

¹



²

TECHNISCHE UNIVERSITÄT DORTMUND

³

PHYSIKALISCHES PRAKTIKUM

⁴

V504 - Thermische Elektronenemission

⁵

Elçin Akay, elcin.akay@tu-dortmund.de

⁶

Robin Hegering, robin.hegering@tu-dortmund.de

⁷

DURCHFÜHRUNG AM 28. MAI 2019

⁸

ABGABE AM 04. JUNI 2019

9 Inhaltsverzeichnis

10	1 Zielsetzung	3
11	2 Theorie	3
12	2.1 Charakteristische Größen des glühelektrischen Effekts	3
13	2.1.1 Austrittsarbeit und Energieverteilung der Leitungselektronen	3
14	2.1.2 Sättigungsstromdichte bei thermischer Elektronenemission	5
15	2.2 Elektrisches Verhalten der Hochvakuumdiode	5
16	2.2.1 Aufbau der Hochvakuumdiode	5
17	2.2.2 Raumladung innerhalb der Diode	5
18	2.2.3 Anlaufstromgebiet einer Hochvakuumdiode	7
19	2.2.4 Kennlinie einer Hochvakuumdiode	7
20	3 Durchführung	8
21	3.1 Aufnahme einer Kennlinienschar	8
22	3.2 Untersuchung des Anlaufstromgebiets	8
23	4 Auswertung	10
24	4.1 Bestimmung des Sättigungsstroms über die Kennlinien	10
25	4.2 Gültigkeit des Langmuir-Schottkyschen Raumladungsgesetzes	13
26	4.3 Bestimmung der Temperatur der Wolframkathode	14
27	4.4 Berechnung der Austrittsarbeit	16
28	5 Diskussion	16
29	Literatur	17

30 1 Zielsetzung

31 In diesem Versuch wird die Erzeugung freier Elektronen aus einer erwärmten Metallober-
32 fläche behandelt. Betrachtet wird dabei unter anderem die Temperaturabhängigkeit des
33 sogenannten glühelektrischen Effekts. Außerdem soll die materialspezifische Austrittsar-
34 beit der Elektronen aus einem Metall, hier Wolfram, bestimmt werden.

35 Des Weiteren soll das charakteristische elektrische Verhalten einer Hochvakuumdiode
36 untersucht werden, die in diesem Versuch zur Vermeidung der Wechselwirkung freier
37 Elektronen mit Materie verwendet wird.

38 2 Theorie

39 Der folgende Abschnitt erläutert die charakteristischen Größen des glühelektrischen
40 Effekts. Das elektrische Verhalten der verwendeten Hochvakuumdiode wird in einem
41 weiteren Abschnitt behandelt.

42 2.1 Charakteristische Größen des glühelektrischen Effekts

43 In diesem Abschnitt wird zunächst der Begriff der Austrittsarbeit anhand der Energie-
44 verteilung der sogenannten Leitungselektronen erklärt. Eine weitere wichtige Größe ist
45 die Sättigungsstromdichte, die im Anschluss behandelt wird.

46 2.1.1 Austrittsarbeit und Energieverteilung der Leitungselektronen

47 Um die von Elektronen aufzubringende Austrittsarbeit für Metalle beschreiben zu können,
48 muss zunächst die Struktur berücksichtigt werden. Metalle sind aufgrund des hohen
49 Ionisationsgrades ihrer in einem Kristallgitter angeordneten Atome sehr gut elektrisch
50 leitfähige Festkörper. In diesem räumlich periodischen Kristallgitter befinden sich au-
51 ßerdem die freigesetzten Elektronen, die nicht zu einem konkreten Ion gehören, sondern
52 sich im überlagerten Potential aller Ionen befinden. Diese werden Leitungselektronen
53 genannt. Näherungsweise lässt sich dieses Gitterpotential als konstant betrachten, da
54 lokale Unterschiede durch die Gitterstruktur ab einer gegen den Gitterabstand großen
55 Distanz zum Metall vernachlässigbar klein sind. Also herrscht im Inneren des Metalls
56 ein vom Bereich außerhalb verschiedenes konstant positives Potential ϕ (s. Abbildung 1).
57 Aufgrund des Superpositionsprinzips wirkt außerdem keine Kraft auf die Elektronen im
58 Inneren des Metalls, weshalb sich diese frei bewegen und somit für eine starke elektrische
59 und thermische Leitfähigkeit sorgen können. Um das Potential des Metalls verlassen zu
60 können, muss die Austrittsarbeit $e_0\phi$ aufgebracht werden.

Bei der Betrachtung der Austrittsarbeit muss die Energie der Elektronen im gebundenen Zustand berücksichtigt werden. Ist diese hoch genug, könnte die Metalloberfläche sogar spontan verlassen werden. Dazu muss nun die Quantentheorie mit einbezogen werden. Zunächst können Elektronen ausschließlich diskrete, allerdings dicht beieinander liegende Energiewerte annehmen. Außerdem ist das Pauli-Verbot wichtig, wonach bei Elektronen als Teilchen mit halbzahligem Spin jeder mögliche Zustand von maximal zwei Elektronen

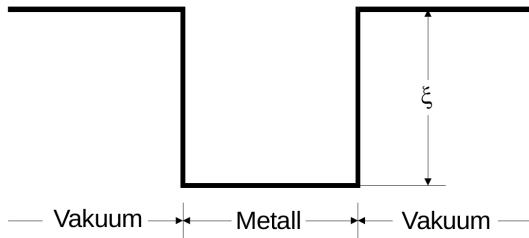


Abbildung 1: Modell eines Potentialtopfs für ein Metall [1].

