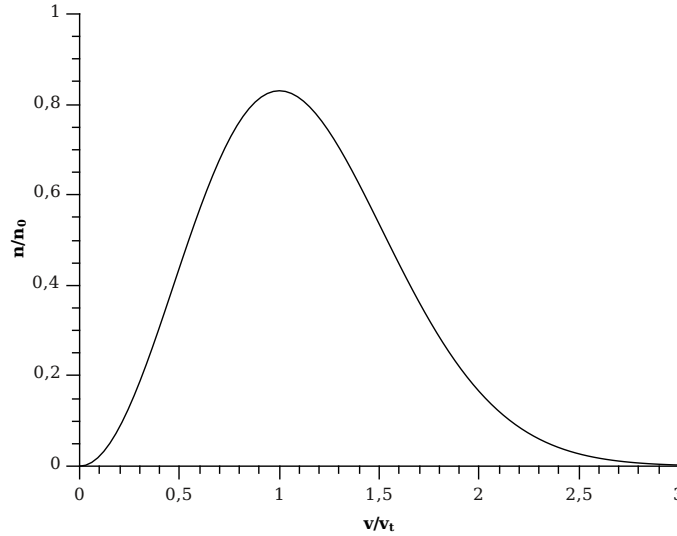


**Pomůcky:** Speciální dioda s wolframovou žhavou katodou trvale čerpaná vakuovým systémem, regulovatelný zdroj 20 V, žhavicí transformátor, regulovatelný zdroj 600 V, voltmetr, ampérmetr, miliampérmetr, nanoampérmetr, regulační transformátor 0 - 220 V,

## 1 Základní pojmy a vztahy



Obrázek 1: Maxwellovo-Boltzmanovo rozdělení rychlostí

Uvažujme plochou kovovou katodu mající teplotu  $T$  umístěnou ve vakuu. Kov lze zjednodušeně považovat za krystalovou mřížku z kladných iontů, mezi kterými se volně pohybují elektrony. Kinetická energie elektronů je funkcí teploty kovu a existuje jistá minimální hodnota této energie potřebná k tomu, aby elektron překonal hranici mezi kovem a vakuem. Tato energie se nazývá výstupní práce a charakterizuje daný kov.

### 1.1 Náběhový proud

Při dostatečné teplotě jsou tedy elektrony katodou emitovány do okolního prostoru a vytváří oblak prostorového náboje, který brání emisi dalších elektronů. Obecně vyletují elektrony z katody s různými rychlostmi, pro které platí Maxwellovo-Boltzmannovo rozdělení (obrázek 1). Po uspořádání experimentu do tvaru vakuové plošné diody přidáním planparalelní anody (obrázek 2) lze měřit proud tekoucí diodou v závislosti na napětí na diodě, tedy její  $V/A$  charakteristiku. Předpokládejme, že potenciál  $\varphi_a$  na této anodě je vůči katodě nulový nebo mírně záporný. Aby se elektron dostal do vzdálenosti  $x$  od katody (kde je potenciál  $\varphi_x$ ), musí překonat potenciálový rozdíl  $\varphi_x$  a ztratit tak energii  $e\varphi_x$  ( $e$  - náboj elektronu). V důsledku Maxwellova-Boltzmannova rozdělení rychlostí elektronů je koncentrace elektronů  $n_x$  ve vzdálenosti  $x$  od katody rovna

$$n_x = n_0 \exp\left(\frac{e\varphi_x}{kT}\right), \quad (1)$$

kde  $n_0$  je koncentrace elektronů u katody ( $x = 0$ ),  $k$  je Boltzmannova konstanta ( $k = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ W.s.K}^{-1}$ ),  $e$  představuje náboj elektronu ( $e = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ C}$ ),  $T$  absolutní teplotu a  $\varphi_x$  potenciál ve vzdálenosti  $x$  od katody ( $\varphi_x \leq 0$ ).

