

V504

Thermische Elektronenemission

Tahir Kamcili
tahir.kamcili@udo.edu

Marina Andreß
marina.andress@udo.edu

Durchführung: 13.04.2021

Abgabe: 20.04.2021

TU Dortmund – Fakultät Physik

Inhaltsverzeichnis

1	Zielsetzung	3
2	Theoretische Grundlagen	3
2.1	Austrittsarbeit	3
2.2	Die Hochvakuumdiode	4
2.2.1	Kennlinie	4
2.3	Die Sättigungsstromdichte	5
2.4	Die Langmuir-Schottkysche Raumladungsgleichung	5
2.5	Das Anlaufstromgebiet	6
3	Durchführung	7
3.1	Aufgabenteil a)	7
3.2	Aufgabenteil c)	7
4	Diskussion	9

1 Zielsetzung

In diesem Experiment soll die Erzeugung freier Elektronen durch Erwärmung von Metalloberflächen untersucht werden. Dabei werden vorallem Kennlinien einer Hochvakuumdiode und die Austrittsarbeit betrachtet.

2 Theoretische Grundlagen

2.1 Austrittsarbeit

Da im Kristallgitter des Metalls ein einheitlich positives Potential herrscht, wirken auf die Elektronen keine Kräfte und sie können sich dort frei bewegen. Das Potential des Außenraums ist von dem des Metallinneren verschieden, wodurch ein Elektron beim verlassen des Metallbandes gegen das Potential ξ anlaufen und Austrittsarbeit leisten muss. In Abbildung (1) ist der Potentialverlauf mithilfe eines Potentialtopf-Modells dargestellt.

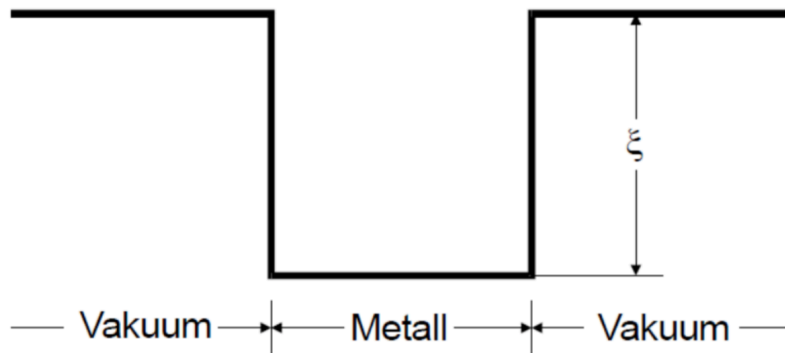


Abbildung 1: Potentialtopf-Modell (Quelle: [V504]).

Die Wahrscheinlichkeit dafür, dass ein Elektron ein mögliches Energieniveau besitzt, ist nach der Quantentheorie durch die Fermi-Diracsche Verteilungs-Funktion

$$f(E) = \frac{1}{\exp\left(\frac{E-\zeta}{kT}\right) + 1} \quad (1)$$

gegeben. Da die Fermische Grenzenergie $\zeta \gg kT$ für alle Metalle bei Zimmertemperatur ist und beim Schmelzpunkt des Wolframs noch so groß gegenüber kT ist, kann die Näherung

$$f(E) \approx \exp\left(-\frac{\zeta - E}{kT}\right) \quad (2)$$

angenommen werden.

2.2 Die Hochvakuumdiode

Da freie Elektronen mit Luftmolekülen wechselwirken, kann der glühelektrische Effekt nur im Vakuum untersucht werden. Dazu befindet sich ein Draht (hier Wolfram) in einem evakuierten Glaskörper, der durch einen Strom erwärmt werden kann. Die aus der Glühkathode austretenden Elektronen werden durch eine von außen anliegende Saugspannung zur Anode beschleunigt, wo dann ein Strom gemessen werden kann. Der Aufbau einer solchen Hochvakuumdiode ist in Abbildung (2) dargestellt.

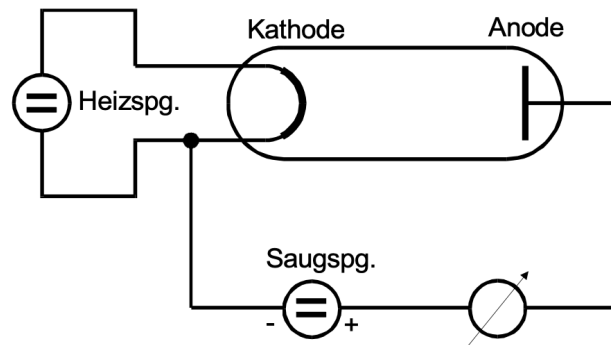


Abbildung 2: Aufbau einer Hochvakuumdiode (Quelle: [V504]).