mit entgegengesetztem Spin besetzt werden kann. Daraus resultiert eine endliche Energie sogar am absoluten Nullpunkt. Die Maximalenergie der Elektronen bei Temperatur $T = 0 \text{ K}$ wird als Fermische Grenzenergie ζ bezeichnet und ist abhängig von der Anzahl der Elektronen pro Volumeneinheit. Allgemein wird die Besetzungswahrscheinlichkeit eines Zustandes mit der Energie E über die Fermi-Diracsche Verteilungsfunktion

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

beschrieben, wobei k die Boltzmann-Konstante und T die Temperatur darstellen. Wie aus dem in Abbildung 2 dargestellten Graphen erkennbar ist, ist die minimale Austrittsenergie also $\zeta + e_0\phi$. Der Term ist selbst am Schmelzpunkt von z.B. Wolfram immer noch groß

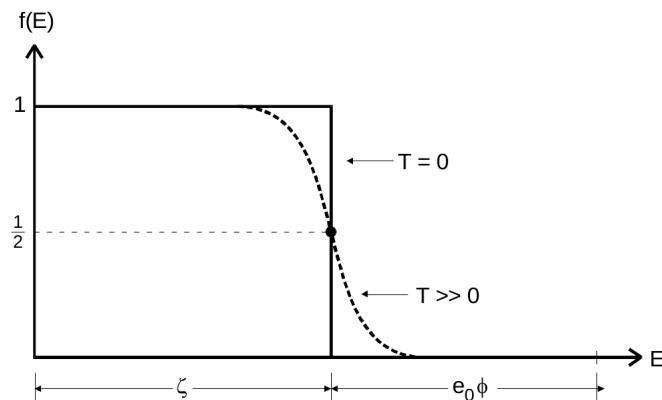


Abbildung 2: Graphische Darstellung der Fermi-Diracschen Verteilungsfunktion für $T = 0$ und $T \gg 0$ [1].

gegen kT , womit die Näherung

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

zulässig ist.

66 **2.1.2 Sättigungsstromdichte bei thermischer Elektronenemission**

67 Aus Gleichung (1) lässt sich außerdem die Sättigungsstromdichte $j_S(t)$ herleiten. Diese
 68 beschreibt die Anzahl der emittierten Elektronen pro Zeit- und Flächeneinheit und ist
 69 temperaturabhängig. Mithilfe der kinetischen Energie der Elektronen und der Fermi-
 70 Dirac-Verteilung ergibt sich nach Vergleich der Energieverteilung mit der minimal aufzu-
 71 bringenden Energie für die Emission eine Gleichung für die Sättigungsstromdichte. Diese
 72 wird als Richardson-Gleichung bezeichnet und hat die Form

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

73 **2.2 Elektrisches Verhalten der Hochvakuumdiode**

74 Die Untersuchung der Austrittsarbeit erfolgt in einer Hochvakuumdiode, um Messfehler
 75 durch Wechselwirkung mit Materie zu verhindern. In diesem Abschnitt wird deren
 76 elektrisches Verhalten untersucht. Dazu wird zuerst der Aufbau beschrieben, dann wird die
 77 Raumladung innerhalb der Diode betrachtet und abschließend wird eine charakteristische
 78 Kennlinie erklärt und speziell das Anlaufstromgebiet genauer betrachtet.

79 **2.2.1 Aufbau der Hochvakuumdiode**

80 Neben einem Hochvakuum ist zur Messung der Austrittsarbeit außerdem ein elektrisches
 81 Feld erforderlich, um die emittierten Elektronen abzusaugen. Dieses wird aufgebaut
 82 zwischen einer von einem Heizstrom durchflossenen Emitterkathode und einer Auffänger-
 83 anode. Es kann dabei angenommen werden, dass nur aus der Kathode emittiert wird, da
 84 die Emission aus der Anode aufgrund der geringeren Temperatur um mehrere Größen-
 85 ordnungen geringer ist. Der schematische Aufbau der Messapparatur ist in Abbildung 3
 dargestellt.

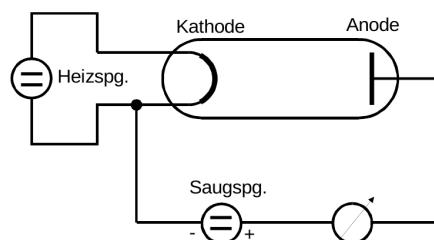


Abbildung 3: Schematische Darstellung der Beschaltung einer Hochvakuum-Diode [1].

86

87 **2.2.2 Raumladung innerhalb der Diode**

Der Anodenstrom hängt bei bekannter Kathodentemperatur außerdem von der Anoden-
 spannung ab. Ist diese Spannung zu niedrig, wird die Anode nicht von allen emittierten
 Elektronen erreicht. Der Strom wird erst bei ausreichend hoher Anodenspannung von der

Spannung unabhängig. Dabei muss beachtet werden, dass das Ohmsche Gesetz nicht gültig ist, da die Elektronen zwischen Kathode und Anode beschleunigt werden. Deshalb ist die Raumladungsdichte ρ abhängig vom Ort, damit die Kontinuitätsgleichung $j = -\rho v$ mit Stromdichte j und momentaner Elektronengeschwindigkeit v erfüllt ist. Das führt dazu, dass die inkonstante Raumladungsdichte ρ das von der Anode ausgehende elektrische Feld abschirmt und somit nicht alle emittierten Elektronen erfasst werden. Zur Beschreibung der Raumladung dient dabei die Potentialgleichung oder auch Poisson-Gleichung

$$\Delta V = -\frac{\rho}{\varepsilon_0}.$$

Mit der Näherung der Kathoden- und Anodenoberfläche als unendlich ausgedehnte ebene Oberflächen lässt sich aus der Poisson-Gleichung und einem Energieansatz eine Differentialgleichung aufstellen, deren Lösung

$$\sqrt[4]{V^3(x)} = \frac{3}{4} \sqrt{\frac{4j}{\varepsilon_0 \sqrt{2e_0/m_0}}} x$$

