okolí fosforového atómu existuje dovolená lokalizovaná energetická hladina, tzv. donorová energetická hladina W_D , ktorá leží v zakázanom pásme, a to v blízkosti spodného okraja vodivostného pásma W_c . Rozdiel energie prislúchajúci spodnému okraju vodivostného pásma a donorovej energetickej hladiny sa nazýva aktivačná energia donorov.

Aktivačná energia donorov:

$$\Delta W_D = W_c - W_D \quad (9.3)$$

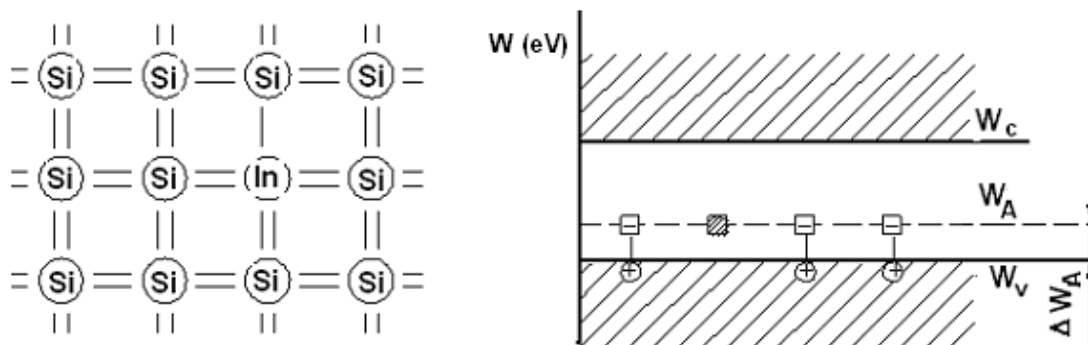
Polovodiče, pri ktorých sa uvoľňujú elektróny ionizáciou donorov, sa nazývajú polovodiče typu N. V polovodičoch typu N prenos elektrického náboja v elektrickom poli sprostredkujú prevažne voľné elektróny, nesúce záporný elektrický náboj. Pretože v polovodiči typu N je koncentrácia voľných elektrónov väčšia ako koncentrácia voľných dier, elektróny sú majoritnými a diery minoritnými nosičmi náboja.

Ak prímesový prvok má o jeden vodivostný elektrón menej, v polovodiči prevažuje dierová vodivosť, prímesové atómy sú akceptormi (napr. B, Al, Ga, In v Si) a **polovodič je typu P**.

Pre objasnenie tejto skutočnosti uvažujme kryštálovú mriežku kremíka obsahujúcu malé množstvo atómov india (obr. 9.5). Keďže indiové atómy sú trojmocné, chýba im pre vytvorenie štvrtej kovalentnej väzby s kremíkovými atómami jeden elektrón. V tejto väzbe preto ostáva jedno voľné miesto pre elektrón. Toto voľné miesto však neporušuje lokálnu elektrickú neutralitu kryštálu.

Pri teplote absolútnej nuly je aj kryštál, ktorý obsahuje voľné miesta, pre elektróny v kovalentných väzbách dokonalým izolantom, pretože neobsahuje nijaké voľné nosiče elektrického náboja. Pri vyššej teplote ako 0 K sa však môže stať, že väzbový elektrón z niektorej susednej väzby medzi dvoma kremíkovými atómami prejde na toto prázdne miesto, čím sa naruší lokálna elektrická neutralita kryštálu. Indiový atóm je obkolesený väčším

počtom elektrónov ako je počet protónov jeho jadra, preto sa javí ako záporný ión. Voľné miesto, ktoré vzniklo po priechode elektrónu z väzby medzi dvoma kremíkovými atómami je kladne nabité a môže sa kryštálom voľne pohybovať, t.j. vytvorila sa voľná diera. Kryštál ako celok si aj po vytvorení voľnej diery zachováva elektrickú neutralitu.



Obr. 9.5 Kryštálová mriežka kremíka obsahujúca atómy india v substitučných polohách a jeho pásmová schéma

Energia elektrónu, ktorý preskočil do voľného miesta pri indiovom atóme je o málo väčšia, ako by bola energia riadneho väzbového elektrónu v tomto mieste, keby mriežková porucha neexistovala. V pásmovej schéme to možno vyjadriť tak, že v zakázanom pásme vznikla lokalizovaná dovolená energetická hladina pre elektróny, ležiaca v blízkosti horného okraja valenčného pásma (obr. 9.5). Aby elektrón mohol preskočiť z valenčného pásma na túto energetickú hladinu, musí sa mu dodať určitá energia, ktorú nazývame aktivačnou energiou. Týmto preskokom vzniká v kryštálovej mriežke jeden záporný nepohyblivý ión india a jedna kladne nabitá voľná diera. Pretože atóm india môže prijať navyše jeden elektrón, nazýva sa *akceptor*. Odpovedajúca energetická hladina elektrónov ním vytvorená sa nazýva akceptorová energetická hladina W_A . Rozdiel energie medzi akceptorovou energetickou hladinou W_A a energetickou hladinou odpovedajúcou hornému okraju valenčného pásma W_V sa nazýva aktivačná energia akceptorov ΔW_A .

Aktivačná energia akceptorov:

$$\Delta W_A = W_A - W_V \quad (9.4)$$

Polovodiče, v ktorých voľné nosiče elektrického náboja vznikajú ionizáciou akceptorov, sa nazývajú polovodiče typu P. V polovodičoch typu P prenos elektrického náboja v elektrickom poli zapríčiňujú prevažne voľné diery nesúce kladný elektrický náboj. V polovodičoch typu P je koncentrácia voľných dier väčšia ako je koncentrácia voľných elektrónov, a preto sa diery nazývajú majoritnými (väčšinovými) nosičmi elektrického náboja. Elektróny sú minoritnými (menšinovými) nosičmi náboja.

Aktivačná (ionizačná) energia donorov ΔW_D , respektíve akceptorov ΔW_A je v porovnaní s energiou potrebnou na vytvorenie páru elektrón - diera ΔW_z pri preskoku elektrónu z valenčného do vodivostného podstatne menšia. Napr. v kremíku je $\Delta W_z = 1,12$ eV a veľkosti aktivačných energií donorov a akceptorov sú v rozsahu od 0,033 do 0,16 eV.

Aktivačná energia je obecné energia potrebná na aktiváciu nosičov náboja v materiáloch z rôznych energetických hladín. *Ionizačná energia* je energia potrebná na uvoľnenie elektrónu z elektrónového obalu atómu.