Na základě představ kinetické teorie plynu lze odvodit (viz [1], [2]), že v každém souboru částic, jejichž rychlosti splňují Maxwellovo-Boltzmannovo rozdělení rychlostí, prochází plochou jednotkové velikosti umístěnou kdekoli v prostoru za jednotku času počet částic  $\nu$

$$\nu = \frac{1}{4} n \bar{v}, \quad (2)$$

kde  $n$  je koncentrace částic v uvažovaném bodě prostoru a  $\bar{v}$  je jejich střední rychlost. Potom pro hustotu proudu platí

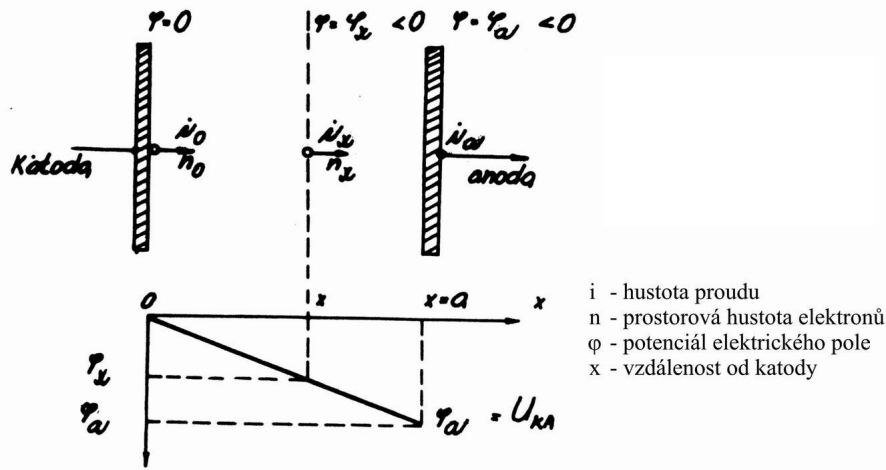
$$i_x = \frac{1}{4} e n_x \bar{v}, \quad (3)$$

Pro poměr proudových hustot plyne z (1) a (3)

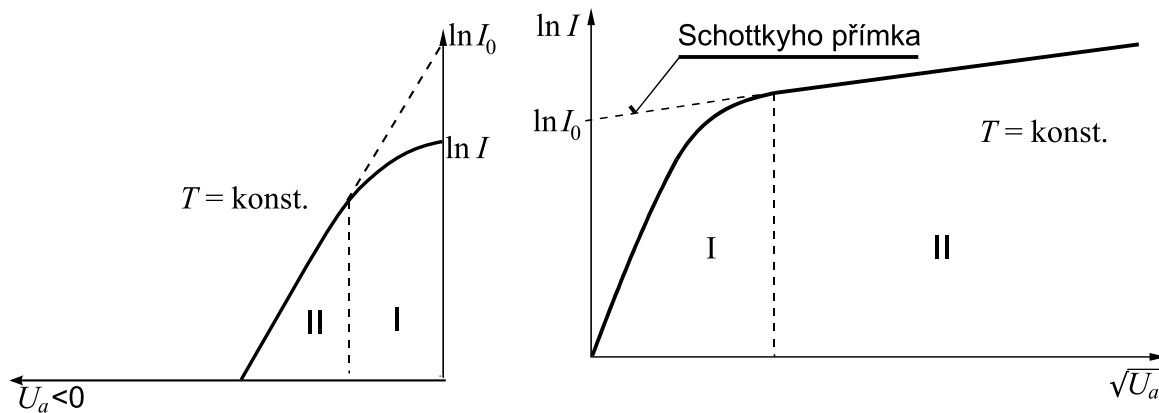
$$i_a = i_0 \exp\left(\frac{e\varphi_a}{kT}\right) \quad (4)$$

a při planparalelních elektrodách pro celkové proudy

$$I_a = I_0 \exp\left(\frac{e\varphi_a}{kT}\right). \quad (5)$$



Obrázek 2: Řez uspořádáním plošné vakuové diody a rozložení potenciálu elektrického pole. (Vliv prostorového pole zanedbán)



Obrázek 3: Závislost náběhového proudu na anodovém napětí. Oblast I je ovlivněna volnými elektrony v okolí katody

Obrázek 4: Průběh nasyceného proudu. Oblasti II je napětí takové, že „vysaje“ všechny emitované elektrony

$I_0$  představuje též *ideální nasycený proud diody*. Logaritmováním přejde (5) do tvaru

$$\ln I_a - \ln I_0 = \frac{e}{k} \frac{1}{T} \varphi_a \iff y - b = ax \quad (6)$$

Měřením směrnice závislosti  $I_a(\varphi_a)$  (tzv. náběhového proudu) na  $\varphi_a$  (tj. napětí katoda - anoda) lze odhadnout absolutní teplotu katody.

