

FYZIKÁLNÍ PRAKTIKUM

Fyzikální praktikum 3

Zpracoval: Lukáš Lejdar

Naměřeno: 6. května 2025

Obor: F

Skupina: Út 14:00

Testováno:

Úloha č. 4:

Studium termoelektronové emise

1. Úvod

Cílem úlohy je zjistit výstupní práci elektronů wolframového vlákna měřením termoemisního proudu o ověřit rovnice popisující Schottkyho efekt z voltampérové charakteristiky urychlovacího napětí.

2. Teorie

2.1. Termoemise

Elektrony ve vodivostním páse mohou uniknout ven z materiálu pouze tehdy, když jejich rychlost ve směru osy x překoná výstupní práci $w \geq m_e v_{x,\min}^2/2$

$$\frac{1}{2}m_e v_x^2 = \frac{1}{2}m_e v_x^2 - w \quad (1)$$

Za běžných podmínek elektrony nemají dostatek energie na překročení potenciálové bariéry, ale je možné jim ji dodat třeba zahříváním látky na vysokou teplotu. Pro výpočet hustoty takového termoemisního proudu integrujeme rychlostní rozdělení uvnitř vodiče přes všechny elektrony s rychlostí $v_x > v_{x,\min}$.

$$j = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{v_{x,\min}}^{\infty} e v_x n(\vec{v}) dv_x dv_y dv_z \quad (2)$$

Transformací proměnných $v'_x dv'_x = v_x dv_x$ dostáváme

$$j = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{\infty} e v'_x n(\vec{v}') dv'_x dv_y dv_z \quad (3)$$

a protože proud se nemění po překročení bariéry, můžeme ho také vyjádřit pomocí rychlostního rozdělení n' vně materiálu

$$j = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{\infty} e v'_x n'(\vec{v}') dv'_x dv_y dv_z, \quad (4)$$

odkud

$$n'(\vec{v}') = n(\vec{v}) \quad (5)$$

Na termoemisním proudu se budou podílet jen elektrony s vysokou energií v rámci rozdělení n a tam ho můžeme aproximovat jako

$$n'(\vec{v}') = \frac{2m_e^3}{h^3} \exp\left(-\frac{m_e(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2)}{2kT} + \frac{\mu}{kT}\right), \quad (6)$$

kde μ je chemický potenciál uvnitř látky. Dosazením vztahu (1) dostáváme

$$n'(\vec{v}') = \frac{2m_e^3}{h^3} \exp\left(\frac{\mu - w}{kT}\right) \exp\left(-\frac{m_e(v_x'^2 + v_y'^2 + v_z'^2)}{2kT}\right), \quad (7)$$

takže rychlostní rozdělení elektronů vně by mělo být přibližně Maxwellovo o teplotě stejné jako uvnitř materiálu. Celkový proud potom získáme provedením integrálu (4), který vede na Richardson – Dushmanovu rovnici

$$I_{\text{nas}} = BT^2 \exp\left(-\frac{w}{kT}\right) \quad (8)$$

kde B je konstanta zahrnující povrch katody a ostatní konstanty. Wolframovou Katodu budeme v praxi zahřívat žhavicím proudem I_f přičemž víme, že odpor katody R_t závisí na teplotě t (ve stupních Celsia) v prvním přiblížení jako

$$\frac{U_f}{I_f} = R_t = \frac{\rho d}{S}(1 + \alpha t) \quad (9)$$

kde $\rho = 4.89 \cdot 10^{-8} \Omega \text{m}$, d je délka vlákna, S je průřez vlákna, $d/S = 7.76 \cdot 10^6 \text{ m}^{-1}$ a $\alpha = 4.83 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$ je teplotní součinitel odporu.