Elektrická neutralita prímiesových polovodičov

Elektrický náboj v prímiesovom polovodiči rozlišujeme:

- **Voľný** - delokalizovaný, (koncentrácia akceptorov N_A a koncentrácia donorov N_D , koncentrácia ionizovaných donorov N_D^+ a koncentrácia ionizovaných akceptorov N_A^-),
- **viazaný** - lokalizovaný (koncentrácia elektrónov n_n a dier n_p).

V stave termodynamickej rovnováhy musia byť polovodiče elektricky neutrálne, t.j. ich celkový elektrický náboj sa musí rovnať nule. Kvantitatívne možno elektrickú neutralitu prímiesových polovodičov formulovať takto:

- **Polovodiče typu N:**

obsahujúce koncentráciu ionizovaných donorových prímiesí N_D^+ ($N_A = 0$):

$$n_n = n_p + N_D^+ \quad (9.5)$$

- **Polovodiče typu P:**

obsahujúce koncentráciu ionizovaných akceptorových prímiesí N_A^- ($N_D = 0$):

$$n_p = n_n + N_A^- \quad (9.6)$$

- **Polovodiče** obsahujúce ionizované donory N_D^+ a ionizované akceptory N_A^- .

Podľa podielu ionizovaných donorov a ionizovaných akceptorov môžu byť typu N ($N_D^+ > N_A^-$), typu P ($N_D^+ < N_A^-$) alebo kvázivlastné ($N_D^+ = N_A^-$). Uvažujme homogénny nedegenerovaný polovodič s koncentráciou donorových prímiesí N_D a akceptorových N_A v elektroneutrálnom stave (kompenzovaný polovodič):

$$N_D^+ + n_p = N_A^- + n_n, \quad (9.10)$$

kde N_D^+ je koncentrácia ionizovaných donorov,
 N_A^- je koncentrácia ionizovaných akceptorov,
 n_p koncentrácia dier vo valenčnom,
 n_n koncentrácia elektrónov vo vodivostnom pásme.

Úpravou dostávame:

$$n_n - n_p = N_D^+ - N_A^- \quad (9.11)$$

Ľavá strana rovnice reprezentuje voľný a pravá viazaný náboj.

Ak $N_D = N_A$, potom $n_n = n_p = n_i$, polovodič je vlastný.

Ak $N_D > N_A$, $(N_A - N_D)^2 \gg 4n_i^2$, $n_p < n_n = N_D$, $n_p = \frac{n_i^2}{N_D}$, polovodič je n -typu.

Ak $N_D < N_A$, $(N_A - N_D)^2 \gg 4n_i^2$, $n_n < n_p = N_A$, $n_p = \frac{n_i^2}{N_A}$, polovodič je p -typu.
 Uvedené rovnice platia pre silne prímiesové polovodiče.

9.6 Efektívna hmotnosť elektrónu m^*

Pri posudzovaní správania sa elektrónu v extrémnych polohách energetických pásov uvažujeme o jeho efektívnej hmotnosti. Efektívna hmotnosť m^* je veličina pre opis pohybu elektrónov v periodickom poli kryštálovej mriežky.

Vzťah medzi vlnovým vektorom k a impulzom voľného elektrónu:

$$mv = \hbar k \quad (9.12)$$

možno použiť formálne aj pre pohyb slabo viazaného elektrónu v periodickom poli kryštálovej mriežky, ak jeho hmotnosť nahradíme efektívnou hmotnosťou.

Odvodenie efektívnej hmotnosti:

Pohyb voľného elektrónu možno charakterizovať de Broglieho vlnovou dĺžkou λ

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{mv} \quad (9.13)$$

Z pomeru (9.13) vyjadríme rýchlosť v :

$$v = \frac{p}{m} \quad (9.14)$$

Elektrónové vlny sa v kryštálovej mriežke vyšetrujú pomocou vlnového vektora k :

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{2\pi p}{h} \quad (9.15)$$

Odkiaľ pre impulz p máme vzťah

$$p = \frac{\hbar k}{2\pi} \quad (9.16)$$

Energiu voľného elektrónu vyjadríme ako závislosť na vlnovom vektore k :

$$W_k = \frac{1}{2}mv^2 = \frac{1}{2} \frac{p^2}{m} = \frac{\hbar^2 k^2}{8\pi^2 m} = \frac{1}{2} \frac{m\hbar^2 k^2}{4\pi^2 m^2} \quad (9.17)$$

Vzťah pre efektívnu hmotnosť elektrónu m_e^* odvodíme z vyšetrenia pohybu elektrónu v periodickom poli kryštálovej mriežky za pôsobenia vonkajšieho poľa o intenzite E . Jeho rýchlosť a závislosť energie elektrónu na vlnovom vektore možno vyjadriť zo vzťahov:

$$v = \frac{\hbar k}{2\pi m} \quad (9.18)$$

$$\frac{dW}{dk} = \frac{\hbar^2 k}{4\pi^2 m} \quad (9.19)$$

Riešením derivácie je vzťah:

$$\frac{dW}{dk} = \frac{v\hbar}{2\pi} \quad (9.20)$$

Odkiaľ pre rýchlosť máme vzťah:

$$v = \frac{2\pi}{h} \frac{dW}{dk} \quad (9.21)$$

Zrýchlenie elektrónu je potom dané:

$$\frac{dv}{dt} = \frac{2\pi}{h} \frac{\delta}{\delta t} \frac{\delta W}{\delta k} = \frac{2\pi}{h} \frac{d^2W}{dk^2} \frac{dk}{dt} \quad (9.22)$$

A jeho energia je určená rovnicou:

$$dW = eEvd t = eE \frac{2\pi}{h} \frac{dW}{dk} dt \quad (9.23)$$

$$\frac{dk}{dt} = \frac{2\pi eE}{h}$$

A z nej stanovíme $\frac{dk}{dt} = \frac{2\pi eE}{h}$ (9.24)

Dosadením do rovnice 9.23 dostaneme pre zrýchlenie vzťah:

$$\frac{dv}{dt} = \frac{2\pi}{h} = \frac{d^2W}{dk^2} \frac{2\pi eE}{h} = \frac{4\pi^2}{h^2} \frac{d^2W}{dk^2} eE \quad (9.25)$$

Kedže $\frac{dv}{dt} = a$ a z pohybovej rovnice vieme, že $F = ma$

$$ma = eE \quad (9.26)$$

$$\frac{dv}{dt} = \frac{eE}{m} \quad (9.27)$$

$$m^* = \frac{4\pi^2}{h^2} \frac{dW^2}{dk^2} eE \quad (9.28)$$

$$m^* = \frac{h^2}{4\pi^2} \left(\frac{d^2W}{dk^2} \right)^{-1} \quad (9.29)$$

Elektrón sa chová v periodickom poli, ako keby mal efektívnu hmotnosť m^* . Efektívna hmotnosť m^* dáva možnosť rešpektovať zložitý charakter pôsobenia elektrónov a kryštálovej mriežky pri pohybe pri pôsobení vonkajších síl. Je to koeficient úmernosti medzi vonkajšou silou pôsobiacou na časticu a jej stredným zrýchlením.

