

2 Vodiče

2.1 Úvod

Vodiče sú materiály, i ktorých je vedenie elektrického prúdu sprostredkované prenosom elektrónov, pričom nedochádza k žiadnym pozorovateľným chemickým zmenám [13, 32, 34].

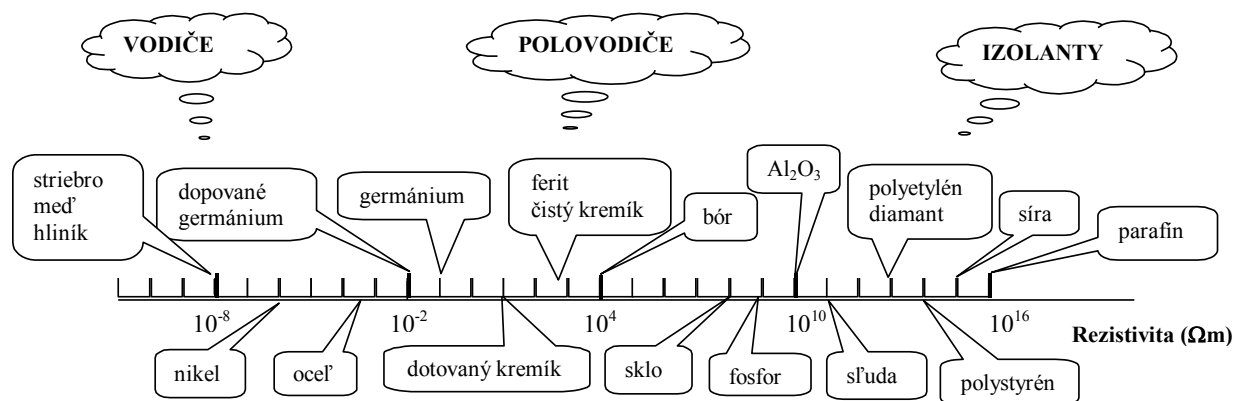
2.2 Fyzikálna podstata vodičov

Fyzikálna podstata vodivosti kovov vychádza z pásmovej štruktúry tuhej látky. Pásmová štruktúra tuhej látky poukazuje u vodičov na existenciu 2 možností: neúplne obsadené valenčné pásmo u alkalických kovov alebo prekrývanie vodivostného a valenčného pásma u dvojmocných kovov.

Na elektrickej vodivosti sa u kovov podieľajú vodivostné elektróny. Z tab. 2. 1 vyplýva, že Cu, Ag, Au majú iba 1 valenčný elektrón, Cd, Zn majú 2, Al má 3 valenčné elektróny. Počet valenčných elektrónov nie je určujúcim faktorom pre hodnotu merného elektrického odporu. Táto hodnota súvisí s mechanizmom elektrickej vodivosti.

Tabuľka 2.1. Rezistivita niektorých vodičov

Chemická značka	Rezistivita pri 20°C (Ωm)	Počet valenčných elektrónov na 1 atóm
Cu	$1,8 \cdot 10^{-8}$	1
Ag	$1,6 \cdot 10^{-8}$	1
Au	$2,4 \cdot 10^{-8}$	1
Cd	$7,5 \cdot 10^{-8}$	2
Zn	$6,0 \cdot 10^{-8}$	2
Al	$2,7 \cdot 10^{-8}$	3



Obr. 2.1 Prehľad rezistív rôznych elektrotechnických materiálov

a) Vnútna stavba kovov

Klasická elektrónová teória kovov popisuje ich elektrickú vodivosť na základe existencie voľne pohyblivých elektrónov, pohybujúcich sa chaoticky bez pôsobenia vonkajšieho elektrického poľa a usmernene pri jeho pôsobení, čím vzniká elektrický prúd. Pri zrážkach elektrónov s iónmi mriežky odovzdávajú časť získanej energie, čím sa zvyšujú tepelné kmity. Pohyb elektrónov môže byť brzdený aj mriežkovými poruchami. Pri teplote absolútnej nuly sa môžu elektróny najľahšie pohybovať, pretože neexistujú tepelné kmity iónov

mriežky, teda stredná voľná dráha elektrónov je maximálna a elektrický odpor minimálny. Klasická teória však uvažovala s nulovou energiou elektrónov pri nulovej teplote.