Při vyhodnocování měření předpokládáme, že katoda je ekvipotenciální, což neodpovídá skutečnosti. Ukázalo se však, že oproti jiným zanedbáním to nemá žádný vliv.

Dále je pro měření výhodnější válcové uspořádání elektrod, přesněji vláknová katoda a válcová dělená anoda. Odvození teoretických vztahů je obdobné a výsledný tvar stejný.

Chyby v měření jsou zapříčiněny hlavně:

1. vlivem prostorového náboje - proto je vhodné měřené proudy udržovat co nejmenší;
2. elektrony vyraženými krátkovlnným zářením z katody;
3. sekundárními elektrony vyraženými z anody.
4. nedokonalost vakua, ionizace zbytkového plynu

Předpokládaná závislost je na obr. 3 a má konkávní tvar. Naše vakuová dioda se tedy chová jako klasická dioda v závěrném směru.

Výstupní práce elektronu z kovu může být mírně ovlivněna dalšími vlivy. Závisí na stavu povrchu (přítomnost nečistot, zdrsňení povrchu, atd.) kovu, což je kvantitativně těžko popsatelná záležitost. Proto má smysl výstupní práci měřit pouze pro konkrétní fyzikální situaci.

## 1.2 Nasycený proud

Jednou z vhodných metod je měření nasyceného proudu diody, kde katoda je z kovu, jehož výstupní práci měříme. Situace je popsána v předcházejícím textu. Je-li polarita napětí ale taková, že elektrické pole mezi anodou a katodou urychluje elektrony směrem k anodě, je zmenšován vliv prostorového náboje. Od jisté hodnoty  $U_{KA}$  dále proud  $I_a$  tekoucí diodou roste pomalu, úměrně  $\sqrt{U}$ . Voltampérová charakteristika je na obr. 4. Tato hodnota proudu je nazývána nasyceným (saturačním) proudem při dané teplotě katody. Pro hustotu termoemisního nasyceného proudu  $i_0$  (extrapolovaného v hodnotě  $U = 0$ , viz obr. 4) platí Richardson-Dushmanova rovnice

$$i_0 = AT^2 \exp\left(-\frac{e\varphi_v}{kT}\right), \quad (7)$$

kde  $A$  je tzv. Richardsonova konstanta (teoretická hodnota  $A = 120 \cdot 10^4 \text{ A} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-2}$ , pro wolfram je praktická hodnota asi  $80 \cdot 10^4 \text{ A} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-2}$ ),  $T$  je absolutní teplota (v Kelvinech),  $e$  náboj elektronu ( $1,602 \cdot 10^{-19} \text{ C}$ ),  $\varphi_v$  představuje výstupní potenciál (ve voltech) odpovídající výstupní práci  $e\varphi_v$ , (pro wolfram je  $\varphi_v \approx 4,5 \text{ V}$ ). V přítomnosti silného elektrického pole se výstupní práce snižuje a vzniká Schottkyho efekt. Rozdíl mezi skutečnou výstupní prací a měřenou výstupní prací pak bude [3] :

$$\Delta W = \sqrt{\frac{e^3 E}{4\pi\epsilon_0}} \rightarrow i = AT^2 \exp\left(-\frac{e\varphi_v - \Delta W}{kT}\right) \quad (8)$$

$E$  je elektrická intenzita na povrchu katody. Ve válcovém uspořádání s poloměrem katody  $r$  a anody  $R$  je  $E = \varphi_a / [r \ln(R/r)]$  a po zlogaritmování plyne vztah:

$$\ln i = \ln i_0 + \sqrt{\frac{e^3}{4\pi\epsilon_0 k^2 T^2 r \ln(R/r)}} \sqrt{\varphi_a} \quad (9)$$

Průběh je znázorněn na obr. (4). Z počátku je opět ovlivněn mrakem elektronů, který se vytvoří v okolí katody. Pro měření je tedy nutné extrapolovat proud  $i_0$  při nulovém napětí.