Efektívna hmotnosť sa môže v rôznych kryštáloch polovodičov až 100 krát líšiť od hmotnosti voľného elektrónu, môže byť závislá na kryštalografických smeroch, môže závisieť od teploty, od tlaku a od koncentrácie prímiesí polovodičového materiálu.

9.7 Rekombinácia voľných nosičov náboja

Rekombinácia (zánik voľných nosičov náboja) môže byť podľa mechanizmu:

- medzipásmová (prechod voľného elektrónu z vodivostného do valenčného pásma),
- cez záchytné centrá (ak polovodič obsahuje poruchy kryštálovej mriežky),
- povrchová (súvisí s existenciou porúch na povrchu).

S rekombináciou súvisí doba života τ t.j. doba, počas ktorej sa elektrón alebo diera udrží ako voľný. Generácia a rekombinácia sa podieľajú na práci polovodičových súčiastok.

9.8 Elektrická vodivosť polovodičov

Ak sa polovodič nachádza v elektrickom poli, potom na voľné nosiče náboja pôsobí sila, ktorá im udeľuje zrýchlenie v smere (nosičom s kladným nábojom), resp. proti smeru (nosičom so záporným nábojom) intenzity elektrického poľa. V elektrickom poli sa preto k chaotickému tepelnému pohybu pridružuje aj usmernený pohyb voľných nosičov náboja.

Hustota elektrického prúdu J (A/m^2) je daná nábojom premiestneným za jednotku času jednotkovým prierezom, teda nábojom elektrónu, jeho koncentráciou n a strednou driftovou rýchlosťou v podľa:

$$J = env \quad (9.30)$$

Hustota elektrónového prúdu J_n

$$J_n = en_n v_n \quad (9.31)$$

Hustota dierového prúdu J_p

$$J_p = en_p v_p \quad (9.32)$$

V slabých elektrických poliach je stredná transportná rýchlosť voľných nosičov v (m/s) úmerná intenzite elektrického poľa E (V/m), pričom konštantou úmernosti je pohyblivosť u ($m^2V^{-1}s^{-1}$) voľných elektrónov:

$$v_n = u_n E \quad (9.33)$$

$$v_p = u_p E \quad (9.34)$$

$$J = J_n + J_p = e(n_n u_n + n_p u_p) E \quad (9.35)$$

Porovnaním s Ohmovým zákonom $J = \sigma \cdot E$ dostaneme vzťah pre vodivosť polovodičov:

$$\sigma = e(n_n u_n + n_p u_p) \quad (9.36)$$

Vodivosť závisí od koncentrácie a pohyblivosti voľných nosičov nábojov.

9.9 Koncentrácia voľných nosičov náboja v polovodiči

Pre výpočet koncentrácie voľných nosičov náboja je potrebné poznať:

- **hustotu kvantových stavov N** (počet kvantových stavov, ktoré pripadajú na jednotkový interval energie v jednotkovom objeme),
- **pravdepodobnosť ich obsadenia nosičmi nábojov f** (Fermi - Diracova štatistika).

a) Pre **vlastné polovodiče** máme potom vzťah:

$$n_n = n_p \quad (9.37)$$

$$n_n = \int_{W_c}^{W'_c} N_c f_n dW \quad (9.38)$$

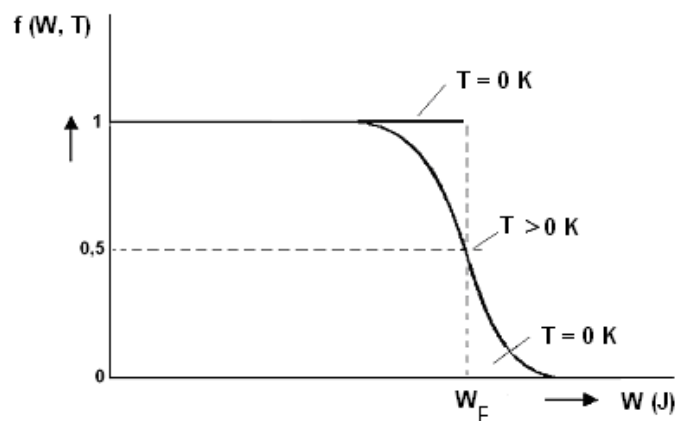
$$n_p = \int_{W'_v}^{W_v} N_v f_p dW \quad (9.39)$$

Pravdepodobnosť obsadenia daného stavu elektrónmi určuje **Fermiho - Diracova rozdeľovacia funkcia**

$$f_0(W) = \frac{1}{e^{\frac{W-W_F}{k_0T}} + 1} \quad (9.40)$$

kde k_0 je Boltzmannova konštanta,
 T absolútna teplota (K),
 W_F Fermiho energia (max. energia elektrónov v kove pri teplote absolútnej nuly).

Pravdepodobnosť jej obsadenia elektrónmi pri teplote $T \neq 0K$ je $\frac{1}{2}$. Závislosť rozdeľovacej funkcie (9.40) od energie pri dvoch teplotách je znázornená na obr. 9.6.



Obr. 9.6 Závislosť Fermi – Diracovej funkcie od energie

Pravdepodobnosť toho, že v tepelnej rovnováhe v stave s energiou W elektrón chýba a teda je obsadený dierou je:

$$f_p(W) = 1 - f_n(W) = 1 - \frac{1}{e^{\frac{W-W_F}{k_0T}} + 1} = \frac{1}{e^{\frac{W_F-W}{k_0T}} + 1} \quad (9.41)$$

Polovodiče s elektrónmi opísanými Fermiho - Diracovou rozdeľovacou funkciou nazývame **degenerované**. Degenerovaný polovodič je taký, v ktorom koncentrácia nosičov náboja prekročí určitú kritickú hodnotu. V prípade polovodiča pri izbovej teplote je to 10^{25} m^{-3} . Dochádza tu k intenzívnemu pôsobeniu medzi elektrónmi, t.j. stredná energia elektrónov nezávisí od teploty. Počet voľných nosičov je u degenerovaného polovodiča väčší ako počet dovolených energetických stavov. Jeho Fermiho hladina W_F v pásmovom modeli leží vo vnútri vodivostného (polovodič N) alebo valenčného (polovodič P) pásma. Pre nosiče náboja platí Fermiho - Diracova štatistika. Takáto degenerácia polovodiča je vyvolaná veľkou dotáciou, t.j. veľkým množstvom prímiesí v polovodiči.