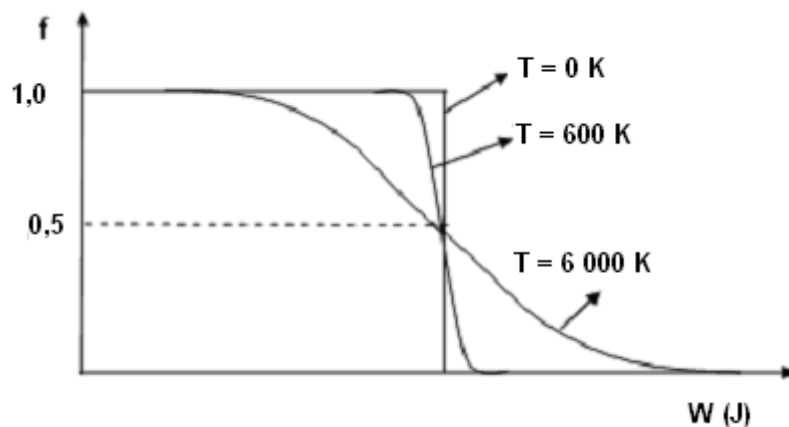
Kvantová teória tieto rozpory objasňuje. Uvažuje voľný elektrón ľubovoľnej pohybovej energie, riadiaci sa zákonmi vlnovej mechaniky. Jeho energia odpovedá určitej kvantovej dráhe, je teda kvantovaná - nemôže prijímať alebo vydávať energiu spojite, ale po kvantách. Energia elektrónu, ktorý prešiel z jedného kvantového pásma s energiou W_1 do pásma s energiou W_2 je daná Einsteinovým vzťahom:

$$W_1 - W_2 = h \cdot \nu \quad (2.1)$$

Energia najvyššej hladiny, obsadenej pri teplote absolútnej nuly sa nazýva *Fermiho energia* W_f . Aby elektrón mohol vystúpiť z kovu do vákuu, potrebuje energiu značne väčšiu ako je W_f , výstupnú prácu. Pravdepodobnosť obsadzovania energetických hladín možno vypočítať pomocou Fermi - Diracovej rozdeľovacej funkcie. Všetky energetické hladiny s energiou $W < W_f$ (Fermiho energia) sú obsadené elektrónmi a hladiny s energiou $W > W_f$ sú prázdne. Fermiho energia W_f je teda najvyššou energiou, ktorú môže elektrón v kove pri teplote absolútnej nuly nadobudnúť. Pri nenulovej teplote dochádza k tepelnej excitácii elektrónov. Časť energetických hladín pod hodnotou W_f nie je celkom obsadená, lebo elektróny preskakujú na vyššie energetické hladiny. Pravdepodobnosť obsadenia hladiny W_2 je rovná pravdepodobnosti neobsadenia hladiny W_1 .

Fermi - Diracova štatistika (FDŠ), resp. Fermi - Diracova rozdeľovacia funkcia charakterizuje štatistické rozdelenie častíc s neceločíselným spinom v jednotlivých pásmach:

$$f(W) = \frac{1}{1 + e^{\frac{W - W_f}{k \cdot T}}} \quad (2.2)$$



Obr. 2.2 Fermi - Diracova funkcia, ktorá udáva pravdepodobnosť obsadenia energetických hladín pri rôznych teplotách

FDŠ $f(W)$ hovorí o pravdepodobnosti obsadenia energetických hladín elektrónmi, pričom sa vychádza z základného stavu kvantovo-mechanického systému. Tento stav je určený obsadením všetkých energetických stavov až po Fermiho energiu pri teplote absolútnej nuly. Pri nenulovej teplote sú obsadené aj energetické stavy nad Fermiho hladinou (t.j. systém je vo vzbuđenom stave). Ak $W = W_f$ bude pravdepodobnosť obsadenia 0,5 a to korešponduje s Fermiho energiou, s najvyššie obsadenou energetickou hladinou elektrónov v základnom stave pri teplote $T = 0$ K.

