

Úlohy na cvičenie

1. Vypočítajte absolútnu hodnotu magnetickej indukcie a intenzity na osi kruhového závitú s prúdom $I = 3 \text{ A}$ vo vzdialenosti $a = 10 \text{ cm}$ od jeho roviny, keď polomer závitú $r = 5 \text{ cm}$! ($B = 3,3 \cdot 10^{-6} \text{ tesla}$, $H = 2,62 \text{ A/m}$)

2. Vypočítajte absolútnu hodnotu magnetickej indukcie v strede štvorca so stranou $a = 10 \text{ cm}$, obtekaného prúdom $I = 5 \text{ A}$! ($B = 2 \sqrt{2} \mu_0 I / \pi a = 0,56 \cdot 10^{-4} \text{ tesla}$)

3. Akou veľkou silou je vytláčaný vodič s účinnou dĺžkou $l = 30 \text{ cm}$ z homogénneho magnetickeho poľa s indukčnými čiarami na dĺžku vodiča kolmými, keď indukcia poľa je $B = 0,8 \text{ tesla}$ a vo vodiči je prúd $I = 150 \text{ A}$? (36 newton)

4. V homogénnom magnetickom poli o indukcii $B = 0,2 \text{ tesla}$ je plochá obdĺžniková cievka s 50 závitmi. Rozmery cievky sú: $a = 2 \text{ cm}$, $B = 3 \text{ cm}$. Magnetické pole je rovnobežné s dlhšou stranou cievky. Aký veľký je moment dvojice síl pôsobiacich na cievku, keď ňou tečie prúd $I = 4 \text{ A}$? ($D = 0,024 \text{ newton} \cdot \text{m}$)

5. Tangentová buzola so $z = 5$ závitmi a polomerom $R = 10 \text{ cm}$ je uložená v zemskom magnetickom poli tak, že roviny jej závitov sú rovnobežné s poludníkovou rovinou zemského magnetickeho poľa. Po zapnutí prúdu sa magnetka buzoly vychýli zo svojej polohy o uhol $\varphi = 45^\circ$. Vypočítajte intenzitu prúdu, ktorý tečie závitmi buzoly, keď absolútna hodnota vodorovnej zložky intenzity magnetickeho poľa zemského je 16 A/m ! ($I = 0,64 \text{ A}$)

5. VEDENIE ELEKTRINY V PLYNOCH A VO VÁKU

5.1. Emisia elektrónov z povrchu rozžeravených kovov. Už v čl. 3.1 bola zmienka o tom, že aj rozhranie kovu a vákuu je elektrickou dvojrústvou. V dôsledku toho stredná hodnota elektrického potenciálu π_a vnútri kovu vzhľadom na jeho okolie nerovná sa nule. Tento potenciál je príčinou toho, že pri prechode elektrónu znútra kovu do jeho okolia sa musí vykonať tzv. *výstupná práca* A , rovnajúca sa súčinu náboja elektrónu e a tohto potenciálu, $A = e\pi_a$. Potenciál π_a sa pre tento svoj význam nazýva aj *výstupný potenciál*. Výstupná práca udáva sa obyčajne v elektrónvoltoch. Jej číselná hodnota sa potom rovná číselnej hodnote výstupného potenciálu vyjadreného vo voltoch

$$1 \text{ eV} = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ AS} \cdot 1 \text{ joule/AS} = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ joule}$$

Pri laboratórnej teplote z elektrónov, ktoré sa nachádzajú vo vnútri kovu, len ich nepatrný počet má dostatočne veľkú kinetickú energiu, potrebnú na to, aby vykonaním výstupnej práce na účet svojej kinetickej energie mohli uniknúť z kovu cez jeho povrch. Pri zvyšovaní teploty zväčšuje sa aj počet rýchlych elektrónov, takže množstvo elektrónov za jednotku času opúšťajúcich povrch kovu sa stáva merateľným. Jav sa nazýva *termoelektrónová emisia*. Termoelektrónová emisia má pre dnešnú elektrotechniku a rádiotechniku mimo-

riadny význam, lebo na nej sa zakladá konštrukcia usmerňovacích a zosilňovacích elektrónok a mnohých iných elektronických zariadení.

Počet elektrónov, ktoré pri danej teplote opúšťajú za jednotku času plošnú jednotku povrchu rozžeraveného kovu, najľahšie možno určiť z maximálnej hodnoty elektrického prúdu, t. j. z tzv. *nasýteného* alebo *emisného prúdu* I_n , ktorý pri dostatočne veľkom anódovom napätí prechádza cez najjednoduchšiu elektrónku, cez tzv. *diódu*. Keď plošný obsah rozžeraveného povrchu jej katódy je S , tento počet je $n = \frac{I_n}{eS} = \frac{i_n}{e}$, kde i_n je hustota emisného prúdu a e náboj elektrónu. Za predpokladu, že rozdelenie voľných elektrónov v kove podľa ich rýchlostí sa riadi *Maxwellovým zákonom*, pre hustotu termoemisného prúdu odvodil Richardson vzorec

$$i_n = B \sqrt{T} \cdot e^{-\frac{e\pi_a}{kT}} \quad (1)$$

kde T je abs. teplota kovu, π_a výstupný potenciál, k Boltzmannova konštanta a B určitá iná konštanta. Avšak, ako to vyplýva z kvantovej teórie, rozdelenie elektrónov v kovoch podľa ich rýchlostí neriadi sa zákonom Maxwellovým, ktorý na základe princípov a vzťahov *Boltzmannovej štatistiky* odvodil Maxwell pre elektricky neutrálne molekuly plynov, ale iným zákonom, ktorý vyplýva z *Fermiho štatistiky*. Použitie princípov a vzťahov Fermiho štatistiky poskytuje pre hustotu termoemisného prúdu vzorec

$$i_n = B'T^2 e^{-\frac{e\pi_a}{kT}} \quad (2)$$

v ktorom B' je konštanta od konštanty B odlišná.