⁸⁸ ergibt. Daraus ist leicht zu erkennen, dass das Potential wie $\sqrt[3]{x^4}$ mit x ansteigt. Für die
⁸⁹ Feldstärke folgt mit $\mathbf{E} = -\text{grad } V$ eine Proportionalität von $x^{1/3}$ zum Abstand von der
⁹⁰ Kathode x . Abschließend ergibt sich die Gleichung für die Stromdichte zu

$$j = \frac{4}{9} \varepsilon_0 \sqrt{\frac{2e_0}{m_0}} \frac{V^{3/2}}{x^2}, \quad (3)$$

⁹¹ welche als Langmuir-Schottkysches Raumladungsgesetz bezeichnet wird. Das entsprechen-
⁹² de Gebiet im j - V -Diagramm einer Hochvakuumdiode wird Raumladungsgebiet genannt.
⁹³ Die sich ergebenden Zusammenhänge sind außerdem in Abbildung 4 graphisch dargestellt.

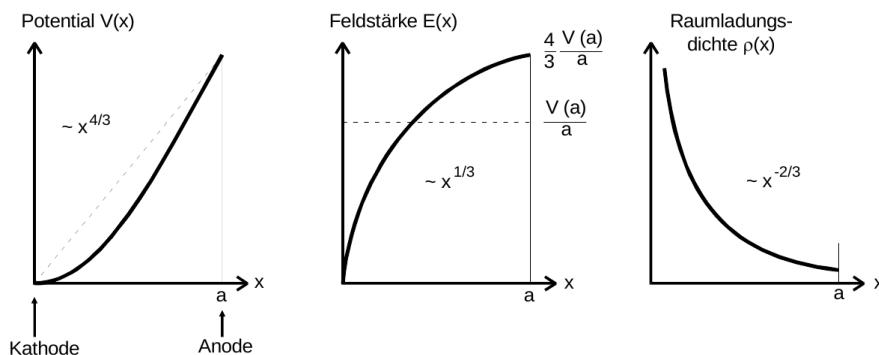


Abbildung 4: Graphische Darstellung der Abhängigkeiten von Potential V , Feldstärke E und Raumladungsdichte ρ vom Ort innerhalb des Raumladungsgebietes einer Hochvakuumdiode [1].

95 2.2.3 Anlaufstromgebiet einer Hochvakuumdiode

96 Im Gegensatz zur Theoriekurve nach Gleichung (3) tritt bei $V = 0$ ein von null verschiedener Anodenstrom auf. Dieser resultiert aus der Eigengeschwindigkeit der Elektronen
 97 bei Verlassen der Kathode. Nach der Fermi-Dirac-Statistik existieren für $T > 0$ K endlich
 98 viele Elektronen mit einer Eigenenergie oberhalb der Austrittsarbeit. Daher erhalten
 100 diese Elektronen den Energieüberschuss $\Delta E = E - (\zeta + e_0\phi)$ als kinetische Energie.
 101 Sie können deshalb gegen ein geringes Gegenfeld anlaufen. Der daraus resultierende
 102 Strom wird als Anlaufstrom bezeichnet. Um diesen bestimmen zu können, müssen die
 103 Potentialverhältnisse von Kathode und Anode betrachtet werden. Da beide elektrisch
 104 leitend in Verbindung stehen, liegen die Fermi-Oberflächen auf einer Höhe. Durch die-
 105 sen Prozess der Angleichung ergibt sich aufgrund der niedrigeren Austrittsarbeit der
 106 Kathode gegenüber der Anode ein positives Potential der Kathode. Dieses Potential
 107 wird als Kontaktpotential bezeichnet. Durch Anlegen eines zusätzlichen elektrischen
 108 Potentials V ergibt sich das Potential der Anode aus der Addition von Kontakt- und
 109 elektrischen Potential zu $\phi_{\text{ges}} = e_0\phi_A + e_0V$. Zu sehen sind die Beziehungen in Abbildung
 5. Daraus folgt für Elektronen, die die Anode erreichen können, dass sie mindestens

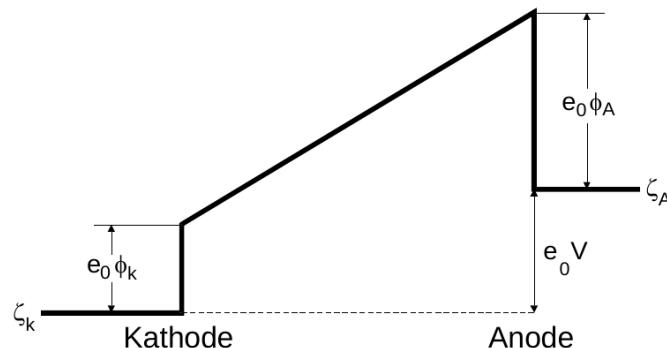


Abbildung 5: Darstellung der Potentialverhältnisse zwischen Kathode und Anode einer Hochvakuumdiode im Anlaufstromgebiet [1].

