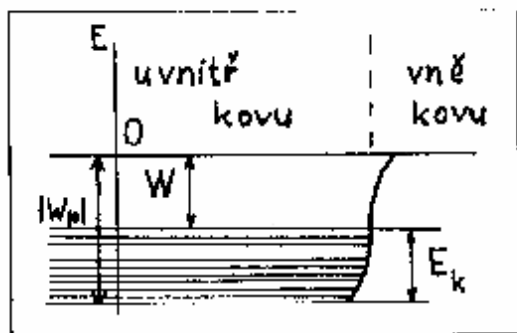


Obr. 11 Zaplnění energetických hladin elektrony u kovu a) zakázané a dovolené pásy b) zaplnění dovolených pásů c) „mikroskopický“ pohled na rozštěpení hladin v dovoleném pásu (vuntíkv s ovacnými šívkami zobrazuú elektrony s ovacnými spinv).

KOVY

Kvantově mechanický model elektronové vodivosti v kovu je potenciální jáma obdélíkového průřezu, v níž volné elektrony zaplňují podle Pauliho principu nejnižší rozštěpené energetické hladiny, viz obr. 11.



Obr.12 Potenciální jáma kovu

Zvolíme-li potenciální energii elektronu vně kovu za nulovou, potom potenciální energie volného elektronu uvnitř v kovu je záporná $W_p < 0$ (W_p hloubka potenciální jámy). Výška energetických hladin nad dnem potenciální jámy (viz obr. 12), udává vlastně kinetickou energii elektronů, které ji obsadily.

Na každé hladině mohou být podle Pauliho principu jen 2 elektrony s opačným spinovým magnet.kvantovým číslem. Energetic. hladiny jsou zaplněny přibližně až po tzv. Fermiho hladinu (při teplotě 0 K všechny). Platí pro ni :

$$E_F = \frac{h}{8m_e} \left(\frac{3n_0}{\pi} \right)^{\frac{2}{3}} \quad (2)$$

kde n je hustota počtu volných elektronů v kovu, tj. počet volných elektronů na jednotku objemu. Výstupní práce je rovna práci potřebné k tomu, aby se elektron uvolnil z kovu.

Pomocí výstupní práce můžeme vysvětlit jak termoemisi tak i fotoemisi.

Souboru volných elektronů v kovu se pro některé podobné vlastnosti se souborem molekul plynu také říká **elektronový plyn**.

Na rozdíl od plynu, však nelze jeho částice od sebe rozlišit a platí pro ně Pauliho vylučovací princip. Volné elektrony se proto neřídí Boltzmannovou statistikou, ale statistikou Fermiho-

Diracovou, které podléhají nerozlišitelné částice se spinovým číslem 1/2 (tzv. fermiony). Rozdělení elektronů na kvantové energetické hladiny podle FD statistiky je na obr. 13, kde je uvedena závislost četnosti elektronů na jejich energii při absolutní nule a při dvou dalších teplotách. Z obr. 13 je zřejmé, že neuspořádaný pohyb volných elektronů v kovu je zvyšováním teploty jen nepatrně ovlivněn. Na volné elektrony v potenciální jámě lze pohlížet jako na stojaté vlnění jejich kvantového pole o vlnové délce $\lambda = h/p$ a energii

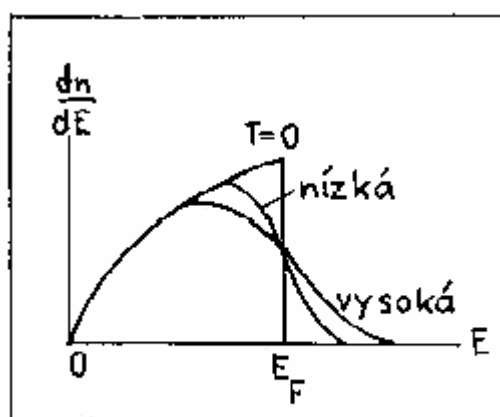
$$E = p^2/2m = h^2/2m\lambda^2.$$

Odtud můžeme vypočítat v prvním přiblížení maximální kinetickou energii elektronu v nejnižším energetickém pásu v kovu.

Označíme d vzdálenost iontů v kovu, pak počet iontů na délce L je L/d a jim odpovídá v pásu L/d stavů elektronů.