Opakom degenerovaného polovodiča je **nedegenerovaný polovodič**, u ktorého je v pásmovom modeli Fermiho hladina W_F vo vnútri zakázaného pásma a je vzdialená od hranice vodivostného pásma W_c alebo od hranice valenčného pásma W_v aspoň o 2.k.T.

Funkcia f_n pre elektróny v stavoch s energiami $W_c - W_f \gg k_0T$ nadobudne tvar

$$f_n(W)_n = e^{\frac{W_F - W}{k_0T}} \quad (9.42)$$

a je zhodná s Maxwellovou - Boltzmannovou rozdeľovacou funkciou pre častice podliehajúce klasickým zákonom. Nedegenerované polovodiče majú nízku koncentráciu elektrónov, vzájomné pôsobenie medzi elektrónmi je slabé. S rastúcou teplotou sa stredná energia elektrónov zväčšuje.

Hustota kvantových stavov $N(W)$ v blízkosti dna vodivostného pásma:

$$dN_c(W) = 4\pi \left(\frac{2m_n^*}{h^2} \right)^{3/2} (W - W_c)^{1/2} dW \quad (9.43)$$

Hustota kvantových stavov $N(W)$ v blízkosti stropu valenčného pásma

$$dN_v(W) = 4\pi \left(\frac{2m_p^*}{h^2} \right)^{3/2} (W_v - W)^{1/2} dW \quad (9.44)$$

Dosadením hustoty kvantových stavov, Fermiho energie a riešením integrálov dostaneme vzťahy pre výpočet koncentrácie elektrónov n_n a dier n_p :

$$n_n = 2 \left(\frac{2\pi m_n^* kT}{h^2} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{W_c - W_f}{kT} \right) \quad (9.45)$$

$$n_p = 2 \left(\frac{2\pi m_p^* kT}{h^2} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{W_f - W_v}{kT} \right) \quad (9.46)$$

kde

$$2 \left(\frac{2\pi m_n^* kT}{h^2} \right)^{3/2} = N_c \quad (9.47)$$

je efektívna hustota kvantových stavov vo vodivostnom pásme a

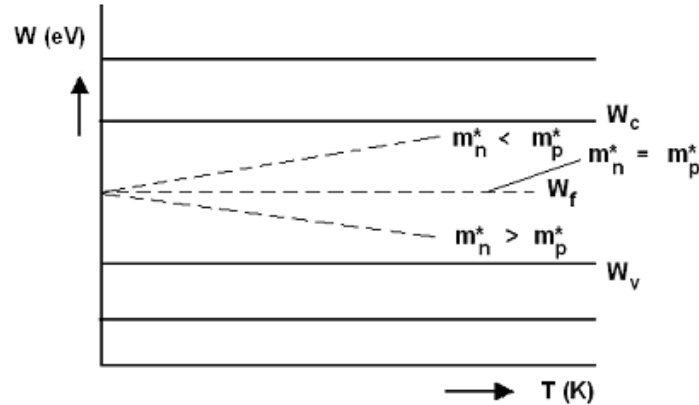
$$2 \left(\frac{2\pi m_p^* kT}{h^2} \right)^{3/2} = N_v \quad (9.48)$$

je efektívna hustota kvantových stavov vo valenčnom pásme.

Z podmienky elektrickej neutrality vo vlastnom polovodiči ($n_n = n_p$) možno vypočítať Fermiho energetickú hladinu:

$$W_f = \frac{W_c + W_v}{2} + \frac{3}{4} kT \ln \left(\frac{m_p^*}{m_n^*} \right) \quad (9.49)$$

Na obr. 9.7 je závislosť polohy Fermiho energetickej hladiny od teploty vo vlastných polovodičoch.



Obr. 9.7 Závislosť polohy Fermiho energetickej hladiny od teploty vo vlastných polovodičoch

Z rovnice (9.49) vyplýva, že Fermiho energetická hladina W_f sa nachádza pri teplote absolútnej nuly v strede zakázaného pásma.

Pre n_i :

$$n_i = (n_n n_p)^{1/2} = 2 \left(\frac{2\pi kT}{h^2} \right)^{3/2} (m_n^* m_p^*)^{3/4} \exp \left(-\frac{W_c - W_v}{2kT} \right) \quad (9.50)$$

b) **Pre prímiesové polovodiče** vychádzame z podmienky elektrickej neutrality kompenzovaného polovodiča $N_d^+ + n_p = N_a^- + n_n$, kde n_n a n_p poznáme, N_a^- je koncentrácia ionizovaných akceptorov, N_d^+ koncentrácia ionizovaných donorov,

Pravdepodobnosť obsadenia donorovej hladiny f_d :

$$f_d = \frac{N_D - N_D^+}{N_D} = 1 - \frac{N_D^+}{N_D} \quad (9.51)$$

Dosadením FD štatistiky za f :

$$\frac{1}{1 + \frac{1}{2} \exp \left(\frac{W_d - W_f}{kT} \right)} = 1 - \frac{N_D^+}{N_D} \quad (9.52)$$

možno získať výraz pre koncentráciu ionizovaných donorov:

$$N_D^+ = N_D \left[1 - \frac{1}{1 + 1/2 \exp\left(\frac{W_d - W_f}{kT}\right)} \right] \quad (9.53)$$

podobne pravdepodobnosť obsadenia akceptorových hladín f_a je daná:

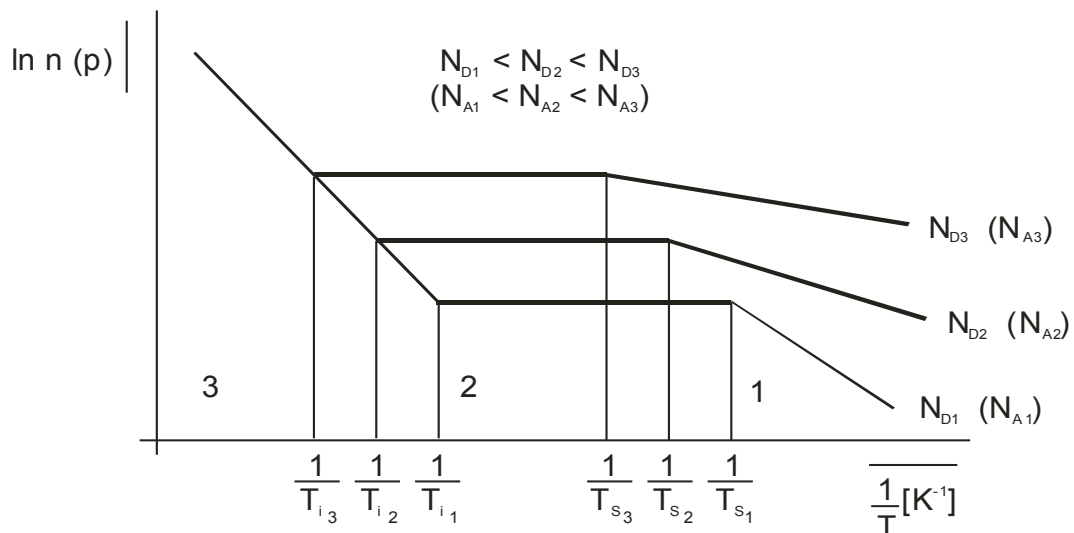
$$f_a = \frac{N_A^-}{N_A} \quad (9.54)$$

$$N_a^- = \left[\frac{N_a}{1 + 2 \exp\left(\frac{W_a - W_f}{kT}\right)} \right] \quad (9.55)$$

a teda kompletný výraz pre rovnicu elektrickej neutrality je:

$$\begin{aligned} N_c \exp\left(-\frac{W_c - W_f}{kT}\right) + \frac{N_A}{1 + 2 \exp\left(\frac{W_a - W_f}{kT}\right)} = \\ = N_v \exp\left(-\frac{W_f - W_v}{kT}\right) + N_a \left[1 - \frac{1}{1 + 1/2 \exp\left(\frac{W_d - W_f}{kT}\right)} \right] \end{aligned} \quad (9.56)$$

Závislosť koncentrácie od teploty v nevlastných polovodičoch, na ktorej vidieť oblasť prímiesovej vodivosti (slabej ionizácie, oblasť vyčerpania prímiesí) a oblasť intrinzickej vodivosti, je na obr. 9.8.



Obr. 9.8 Závislosť koncentrácie od teploty v nevlastných polovodičoch: 1 – oblasť slabej ionizácie, 2 – oblasť vyčerpania prímiesí, 3 – intrinzičná oblasť, T_s – teplota nasýtenia, T_i – teplota vyčerpania prímiesí

Teplota nasýtenia T_s je definovaná ako teplota, pri ktorej prešli všetky elektróny z donorových hladín do vodivostného pásma ($\Delta W_D = W_C - W_D$) a vypočíta sa ako:

$$T_s = \frac{W_c - W_D}{k \ln \left(\frac{N_c}{N_D} \right)} \quad (9.57)$$

Teplota vyčerpania prímiesí T_i je teplota, pri ktorej sa na elektrickej vodivosti okrem všetkých ionizovaných prímiesí začínajú podieľať aj lokalizované elektróny a diery, vyskytujúce sa v polovodiči. Teplota vyčerpania prímiesí je tým väčšia, čím je väčšia šírka zakázaného pásma a čím väčšia je koncentrácia prímiesí N_D . Teplota vyčerpania prímiesí sa vypočíta ako:

$$T_i = \frac{W_z}{k \ln \left(\frac{N_c N_v}{N_D^2} \right)} \quad (9.58)$$

9.10 Pohyblivosť voľných nosičov náboja v polovodiči

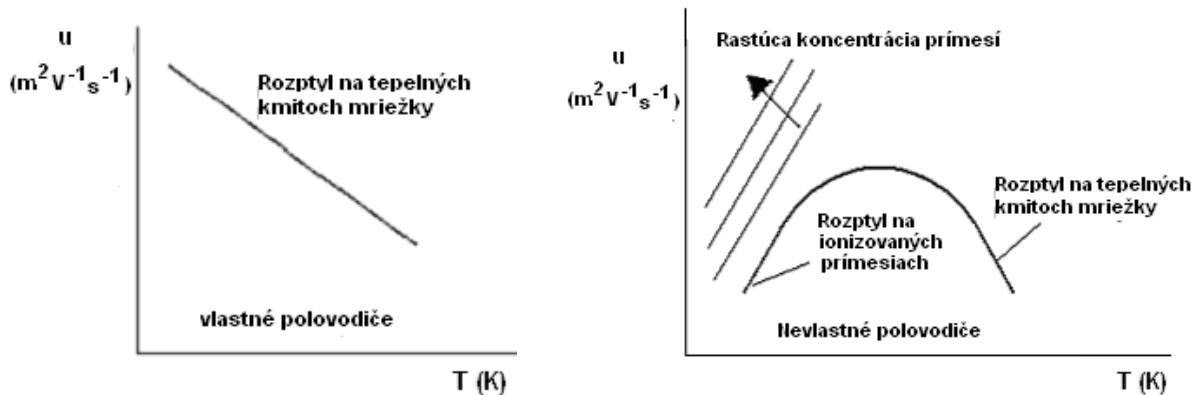
Pohyblivosť u je mierou rýchlosti pohybu voľných nosičov účinkom elektrického poľa. Pohyblivosť závisí od rozptylu nosičov: čím je rozptyl väčší, tým je pohyblivosť menšia. Rozptyl môže byť:

- na tepelných kmitoch mriežky,
- na ionizovaných prímiesiach,
- na ostatných poruchách kryštálovej mriežky.

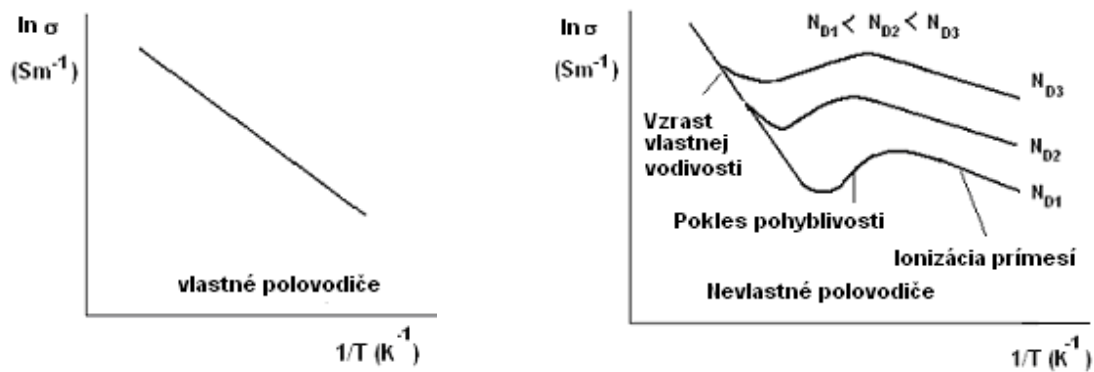
$$u = \frac{v}{E} \quad (9.59)$$

kde v je transportná rýchlosť.