110 eine Energie von $e_0\phi_A + e_0V$ besitzen müssen. Mit der exponentiellen Abhängigkeit der
 111 Anzahl der Leitungselektronen mit Energie zwischen $E + dE$ von E ergibt sich für die
 112 Anlaufstromdichte
 113

$$j(V) = j_0 \exp - \frac{e_0\phi_A + e_0V}{kT} = C \exp - \frac{e_0V}{kT}. \quad (4)$$

114 2.2.4 Kennlinie einer Hochvakuumdiode

115 Die Kennlinie einer Hochvakuumdiode stellt die Stromdichte j oder analog den An-
 116 odenstrom I_A in Abhängigkeit vom Potential V dar. Diese lässt sich in die drei zuvor
 117 detaillierter beschriebenen Abschnitte Anlaufstrom-, Raumladungs- und Sättigungsstrom-
 118 gebiet unterteilen. Charakteristisch für das Anlaufstromgebiet ist dabei ein exponentieller
 119 Zusammenhang zwischen I und V im Bereich $V < 0$. Im Raumladungsgebiet gilt eine
 120 $\sqrt{V^3}$ -Abhängigkeit, die nur bis zu einer bestimmten Höhe der Anodenspannung zutrifft.

¹²¹ Dies ist der Fall, da die Zahl der pro Zeiteinheit emittierten Elektronen nur von der
¹²² Temperatur abhängt. Daran schließt sich das Sättigungsstromgebiet an, in dem der
¹²³ Anodenstrom asymptotisch einem Maximalwert zustrebt. Ein Beispiel für eine Kennlinie
einer Hochvakuumdiode ist in Abbildung 6 dargestellt. Anhand der daraus ersichtlichen

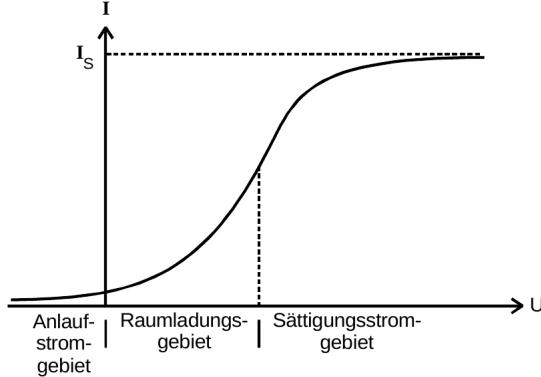


Abbildung 6: Beispiel der Kennlinie einer Hochvakuumdiode [1].

¹²⁴
¹²⁵ Daten lassen sich auch die Kathodentemperatur und die Austrittsarbeit bestimmen.

126 3 Durchführung

¹²⁷ Zur Bestimmung der Austrittsarbeit des Metalls Wolfram sowie der Untersuchung des
¹²⁸ elektrischen Verhaltens einer Hochvakuumdiode wird diese in eine Schaltung gemäß
¹²⁹ Abbildung 7 integriert.

130 3.1 Aufnahme einer Kennlinienschar

¹³¹ Zunächst wird für fünf verschiedene Heizspannungen U_H zwischen 2 A und 2,4 A der
¹³² Anodenstrom I_A in Abhängigkeit von der Anodenspannung U_A aufgenommen. Dazu wer-
¹³³ den nacheinander fünf verschiedene Heizströme mithilfe eines Konstantspannungsgeräts
¹³⁴ erzeugt. Dieser sowie die dazugehörige Heizspannung werden jeweils notiert. Anschlie-
¹³⁵ßend wird für jede Heizspannung die Anodenspannung von 0 V an hochgeregelt und der
¹³⁶ entsprechende Anodenstrom abgelesen, bis eine Sättigung zu erkennen ist.

¹³⁷ Um außerdem den Gültigkeitsbereich des Langmuir-Schottkyschen Raumladungsgebiete
¹³⁸ innerhalb der Kennlinien zu bestimmen, wird für einen maximal möglichen Heizstrom
¹³⁹ von 2,38 A die Anodenspannung im Bereich zwischen 0 und 30 V feinschrittiger erhöht,
¹⁴⁰ sodass mehr Messwerte für den Anodenstrom aufgenommen werden können.

141 3.2 Untersuchung des Anlaufstromgebiets

¹⁴² Zur Untersuchung des Anlaufstromgebiets wird die Schaltung wie in Abbildung 8 darge-
¹⁴³ stellt angepasst. Dies ist notwendig, da die nun fließenden Ströme sehr klein sind und
¹⁴⁴ daher Störfaktoren so gut wie möglich ausgeschaltet und möglichst kurze Kabel verwendet

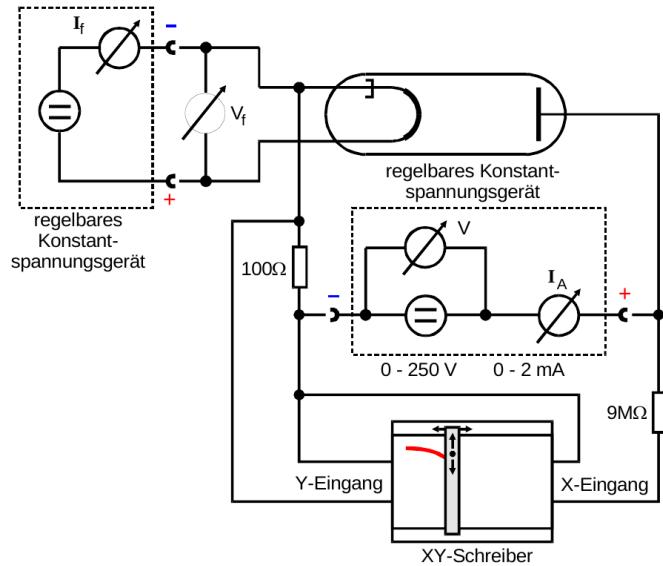


Abbildung 7: Zur Aufnahme der Kennlinien einer Hochvakuumdiode verwendete Schaltung [1].