2.2. Schottkyho efekt

Pokud na katodu přivedeme vnější elektrické pole o intenzitě E směřující dovnitř, tak dojde k superpozici potenciálů a výstupní práce se sníží o hodnotu

$$w_p = \sqrt{\frac{eE^3}{4\pi\epsilon_0}} \quad (10)$$

a tedy nová hodnota w' je

$$w' = w - w_p = w - \sqrt{\frac{eE^3}{4\pi\epsilon_0}} \quad (11)$$

Dosazením do Richardsonovy – Dushmanovy rovnice dostáváme

$$I'_{\text{nas}} = BT^2 \exp\left(-\frac{w'}{kT}\right) = I_{\text{nas}} \exp\left(\frac{w_p}{kT}\right) \quad (12)$$

3. Postup měření

Zapojení měřicí aparatury je podle obrázku 1. Wolframové vlákno je umístěné do odvězdušněné elektronky a teče skrz něj proud I_f , který můžeme regulovat zdrojem PS1. Emitované elektrony vylétují do všech stran, ale ty které dopadnou na anodu na druhé straně elektronky jsou zachyceny a měříme je jako anodový proud I_a . Množství zachycených elektronů je možné buď dopomoct nastavením kladného napětí U_a na anodě, aby elektrony přitahovala, nebo záporně, které překonají jen ty elektrony, které mají složku kinetické energie směrem k anodě větší než napětí eU_a

$$eU_a \leq \frac{1}{2}mv_z^2 = E_k \quad (13)$$

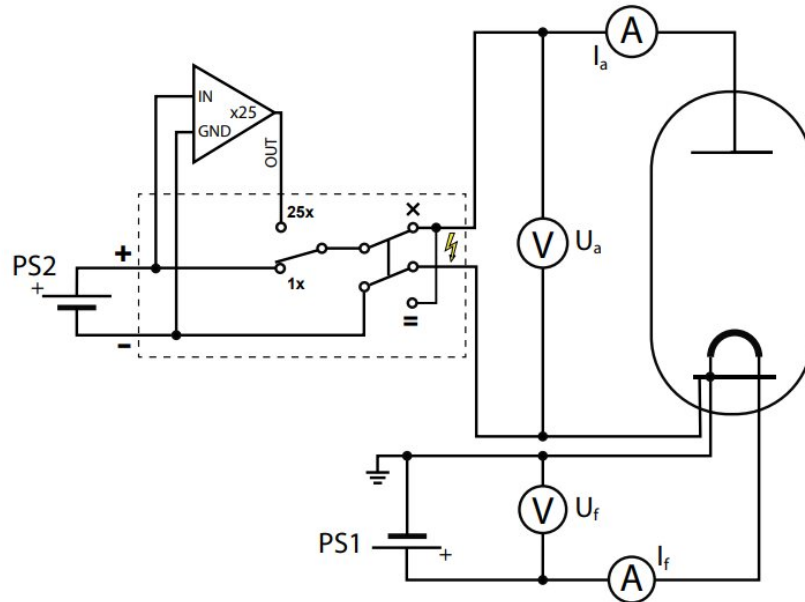
Proud I_a , který naměříme je potom podle vztahů (4) a (6) pro energetické elektrony daný jako

$$I_a = I_0 \exp\left(\frac{eU_a}{kT}\right) \quad (14)$$

V experimentálním uspořádání je Wolframové vlákno zatočené do spirály o průměru $2r = 0.09$ mm, takže intenzitu elektrického pole v jejím okolí budeme aproximovat polem válcového kondenzátoru o vnějším poloměru vzdálenosti anody $R = 17$ mm. Pro přesnější určení se do vztahu přidal ještě faktor $(L - D)/D$

$$E = U_a \frac{L - D}{D} \frac{1}{r \ln(R/r)} \quad (15)$$

kde D je vzdálenost anody od žhavené katody a L je vzdálenost anody od rovinné studené katody.

