

P2-62: Glühemission, Feldemission

Vorbereitung

Sascha Meißner, Arnold Seiber

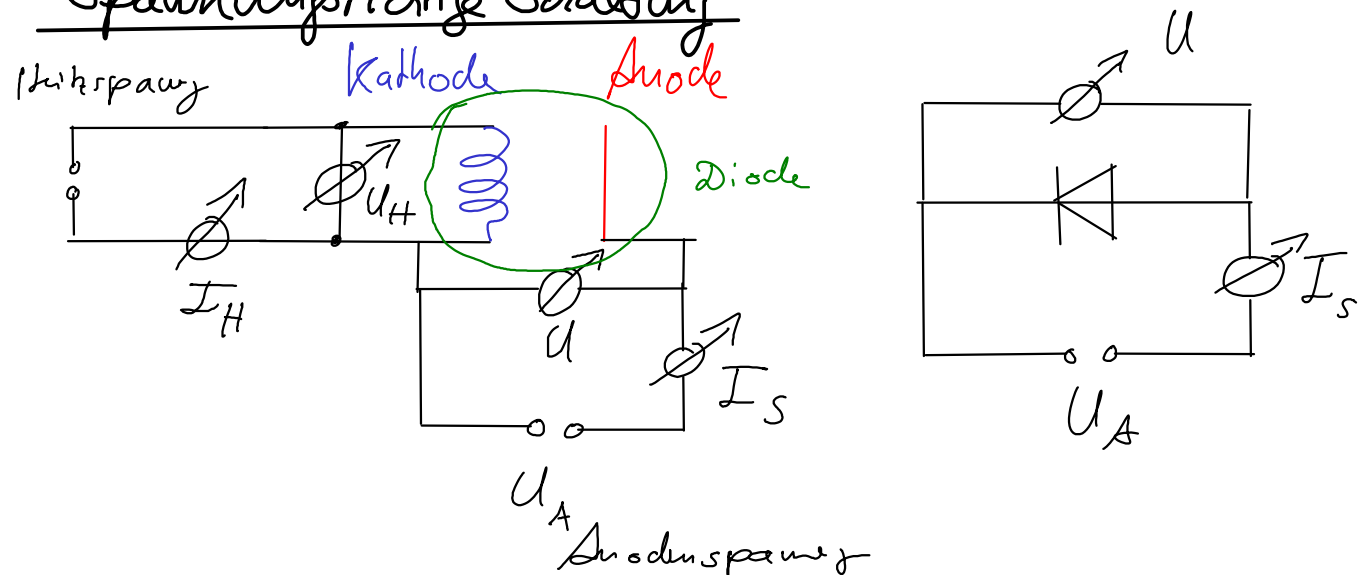
1. Glühemission

Durch thermische Anregung erhalten Leitungselektronen genug kinetische Energie um aus dem Metall in den freien Raum zu gelangen. Das heißt durch Zufuhr von Wärme ist die kinetische Energie groß genug um den Potentialberg zu passieren.

Richardson-Gesetz

- Messung des Sättigungsstroms I_S [mA] in Abhängigkeit von der Heizleistung P einer Vakuum-Diode. $P = U_H \cdot I_H$
- 2 V Heizspannungsausgang U_H
- 0... 100 V Anodenspannungsausgang U_A
- Variieren des Heizstroms I_H 20 Werte $\in [1.7, 2.3]$ A
- Temperaturabhängigkeit von P aus $T = f(P)$ ablesen

Spannungrichtige Schaltung



• Nachweis des Gesetzes: $I_s = A_k \cdot \varepsilon \cdot T^2 \cdot \exp\left[-\frac{\phi}{kT}\right]$

$A_k = 4 \text{ cm}^2$ Heizfadenoberfläche

$\varepsilon =$ Elektronenemissionsvermögen

$\phi =$ Elektronenaustrittsarbeit v. Wolfram

$$\ln\left(\frac{I_s}{T^2}\right) = \ln\left(A_k \cdot \varepsilon \cdot \exp\left[-\frac{\phi}{kT}\right]\right)$$

$$= -\frac{\phi}{kT} + \ln(A_k \cdot \varepsilon)$$

$$f(x) = mx + c \quad x = \frac{1}{T}$$

$$m = -\frac{\phi}{k} \quad c = \ln(A_k \cdot \varepsilon)$$

theoretische Erwartung:

$\phi = 4,54 \text{ eV}$ (Literaturwert für Wolfram)