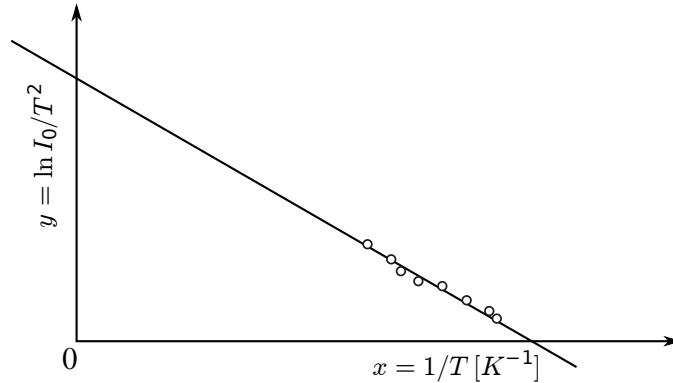
Úpravou vztahu (7) dostaneme

$$\ln i_0 S - 2 \ln T = \ln AS - \frac{e\varphi_v}{kT}, \quad (10)$$

což lze zapsat jako rovnici přímky ve tvaru

$$y = a - bx \quad (11)$$

kde  $y = \ln I_0 - 2 \ln T$ ;  $a = \ln AS$ ;  $b = e\varphi_v / k$ ;  $x = 1/T$ .



Obrázek 5: Grafické zpracování měření k určení výstupního potenciálu (Richardsova přímka)

Z grafu této závislosti (viz obrázek 5) lze měřené hodnoty proložit nejmenších čtverců a extrapolovat  $y$  pro  $x = 0$  ( $x = 1/T \Rightarrow T \rightarrow \infty$  ale také  $i_0 \rightarrow \infty$ , protože  $a$  je konstanta), a tak vypočítat

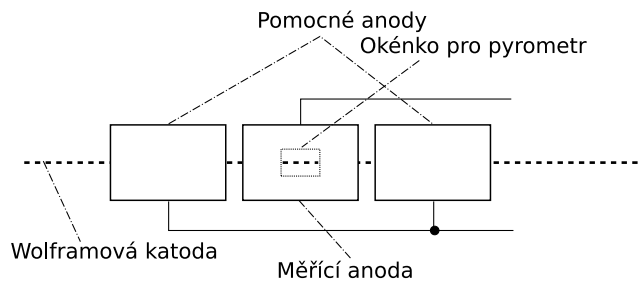
$$a = \ln I_0 - 2 \ln T = \ln SA, \quad (12)$$

$$I_0 = i_0 S, \quad (13)$$

kde  $S$  je plocha katody. Při odhadu chyby měření veličiny  $A$  nezapomeňte, že vzorec pro odhad chyby nepřímě měřené veličiny byl odvozen za předpokladu, že chyba je malá. Vyšší přesnosti se dá dosáhnout proměřením proudů při větším rozsahu teplot.

Teplotu katody považujeme za známou, a tak konstantu  $b$  určíme ze směrnice grafu 5. Tedy výstupní potenciál je

$$\varphi_v \approx \frac{k}{e} b. \quad (14)$$

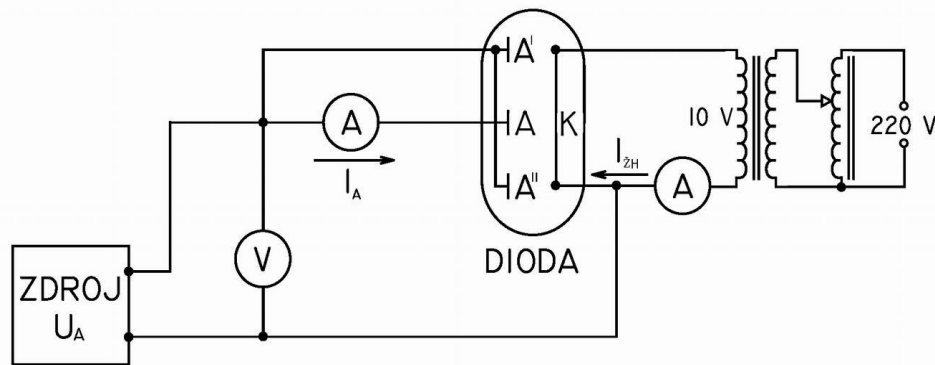


Obrázek 6: Geometrie uspořádání vakuové diody s pomocnými anodami pro dosažení homogenního pole

### Experimentální uspořádání:

Pro měření emisních konstant katody ve tvaru vlákna je důležité, abychom měřili proud, emitovaný z definovaného povrchu katody, který musí mít konstantní teplotu. Tyto předpoklady nejsou splněny u konců katody, kde její teplota klesá vlivem odvodu tepla do přívodů žhavicího proudu. Proto používáme pro měření speciálního uspořádání diody (podle obrázku 6), v němž je vlastní měřicí anoda z obou stran opatřena pomocnými anodami stejného průměru. Všechny tři anody jsou na stejném potenciálu. Elektrické pole uvnitř měřicí anody lze považovat za homogenní a účinnou délku katody lze brát rovnou délce měřicí anody. Elektrony z 2. oblasti vlákna naproti 2. anodě dopadající mimo 2. anodu jsou z velké části kompenzovány elektrony dopadajícími z oblastí naproti 1. a 3. anodě.