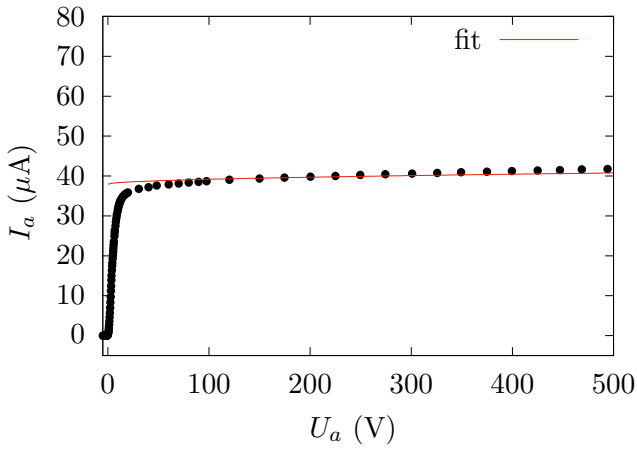


Obrázek 1: Elektrické schéma zapojení diody pro studium efektu termoemise.

4. Výsledky měření

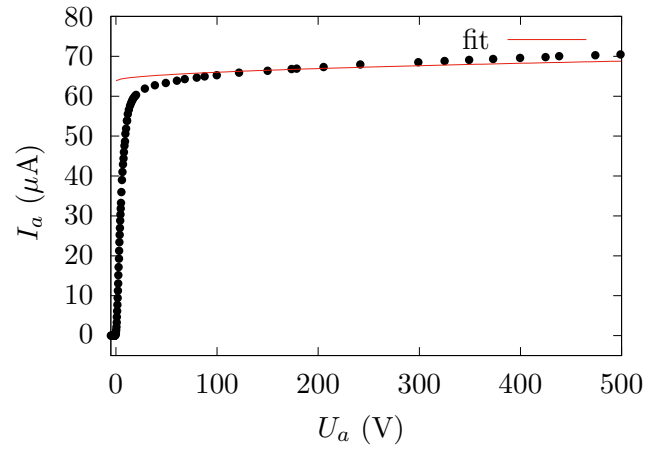
4.1. Závislost anodového proudu na anodovém napětí

Aparaturu jsem zapojil podle obrázku (1) a zkontroloval, že všechny ovládací prvky fungují správně. Před měřením je potřeba nejdřív vlákno nažhavit, takže jsem nastavil žhavicí proud na $I_f = 1.92$ A a počkal přibližně 10 minut. Po nažhavení vlákna jsem po malý krocích změřil závislost anodového proudu I_a na anodovém napětí v rozmezí $U_a \in [-5, 500]$ a to stejné udělal ještě pro žhavicí proud $I_f = 1.98$ A. Obě závislosti jsou uvedené v grafech 1 a 2, kde je vidět, že se anodový proud ustálí kolem 20 V a pak pomalu roste kvůli Schottkyho efektu. Grafy 3 a 4 vykreslují logaritmickou závislost proudu na napětí v oblasti záporného anodového napětí, které jsem fitoval podle zlogaritmováním vztahu (14) a ze sklonu získal teplotu T , která je uvedena pod grafy. Se zjištěnou teplotou už bylo možné fitovat změřenou závislost v oblasti vyšších napětí vztahem (12) ze kterého jsem získal nasycené termoemisní proudy I_{nas} .



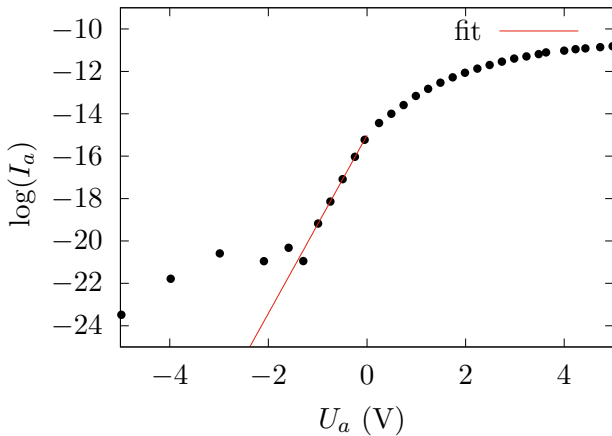
$$I_{\text{nas}} = 37.9 \pm 0.2 \mu\text{A}$$

Graf 1: Závislost anodového proudu na anodovém napětí při $I_f = 1.92$ A.