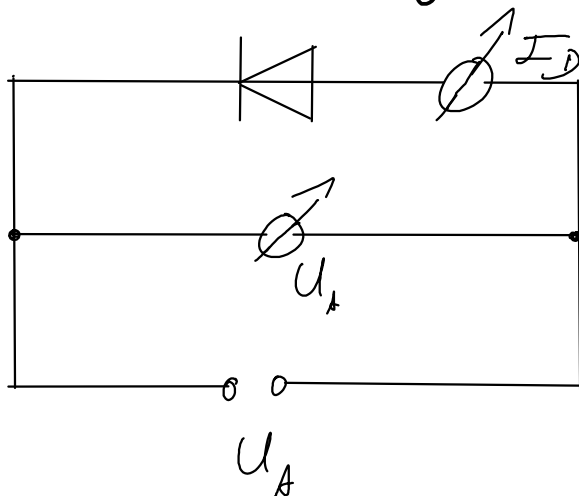
$$e^c = A_k \cdot \varepsilon \Rightarrow \varepsilon = \frac{e^c}{A_k} \quad , \quad \phi = -m \cdot k$$

2. Dioden Kennlinie

• Bei festem Heizstrom $I_H = 2,3 \text{ A}$

• Messung des Diodenstroms I_D in Abhängigkeit von der Spannung U_A zwischen Kathode und Anode $\in [-3\text{V}, 100\text{V}]$

Stromrichtige Schaltung



• Diskussion: Aufbau-, Raumladung- und Sattigungsglied der Kurve $I_p(U_f)$.

• Nachweis des Raumladungsgesetz von Langmuir-Schottky

$$U \in [1V, 10V]$$

$$I = \sqrt{\frac{2eI}{m}} \cdot \frac{4\epsilon_0}{9d^2} \cdot A_a \cdot U^{\frac{3}{2}} \quad , \quad a = \sqrt{\frac{2eI}{m}} \cdot \frac{4\epsilon_0}{9d^2} \cdot A_a$$

$A_a = 61 \text{ mm}^2$ Anodenfläche

$d = 0,81 \text{ mm}$ Abstand Kathode-Anode

theoretische Erwartung:

$$\ln(I) = \ln(a \cdot U^{\frac{3}{2}}) = \frac{3}{2} \ln(U) + \ln(a) \quad (1)$$

Geradensteigung $m = \frac{3}{2}$

• Nachweis Schottky-Effekt

$$U \in [20V, 100V]$$

$$\phi(E) = \phi(0) - \sqrt{\frac{eE}{\pi\epsilon_0}} \cdot \frac{e}{2} \quad , \quad E(r_i) = \frac{U}{r_i \cdot \ln\left(\frac{r_a}{r_i}\right)}$$

$\phi(E)$ = effektive Austrittsarbeit an der Leiteroberfläche bei \vec{E} -Feld

$$I = \alpha \cdot \exp[\beta \sqrt{U}] \Rightarrow \ln(I) = \beta \sqrt{U} + \ln(\alpha) \quad (2)$$

• Vergleich von β mit theoretischem Wert aus

$$P(\nu) \quad , \quad r_i = 0,065 \text{ mm} \quad , \quad r_a = 0,875 \text{ mm} \quad , \quad T = 2400 \text{ K}$$

$$(1) - (2) : \beta \sqrt{U} + \ln(\alpha) = \frac{3}{2} \ln(U) + \ln(a)$$

$$\beta = \left(\frac{3}{2} \ln(U) + \ln(a) - \ln(\alpha) \right) \cdot \frac{1}{\sqrt{U}}$$

$$\beta = \frac{e}{2k \cdot T} \cdot \sqrt{\frac{e}{\pi\epsilon_0 \cdot r_i \cdot \ln\left(\frac{r_a}{r_i}\right)}} \approx 0,014 \sqrt{V}$$

3. Feldemission

Bei einer hohen elektrischen Feldstärke an der Metalloberfläche können die Elektronen auch aus dem kalten Metall in den freien Raum gelangen. Sie können durch die hinreichend dünne Potentialbarriere durchtunneln.

Flower-Nordheim-Beziehung

$$I = A \cdot U^2 \cdot \exp\left[-\frac{B}{U}\right]$$

- Aussehen der Feldemissionsröhre
Man regelt die Heizspannung langsam auf das Maximum und regelt sie nach 1 Minute wieder runter
- Bei ausgeschalteter Heizung, kalter Kathode misst man den Feldemissionsstrom I in Abhängigkeit von der Spannung U an der Röhre. U_H (gemessene Spannung)

$$U = U_H - R \cdot I \quad R = 10^9 \Omega$$

- Die Messreihe soll in weniger als 5 min nach dem Ausheizen beendet sein
- Messung von $U_H (I \in [0,2 \text{ nA}, 0,25 \mu\text{A}])$ in 0,1 kV Schritten

Auftragung der Messwerte:

$$\ln\left(\frac{I}{U^2}\right) = -\frac{B}{U} + \ln(A)$$

$$\text{Steigung } m = -B$$

$$\text{y-Achsenabschnitt } c = \ln(A)$$

- Hier macht es keinen Sinn die Koeffizienten A und B zu bestimmen. Da man nicht genau genug Daten von dem Aufbau hat. Man soll nur den Zusammenhang zeigen.