2.2.1 Kennlinie

Der Zusammenhang zwischen dem Anodenstrom I_A und der Saugspannung U wird als Kennlinie bezeichnet. Ihr Verlauf wird in Abbildung (3) dargestellt.

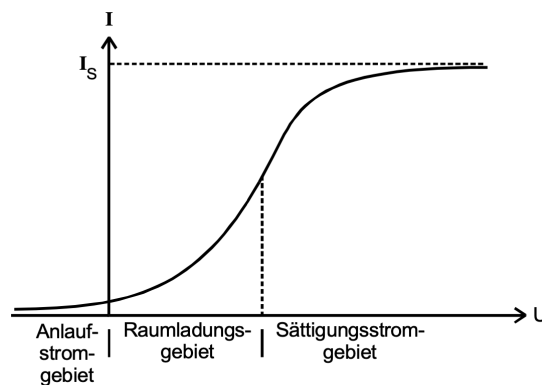


Abbildung 3: Kennlinie einer Hochvakuumdiode (Quelle: [V504]).

Es fällt auf, dass sich die Kennlinie in die drei Bereiche Anlaufstrom- Raumladungs- und Sättigungsstromgebiet unterteilen lässt, welche in den folgenden Kapiteln näher untersucht werden.

2.3 Die Sättigungsstromdichte

Die Zahl der Elektronen, die in Abhängigkeit von der Temperatur T pro Zeit- und Flächeneinheit aus einer Metalloberfläche austreten, wird als Sättigungsstromdichte $j_S(T)$ bezeichnet. Die Zahl der Elektronen aus dem Volumenelement des Impulsraumes die pro Zeit- und Flächeneinheit von innen mit der Geschwindigkeit v_z auf die Oberfläche treffen beträgt

$$d\alpha = v_z n(E) dp_x dp_y dp_z. \quad (3)$$

Dabei ist $n(E)$ die Zahl der Elektronen pro Volumeneinheit ihres Phasenraums, die sich zu

$$n(E) = \frac{2}{h^3} f(E) \quad (4)$$

mit der Fermi-Dirac-Verteilung aus (2) ergibt.
Mit

$$E = \frac{1}{2m_0} (p_x^2 + p_y^2 + p_z^2) = \frac{m_0}{2} (v_x^2 + v_y^2 + v_z^2) \quad (5)$$

und (4) lässt sich (3) umformen zu

$$d\alpha = \frac{2}{h^3} \exp\left(\frac{\zeta - E}{kT}\right) dp_x dp_y dE. \quad (6)$$

Von diesen Elektronen können diejenigen aus der Metalloberfläche austreten, die eine so große Geschwindigkeitskomponente in Z -Richtung haben, sodass

$$\frac{p_z^2}{2m_0} > \zeta + e_0\phi \quad (7)$$

gilt. Darüber wird so integriert, dass die Sättigungsstromdichte schließlich die Richardson-Gleichung ergibt.

$$j_S(T) = 4\pi \frac{e_0 m_0 k^2}{h^3} T^2 \exp\left(\frac{-e_0\phi}{kT}\right) \quad (8)$$

2.4 Die Langmuir-Schottkysche Raumladungsgleichung

Die Raumladungsdichte ρ der Elektronen nimmt zur Anode hin ab, sodass sie den Verlauf der Feldstärke beeinflusst und das Feld von der Kathode abschirmt. Da die emittierten Elektronen dann nicht mehr alle vom Anodenfeld erfasst werden, ist der gemessene Diodenstrom kleiner als der nach der Richardson-Gleichung (8) berechnete Sättigungsstrom. Die Poissonsche Gleichung

$$\Delta V = -\frac{1}{\varepsilon_0} \rho \quad (9)$$

gibt den Zusammenhang zwischen Anodenspannung und -strom an. Daraus ergibt sich anstelle des Ohmschen Gesetzes, was hier bei beschleunigten Elektronen nicht gültig ist, das Langmuir-Schottkysche Raumladungsgesetz

$$j = \frac{4}{9} \epsilon_0 \sqrt{\frac{2e_0}{m_0}} \frac{V^{\frac{3}{2}}}{a^2} \quad (10)$$

wobei $j \sim V^{\frac{3}{2}}$ und das Gesetz im Raumladungsgebiet gilt.

2.5 Das Anlaufstromgebiet

Obwohl nach dem Langmuir-Schottkysche Raumladungsgesetz (10) für $U = 0$ auch $j = 0$ ist, fließt in Realität noch ein geringer Anodenstrom, welcher durch die Eigengeschwindigkeit der Elektronen beim verlassen der Kathode entsteht. Diese Elektronen erreichen selbst bei einem kleinen Gegenfeld die Anode und der dabei gemessene Anodenstrom wird Anlaufstrom genannt. In Abbildung (4) ist der Potentialverlauf im Anlaufstromgebiet dargestellt.