W_f je *Fermiho energia* je hodnota energie, po ktorú sa obsadia stavy sústavy fermiónov pri teplote absolútnej nuly, vychádza z FDŠ (fermión - častica s polčíselným spinom, podriaďujúca sa FDŠ, napr. elektróny, protóny, neutróny).

V polovodičoch a izolantoch sa W_f nachádza medzi valenčným a vodivostným pásmom, pričom jej poloha závisí od pomeru koncentrácie voľných elektrónov ku koncentracii

voľných dier. Pri ich rovnosti leží W_F uprostred šírky zakázaného pásma. W_F leží pri teplote absolútnej nuly, v polovodiči n medzi dolným okrajom vodivostného pásma a donorovou hladinou, resp. u polovodičov typu p medzi hornou hranicou valenčného pásma a akceptorovou hladinou.

V kovoch predstavuje Fermiho energia W_F maximálnu energiu elektrónov pri teplote absolútnej nuly.

b) Merná elektrická vodivosť

Merná elektrická vodivosť σ charakterizuje schopnosť materiálu viesť elektrický prúd. Jej prevrátená hodnota je rezistivita ρ (merný elektrický odpor). Klasická teória vychádza zo zrýchleného pohybu voľných elektrónov v elektrickom poli. S rastúcou teplotou vodivosť kovov klesá. Najväčšia vodivosť sa vyskytuje pri 0 K. Teória kovových kryštálov hovorí, že kryštálovú mriežku tvoria kladné ióny spojené elektrónmi, ktoré tvoria elektrónový plyn. Elektróny sa vyznačujú veľkou pohyblivosťou, a teda ovplyvňujú veľkú elektrickú a tepelnú vodivosť.

c) Termoelektrické vlastnosti kovov

Vodivým spojením dvoch kovov vzniká kontaktný potenciál U_k . Predpokladajme rovnakú koncentráciu elektrónov v oboch kovoch. Ich spojením dôjde k vyrovnaniu ich Fermiho hladín tunelovým prechodom elektrónov, alebo pri vyšších teplotách termoemisiou elektrónov z kovu s menšou výstupnou prácou W_{k1} (vyššou Fermiho hladinou) do kovu s väčšou výstupnou prácou W_{k2} , ktorý vzhľadom k prebytku elektrónov získa záporný náboj. Kontaktný potenciál U_k (V) sa vypočíta ako:

$$U_k = \frac{W_{k2} - W_{k1}}{e} \quad (2.3)$$

Uzavretím okruhu a uvedením spojených koncov na rozličné teploty potečie elektrický prúd v dôsledku termoelektrického napätia, vzniknutého z dvoch nezávisle vzniknutých napätí – kontaktného a objemového. Objemové napätie vzniká difúziou voľných nosičov náboja z oblasti s vyššou teplotou do oblasti s nižšou, čím sa elektrická rovnováha týchto oblastí porušuje a vzniká potenciálny rozdiel brániaci ďalšej difúzii. Termoelektrický jav sa využíva k meraniu teploty termočlánkom pozostávajúcim z dvoch vodičov z rôznych materiálov, na jednom konci vodivo spojených meracím spojom. Porovnávacie konce sa udržiavajú na konštantnej teplote. Predlžovacie kompenzačné vedenie sa používa k predĺženiu termočlánkov zhotovených z drahých kovov.

d) Magnetické vlastnosti kovov

Magnetické vlastnosti kovov sú dané výsledným magnetickým momentom atómov, ktorý môžeme považovať za magnetický dipól zložený z troch zložiek - momentu atómového jadra, veľmi malého vzhľadom k momentom elektrónov, dráhových momentov elektrónov vznikajúcich krúžením okolo jadra a spinových momentov elektrónov, tvoriacich prevažnú časť celkového momentu atómu. Výsledný magnetický moment je daný vektorovým súčtom magnetických momentov jednotlivých elektrónov, pričom ich jednotlivé zložky môžu byť čiastočne alebo celkom kompenzované. Podľa tohto látky delíme:

- **Diamagnetické:** dráhové i spinové momenty sú vykompenzované, výsledný magnetický moment atómu je nulový. Vložením do magnetického poľa sa obežné dráhy elektrónov deformujú, čím sa v látke indukuje magnetický moment oslabujúci vonkajšie magnetické pole, po ktorého zrušení tento zaniká. Magnetická susceptibilita κ je záporná a veľmi malá (-10^{-5}), nezávislá od teploty a intenzity magnetického poľa. Patria sem inertné plyny, väčšina organických látok, H, Cu, Ag, Au, Be, Pb, Hg, C, Si, Ge, B, Al_2O_3 .
- **Paramagnetické:** spinové momenty sú vykompenzované, výsledný magnetický moment je daný nevykompenzovanými dráhovými momentmi elektrónov, ktoré sú neusporiadané kým

látka nie je v magnetickom poli, takže sa navonok javia ako nemagnetické. Pôsobením vonkajšieho magnetického poľa sa magnetické momenty orientujú do jeho smeru a zosilňujú ho. Ich magnetická susceptibilita je vždy kladná (10^{-5} - 10^{-2}) a nezávisí od intenzity pôsobiaceho magnetického poľa. Relatívna permeabilita $\mu_r > 1$. Patrí sem kyslík, niektoré oxidy, Al, Cu, Na, Mg, Ta, Pt, W.

- **Feromagnetické:** dráhové momenty sú takmer všetky vykompenzované, výsledný magnetický moment je daný spinovými momentmi elektrónov. Dochádza ku paralelnej orientácii magnetických momentov atómov v určitých oblastiach nazývaných feromagnetické domény, v rámci ktorých je látka zmagnetizovaná do nasýtenia bez účinku vonkajšieho magnetického poľa vzájomným pôsobením atómov medzi sebou, účinným len do kritickej (Currieho) feromagnetickéj teploty, ktorej prekročením sa látka stáva paramagnetikom. Feromagnetikum sa ľahko zmagnetizuje už v slabom magnetickom poli, pričom po jeho zrušení ostáva magnetizácia zachovaná. μ_r i κ sú vysoké (10^6), silne závislé od teploty a intenzity magnetického poľa. Patria sem Fe, Co, Ni, Gd a mnohé ich zliatiny.
- **Antiferomagnetické:** s antiparalelne orientovanými spinovými momentmi vplyvom výmenných síl, susceptibilitou rádovo ako u paramagnetík, klesajúcou s teplotou. Pri Currieho teplote dochádza k porušeniu antiparalelnej orientácie spinov. Patria sem oxidy, sírniky, chloridy mangánu, chrómu, železa, kobaltu a niklu.
- **Ferimagnetické:** sú zvláštnym prípadom antiferomagnetík, antiparalelné susedné magnetické momenty však nie sú rovnaké, nevykompenzujú sa - prejavujú rozdielový magnetický moment. Patria sem ferity - zlúčeniny Fe_2O_3 s oxidmi niektorých dvojmocných kovov (Mg, Zn, Cu, Fe, Mn).

2.3 Faktory ovplyvňujúce vodivosť vodičov

Ak predpokladáme, že n (m^{-3}) je koncentrácia (počet voľných elektrónov v objemovej jednotke kovu) voľných nosičov náboja, v dôsledku tepelných kmitov dochádza k rozptylu atómov z rovnovážnych polôh. Doba voľného pohybu elektrónu τ (s) je definovaná ako čas, počas ktorého sa elektrón udrží ako voľný, teda čas potrebný na prekonanie strednej voľnej dráhy elektrónu l ($l = v\tau$). Za neprítomnosti elektrického poľa je rýchlosť pohybujúceho sa elektrónu $v = 0$ a pri pôsobení elektrického poľa:

$$\vec{v} = \frac{e}{m} \tau \vec{E} \quad (2.4)$$

Keďže vektor prúdovej hustoty $\vec{J} = ne\vec{v}$, pre vodivosť σ ($\vec{J} = \sigma\vec{E}$) máme vzťah:

$$\sigma = \frac{ne^2\tau}{m} = \frac{ne^2l}{m.v} \quad (2.5)$$

Keďže hodnota koncentrácie voľných elektrónov n (m^{-3}) súvisí s povahou materiálu, spolu s hodnotou náboja elektrónu e (C), hmotnosťou elektrónu m (kg) a rýchlosťou pohybujúceho sa elektrónu v (ms^{-1}) ich možno považovať za konštanty. Vodivosť σ (Sm^{-1}) je teda priamo úmerná strednej voľnej dráhe elektrónu l (m).