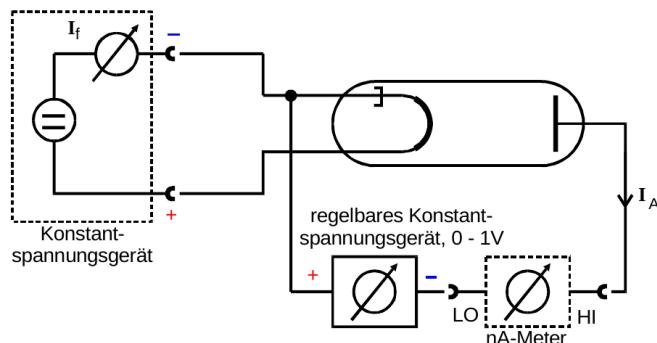


Abbildung 8: Zur Analyse des Anlaufstromgebiets modifizierte Schaltung mit Hochvakuumdiode [1].

145 werden müssen. Anschließend wird für einen Heizstrom von $2,38\text{ A}$ an der Anode eine
146 Gegenspannung im Bereich von 0 bis 1 V angelegt und schrittweise hochgeregelt. Erneut
147 wird der Anodenstrom am Nanoampermeter abgelesen.

148 **4 Auswertung**

149 Die zum Versuch und zur Messreihe benötigten Daten [1] lauten

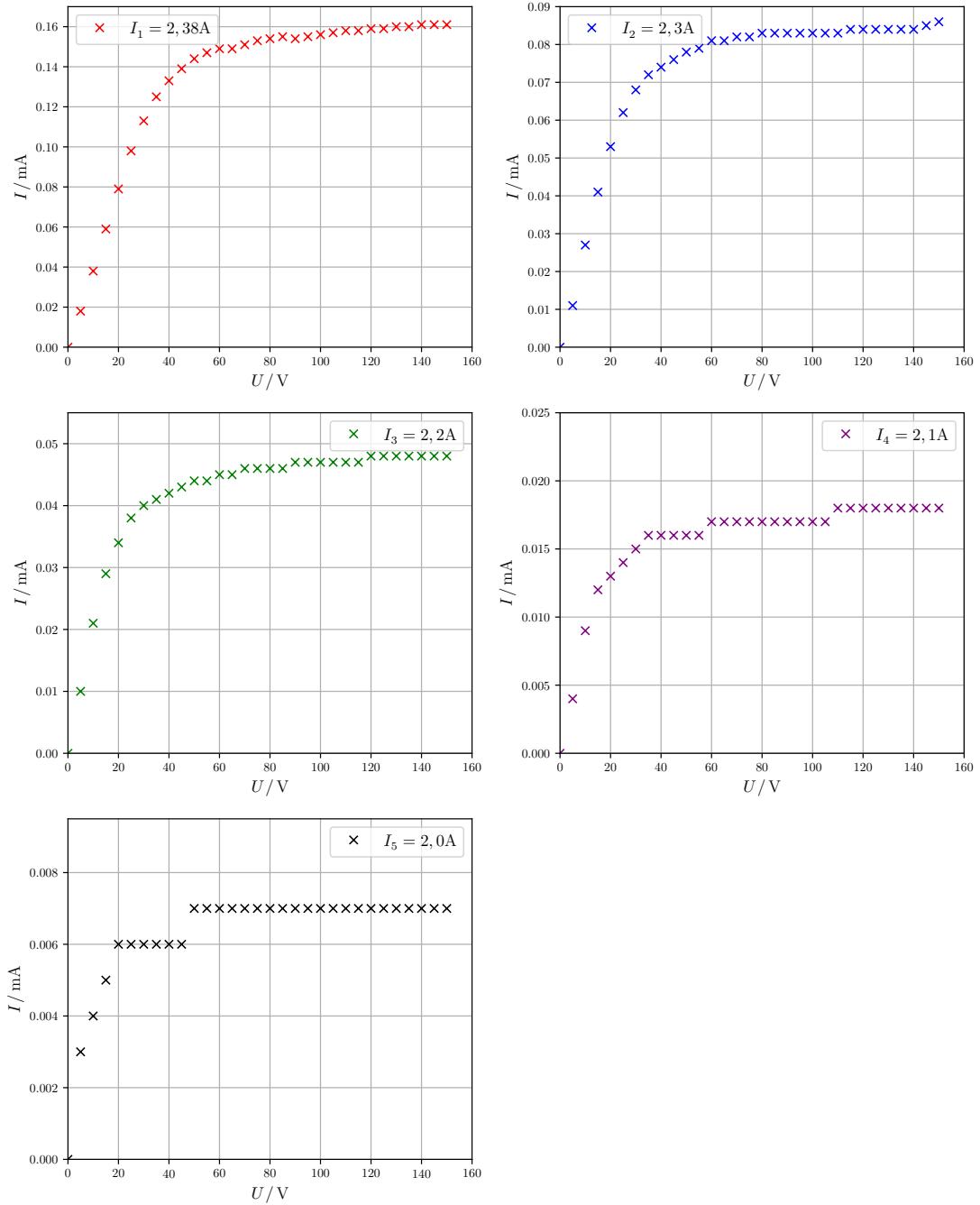
- 150 • Fläche der Diode $f = 0,35\text{ cm}^2$
- 151 • Elementarladung $e = 1,602 \cdot 10^{-19}\text{ C}$
- 152 • Boltzmann-Konstante $k_B = 1,380 \cdot 10^{-23}\text{ J/K}$
- 153 • Boltzmannsche Strahlungskonstante $\sigma = 5,7 \cdot 10^{-12}\text{ W/(cm}^3\text{ K}^4)$
- 154 • Emissionsgrad der Oberfläche $\eta = 0,28$

155 **4.1 Bestimmung des Sättigungsstroms über die Kennlinien**

156 Mit Hilfe der aufgenommenen Messwerte, welche in Tabelle 1 abgelesen werden können,
157 werden die Kennlinien in Abbildungen 9 erstellt.