Potentialbergbreite ΔX in der Höhe $-\phi = -4,5 \text{ V}$

$$W_{\text{pot}} = \frac{-e^2}{(16\pi\epsilon_0) \cdot x} - eE \cdot x$$

ges: $\Delta X = |x_1 - x_2|$ aus $W_{\text{pot}} = -\phi$

$$a \cdot \frac{1}{x} - b \cdot x = -\phi \quad -bx^2 + \phi x + a = 0$$

$$x_{1,2} = \frac{-\phi \pm \sqrt{\phi^2 + 4 \cdot a \cdot b}}{-2b}$$

$$\Delta X = \frac{\sqrt{\phi^2 + 4ab}}{b}$$

$$E(U) = \frac{2U}{r \cdot \ln\left(\frac{R}{r}\right)}$$

$r = 0,2 \mu\text{m}$ Kathodenspitzen Erümmungsradius.

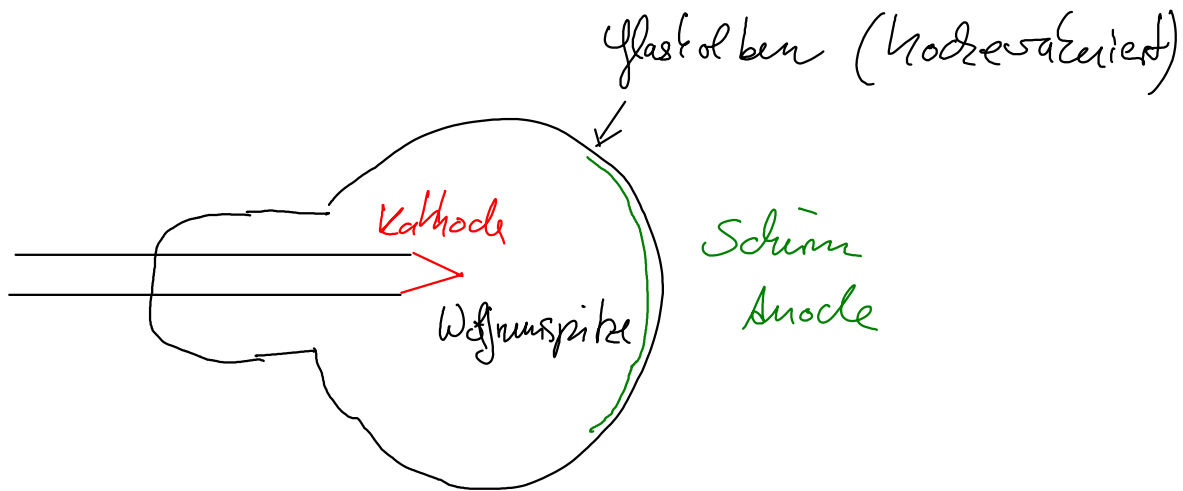
$R = 5 \text{ cm}$ Abstand Kathode - Anode

Wir erwarten, dass für die energiereichsten Elektronen mit $E = 6 \text{ eV}$, ΔX der de Broglie-Wellenlänge

$$\lambda = \frac{h}{mv} \text{ entspricht.}$$

$$\lambda \approx 501 \mu\text{m}$$

4. Feldelektronenmikroskop



Funktionsweise:

Legt man eine Spannung zwischen Anode und Kathode an, entsteht zwischen der Wolframspitze und dem Schirm ein \vec{E} -Feld. Dieses Feld ist sehr stark, da die Wolframspitze eine sehr kleine Fläche hat. Durch Feldemission können Elektronen aus der Wolframspitze zum Schirm gelangen. Das Bild auf dem Schirm hat helle und dunkle Bereiche. Ein heller Bereich wird durch viele Elektronen verursacht, die treten hervor, aus, wo sich Wolframatome befinden. Dort ist die Potentialbarriere deutlich geringer. Man kann also auf dem Schirm die Struktur der Wolframspitze beobachten.

Das Bild ändert sich mit der Zeit, da sich Fremdatome an der Spitze anlagern. Vor allem Ba-Atome, da ein Vorrat im Kolben vorhanden ist.

Zu beobachten ist die zeitliche Änderung des Bildes nach dem Ausweichen des Kolbens.

Vergrößerung: $V = \frac{R}{r}$