Minimální vlnová délka (maximální energie) pak odpovídá $n = L/d$, odkud $\lambda_{\min} = 2d$ a pro maximální energii elektronu v pásu dostaneme min

$$E_{\max} = \frac{h^2}{8md^2} = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2md^2}.$$

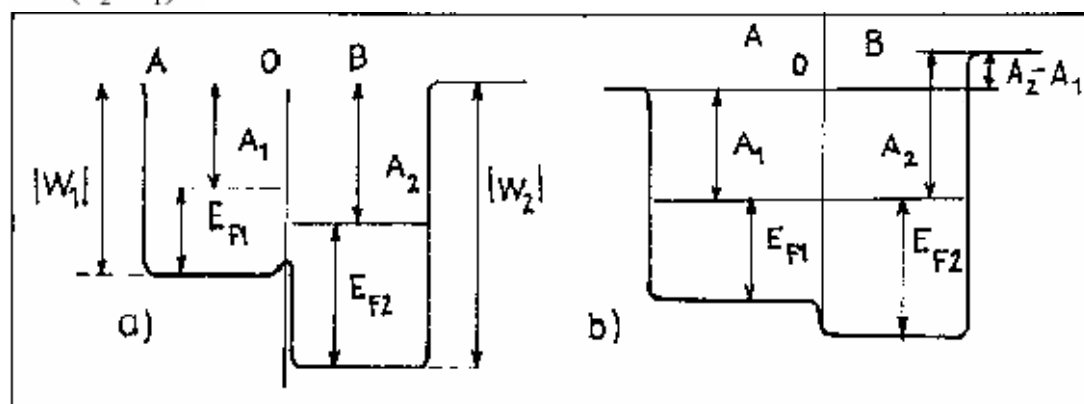


Obr. 13 Četnost volných elektronů v závislosti na jejich energii

Kontaktní napětí

Dáme-li do těsného dotyku dva různé kovy s Fermiho energiemi E_1 a E_2 a s výstupními pracemi A_1 a A_2 (viz obr. 14a), potom malá část energetičtějších elektronů z kovu o menší výstupní práci (vyšší Fermiho hladině, na obr. 14a) přejde do druhého kovu. Ten se nabije záporně (první kov se nabije kladně) tak, aby vytvořené elektrické pole dalším přestupům zabránilo. Fermiho hladiny se vyrovnají a mezi vodiči vznikne kontaktní napětí

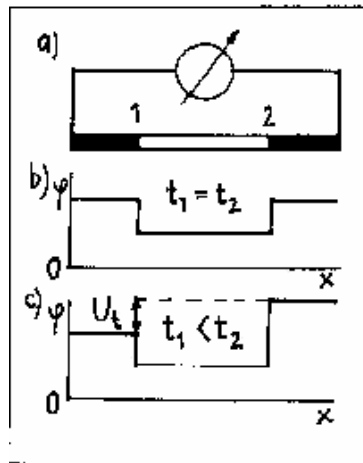
$$U = (A_2 - A_1)/e$$



Termoelektrický jev rozlišujeme Seebeckův, Peltierův a Thomsonův.

Seebeckův jev

Mějme spojení dle obr. 15a, kde uzavřený obvod je tvořen dvěma vodiči z různých kovů. Když spojená místa obou kovů budeme udržovat na různých teplotách, začne obvodem procházet elektrický proud. V zahřátém místě se v důsledku zvýšení energie tepelného pohybu elektronů změní kontaktní napětí a na vodiči vznikne termoelektrické napětí, které způsobí průchod proudem. Na obr. 15b je nakreslen průběh potenciálu bez teplotního rozdílu mezi spoji, na obr. 15c je nakreslen průběh potenciálu při teplotním rozdílu mezi spoji. Při malých rozdílech je vzniklé termoelektrické napětí úměrně teplotnímu rozdílu: $U_t = \alpha \cdot \Delta T$. Tohoto jevu se používá k měření teploty: termoelement (termoelektrický článek, termočlánek).



Obr. 15 Seebeckův jev

akže se chladnější konec vodiče nabije záporně, opačný zahřátý konec vodiče bude nabit kladně (viz obr. 16).

V důsledku toho, prochází-li vodičem, v němž je

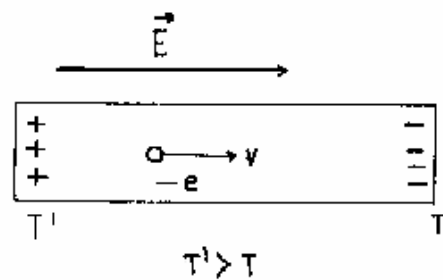
Peltierův jev

je inverzní k Seebeckově jevu. Necháme-li předchozí spoji procházet elektrický proud z vnějšího zdroje, bude se spoj, který by při daném směru proudu byl teplejší, zahřívát a druhý spoj, se bude ochlazovat - bude vznikat na vodiči teplotní rozdíl mezi spoji.

Thomsonův jev

úzce souvisí se vznikem Thomsonova napětí na vodiči, na kterém je teplotní rozdíl. Elektrony z místa vyšší teploty v důsledku vyšší kinetické energie proni-

kají k chladnějšímu konci vodiče, kde vznikne jejich přebytek,



Obr. 16 Thomsonův jev

teplotní spád, proud ve směru Thomsonova elektromotorického napětí (tj. ve směru teplotního spádu) vodič se ohřívá méně než přísluší podle Jouleova zákona (část tepla se mění na elektrickou energii pro Thomsonovo elektromotorické napětí). V případě opačného směru proudu (tj. proti teplotnímu spádu) se naopak ve vodiči vybavuje větší teplo než Jouleovo (navíc teplo vybavené v důsledku průchodu proudu proti Thomsonovu elektromotorickému napětí).