Tabelle 1: Aufgenommene Messwerte zur Bestimmung des Sättigungsstroms durch die Kennlinienscharen.

$I_1 = 2,38$	Anodenstrom / mA					Anodenspannung U / V
	$I_2 = 2,30$	$I_3 = 2,20$	$I_4 = 2,10$	$I_5 = 2,00$		
0,000	0,000	0,000	0,000	0,000		0
0,018	0,011	0,010	0,004	0,003		5
0,038	0,027	0,021	0,009	0,004		10
0,059	0,041	0,029	0,012	0,005		15
0,079	0,053	0,034	0,013	0,006		20
0,098	0,062	0,038	0,014	0,006		25
0,113	0,068	0,040	0,015	0,006		30
0,125	0,072	0,041	0,016	0,006		35
0,133	0,074	0,042	0,016	0,006		40
0,139	0,076	0,043	0,016	0,006		45
0,144	0,078	0,044	0,016	0,007		50
0,147	0,079	0,044	0,016	0,007		55
0,149	0,081	0,045	0,017	0,007		60
0,149	0,081	0,045	0,017	0,007		65
0,151	0,082	0,046	0,017	0,007		70
0,153	0,082	0,046	0,017	0,007		75
0,154	0,083	0,046	0,017	0,007		80
0,155	0,083	0,046	0,017	0,007		85
0,154	0,083	0,047	0,017	0,007		90
0,155	0,083	0,047	0,017	0,007		95
0,156	0,083	0,047	0,017	0,007		100
0,157	0,083	0,047	0,017	0,007		105
0,158	0,083	0,047	0,018	0,007		110
0,158	0,084	0,047	0,018	0,007		115
0,159	0,084	0,048	0,018	0,007		120
0,159	0,084	0,048	0,018	0,007		125
0,160	0,084	0,048	0,018	0,007		130
0,160	0,084	0,048	0,018	0,007		135
0,161	0,084	0,048	0,018	0,007		140
0,161	0,085	0,048	0,018	0,007		145
0,161	0,086	0,048	0,018	0,007		150



Der Sättigungsstrom I_s wird näherungsweise aus den jeweiligen Abbildungen entnommen. Dies entspricht ungefähr dem Maximum der Sättigungskurve und ergibt

$$I_{s_1} = 0,158 \text{ mA}$$

$$I_{s_2} = 0,084 \text{ mA}$$

$$I_{s_3} = 0,047 \text{ mA}$$

$$I_{s_4} = 0,018 \text{ mA}$$

$$I_{s_5} = 0,007 \text{ mA}$$

¹⁵⁸ 4.2 Gültigkeit des Langmuir-Schottkyschen Raumladungsgesetzes

¹⁵⁹ Ergänzend zur Theorie (Abschnitt 2.2.4) wird in der Abbildung 10 durch eine lineare
¹⁶⁰ Ausgleichsfunktion zwischen 0 V bis 17,5 V der Raumladungsbereich dargestellt. Die
¹⁶¹ lineare Ausgleichsfunktion hat die Form

$$\log \frac{I}{I_0} = m \cdot \log \frac{U}{V} + b.$$

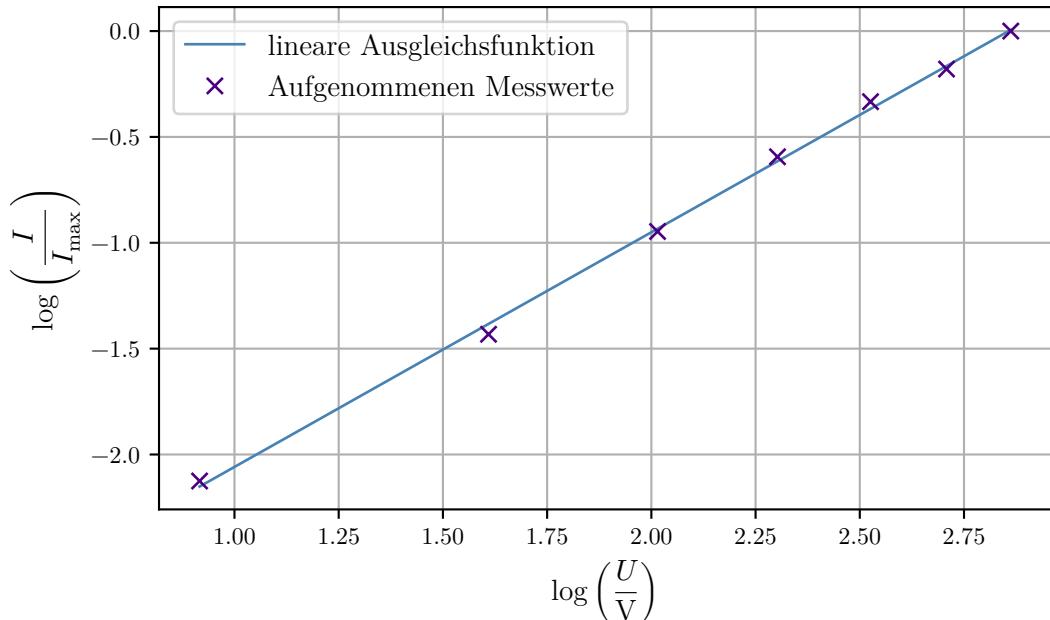


Abbildung 10: Lineare Darstellung der logarithmierten Stromstärke I gegen die angelegte logarithmierte Spannung U .