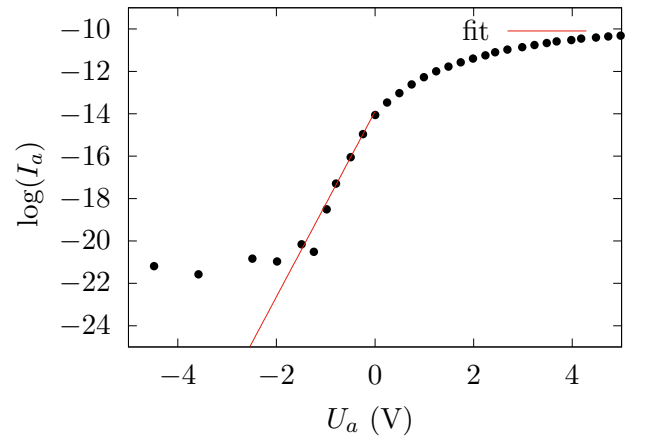
$$I_{\text{nas}} = 63.8 \pm 0.3 \mu\text{A}$$

Graf 2: Závislost anodového proudu na anodovém napětí při $I_f = 1.98$ A.



$$T = 2654.99 \pm 54.43 \text{ K}$$

Graf 3: Logaritmická závislost anodového proudu na anodovém napětí při $I_f = 1.92$ A.



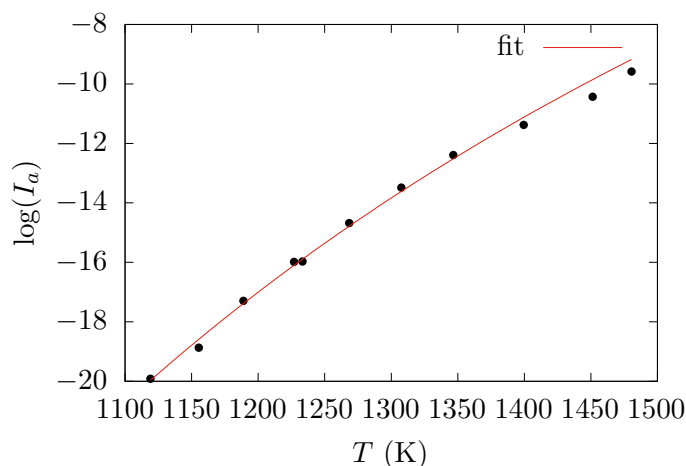
$$T = 2764.03 \pm 8.108 \text{ K}$$

Graf 4: Logaritmická závislost anodového proudu na anodovém napětí při $I_f = 1.98$ A.

4.2. Závislost nasyceného proudu na žhavicím proudu

Při obou měřených žhavicích proudech došlo k ustálení anodového proudu kolem $U_a = 20$ V, takže závislost $I_{\text{nas}} = f(T(I_f, U_f))$ budu měřit při tomto napětí. Pokaždé když změním žhavicí napětí je opět potřeba nějakou dobu počkat na zahřátí čidla a proto změřených hodnot není tolik. Teplotu jsem ze žhavicího napětí a proudu spočítal podle vztahu (9) a výstupní práci zjistím fitem zlogaritmované Richardson – Dushmanovy rovnice (8)

$$w = 4.04 \pm 0.09 \text{ (eV)}$$



Obrázek 2: Závislost anodového proudu na teplotě katody

5. Závěr

Povedlo se ověřit vztah (12), který popisuje Schottkyho efekt. Při přivedení elektrického pole na wolframovou katodu došlo ke snížení výstupní práce elektronů a většímu nasycenému proudu přibližně podle tohoto vztahu.

V druhé části jsem ověřil Richardson – Dushmanovu rovnici (8) popisující nasycený proud v závislosti na rostoucí teplotě a z fitu naměřených dat zjistil výstupní práci wolframu $w = 4.04 \pm 0.09$ (eV). Tabulková hodnota udává $w = 4.5$ (eV)

Reference

- [1] Hustota pevných látek. Dostupné z <http://www.converter.cz/tabulky/hustota-pevne.htm>.