Grafická interpretácia závislosti pohyblivosti voľných nosičov náboja od teploty vo vlastných a v nevlastných polovodičoch ako aj sumárne závislosti konduktivity vlastného a nevlastného polovodiča od teploty sú na obr. 9.10 a) a obr. 9.10 b).



Obr. 9.10 a) Závislosť pohyblivosti voľných nosičov náboja od teploty vo vlastných a v nevlastných polovodičoch



Obr. 9.10 b) Závislosť konduktivity vlastného a nevlastného polovodiča od teploty

V tab. 9.3 sú uvedené údaje o pohyblivosti elektrónov a dier niektorých polovodičov.

Tabuľka 9.3 Pohyblivosť elektrónov a dier niektorých polovodičov

Prvok	Pohyblivosť elektrónov ($\text{m}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$)	Pohyblivosť dier ($\text{m}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$)
Ge	0,39	0,19
Si	0,12	0,05
InSb	7,00	0,125
InAs	3,00	0,02

9.11 Difúzia voľných nosičov náboja (Fickove zákony)

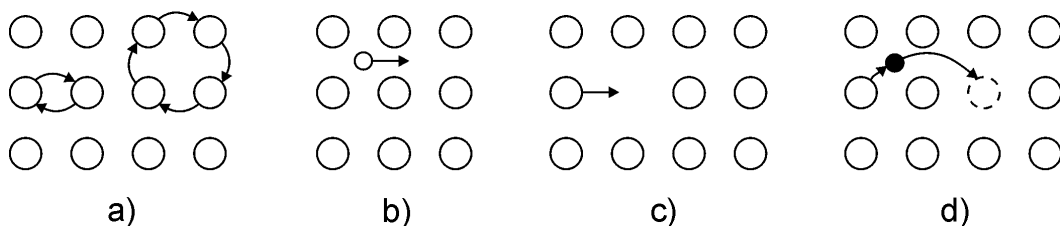
Difúzia je proces, pri ktorom častice (ako molekuly alebo ióny) plynov, kvapalín alebo tuhých látok prenikajú v nejakom prostredí ako výsledok ich spontánneho pohybu spôsobeného termálnou alebo koncentračnou nerovnováhou. Difúzia vedie k vyrovnávaniu koncentrácií alebo teplôt. Difúzia má veľký význam pre technologické procesy, napr. pre rozpúšťanie, kryštalizáciu, sušenie, adsorpciu a pod.

V polovodičoch je difúzia ponímaná ako vysokoteplotný spôsob dotovania polovodičových vrstiev, ktorý využíva termický pohyb difundujúcich častíc. Difúzia nosičov náboja v polovodiči predstavuje pohyb voľných nosičov náboja spôsobený spádom v ich koncentracii, vznikajúcim nerovnorodým znečistením vzorky, zahriatím jednej časti vzorky, dotykom s inými látkami a pod.

Difúzia sa riadi Fickovými zákonmi. Difúzia vyvoláva elektrický prúd, tzv. difúzny prúd. **Difúzny prúd** je usmernený prúd voľných nosičov v dôsledku procesu difúzie.

Príčiny difúzie sú:

- *nerovnomerné rozdelenie náboja* (tok nosičov nábojov z miest s vyššou koncentracie nábojov do miest s nižšou koncentraciou nábojov), t.j. vznik **gradientu koncentrácie** a vzniku difúzneho prúdu.
- *nerovnomerné rozloženie teploty*, t.j. **gradient teploty**.



Obr. 9.11 Schematické znázornenie mechanizmov difúzie:
a) výmenný b) intersticiálny c) vakančný d) intersticiálne -substitučný

1. Fickov zákon (v jednorozmernom tvare):

$$j = -D \frac{dn}{dx} \quad (9.60)$$

hovorí, že hustota difundujúcich častíc j je úmerná koncentračnému gradientu dn/dx a tok častíc smeruje do miesta menšej koncentrácie.

D je koeficient difúzie:

$$D = D_0 \exp\left(-\frac{\Delta W}{kT}\right) \quad (9.61)$$

kde D_0 je materiálová konštanta nezávislá od teploty, ΔW je aktivačná energia difúzneho procesu, t.j. energia nutná pre premiestnenie difundujúceho atómu prímеси do najbližšieho voľného miesta v kryštálovej mriežke.

V tab. 9.4 sú uvedené hodnoty materiálových konštánt D_0 a aktivačnej energie ΔW pre niektoré difúzne prvky v kremíku pri normálnom tlaku.

Tabuľka 9.4 Parametre teplotnej závislosti difúzneho koeficientu niektorých atómov v Si za normálneho tlaku

Prvok	D_0 ($\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$)	ΔW (J)
B	$(5 \text{ až } 10,5) \cdot 10^{-4}$	$(5,6 \text{ až } 5,92) \cdot 10^{-19}$
Al	$(4,8 \text{ až } 8,0) \cdot 10^{-4}$	$5,28 \cdot 10^{-19}$
Ga	$3,6 \cdot 10^{-4}$	$(5,6 \text{ až } 6,56) \cdot 10^{-19}$
In	$16 \cdot 10^{-4}$	$6,24 \cdot 10^{-19}$
Te	$16 \cdot 10^{-4}$	$6,24 \cdot 10^{-19}$
P	$10,5 \cdot 10^{-4}$	$5,92 \cdot 10^{-19}$
As	$0,32 \cdot 10^{-4}$	$5,76 \cdot 10^{-19}$
Sb	$5,6 \cdot 10^{-4}$	$6,24 \cdot 10^{-19}$
Bi	0,1	$7,26 \cdot 10^{-19}$
Li	$2,3 \cdot 10^{-7}$	$1,06 \cdot 10^{-19}$
Au	$1,1 \cdot 10^{-7}$	$1,76 \cdot 10^{-19}$

Súvislosť difúzie s pohyblivosťou vyjadruje Einsteinova rovnica:

$$D = u \frac{kT}{e} \quad (9.62)$$

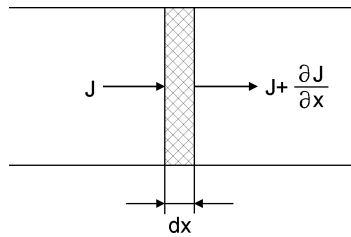
Dôležitou charakteristikou procesu difúzie je difúzna dĺžka L nosičov nábojov, ktorá súvisí s dobou života τ nosičov:

$$L = \sqrt{D\tau} \quad (9.63)$$

1. Fickov zákon platí pre prípady, kedy sa koncentračný gradient v priebehu času nemení.

2. Fickov zákon

Častejšie nastáva prípad nestacionárneho stavu, ktorý je charakterizovaný časovou zmenou koncentračného gradientu. Časovú zmenu koncentračného gradientu možno odvodiť z obr.9.12.