2.3.1 Faktory ovplyvňujúce vodivosť vodičov σ :

1. Pohyblivosť u

Pohyblivosť u súvisí s teplotou, tepelnými kmitmi a poruchami kryštálovej mriežky. Je definovaná ako rýchlosť elektrónov v ztiahnutá k intenzite elektrického poľa E ($u = v/E$).

2. Teplota T

S rastom teploty rastie odpor materiálu. Nad Debyeovou teplotou (asi od 100 K) rastie rezistivita lineárne s teplotou. Pomer elektrickej a tepelnej vodivosti sa približne rovná pre všetky kovy. Súvis elektrických a tepelných vlastností kovov je charakterizovaný *Wiedemann - Franzovým zákonom*:

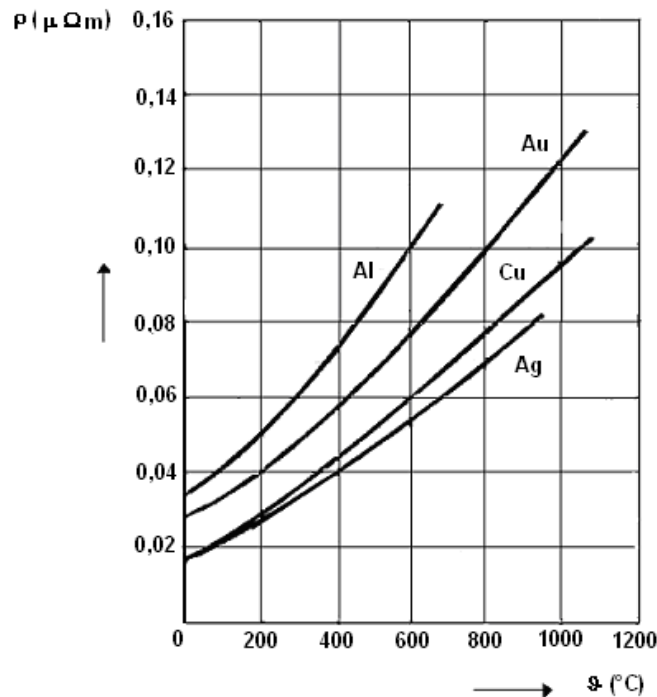
$$\frac{K}{\sigma T} = 2,4 \cdot 10^{-8} (\text{J}\Omega\text{K}^{-2}\text{s}^{-1}) \quad (2.6)$$

ktorý hovorí, že *pomer elektrickej a tepelnej vodivosti je úmerný absolútnej teplote, pričom konštantou je Lorenzovo číslo*.

3. Rezistivita ρ

Rezistivita ρ (Ωm) udáva číselne odpor napr. vodiča dlhého 1 m s prierezom 1 m^2 a pri teplote 20°C. Vodiče majú rezistivitu v rozmedzí 10^{-2} až 10^1 $\mu\Omega\text{m}$, odporové materiály v rozmedzí 0,2 až 2 $\mu\Omega\text{m}$. Pre výpočet odporu R (Ω) používame známy vzťah:

$$R = \frac{\rho \cdot l}{S} \quad (2.7)$$



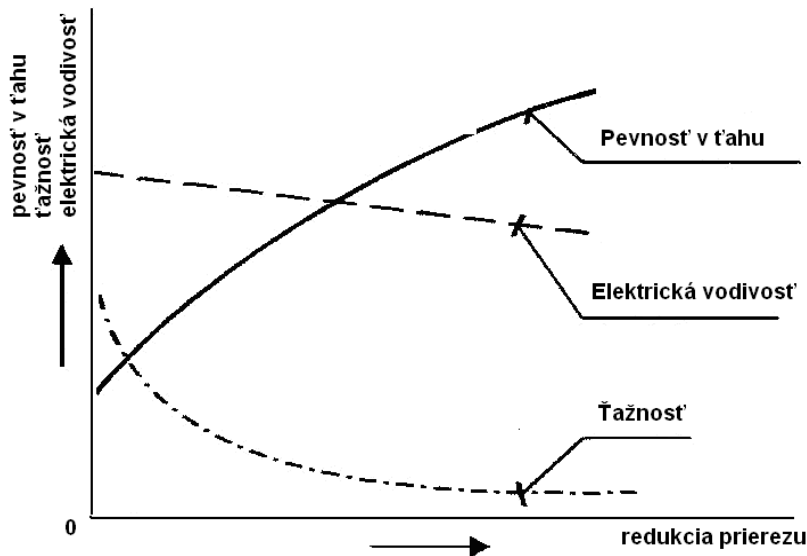
Obr. 2.3 Závislosť rezistivity niektorých vodivých materiálov od teploty

Teplotný súčiniteľ odporu α_R udáva číselne o akú hodnotu sa zmení odpor vodiča 1 Ω , ak sa zvýši jeho teplota o 1°C. Môže byť kladný a záporný. Teplotný súčiniteľ odporu α_R väčšiny čistých kovov je 0,004 K^{-1} v teplotnom rozmedzí 0 až 100°C. Teplotný súčiniteľ odporu α_R u odporových materiálov má hodnotu v rozmedzí 10^{-4} až 10^{-4} K^{-1} .

Pri nízkych teplotách (avšak vyšších ako 20 K) v úzkom intervale teplôt je rezistivita mnohých kovov úmerná piatej mocnine absolútnej teploty. Pri vyšších teplotách sa rezistivita mení lineárne. Rezistivita niektorých kovov (Pb, Sn, Hg) klesá na nulu pri tzv. kritickej teplote (niekoľko K). Tieto kovy sú **supravodiče**.

4. Tlak p

Tlak pri väčšine kovov klesá rezistivita s rastúcim tlakom (s výnimkou Li, Ca, Sr, Bi).



Obr. 2.4 Závislosť vlastností medi od redukcie prierezu pri ťahaní drôtu

5. Prímеси

Rezistivita vzrastá s rastúcim obsahom nečistôt. Podľa **Mathiessenovho pravidla** sa môže rezistivita kovov s malým množstvom prímеси vyjadriť ako súčet:

$$\rho = \rho_0 + \rho(T) \quad (2.8)$$

kde ρ_0 je zvyšková rezistivita, ktorá vzrastá s rastúcim množstvom prímеси $\rho(T)$ zložka rezistivity závislá na teplote.

V kovoch s prímesami sú elektróny rozptyľované atómami prímеси spolu s tepelnými kmitmi atómov. Všeobecne platí, že akákoľvek cudzia látka alebo porucha sťažuje prechod elektrického prúdu, t.j. zväčší rezistivitu. Preto majú napr. zliatiny medi a hliníka s inými kovmi všeobecne menšiu konduktivitu ako čisté kovy. Rovnako platí, že s rastúcou čistotou kovu rastie jeho konduktivita.

6. Usporiadanosť

Rezistivita vzrastá s rastúcou neusporiadanosťou v subštruktúre. Ak sa udrží neusporiadaný stav pri normálnej teplote po zakalení z nadkritickej teploty, dochádza k nepravidelnému rozmiestneniu atómov s distorziami od tepelných kmitov. Rezistivita sa zníži žíhaním, pretože poklesne neusporiadanosť kryštálovej mriežky kovu.

7. Deformácia za studena

Deformáciou za studena sa zavádzajú do kryštálovej mriežky poruchy, napr. poruchy na hraniciach zŕn, nepravidelnosti okolo porúch alebo dislokácií, v dôsledku čoho sa zvyšuje vnútorné napätie. Deformáciou za studena sa zvyšuje rezistivita.