¹⁶² Die Werte der lineare Ausgleichsfunktion werden mit `python 3.7.1` erstellt und liefern
¹⁶³ für die Steigung m und den Ordinaten-Abschnitt b

$$\begin{aligned} m &= (1,1085 \pm 0,0189) \\ b &= -(3,1672 \pm 0,0423) . \end{aligned}$$

¹⁶⁴ **4.3 Bestimmung der Temperatur der Wolframkathode**

¹⁶⁵ Zur Bestimmung der Temperatur wird die Gleichung (4) genutzt, und nach der Temperatur
¹⁶⁶ T umgestellt. Somit folgt

$$T = \frac{e}{m \cdot k_B} .$$

¹⁶⁷ Hierbei ist m die in der Abbildung 11 bestimmte Steigung. Es muss jedoch beachtet
¹⁶⁸ werden, dass das Amperemeter einen Innenwiderstand $R_i = 1 \text{ M}\Omega$ besitzt. So ergibt sich
¹⁶⁹ für die korrigierte Spannung eine Gleichung von

$$U_{\text{Korr}} = U - R_i \cdot I$$

¹⁷⁰ In der Abbildung 11 wird die Stromstärke logarithmisch aufgetragen und als Funktion
¹⁷¹ der Spannung U_{Korr} dargestellt. So kann nun die Steigung m und der Ordinatenabschnitt
¹⁷² b mit `python 3.7.1` berechnet werden. Durch die Ausgleichsfunktion der Form

$$f(U_{\text{Korr}}) = \log \frac{I}{\text{mA}}$$

folgt für die Parameter

$$\begin{aligned} m &= (-6,881 \pm 0,191) \text{ 1/nV} \\ b &= (-1,152 \pm 0,119) . \end{aligned}$$

¹⁷³ So ergibt sich eine Temperatur T von

$$T = (1686,142 \pm 46,964) \text{ K} .$$

¹⁷⁴ Der Fehler wird mittels `python 3.7.1` berechnet. Die Temperatur der Kathode kann
¹⁷⁵ aber auch durch die Leistungsbilanz des Heizstromdrahtes abgeschätzt werden. Dazu
¹⁷⁶ wird die Leistung

$$N_{\text{zu}} = U_H \cdot I_H$$

¹⁷⁷ bestimmt. Um die Leistung der Strahlung anhand des Stefan-Boltzmann Gesetzes zu
¹⁷⁸ berechnen, wird

$$N_{\text{Str}} = A\sigma\eta T^4$$

¹⁷⁹ genutzt, wobei die Konstanten aus dem Anfang des Kapitels 4 zu entnehmen sind. Die
¹⁸⁰ Wärmeleistung der Apparatur N_{WL} wird zu einem Watt abgeschätzt. Die Temperatur T
¹⁸¹ berechnet sich demnach aus der Formel

$$T = \sqrt[4]{\frac{I_f U_f - N_{\text{WL}}}{f\eta\sigma}}$$

¹⁸² und die ermittelten Werte sind in der Tabelle 2 aufgeführt.

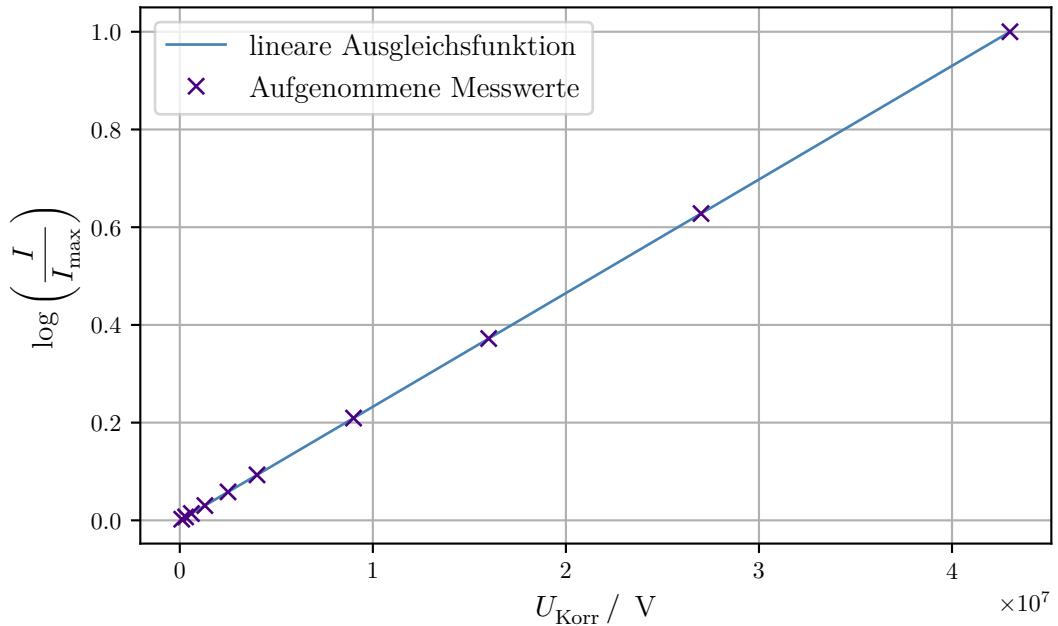


Abbildung 11: Logarithmische Darstellung der Division des Anlaufsstroms I durch den Maximalstrom I_{\max} gegen die korrigierte Spannung U_{Korr} .