Zapojení měřicího obvodu je zřejmé z obrázku 7. Pro měření nasyceného emisního proudu použijeme zdroj proměnného kladného napětí 0 - 600 V, anodový proud měříme miliampérmetrem.



Obrázek 7: Zapojení pro měření náběhového proudu

Pro měření náběhového proudu použijeme zdroj proměnného záporného napětí -20 - 0 V, anodový proud měříme nanoampérmetrem.

## 2 Pracovní úkoly

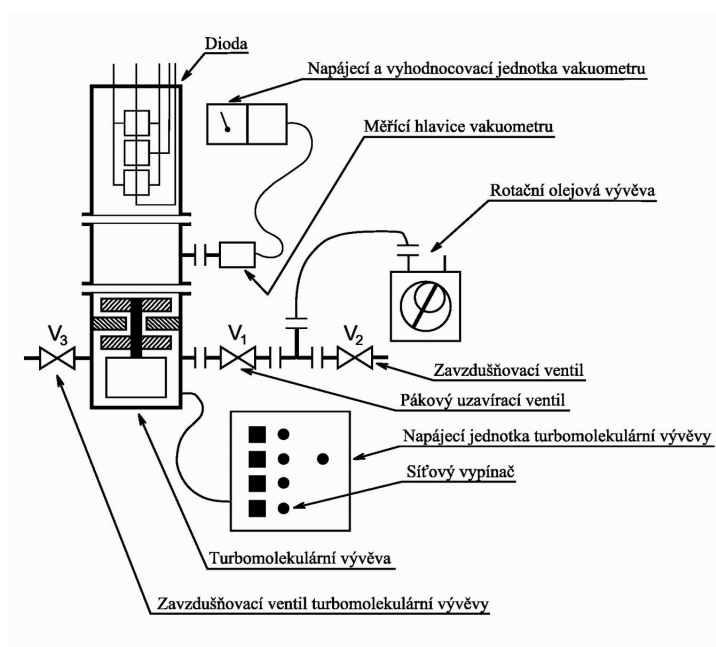
1. Změřte závislost emisního proudu katody na kladném anodovém napětí v rozmezí (100 - 600) V, po cca 100V, při konstantní teplotě katody. Měření proveďte pro 6 - 10 teplot v rozmezí 1800 až 2500 K. Teplotu měřte pyrometrem.
2. Výsledky měření podle bodu 1 vynesete do grafu (viz. obr. 4 vynesete závislost  $\ln I$  na  $\sqrt{U}$ ), určete hodnoty emisního proudu  $I_0$  a nakreslete Richardsonovu přímku.
3. Vypočtete výstupní práci  $\varphi_v$  a určete hodnotu Richardsonovy konstanty  $A$ , v obou případech zkuste odhadnout chybu. Diskutujte rozdíl oproti očekávané hodnotě.
4. Změřte závislost náběhového proudu  $I_a = f(U_{KA})$  pro deset hodnot záporného anodového napětí  $U_{KA}$  při konstantním žhavicím proudu  $I_{zh}$ . Měřte v rozsahu -10 až 0 V, 1700-2100 K
5. Měření podle bodu 4) proveďte pro šest různých hodnot žhavicího proudu  $I_{zh}$ . Pro každou hodnotu žhavicího proudu změřte teplotu středu katody radiačním pyrometrem.
6. Průběh  $I_a = f(U_{KA})$  vynesete do grafu (viz. obr. 3 vynesete závislost  $\ln I$  na  $U$ ). Z průběhů náběhového proudu pomocí vzorce 6 odhadnete příslušné teploty katody a porovnejte je s teplotami změřenými pyrometrem.
7. Spolu s každým měřením teploty v předcházejících úlohách si poznamenejte i napětí a proud na žhavicím zdroji. Na základě Stefan-Boltzmanova zákona [4] a ve vláknu disipovaného výkonu  $P = U_{zh}I_{zh}$  odhadnete teplotu vlákna, porovnejte s hodnotou změřenou pyrometrem. Vynesete do grafu a rozdíl diskutujte.