Zo vzorcov (1) a (2), z ktorých najmä druhý veľmi dobre vystihuje skutočnú závislosť hustoty termoemisného prúdu od teploty, vyplýva, že tento prúd sa s teplotou veľmi rýchle zväčšuje. Teoretická hodnota konštanty B' je asi $120 \text{ Acm}^{-2}\text{deg}^{-2}$. V skutočnosti konštanta B' má pri rôznych kovoch dosť odlišné hodnoty a závisí od fyzikálneho stavu povrchu kovu, najmä od jeho čistoty. To isté možno povedať aj o výstupnej práci $e\pi_a$. Tenká vrstva tória, bárya, cézia, adsorbovaných na povrchu kovu, alebo vrstva kyslíčnikov týchto kovov výstupnú prácu pozoruhodne znižuje.

Pretože výstupná práca $e\pi_a$ vystupuje vo vzorci (2) ako exponent, zatiaľ čo konštanta B' len ako násobiteľ, veľkosť emisného prúdu závisí najmä od výstupnej práce, ktorá — ak emisný prúd má byť veľký — musí byť malá. Preto pokrytie povrchu volfrámu vrstvou Cs, Ba a pod. pre vznik veľkého emisného prúdu je výhodné, hoci podľa údajov *tabuľky 5.1* konštanta B' je v týchto prípadoch mnohonásobne menšia než pri čistom volfráme.

Tabuľka 5.1

Emisné konštanty B' (v $\text{Acm}^{-2} \text{deg}^{-2}$) a výstupné potenciály π_a (vo voltoch) pri niektorých kovoch

| Kov | B' | π_a | Kov | B' | π_a |
|-----|------|---------|---------|------|---------|
| Pt | 1700 | 6,3 | W + Cs | 3,2 | 1,36 |
| W | 60 | 4,5 | W + Ba | 1,5 | 1,56 |
| Mo | 55 | 4,2 | W + Th | 3,0 | 2,63 |
| Th | 70 | 3,4 | W + BaO | 1,18 | 1,84 |

Príklad 1. Pomocou vzorca (2) a údajov v *tab. 5.1* vypočítame hustotu emisného prúdu pri teplote 1 000 °K: 1. pre čistý volfrám a 2. pre volfrám pokrytý vrstvou cézia. Vychodí:

$$i_1 = 60 \cdot 1000^2 e^{-\frac{1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 4,5}{1,38 \cdot 10^{-23} \cdot 1000}} \approx 1,3 \cdot 10^{-15} \text{ Acm}^{-2}$$

$$i_2 = 3,2 \cdot 1000^2 e^{-\frac{1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 1,36}{1,38 \cdot 10^{-23} \cdot 1000}} \approx 0,46 \text{ Acm}^{-2}$$

5.2. Ionizácia plynov. Najdokonalejším izolátorom telies, ktorých teplota nie je veľmi vysoká, je absolútne vákuum. Plyny pod vyšším tlakom (aspoň niekoľko torrov) sa aj v silnejších elektrických poliach správajú tiež ako veľmi dobré izolátory. Ich elektrická vodivosť pri týchto podmienkach je veľmi malá, ale možno o nej aj experimentálne dokázať, že sa nikdy nerovná nule. To znamená, že objemová jednotka plynu obsahuje vždy určité množstvo voľných nosičov nábojov. Vo všeobecnosti týmito nosičmi môžu byť elektróny a kladné a záporné ióny. Vo svojich ďalších úvahách budeme však najprv predpokladať, že elektrickú vodivosť plynu zapríčiňujú len kladné a záporné ióny, pretože elektróny, keď sa do plynu nejakým spôsobom dostali, alebo sa v ňom vytvorili, veľmi rýchle sa spájajú s elektricky neutrálnymi molekulami plynu a menia sa takto tiež na záporné ióny.

Pri stretnutí sa kladného a záporného iónu s rovnako veľkými nábojmi (pri plynných iónoch je to najčastejšie jeden elementárny náboj kladný alebo záporný) môže nastať ich spojenie v neutrálnu molekulu. Tento dej sa nazýva *rekombinácia iónov*. Počet n párov iónov schopných sa rekombinovať v objemovej jednotke sa nazýva *koncentrácia iónov*. Možno predpokladať, že takéto dva ióny s opačnými elektrickými nábojmi sa vždy premenia na elektricky neutrálnu molekulu alebo molekuly, kedykoľvek sa stretnú, čiže kedykoľvek sa dostanú do malej vzájomnej vzdialenosti. Pravdepodobnosť stretnutia sa kladného iónu so záporným iónom je úmerná súčinu ich počtu v objemovej jed-