Obr. 9.12 Schematický náčrt pre 2. Fickov zákon

2. Fickov zákon (v jednorozmernom tvare):

$$\frac{dn}{dt} = D \frac{d^2 N}{dx^2} \quad (9.64)$$

určuje rozloženie nadifundovaných častíc, to zn. koncentračný alebo difúzny profil. 2. Fickov zákon definuje časovú zmenu koncentrácie v objemovom elemente o hrúbke dx.

Difúzia sa využíva v oblasti elektronických technológií najmä k dotácii, napr. pre vytváranie vrstiev definovaných vlastností dotáciou, t.j. ak sa difúziou vhodne zvolené prímеси dostávajú do povrchu polovodičového materiálu. Difúzia sa využíva tiež pri výrobe tranzistorov a diód, kedy difunduje zlato do povrchu Si doštičky v hrúbke cca 50 nm, kde vytvára rekombinačné centrá a tým skraca zotavovaciu dobu nosičov nábojov. Zlato sa používa, pretože má veľký difúzny koeficient, a preto rýchlo preniká objemom.

Elektrónovú prúdovú hustotu $J_{dif n}$ zapríčinenú difúziou vypočítame zo vzťahu:

$$J_{dif n} = eD_n \frac{dn_{n_0}}{dx} , \quad (9.65)$$

Dierovú prúdovú hustotu $J_{dif p}$ zapríčinenú difúziou vypočítame zo vzťahu:

$$J_{dif p} = -eD_p \frac{dn_{p_0}}{dx} \quad (9.66)$$

Pôvodne neutrálny polovodič sa elektricky nabíja, pretože difundujúce častice zanechávajú za sebou nevykompenzovaný náboj opačného znamienka. Vnútri polovodiča sa vytvára difúzne napätie. Difúzne elektrické pole E_D bráni ďalšej difúzii. Toto napätie vytvára ohmický prúd smerujúci proti difúznemu prúdu. **Difúzny prúd je vždy sprevádzaný ohmickým (driftovým) prúdom.** Jeho prúdová hustota je vyjadrená rovnicou:

$$J_n = enu_n E_D \quad (9.67)$$

Rovnovážny stav v polovodiči nastane, keď sa difúzna prúdová hustota vyrovná ohmickej prúdovej hustote:

$$J_n = J_{nD} \quad (9.68)$$

resp. $enu_n E_D = eD_n \frac{dn_n}{dx} \quad (9.69)$

Z rovnice možno vypočítať difúzne elektrické pole E_D :

$$E_D = \frac{dn_n}{dx} \frac{D_n}{u_n n} \quad (9.70)$$

Pôsobením elektrického poľa o intenzite E nastane **nerovnovážny stav**, E sa superponuje na E_D a celková prúdová hustota potom bude:

$$J = J_{dif} + J_{drift} = eD \frac{dn}{dx} + eE (u_n n_n + u_p n_p) \quad (9.71)$$

9.12 Kontakt kov - polovodič (Schottkyho kontakt)

Kontakt kov – polovodič je známy v elektronike ako jav zapríčinený nerovnakou vnútornou energiou kvázivoľných elektrónov v okolí styku dvoch rôznych materiálov. Podľa Shottkyho modelu úniku elektrónov z kovu zabraňuje fiktívna dvojvrstva vznikajúca na jeho povrchu vplyvom jednostranného ohraničenia priestorovej mriežky kovu. Účinok tejto dvojvrstvy sa charakterizuje výškou potenciálovej bariéry, resp. výstupnou prácou vztiahnutou k Fermiho hladine. Ohyb energetických hladín na rozhraní dvoch materiálov závisí od **výstupných prác** elektrónov z týchto materiálov, pričom dochádza k vyrovnaniu ich Fermiho hladín. Najznámejšou vlastnosťou priechodu kov – polovodič je buď usmerňujúci jav alebo vytvorenie neusmerňujúceho (ohmického) kontaktu. O tom, či sa pri vytváraní priechodu kov – polovodič vytvorí **usmerňujúci** alebo **ohmický kontakt**, rozhoduje výstupná práca elektrónov jednotlivých materiálov, t.j. energia potrebná na prenos elektrónov z Fermiho hladiny do hladiny s nulovou energiou vo vákuu.

Ak je v bezkontaktnom stave výstupná práca elektrónov z kovu W_k väčšia ako výstupná práca elektrónov z polovodiča W_p , bude mať:

- prechod kovu s polovodičom typu N usmerňujúce účinky,
- prechod kov – polovodič typu P účinky ohmického kontaktu.

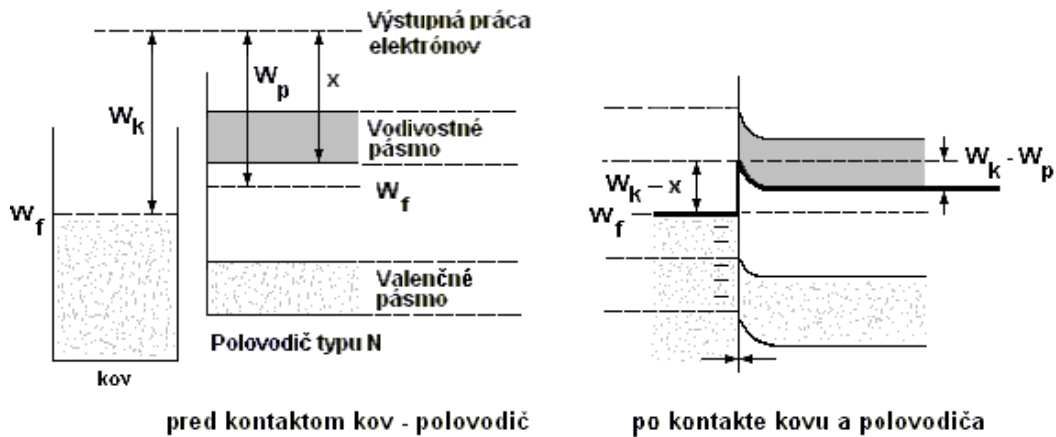
Pri opačných pomeroch sa funkcie prechodu zmenia. Ak bude výstupná práca elektrónov z polovodiča W_p väčšia ako výstupná práca elektrónov z kovu W_k , vytvorí sa:

- usmerňujúci kontakt v prípade kontaktu kov – polovodič P,
- ohmický kontakt v prípade kontaktu kov – polovodič N.