### 3 Poznámky

1. K měření teploty katody se používá spektrální pyrometr. S principem jeho funkce se seznámte v návodu [6].
2. Pokusná dioda je trvale čerpána jednoduchou vakuovou aparaturou. S jejím principem a způsobem obsluhy se seznámte v kapitole 13) dokumentu *Návody k přístrojům* [5] .
3. Tlak plynu v diodě musí být při měření nižší než  $10^{-2}$  Pa ( $10^{-4}$  Torr). Zvýšení tlaku nad hodnotu 1 Pa ( $10^{-2}$  Torr) způsobí přepálení katody. Proto je nutno chod vakuové aparatury během měření kontrolovat.
4. Při nulovém nebo malém záporném napětí se na anodě v okolí katody nashromáždí oblak elektronů, které vytvoří tzv. prostorový náboj. Tím se změní průběh potenciálu v diodě a zmenší se tím velikost emisního proudu. Proto se při malých záporných napětích na anodě průběh anodového proudu odchyluje od exponenciálního průběhu. Tuto část charakteristiky nelze použít k určení teploty katody. Je nutno vycházet z průběhu při dostatečně velkém záporném napětí na anodě, kdy je již dostatečně přesně exponenciální. Ale naopak další vlivy způsobují při vyšších záporných napětích a vyšších teplotách odklon od exponenciální závislosti.
5. Při měření nasyceného proudu nepřepínáte rozsah voltmetru, nechte ho na 0-600 V. Změna vnitřního odporu by ovlivnila měření. Při vysokých teplotách může být problém dost se do oblasti nasycených proudů.
6. Ze stejného důvodu i při měření náběhového proudu doporučujeme nechat rozsah voltmetru na 0-12V.
7. Dávejte pozor na to aby do pyrometru nevcházelo světlo z jiných zdrojů než z vlákna. Například nevhodně postavená stolní lampa dokáže zcela znehodnotit měření.
8. Schéma vakuové čerpací aparatury (obr. 8)
  - (a) Uzavřít zavzdušňovací ventil  $V_2$ , překontrolovat, že je uzavřen zavzdušňovací ventil turbomolekulární vývěvy  $V_3$ .
  - (b) Spustit pohon rotační olejové vývěvy.
  - (c) Otevřít pákový oddělovací ventil  $V_1$ . Zapnout napájení vakuometru.
  - (d) Po klesnutí tlaku na hodnotu 100 Pa zapnout napájení turbomolekulární vývěvy.
  - (e) Po klesnutí tlaku v diodě pod hodnotu  $10^{-2}$  Pa je možno zapnout žhavení katody v diodě.
9. Postup odstavení čerpací jednotky
  - (a) Vypnout žhavení katody v diodě.
  - (b) Uzavřít ventil  $V_1$ .
  - (c) Vypnout motor rotační olejové vývěvy.
  - (d) Otevřít zavzdušňovací ventil  $V_2$ . Ventil  $V_3$  v žádném případě neotvírejte!
  - (e) Vypnout napájení motoru turbomolekulární vývěvy.
  - (f) Vypnout síťové napájení napájecí jednotky vakuometru.

### Reference

- [1] Závíska: Kinetická teorie plynu, Vědecké vydavatelství, Praha, 1951.
- [2] Čespíro: Vakuová technika, Vydavatelství ČVUT, Praha, 1977.
- [3] Wikipedia - Thermionic emission  
- [http://en.wikipedia.org/wiki/Thermionic\\_emission](http://en.wikipedia.org/wiki/Thermionic_emission) [cit. 27-3-2009]
- [4] Wikipedia - Stefan-Boltzmann law  
- [http://en.wikipedia.org/wiki/Stefan-Boltzmann\\_law](http://en.wikipedia.org/wiki/Stefan-Boltzmann_law) [cit. 27-3-2009]
- [5] Návody k přístrojům - <http://praktikum.fjfi.cvut.cz/documents/chybynav/navody-2.pdf>
- [6] Návod - spektrální pyrometr - <http://praktikum.fjfi.cvut.cz/mod/resource/view.php?id=1153>



Obrázek 8: Schéma vakuové aparatury