Tabelle 2: Die ermittelten Temperaturen T mit Hilfe des Heizstromkreises.

Heizstrom I_t / mA	Heizspannung U_t / V	Temperatur T / K
2,00	3,1	1746,73
2,10	3,2	1788,84
2,20	3,7	1890,81
2,30	3,9	1943,52
2,38	4,0	1976,21

¹⁸³ **4.4 Berechnung der Austrittsarbeit**

¹⁸⁴ Um die Austrittsarbeit zu berechnen, wird die Gleichung (2) verwendet und nach dem
¹⁸⁵ Potential ϕ umgestellt. Es ergibt sich

$$\phi = -\ln \left(\frac{I_S h^3}{4\pi e_0 m_0 k_B^2 T} \right) \cdot \frac{k_B T}{e_0}.$$

¹⁸⁶ Mit der Austrittsarbeit $W_A = e_0 \cdot \phi$ wird die Gleichung umgeformt zu

$$W_A = -\ln \left(\frac{I_S h^3}{4\pi e_0 m_0 k_B^2 T^2} k_B T \right).$$

¹⁸⁷ So lässt sich zu jeder in Tabelle 2 aufgeführter Temperatur eine Austrittsarbeit bestimmen.
¹⁸⁸ Diese sind in der Tabelle 3 aufgeführt.

Tabelle 3: Die ermittelten Austrittsarbeiten W_A mit Hilfe des Sättigungsstroms I_s und der ermittelten Temperaturen T .

Sättigungsstrom I_s / nA	Temperatur T / K	Austrittsarbeit W_A / eV
0,158	1746,73	5,67
0,084	1788,84	5,91
0,047	1890,81	6,36
0,018	1943,52	6,71
0,007	1976,21	6,99

¹⁸⁹ Mit Hilfe von `python 3.7.1` und dem Paket `uncertainties` ergibt sich für die Austrittsarbeit W_A ein Mittelwert und eine Standardabweichung von

$$W_{\text{mittel}} = (6,335 \pm 0,487) \text{ eV}.$$

¹⁹¹ **5 Diskussion**

¹⁹² Die Abweichungen vom Theoriewert berechnen sich aus

$$\Delta x = \frac{x_{\text{exp}}}{x_{\text{theo}}} - 1$$

¹⁹³ Die Kennlinien in 4.1 zeigen prinzipiell gute Verläufe. Lediglich die Abbildung zu einem
¹⁹⁴ Heizstrom von $I = 2,0$ A zeigt eine sehr schnell erreichte Sättigung, was den Verlauf im
¹⁹⁵ Gesamtbild ziemlich uninteressant wirken lässt. Die Abweichung des Exponenten $I \propto U^{1,109}$
¹⁹⁶ liegt aufgrund der charakteristischen Verläufe auch relativ nahe am Literaturwert
¹⁹⁷ von $I \propto U^{1,5}$. Die Abweichung beträgt 27,0 % .

¹⁹⁸ Der Literaturwert für die Temperatur und Austrittsarbeit einer Wolframkathode ist in
¹⁹⁹ Tabelle 4 abgebildet.

Tabelle 4: Abweichungen vom ermittelten Temperatur- und Austrittsarbeitswert zum Theoriewert [2, S. 10] .

Temperatur T_{exp} / K	Temperatur T_{theo} / K	Abweichung %
1686,142 ± 46,964	2600	35,15
Austrittsarbit $W_{A,\text{exp}}$ / eV	Austrittsarbit $W_{A,\text{theo}}$ / eV	Abweichung %
6,335 ± 0,487	4,53	39,85

200 Es lässt sich sagen, dass die Messreihe eine relativ kleine Abweichung zeigt. Trotz
 201 geringer Erwartung ist die erste ermittelte Temperatur nicht deutlich kleiner als die zweite
 202 ermittelte Temperatur. Bei der ersten Temperatur war eine geringere Heizstromstärke und
 203 Heizspannung als bei der Kennlinienmessung. Gründe für die unterschiedlichen Werte
 204 können Fehler bei Angabe der Fläche von der Diode sein, oder der Emissiongrad der
 205 Oberfläche. Es lässt sich also sagen, dass größtenteils systematische Fehler vorliegen. Eine
 206 falsche Verkabelung kann schnell für die Verfälschung einer Anlaufkurve führen. Dadurch,
 207 dass die auftretenden Ströme in einer sehr kleinen Größenordnung von Nanometern
 208 liegen, ist es sehr wichtig, den Übergangswiderstand in den Kabeln zu verringern.

209 Durch die Ergebnisse lässt sich jedoch sagen, dass eine erfolgreiche Messreihe stattge-
 210 funden hat.

211 Literatur

- 212 [1] TU Dortmund. *Versuchsanleitung zum Versuch V504*. 27. Mai 2019. URL: <http://129.217.224.2/HOME PAGE/MEDPHYS/BACHELOR/AP/SKRIPT/V504.pdf>.
- 213 [2] TU Lectures. *Kapitel 4, Elektronen und Ionenquellen*. 27. Mai 2019. URL: https://tulectures.web.cern.ch/TULECTURES/Folien/04_Elektronen%20und%20Ionenquellen_MB.pdf.