Pri vytvorení prechodu s usmerňujúcimi vlastnosťami, prechádzajú nosiče náboja z polovodiča do kovu a na rozhraní sa vytvorí elektrická (Schottkyho) dvojvrstva s kontaktným potenciálom U_k .

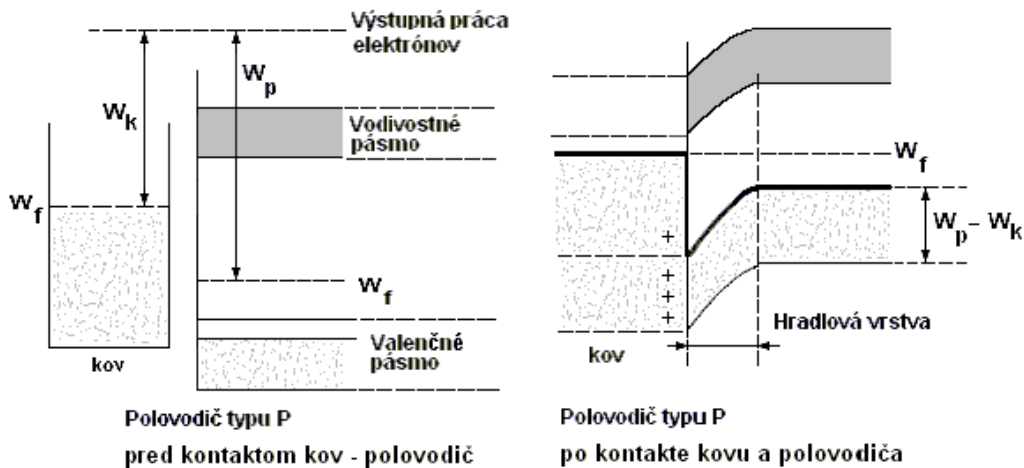
$$U_k = \frac{(W_k - W_p)}{e} \quad (9.72)$$

Dôjde k ohybu energetických pásov u polovodiča (nie u kovu, ktorý má vysokú koncentráciu elektrónov). Pásmová schéma elektrónov na rozhraní kovu a polovodiča je na obr. 9.13 a) a obr. 9.13.b).



Obr. 9.13 a) Pásmová schéma elektrónov na rozhraní kovu a polovodiča N pred a po kontakte ($W_k > W_p$). Potenciálna bariéra je vyznačená hrubou čiarou

V prípade ohmického kontaktu je zahnutie pásov také, že vodivostné pásmo polovodiča N zasahuje pod Fermiho hladinu a valenčné pásmo polovodiča P zasahuje nad Fermiho hladinu. Typickým ohmickým kontaktom je napr. kontakt zlato - germánium.



Obr. 9.13 b) Pásmová schéma elektrónov na rozhraní kovu a polovodiča P pred a po kontakte ($W_k < W_p$)

Ak je W_k väčšie ako W_p , na rozhraní kov – polovodič N začnú tiecť elektróny z polovodiča do kovu až kým sa hodnoty Fermiho energie nevyrovnajú na oboch stranách. Následkom toho sa kov nabije záporne. Na rozhraní sa vytvorí kontaktné napätie. Priložením vonkajšieho napätia na túto bariéru sa na rozhraní kov – polovodič v závislosti od polarite buď prejaví usmerňujúci efekt alebo elektróny prejdú cez tenkú hradlovú vrstvu tunelovaním (t.j. veľmi ľahko). Ak sa v tomto prípade priloží pozitívne napätie na polovodič N a negatívne napätie na kov (záverný smer) na rozhraní kov – polovodič vznikne oblasť, ktorá bude ochudobnená o voľné nosiče náboja, tzv. **hradlová vrstva**. Takýto kontakt kov - polovodič môže mať usmerňujúce vlastnosti (usmerňujúci kontakt). Pri opačnej polarite vznikne v blízkosti kontaktu v polovodiči vrstva obohatená o nosiče náboja (ohmický kontakt).

Podobne na rozhraní polovodiča P a kovu, ak je W_k menšie ako W_p , dôjde k difúzii elektrónov z kovu do polovodiča a kov sa nabije kladne. Priložením negatívneho napätia na polovodič P a pozitívneho napätia na kov vznikne oblasť, ktorá bude ochudobnená o voľné nosiče náboja, tzv. **hradlová vrstva**.

Na základe hrúbky hradlovej vrstvy možno posúdiť, či kontakt bude mať usmerňovacie vlastnosti. Ak je hradlová vrstva príliš tenká (pri rozhraní dvoch kovov),

elektróny cez ňu prechádzajú ľahko (tunelovým javom), čo sa z hľadiska pretekania elektrického prúdu nijako neprejaví.

Hodnota kontaktného napätia U_k je vo všeobecnosti okolo 1 V. Hrúbka hradlovej vrstvy je tým menšia, čím je väčšia koncentrácia donorov, resp. voľných elektrónov stýkajúcich sa materiálov. Pri vysokých koncentráciách donorov sa vytvorí veľmi tenká hradlová vrstva, cez ktorú elektróny pretekajú tunelovaním a takýto kontakt nemá usmerňujúce vlastnosti.

Usmerňujúci kontakt kov – polovodič využívajú pre svoju činnosť Schottkyho diódy. Vyrábajú sa napr. naparením tenkej vrstvy zlata na povrch epitaxnej vrstvy arzenidu gália alebo platiny na povrch kremíka a pod. V mieste styku polovodiča a kovu dochádza k veľmi rýchlemu odsatiu voľných nosičov náboja kovom. Preto je doba zotavení týchto diód neobyčajne krátka (rádovo ps) a medzná frekvencia je veľmi vysoká (rádovo desiatky GHz). Dovoľené napätie v závernom smere je však malé. Pre diódu GaAs-Au asi 3 V, pre Si-Pt asi 30 V. Schottkyho diódy sa používajú v zmiešavačoch a demodulátoroch v pásmach centimetrových vln. Oproti skôr používaným špeciálnym hrotovým diódam majú menší šum, väčšiu účinnosť a väčšiu odolnosť proti elektrickému i mechanickému namáhaniu.