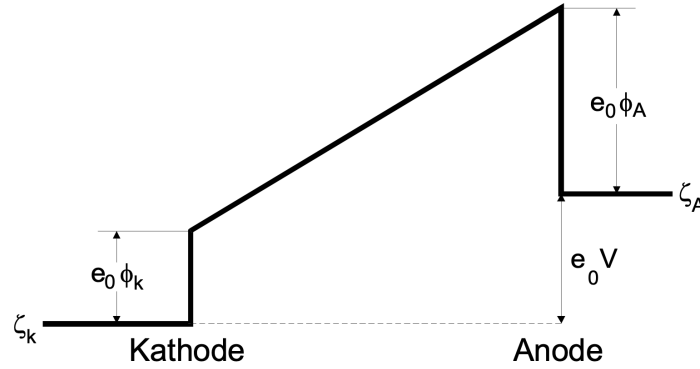


Abbildung 4: Potentialverlauf im Anlaufstromgebiet (Quelle: [V504]).

Die Elektronen müssen also beim verlassen der Kathode mindestens eine Energie von $e_0 \phi_A + e_0 V$ besitzen, um die Anode zu erreichen. Folgende Abhängigkeit der Anlaufstromstärke vom äußeren Potential V ist mit Hilfe Gleichung (2) zu entnehmen.

$$j(V) = j_0 \exp\left(-\frac{e_0 \phi_A + e_0 V}{kT}\right) = \text{const.} \exp\left(-\frac{e_0 V}{kT}\right) \quad (11)$$

3 Durchführung

3.1 Aufgabenteil a)

Die Aufnahme der Kennlinien für das Ablesen des Sättigungsstrom erfolgt durch einen Versuchsaufbau nach Abbildung (5), jedoch wird hier auf den XY-Schreiber verzichtet.

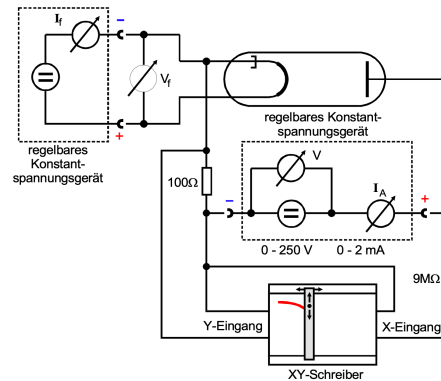


Abbildung 5: Potentialtopf-Modell (Quelle: [V504]).

Bei maximalem Heizstrom (2,5A bei 5,5V) wird die Messreihe gestartet, indem bei einer Saugspannung von 0V bis 250V in Intervallen gemessen und jeweils der Anodenstrom in Abhängigkeit von der Saugspannung notiert wird. Dieser Vorgang wird noch vier mal wiederholt, wobei der Heizstrom pro Messung um 0,1A verringert wird. Die Messwerte sind in Tabelle ??einzusehen.

3.2 Aufgabenteil c)

Um das Anlaufstromgebiet der Diode zu untersuchen, wurde zunächst der Versuch nach (6) umgebaut, da nun ein Nanoamperemeter benötigt wird.

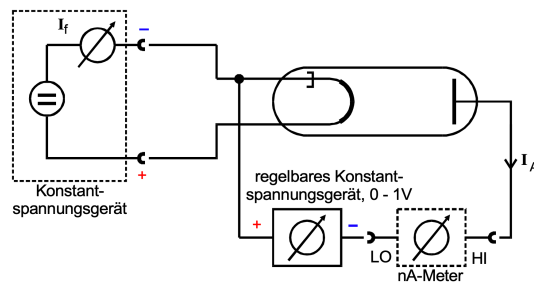


Abbildung 6: Potentialtopf-Modell (Quelle: [V504]).

Sodann wird wieder bei maximalem Heizstrom (2,5A bei 5,5V) die Saugspannung von

0V bis 1V Intervallmäßig erhöht und jeweils der Anodenstrom in Abhängigkeit von der Saugspannung notiert. Die Dabei aufgenommenen Messwerte befinden sich in Tabelle ??.

4 Diskussion

Während der Durchführung des Versuchs sind einige Fehlerquellen aufgefallen, die die Ergebnisse beeinflussen. Im Allgemeinen entsteht ein Fehler durch ablesen der Messdaten von analogen Anzeigen, sowie das einstellen der Saugspannung, welche auch analog erfolgte.

Außerdem ist das Nanoamperemeter, welches in Aufgabenteil c) verwendet wurde, sehr empfindlich und von der Umgebung leicht beeinflussbar, weswegen die Messergebnisse leicht verfälscht wurden.

Eine weitere Fehlerquelle ist möglicherweise die genäherte Gleichung (2) sein, aus der zum Beispiel auch Gleichung (11) hergeleitet wurde.